

# Перспективные оптические инфокоммуникационные технологии и квантовые коммуникации

## История развития оптической связи. Оптические волокна.

### Введение в дисциплину.

Наша дисциплина называется «Перспективные оптические инфокоммуникационные технологии и квантовые коммуникации». По ней предусмотрено 6 лекций. Кроме лекций у предусмотрено 14 часов лабораторных работ и 16 часов практических занятий. Все занятия у Вас буду вести я. Я постараюсь освежить и углубить Ваши знания по волоконно-оптическим системам связи (ВОСС), информационным технологиям, пассивным и активным компонентам ВОСС, явлениям, происходящим в оптических волокнах, тенденциям их развития. Занятий у нас много, надеюсь, что Вы будете их посещать. Я буду отвечать на Ваши вопросы на занятиях и в другие часы.

Вы выбрали очень интересную область науки и техники – оптическую связь и правильную выпускающую кафедру «Фотоники и линий связи». Это дает Вам право участвовать в научных и учебно-методических работах, которые проводятся на кафедре, пользоваться некоторыми кафедральными возможностями. В Вашем распоряжении все наши учебно-исследовательские лаборатории (перечислить), очень хорошая профессиональная электронная библиотека (научим пользоваться), компьютерные программы (которые надо осваивать), позволяющие моделировать элементы, узлы, устройства и сами системы оптической связи. Вы можете выбирать себе научных руководителей (со степенями) и консультантов среди преподавателей нашей кафедры (перечислить).

Надеюсь, что Вы выбрали или выберете себе научных руководителей и будете заниматься научной работой, завершением которой должна стать магистерская диссертация. Для установления прямой и обратной связи запишите мне Ваши мобильные телефоны и электронные адреса, а также ФИО Ваших руководителей и интересующие Вас темы диссертаций.

28 февраля и 1 марта 2018 года состоится ежегодная конференция ППС СПбГУТ, в работе которой Вы, как магистранты, должны принять участие (пока, наверное, без доклада).

Теперь к дисциплине. Многое из того, что мы будем с Вами обсуждать, Вы знаете, точнее, имеете об этом некоторое представление. Я и другие наши преподаватели постараемся превратить Ваше представление в углубленные знания и умения их использовать для решения задач, возникающих в научных исследованиях, проектировании, строительстве и эксплуатации ВОСС.

Я ставлю своей целью углубленное изучение:

- современных перспективных оптических технологий и систем передачи, приема и обработки оптических сигналов с различными видами модуляции, кодирования и мультиплексирования, включая системы оптической связи в открытом пространстве;
- процессов распространения излучения в оптических волокнах с учетом линейных и нелинейных явлений;
- принципов действия, конструкций и параметров основных пассивных и активных элементов оптических линейных трактов.

Изложение материала будет проводиться с учетом истории развития инфокоммуникационных технологий, оптической связи, ее элементной базы. Также мы постараемся определить направления их развития в ближайшем будущем.

На практических и лабораторных занятиях для закрепления и углубления знаний, формирования навыков работы с измерительным оборудованием будет использоваться

имитационное моделирование как отдельных элементов, так и систем связи в целом с использованием программы OptiSystem, Gain Master и других программных продуктов.

В результате изучения этих дисциплин, Вы должны знать преимущества и недостатки различных инфокоммуникационных технологий, методов модуляции, кодирования, мультиплексирования и обработки сигналов в оптическом и электрическом трактах ВОСС. Вы должны знать и уметь использовать в проектных и других расчетах параметры пассивных и активных устройств ВОСС, включая линейные и нелинейные параметры оптических волокон (ОВ).

Наши выпускники должны уметь теоретически и экспериментально оценивать качество связи, эффективность технических решений, используя понятия скорости, объема передаваемой информации, отношения сигнала к шуму, полосы частот и другие. Они должны уметь пользоваться современными методами и средствами измерений в линейных трактах ВОСС, представлять себе тенденции развития инфокоммуникационных технологий и элементной базы ВОСС.

Хочу также предупредить Вас, что я и, как мне кажется, другие преподаватели не являемся всезнайками, в такой бурно развивающейся области, как оптическая связь. Я не отличаюсь безупречной памятью, иногда сомневаюсь в правильности своих знаний. Поэтому прошу на занятиях задавать мне вопросы, но не перебивать на полуслове. Я буду стараться отвечать сразу, но возможно для ответов на некоторые вопросы мне понадобится взять тайм аут.

Информационных материалов по всем вопросам, которые мы будем изучать, у меня более чем достаточно, но в связи с очень быстрым развитием этой отрасли знаний, невозможностью быстрого освоения нового материала с глубоким его пониманием, мы будем учиться вместе, я буду учить Вас, а Вы меня. Все мои материалы в Вашем распоряжении. В связи со сказанным, мои материалы требуют критического осмысления, структурирования, редакторской правки и дополнения. Я надеюсь на Вашу помощь в доработке моих материалов. Все материалы буду передавать Вам по мере их изучения.

## **Краткое введение в историю развития ВОСС**

Принято отсчитывать развитие ВОСС с 1974 года (как показано на рис. В1), когда появились первые коммерческие волоконно-оптические линии связи (ВОЛС) по многомодовым оптическим волокнам (ОВ). Однако еще до 1974 года были сделаны открытия, заявлены изобретения и проведены планомерные научные исследования, заложившие основы оптической связи в открытом пространстве и по направляющим системам связи.

Важнейшим изобретением, сделавшим оптическую связь реальностью, было создание мощного, монохроматического малогабаритного источника излучения (лазера) с узкой диаграммой направленности. Теория и принципы создания усилителей и генераторов оптического излучения были развиты в 1957-1960 годах 20 века советскими физиками академиками Н. Басовым и А. Прохоровым и американскими физиками Ч. Таунсом и А. Шавловым. Позже в 1964 году за эти работы Н. Басов, А. Прохоров и Ч. Таунс стали лауреатами Нобелевской премии по физике.

С 60-х годов 20 века стала популярной идея об использовании лазеров для оптической связи. Рассматривались два основных направления для создания оптической связи: узким световым лучом в открытом пространстве и использование оптических волноводов (направляющих систем связи).

Для реализации систем связи в открытом пространстве, т.е. в атмосфере Земли, в 60-70 годы 20 века были проведены обширные исследования свойств атмосферы. К сожалению, оказалось, что связь в атмосфере на большие расстояния (десятки-сотни км.) не возможна из-за значительного поглощения и рассеяния света. Такие атмосферные явления, как дождь, снег, туман могут вызывать значительное ухудшение и даже

перерывы в связи. Однако системы связи в открытом пространстве на относительно небольшие расстояния (от сотен метров до единиц километров) существуют, обладают рядом преимуществ и развиваются, занимая свою нишу в общей структуре сетей связи.

Другим направлением развития ВОСС было создание волноводов для передачи оптических сигналов на значительные расстояния. В 60 годах проводились исследования цилиндрических линзовых волноводов, представляющих собой непрозрачные трубы со стеклянными линзами, которые фокусировали расходящиеся световые потоки. Предлагалось даже вместо стеклянных линз использовать, т.к. называемые газовые линзы, в которых необходимое изменение показателя преломления создавалось за счет нагрева газа в волноводе с помощью специальной формы нагревателей. Это направление оказалось тупиковым.

В качестве направляющих систем связи также предлагалось использовать волоконные световоды из оптического стекла, которые появились в середине 50-х годов 20 века. Первые отечественные оптические волоконные световоды и жгуты для нужд оптического приборостроения были разработаны и изготовлены в Государственном оптическом институте им. акад. Вавилова, который находится в Санкт-Петербурге. Этими работами занимались доктора технических наук В.Б. Вейнберг, Д.К. Саттаров и Ю.Н. Кондратьев, кандидат технических наук В.Х. Ягмуров, которые также разработали теоретические вопросы распространения света по световодам. Однако в 60 годы 20 века волоконные световоды из многокомпонентных стекол обладали большим коэффициентом затухания порядка тысячи дБ/км.

При обсуждении вопроса о возможности использования ОВ для связи было установлено, что о коммерческом использовании ВОСС можно говорить в том случае, если коэффициент затухания в ОВ будет меньше  $\alpha=5$  дБ/км. Эту задачу решила американская компания «Corning Glass» в 1970 году. Она получила коэффициент в затухания меньше  $\alpha=4$  дБ/км в кварцевом многомодовом ОВ на длине волны 850 нм и положила начало эре оптической связи.

Немного о компании «Corning Glass». Она существовала еще в 19 веке и выполняла заказы самого Томаса Эдиссона на производство стеклянных ламп накаливания. Эта же компания была лидером в производстве стеклянных кинескопов для телевизоров. Секретом долголетия и процветания компании было ее отношение к научным исследованиям. Компания всегда выделяла на науку значительную долю прибыли. Она и сегодня является признанным лидером в разработке и производстве современных ОВ. Она первой стала выпускать одномодовые ОВ, ОВ без водяных пиков поглощения, ОВ не чувствительные к изгибам. Компания имеет постоянное представительство в Москве, и значительная часть кабелей отечественного производства изготавливается с использованием ОВ производства этой компании.

В 70 годы кроме вакуумных фотоприемников (фотоэлементов и фотоумножителей) появились полупроводниковые быстродействующие и высокочувствительные фотоприемники (фотодиоды) на основе кремния и германия, которые могли использоваться в оптической связи.

Таким образом, до появления первых коммерческих ВОЛС была разработана технология изготовления многомодовых ОВ с малым затуханием, появились недорогие полупроводниковые источники и приемники излучения на длину волны  $\lambda=0.85$  мкм с соответствующими электронными микросхемами. Были разработаны технологии сращивания ОВ (склейка, сварка), первые пассивные устройства для разъёмного соединения ОВ между собой, а также для соединения ОВ с источниками и приемниками излучения, элементы кроссового оборудования и т.п.

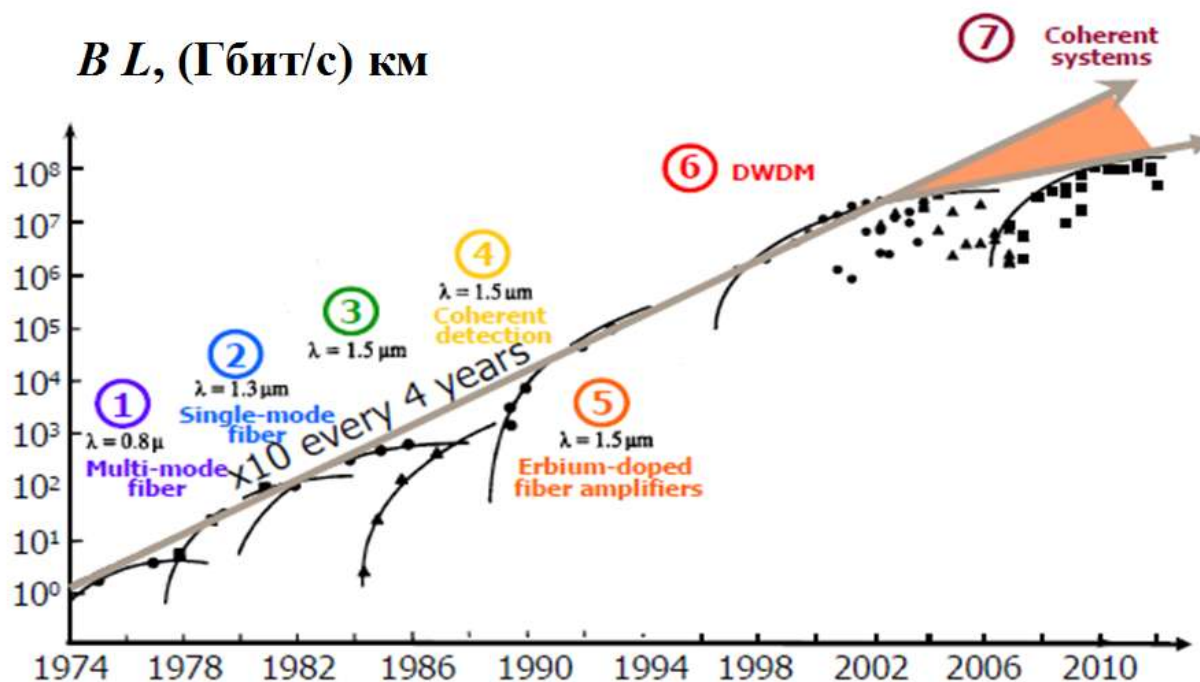


Рис. В1. Основные этапы развития волоконно-оптических систем связи

На первом этапе (помечен цифрой 1 на рис. В1) развития ВОСС (ориентировочно с 1974 по 1978 г.) ограничивались функциями перекодирования многоканального двоичного электрического сигнала существующих систем передачи с асинхронной цифровой иерархией в линейный код и преобразования электрического сигнала в оптический сигнал, его передачу по волоконно-оптическому тракту (ВОЛТ), прием ослабленного сигнала и его преобразование в электрический сигнал, обратное преобразование линейного кода и передачу электрического сигнала в систему передачи. Для компенсации затухания в линейном тракте, а также для вывода информации в промежуточных узлах связи использовались оптические регенераторы.

На этом этапе развития использовались многомодовые ОВ, самым большим недостатком которых является наличие значительной межмодовой дисперсии, резко ограничивающей скорость передачи и максимальное расстояние между регенераторами. Для ВОСС первого поколения использовалась длина волны  $\lambda=850$  нм, на которой кварцевые ОВ имеют относительно большой коэффициент затухания примерно  $\alpha=3-4$  дБ/км. Эти недостатки ограничивали скорость передачи десятками МГбит/с и расстояниями до  $l=10-15$  км. По параметрам ВОСС первого поколения существенно не превосходили, а то и уступали, существующим системам связи по электрическим кабелям. Использовались в качестве соединительных линий между городскими АТС и в локальных сетях (до 2 км).

На 2 этапе (ориентировочно 1978-1984 г.) основными достижениями в ВОСС были переход на длину волны 1300 нм при использовании многомодовых ОВ с градиентным профилем показателя преломления (ППП). На этой длине волны затухание в кварцевых ОВ значительно меньше и составляет  $\alpha=0.35-0.4$  дБ/км. Были разработаны одномодовые ОВ со ступенчатым ППП с длиной волны отсечки  $\lambda_{ot}=1.27$  мкм. Это означает, то, что в ОВ на длине волн, превышающей длину волны отсечки, реализуется одномодовый режим работы, а на меньших длинах волн реализуется многомодовый режим. Такие ОВ еще называют стандартными и обозначают SF. Это позволило резко увеличить скорость передачи за счет исключения межмодовой дисперсии в одномодовом ОВ и увеличить максимальное расстояние между регенераторами за счет уменьшения коэффициента затухания. Надо отметить, что на длине волны нулевой дисперсии  $\lambda_D=1310$  нм

хроматическая дисперсия (основная причина ограничения скорости передачи в одномодовом ОВ за счет расширения оптических импульсов) стремится к нулю. Скорости ВОСС второго поколения возросли до сотен МГбит/с, а расстояния до 80-100 км. Недостатком ВОСС второго поколения был сравнительно большой коэффициент затухания  $\alpha=0.4$  дБ/км на длине волны  $\lambda_D=1310$  нм, ограничивающий максимальное расстояние между регенераторами.

В этот же период появились и одномодовые лазеры с длиной волны  $\lambda=1310$  нм.

На 3-4 этапах (ориентировочно 1984-1990 г.) происходил переход быстродействующих ВОСС большой протяженности на длину волны  $\lambda=1550$  нм, на которой коэффициент затухания был минимальным и составлял  $\alpha=0.2$  дБ/км для одномодовых ОВ со ступенчатым ППП. Были разработаны соответствующие одномодовые узкополосные источники излучения. К сожалению, переход на длину волны  $\lambda=1550$  нм сопровождается резким увеличением хроматической дисперсии (ХД) в стандартном ОВ до  $D_x = +18$  пс/(нм км). Отметим, что ХД на длине волны  $\lambda=1310$  нм менее  $D_x = 3$  пс/(нм км). Это обстоятельство не дает реализовать в полной мере уменьшение затухания в ОВ на длине волны  $\lambda=1550$  нм. Были предложены различные пути преодоления этой проблемы, которые используются и в настоящее время. Первый способ это применение в ЛВОТ компенсаторов ХД, которые включаются последовательно с основным ОВ. Компенсаторы используют либо компенсирующее ОВ с большой отрицательной ХД на длине волны  $\lambda=1550$  нм, либо специальное ОВ с нанесенной на сердцевину брэгговской решеткой. Второй способ это разработка одномодовых ОВ с меньшей ХД на длине волны  $\lambda=1550$  нм. Первая разработка получила название ОВ со смещенной дисперсией и обозначается DSF. Это ОВ идеально подходит для одноканальных ВОСС. На длине волны  $\lambda=1550$  нм оно имеет минимальное затухание и одновременно минимальную ХД. Почти идеальное ОВ для одноканальных ВОСС.

Отметим, что ВОСС с ограниченными требованиями по скорости передачи и максимальному расстоянию на стандартном одномодовом ОВ и длине волны  $\lambda=1310$  нм продолжают использоваться до настоящего времени.

На этом же этапе появились первые разработки когерентных систем связи, но они не увенчались большими успехами из-за недостаточного развития элементной базы в 90 годы 20 века. Основной проблемой было создание когерентных приемников оптического излучения, основанных на смешении оптического излучения сигнала (с амплитудной, частотной, фазовой или поляризационной модуляцией) с излучением оптического гетеродина. При этом возникает разностная (промежуточная) радиочастота, которая сохраняет информацию о всех параметрах модулированного оптического излучения. С помощью соответствующих детекторов (амплитудного, частотного, фазового или поляризационного) переданная информация может быть восстановлена. Когерентный прием в принципе может повысить чувствительность приемного устройства, расширяет возможности ВОСС по использованию различных способов модуляции, а не только модуляции по интенсивности. Все усилия исследователей на этом этапе были направлены на создание источников оптического когерентного монохроматического излучения со стабильной фазой для гетеродина. Для создания когерентных систем связи

На 5 этапе (ориентировочно 1990-1998 г.) началось внедрение в высокоскоростные ВОСС большой протяженности с длиной волны  $\lambda=1550$  нм эрбиевых оптических усилителей (EDFA). Это позволило отказаться от части регенераторов, увеличить длину регенерационного участка, упростить и удешевить аппаратную часть. В этот достаточно большой период происходило совершенствование элементной базы волоконно-оптической связи, повышение скорости передачи ВОСП и их широкое внедрение на сетях связи. Все магистральные линии связи стали оптическими.

На 6 этапе (ориентировочно 1998-2006 г.) начали внедрять ВОСС с плотным мультиплексированием в волновой области (DWDM) на длинах волн  $\lambda=1528-1560$  нм. Это позволило в десятки раз увеличить пропускную способность каждого ОВ. Однако для успешного внедрения ВОСС понадобилась разработка новых типов ОВ, так называемых одномодовых ОВ с ненулевой смещенной дисперсией NZ DSF. Это связано с тем, что в этом диапазоне длин волн стандартное ОВ (SF) имеет большую ХД, которую надо компенсировать, а в ОВ со смещенной дисперсией (DSF), которые имеют ХД меньше  $D_x=3$  пс/(нм км), сильно проявляются нелинейные явления. Нелинейные явления в ОВ DSF обусловлены тем, что длина волны нулевой дисперсии ( $\lambda_D=1550$  нм) лежит в середине используемого диапазона длин волн. Это приводит к расширению спектра оптического сигнала и, что самое главное, к взаимным помехам между каналами DWDM. Обычно для уменьшения перекрестных помех между соседними каналами до допустимой величины достаточно иметь величину ХД в ОВ в используемых каналах меньше  $D_x=3-5$  пс/(нм км). Этим требованиям удовлетворяют ОВ NZ DSF.

На 7 современном этапе (ориентировочно с 2006 г.) начали внедрять высокоскоростные когерентные ВОСС. Это стало возможным благодаря успехам в электронной схемотехнике и принципиальному отказу от решения задачи создания высокостабильного гетеродина с неизменяющейся фазой. Было осознано, что неизменность частоты, фазы и состояния поляризации должны сохраняться на приеме в течение нескольких тактов используемой системы передачи. Информация о передаваемом сигнале может быть извлечена из изменений результата смешения сигнала и гетеродина в соседних тактах. После оптической обработки сигналов, разделения их на квадратурные составляющие, они поступают на фотоприемники и преобразуются в электрические сигналы, которые в быстродействующих аналого-цифровых преобразователях (АЦП) преобразуются в цифровые коды. Коды поступают в быстродействующий сигнальный процессор, который их обрабатывает, устраняет последствия ХД и поляризационно-модовой дисперсии (ПМД), восстанавливает частоту, фазу и поляризацию сигнала. Отметим, что дестабилизирующие факторы изменяют параметры сигнала, прошедшего большой путь по реальному волокну, подверженному изменениям температуры, механическим воздействиям, например, вибрациям. Возникают изменения амплитуды, фазы и поляризации излучения. Частота, фаза и поляризация излучения гетеродина также могут изменяться во времени. Общим для всех этих процессов является то, что они происходят медленно и цифровая обработка может их отслеживать, управляя частотой и фазой гетеродина.

Из рис. В1 следует, что произведение скорости передачи на максимальное расстояние  $BL$  возросло в 10 раз за каждые 4 года вплоть до 2004 года (конца 6 этапа). Далее процесс несколько замедлился.

## **1. Тенденции развития конструкций и параметров ОВ и расширение области их применения.**

### **1.1. Классификация оптических волокон для телекоммуникаций. Их параметры.**

По назначению все ОВ можно разделить на телекоммуникационные и специальные. К телекоммуникационным относятся все ОВ, предназначенные для передачи оптических сигналов по сетям связи. Специальные ОВ можно разделить на много групп. По назначению эти ОВ делятся на следующие группы:

для передачи сигналов и изображений в медицине, в оптических приборах и промышленных установках;

для волоконно-оптических датчиков (сенсоров); для выполнения функций коррекции работы телекоммуникационных ОВ, например, ОВ для компенсации хроматической и поляризационно-модовой дисперсии;

для использования в качестве активных сред для создания оптических усилителей и генераторов;

телекоммуникационные ОВ для работы в особых условиях: повышенной или пониженной температуры, радиации, вибраций, для работы под водой, под землей, в космосе.

По используемым материалам телекоммуникационные ОВ делят на кварцевые и пластиковые (полимерные). Основное назначение кварцевых ОВ это передача оптических сигналов на большие расстояния с минимальным затуханием и искажениями. Полимерные ОВ находят ограниченное применение в локальных и объектовых сетях малой протяженности из-за дешевизны и упрощенных технологий монтажа.

По количеству возбуждаемых в ОВ мод они делятся на многомодовые и одномодовые. Отметим, что это деление условно, т.к. ОВ является многомодовым, если используемая длина волны меньше длины волны отсечки, и одномодовым, если длина волны больше длины волны отсечки. Обычно ОВ называют многомодовым, если в рабочей области длин волн оно имеет более двух мод, и одномодовым, если в рабочей области длин волн существует одна, а точнее две вырожденные моды с ортогональными поляризациями.

По профилю показателя преломления (ППП), т.е. зависимости показателя преломления в поперечном сечении ОВ от расстояния от оси волокна, ОВ делятся на волокна с осесимметричным (большинство телекоммуникационных ОВ) и неосесимметричным профилем (специальные ОВ, например, микроструктурированные). Осесимметричные ОВ делят на ОВ со ступенчатым и градиентным ППП. В ОВ со ступенчатым ППП показатель преломления сердцевины постоянен, а в градиентных является функцией расстояния от оси волокна. В семействе многомодовых выделяют маломодовые ОВ с количеством мод менее 10.

## **1.2. Многомодовые оптические волокна. Их параметры.**

В 1970 году компания Corning создала многомодовое ОВ со ступенчатым ППП. На рис. 1.1а показан ППП, формы оптических импульсов на входе и выходе ОВ, а также траектории лучей, соответствующих различным модам в сердцевине. Такие ОВ обладают большой межмодовой дисперсией из-за различных траекторий лучей отдельных мод, распространяющихся в сердцевине с одинаковой скоростью. Коэффициент широкополосности  $\Delta F L$  для них составляет примерно 20 МГц км, т.е. полоса пропускания равна 20 МГц при длине линии 1 км, а при длине линии 10 км только 2 МГц. В телекоммуникациях ОВ со ступенчатым ППП не используются и для этих целей не изготавливаются.

Для уменьшения межмодовой дисперсии были разработаны ОВ с градиентным ППП (рис. 1.1б), в которых скорости различных мод выровнены и межмодовая дисперсия уменьшена на два порядка. Наибольшее распространение получили градиентные ОВ с усеченным степенным ППП. В последних моделях градиентных волокон (GF) для Gigabit Ethernet гарантирована дальность  $\sim 2$  км. При этом траектории отдельных мод являются периодическими функциями расстояния, и обладают фокусирующим действием на распространяющееся по ОВ излучение. Отрезки ОВ длиной кратной периоду используются в качестве микролинз (граданов) в интегральной оптике.

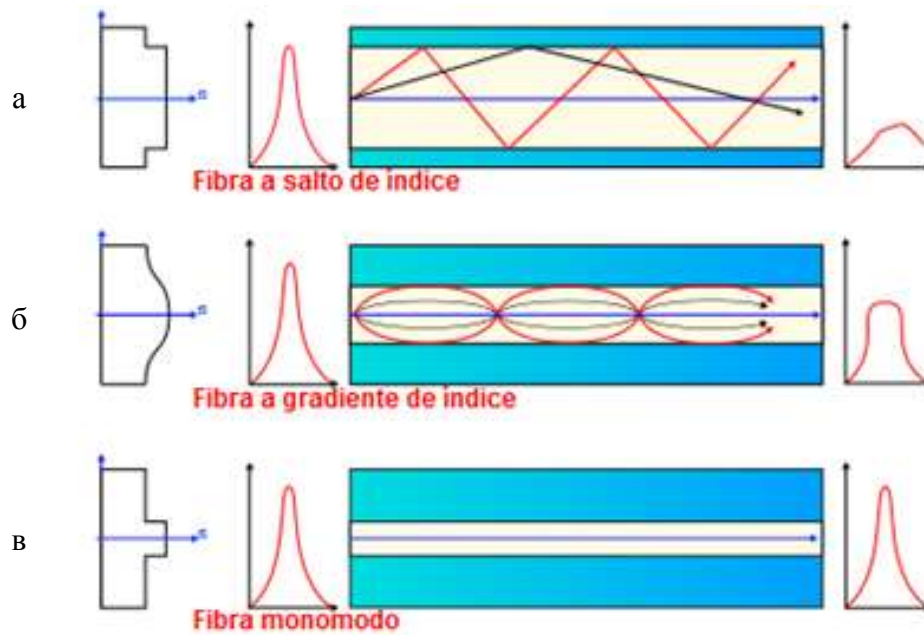


Рис. 1.1. Основные типы ОВ, разработанных на первом и втором этапах развития ВОСС

Вначале использовались градиентные ОВ с диаметром сердцевины  $d=50$  мкм и числовой апертурой  $NA=0.2$ . Из-за относительно небольшой светосилы  $d^2 NA^2$  эти ОВ обеспечивали передачу сигналов со скоростью 10 Мбит/с на расстояния менее 1...2 км. Для того чтобы преодолеть этот недостаток, были созданы градиентные ОВ с большей светосилой ( $d=62.5$  мкм и  $NA=0.275$ ). Они обеспечили скорость передачи  $V=10$  Мбит/с на расстояние порядка 2 км (типичное расстояние между имеющимися тогда колодцами для ретрансляторов). Параметры многомодовых градиентных ОВ, соответствующих рекомендациям МСЭ G-651, показаны на рис. 1.2 и приведены в таблице 1.1.

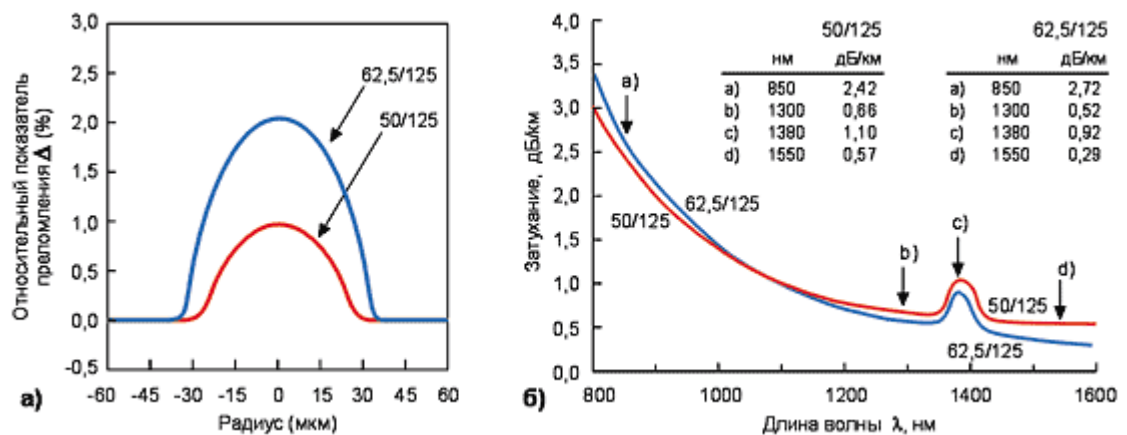


Рис. 1.2. Параметры градиентных многомодовых ОВ: а - профили показателей преломления волокон 50/125 и 62.5/125; б - характерные кривые спектральных потерь мощности.



Таблица 1.1. Параметры многомодовых ОВ

Параметры	Градиентное многомодовое ОВ	
	50/125	62.5/125
Номинальное затухание на длине волны 850/1300 нм (дБ/км)	$\leq 2.4 / \leq 0.5$	$\leq 2.8 / \leq 0.6$
Максимальное затухание на длине волны 850/1300 нм (дБ/км)	$\leq 2.5 / \leq 0.8$	$\leq 3.0 / \leq 0.7$
Полоса пропускания на длине волны 850/1300 нм (МГц·км)	$\geq 400 / \geq 800$	$\geq 200 / \geq 400$
Длина волны нулевой дисперсии $\lambda_0$ (нм)	1297-1316	1332-1354
Наклон нулевой дисперсии $S_0$ (пс/(нм <sup>2</sup> ·км))	$\leq 0.101$	$\leq 0.097$
Диаметр сердцевинки $d$ (мкм)	$50.0 \pm 3.0$	$62.5 \pm 3.0$
Числовая апертура $NA$	$0.200 \pm 0.015$	$0.275 \pm 0.015$
Рабочий диапазон температур	$-60^{\circ}\text{C} - +85^{\circ}\text{C}$	$-60^{\circ}\text{C} - +85^{\circ}\text{C}$
Дополнительное вносимое затухание в температурных пределах $-60^{\circ}\text{C} \dots +85^{\circ}\text{C}$ на длинах волн 850 нм и 1300 нм (дБ/км)	$\leq 0.2$	$\leq 0.2$
Дополнительное вносимое затухание в температурных пределах $-10^{\circ}\text{C} \dots +85^{\circ}\text{C}$ , влажности до 98% на длинах волн 850 и 1300 нм (дБ/км)	$\leq 0.2$	$\leq 0.2$
Стандартная длина ОВ, поставляемого на катушке (м)	1100-4400	1100-8800
Диаметр оболочки (мкм)	$125.0 \pm 2.0$	$125.0 \pm 2.0$
Радиальное отклонение сердцевинки относительно оболочки (мкм)	$\leq 3.0$	$\leq 3.0$
Диаметр защитного покрытия (мкм)	$245 \pm 10$	$245 \pm 10$
Отклонение сердцевинки от окружности	$\leq 5\%$	$\leq 5\%$
Тестовое усилие на разрыв (ГН/м <sup>2</sup> )	$\geq 0.7$	$\geq 0.7$
Эффективный показатель преломления $n_{eff}$ на длине волны 8 VCSEL (Vertical-cavity surface-emitting laser)...50/1300 нм	1.4897 / 1.4856	1.5014 / 1.4966

Важнейшим параметром многомодовых ОВ является широкополосность. Разработчики ММ ОВ предлагают оценивать параметры ОВ с учетом способа ввода излучения в сердцевину (рис. 1.3).

**1 способ.** OFL BW (Overflow Bandwidth) метод полного заполнения сердцевинки светом от светоизлучающего диода (СИД).

**2 способ.** RML BW (Restricted Mode Launch Bandwidth) метод ограниченного возбуждения мод (частичном заполнении сердцевинки ОВ) от ЛД типа VCSEL (Vertical cavity surface emitting laser).

**3 способ.** Метод возбуждения сердцевинки многомодового ОВ одномодовым узкополосным лазером, например ЛД с распределенной обратной связью (DFB).

Светоизлучающий диод (СИД) из-за широкой диаграммы направленности дает самое большое световое пятно, которое засвечивает сразу всю сердцевину ОВ, часто захватывая также и оболочку. Такой ввод светового сигнала в ОВ приводит к образованию большого количества мод и называется насыщающим возбуждением ОВ. Обычно широкополосность ОВ при таком вводе оказывается наименьшей. Кроме того сам СИД имеет широкий спектр излучаемых длин волн, что также приводит к большему расширению спектра каждой моды за счет хроматической дисперсии.

Лазер VCSEL (Vertical-cavity surface-emitting laser) формирует значительно меньшее пятно, засвечивая только центральную часть сердцевины ОВ. При этом генерируется значительно меньше мод, что увеличивает широкополосность, особенно при небольших расстояниях. Отметим, что многомодовые ОВ обычно используются в сетях небольшой протяженности, и такой ввод позволяет повысить скорость передачи.

Одномодовый лазер с распределенной обратной связью (DFB) генерирует самый узкий пучок света, направляя его точно по центру сердцевины вдоль оптической оси ОВ. Такой ввод светового излучения в ОВ называется лазерным возбуждением ОВ.

Основная проблема при лазерном возбуждении ОВ связана с тем, что профиль показателя преломления (ППП) обычного многомодового ОВ отличается от показанного на рис. 1.2 и имеет провал вблизи оси, обусловленный технологией его производства (рис. 1.4). Эта немонотонность находится именно там, где распространяется основная часть энергии лазерного луча. Изменение показателя преломления в зоне распространения лазерного луча приводит к возникновению мод высокого порядка и увеличению межмодовой дисперсии, а значит и к уменьшению полосы пропускания.

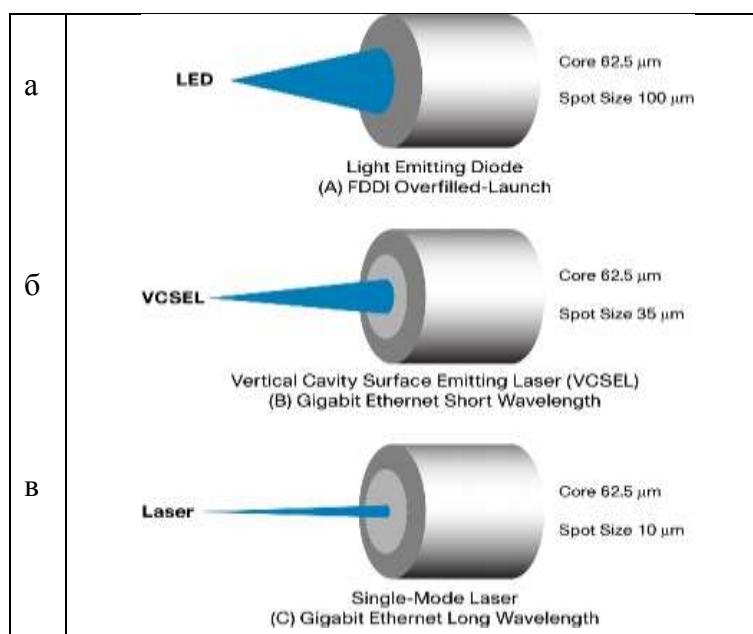


Рис. 1.3 Способы ввода излучения в многомодовое оптическое волокно.



Рис. 1.4. Использование светоизлучающего диода и лазера для ввода излучения в многомодовое ОВ.

Для увеличения широкополосности при использовании ЛД DFB можно создать специальные условия ввода луча в сердцевину путем смещения точки ввода оптического излучения относительно оси ОВ. При этом большая часть оптической энергии распространяется по ОВ, минуя «дефектную» сердцевину обычного ОВ, позволяет реализовать потенциально достижимую полосу пропускания.

Этот способ реализован в виде соединительного шнура с так называемым модовым преобразованием (Offset Launch Mode Conditioning Cable Assembly). Шнур предназначен для подключения гигабитных портов активного сетевого оборудования к кабельным линиям с ОВ 62,5/125 мкм. Он представляет собой кабель, с одной стороны оконцованный многомодовым дуплексным соединителем SC, а с противоположного конца - многомодовым SC-соединителем и одномодовым SC-соединителем (рис. 1.5).

В разрыв волоконной линии, соединяющей передающий порт (Tx) и многомодовый SC-коннектор, включено пассивное устройство, обеспечивающее смещенный ввод оптического сигнала из одномодового отрезка волокна в многомодовое волокно.

Номинальное осевое смещение для волокна 62,5/125 мкм составляет 20 мкм, а для волокна 50/125 мкм – 13 мкм. Эти значения должно выдерживаться с точностью порядка долей микрона. Даже незначительное отклонение от оптимального сдвига приводит к резкому ухудшению функциональных параметров. Поэтому рекомендуется приобретать эти недешевые изделия от производителя, который имеет стабильную прецизионную технологию производства.

Шнуры для смещенного ввода оптического излучения предназначены для применения в уже смонтированных многомодовых магистральных. С их помощью можно реализовать полосу пропускания, необходимую для Gigabit Ethernet (1000 Base LX) на длинах до 550 м.

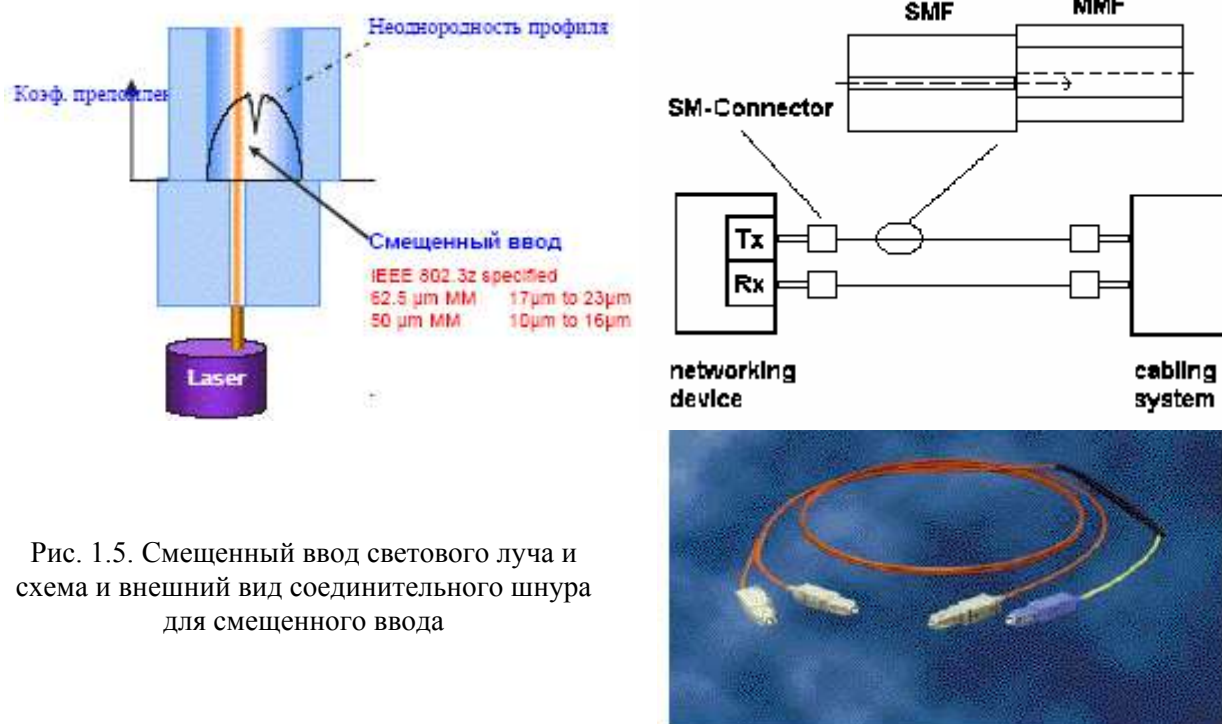


Рис. 1.5. Смещенный ввод светового луча и схема и внешний вид соединительного шнура для смещенного ввода

Для устранения рассмотренной проблемы в последнее десятилетие начато производство многомодовых ОВ нового поколения (Laser Grade Multimode Fiber) со сглаженным профилем показателя преломления. В новой редакции стандарта G-651 описаны три новых класса этих ОВ (OM-2, OM3, OM4). Класс OM1 - обычные многомодовые ОВ, соответствующие прошлым рекомендации G.651, класс OM2 - многомодовые ОВ для скорости передачи до 1 Гбит/с, класс OM3 и OM4- многомодовые ОВ для скорости передачи до 10 Гбит/с. В табл. 1.2 приведены параметры этих ОВ и максимальные расстояния, на которых обеспечивается необходимая пропускная способность.

Таблица 1.2. Параметры многомодовых ОВ нового поколения

Класс волокна	OM1		OM2	OM3	OM4	
Диаметр сердцевины ОВ, мкм	50	62.5	50	50	50	
Коэффициент затухания на длине волны 850/1300 нм, дБ/км	3.5 / 1.5		2.3 / 0.6	2.3 / 0.6	2.3 / 0.6	
Полоса пропускания при насыщающем возбуждении на длине волны 850/1300 нм, МГц	200 / 500		700 / 1200	1500 / 500	3500/500	
Полоса пропускания при лазерном возбуждении на длине волны 850 нм, МГц	-		850	2000	4700	
Максимальное расстояние для Gigabit Ethernet / 10 Gigabit Ethernet, м	850 нм	550/-	275/-	750/110	/300	1100/550
	1300 нм	550/-	550/-	2000/110	-	-

Новые типы многомодовых ОВ отличаются повышенной стойкостью к изгибам, т.к. предназначены в основном для локальных оптических сетей (таблица 1.3). У них всех числовая апертура  $NA=0.2 \pm 0.015$  и размеры 50/125 мкм. Коэффициент затухания для длины волны  $\lambda=0.85$  мкм составляет  $\alpha \leq 2.3$  дБ/км, а для  $\lambda=1.3$  мкм -  $\alpha \leq 0.6$  дБ/км. Зависимость коэффициента затухания от длины волны для этих ОВ приведена на рис. 1.6.

Спектральное затухание (типичное волокно)

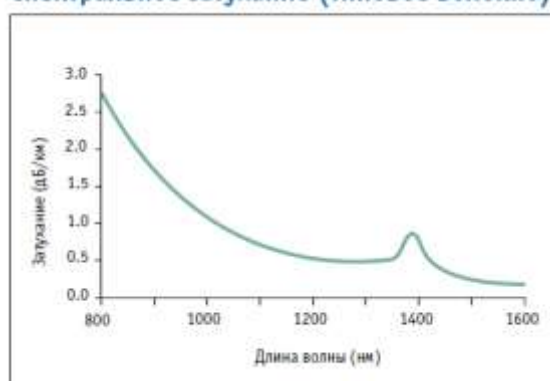


Рис. 1.6. Зависимость коэффициента затухания от длины волны для современных многомодовых ОВ

Таблица 1.3. Потери на изгиб для многомодовых ОВ типов OM2 – OM4

Радиус изгиба, мм	Количество витков	Приращение затухания, дБ при длине волны, нм	
		850	1300
37.5	100	$\leq 0.05$	$\leq 0.15$
15	2	$\leq 0.1$	$\leq 0.3$
7.5	2	$\leq 0.2$	$\leq 0.5$

Эффективность ввода излучения в многомодовое волокно от нестандартного источника излучения имеет два аспекта: энергетический, который определяется отношением введенной в ОВ мощности к мощности источника излучения, и дисперсионный, который определяется остаточной межмодовой дисперсией (широкополосностью).

Для решения этой задачи компания Corning рекомендует измерять дифференциальную модовую задержку DMD MS BW (Differential Mode Delay Mask Set Bandwidth) с использованием сканируемой по радиусу сердцевины ОВ маски, формирующей узкий световой пучок от источника, диаметром 5-10 мкм. Для оценки эффективности ввода от источника с известными размерами и диаграммой

направленности используют свертки двух функций источника и многомодового ОВ. Оптимизация ввода может быть достигнута использованием рассчитанных масок, согласующих источник излучения с ОВ.

Отметим, что последние достижения в теории оптических систем и технологий интегральной оптики позволяют создавать маски (голограммы), которые преобразуют волновые фронты оптических пучков для решения различных задач. Это позволило создать экспериментальные устройства для ввода излучения от нескольких источников в определенные моды многомодового ОВ и вывода тех же мод из ОВ на несколько фотоприемников. Такие устройства являются пространственными мультиплексорами и демультимплексорами. Для их построения используются маломодовые ОВ. Пространственное распределение интенсивности линейно поляризованных мод низших порядков показано на рис. 1.7а в виде цветных изображений отдельных мод. Линейно поляризованные моды имеют двузначный индекс, первая цифра обозначает количество пиков изменения интенсивности по азимуту, а вторая по радиусу. Например, мода  $LP_{0,1}$  не имеет изменений по азимуту, а при изменении по радиусу она имеет один пик на оси ОВ. Мода  $LP_{0,2}$  не имеет изменений по азимуту, а при изменении по радиусу она имеет два пика, один на оси ОВ, а второй при некотором значении радиуса. Мода  $LP_{1,1}$  имеет один пик при изменении азимута в пределах от 0 до  $\pi/2$  и один пик при изменении радиуса от 0 до радиуса сердцевинны (оболочки). Большой интенсивности на рис. 1.7а соответствует темно красный свет, меньшей интенсивности розовый, потом желтый, зеленый, голубой, синий и самой малой соответствует фиолетовый цвет. На рис. 1.7б показаны графики зависимости интенсивности излучения тех же мод от расстояния до оси ОВ. Моды  $LP_{0,1}$  и  $LP_{0,2}$  имеют пики на оси ОВ. При изменении радиуса мода  $LP_{0,1}$  имеет один пик, а мода  $LP_{0,2}$  два пика. Мод  $LP_{1,1}$  и  $LP_{2,1}$  не имеют пика на оси ОВ и существуют в двух ортогональных формах. Например, для моды  $LP_{1,1}$  это моды  $LP_{1,1a}$  и  $LP_{2,1b}$ . **Что могут значить индексы а и в и р и s ?**

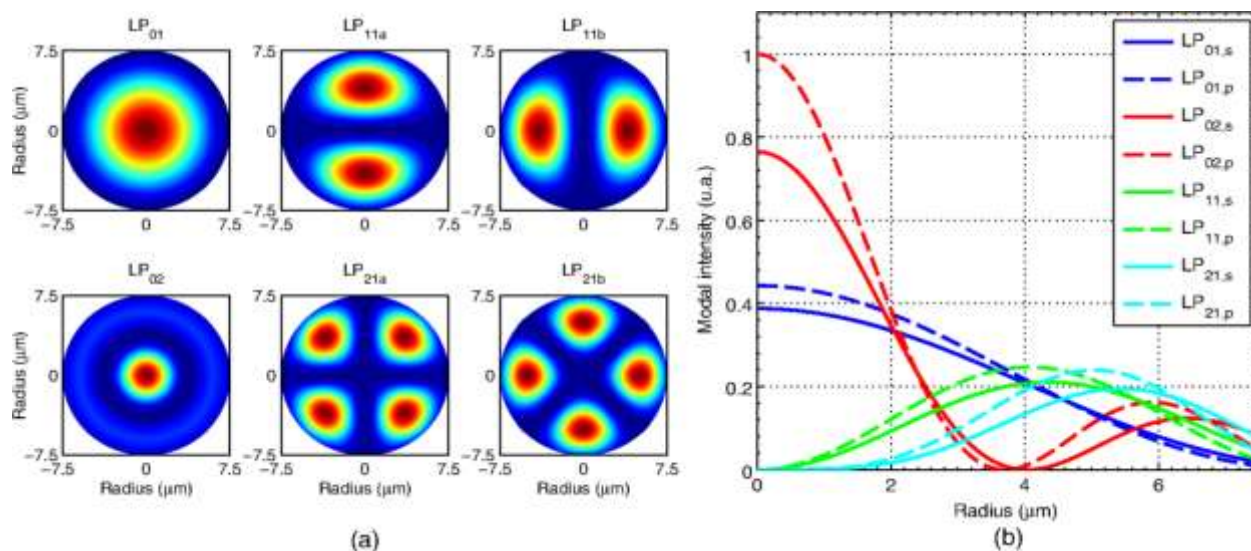


Рис. 1.7. Пространственное распределение интенсивностей в различных модах.

На рис. 1.8 показаны основные этапы развития многомодовых ОВ.

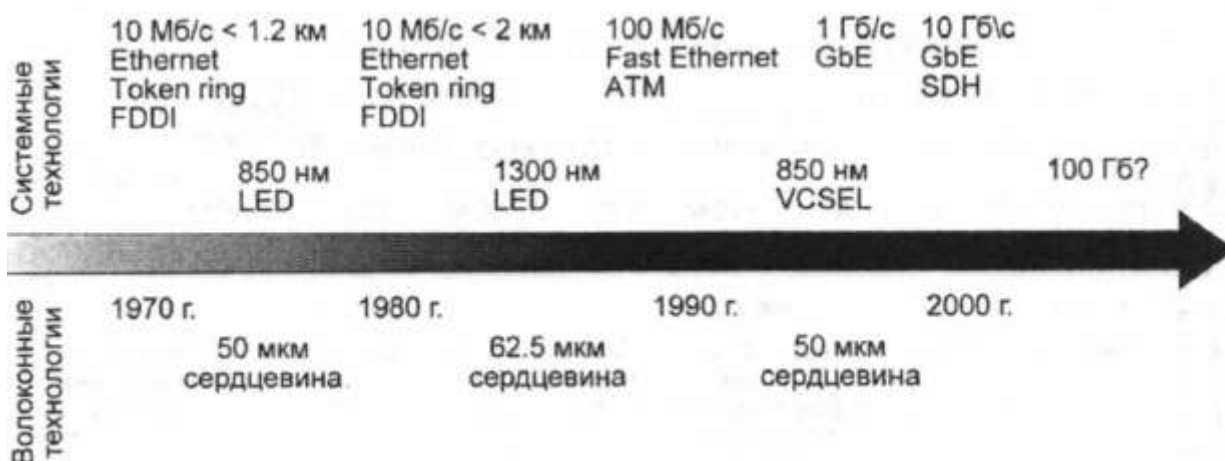


Рис. 1.8. Эволюция многомодовых волокон и этапы их использования.

### 1.3. Одномодовые оптические волокна. Основные параметры (кроме хроматической дисперсии).

Основным недостатком многомодовых ОВ является значительная межмодовая дисперсия и вследствие этого малая широкополосность. Межмодовая дисперсия полностью исключается в одномодовых ОВ, которые стали использоваться в ВОСС с 1980 года. Причем в телекоммуникационных одномодовых ОВ также существуют волокна со ступенчатым ППП и со сложным градиентным профилем. Одномодовое ОВ со ступенчатым ППП называют также стандартным (рекомендация МСЭ G-652). Оно первым появилось на рынке, и до сих пор выпускается в больших объемах. Рассмотрим основные параметры одномодовых ОВ.

*Длина волны отсечки.*

Отметим, что ОВ со ступенчатым ППП может работать в многомодовом и одномодовом режимах. Рассмотрим условие одномодовой работы, используя безразмерный параметр нормированная частота, связанный с геометрическими (радиус сердцевины  $a$ ) и оптическими (числовая апертура  $NA$ ) характеристиками ОВ, а также с длиной волны источника излучения в вакууме  $\lambda_0$ :

$$v_{nr} = \frac{2 \cdot \pi \cdot a \cdot NA}{\lambda_0}. \quad (1.1)$$

Числовая апертура определяет угол при вершине конуса лучей, выходящих из ОВ в среду с показателем преломления  $n_0$ . Она выражается через показатели преломления сердцевины  $n_1$  и оболочки  $n_2$

$$NA = \frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (1.2)$$

Нормированная частота позволяет ориентировочно определить количество мод в ОВ

$$M = INT\left(\frac{v_{nr}^2}{2}\right). \quad (1.3)$$

Точный анализ процессов в ОВ со ступенчатым ППП (стандартном ОВ) показывает, что условием одномодового режима является

$$v_{nr} \leq 2.405 = \frac{2\pi \cdot a \cdot NA}{\lambda_0}. \quad (1.4)$$

Тогда для длины волны отсечки стандартного ОВ, которая разделяет одномодовый и многомодовый режимы работы, можно записать



$$\lambda_{cut} = \frac{2\pi \cdot a \cdot NA}{2.405}. \quad (1.5)$$

Длиной волны отсечки  $\lambda_{cut}$  можно управлять, изменяя радиус сердцевины  $a$  и профиль показателя преломления, т.е. изменяя показатели преломления  $n_1$  и  $n_2$  для ОВ со ступенчатым ППП. Для стандартного ОВ  $\lambda_{cut} \approx 1270$  нм, что обеспечивает одномодовый режим работы на наиболее популярных длинах волн 1310 и 1550 нм. ОВ, предназначенные для работы в диапазоне 1550 нм, могут иметь значительно большую длину волны отсечки, например  $\lambda_{cut} = 1500$  нм.

#### Коэффициент затухания.

Важнейший параметр, определяющий прогресс в технологии изготовления кварцевых ОВ, и связанный в первую очередь с исключением посторонних примесей из сердцевины и оболочки ОВ. На рис. 1.9 показаны зависимости коэффициента затухания лучших кварцевых ОВ от длины волны в различные годы.

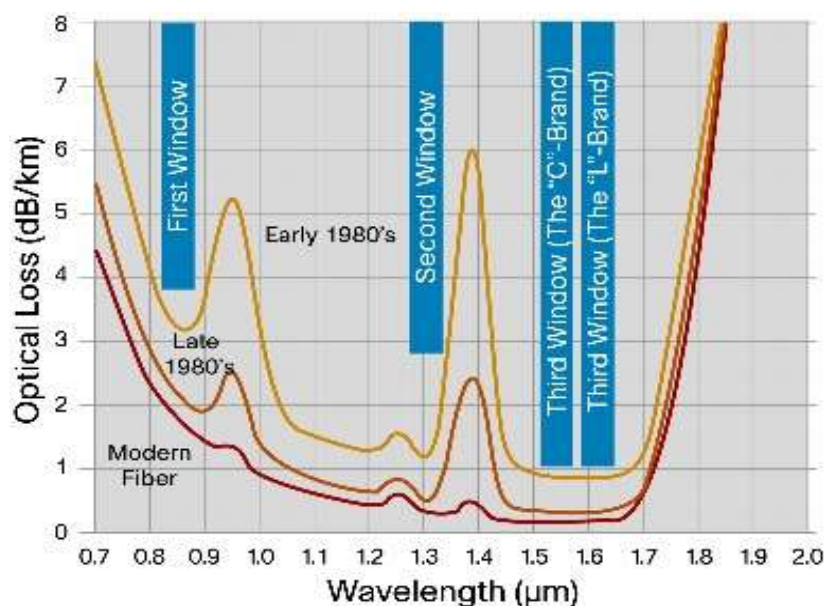


Рис. 1.9. Зависимости минимальных коэффициентов затухания ОВ от длины волны в различные годы

В начале 80 годов 20 века затухание ОВ в значительной степени определялось паразитными примесями в сердцевине и оболочке ОВ. Улучшение технологических процессов позволило значительно уменьшить коэффициент затухания уже в конце 80 годов. На этом графике видны значительные пики затухания на длинах волн соответствующих второй ( $\lambda = 1390$  нм) и третьей ( $\lambda = 950$  нм) гармоникам резонансного поглощения в гидроксильных группах ОН (водяные пики), которые присутствуют в сердцевине и оболочке ОВ. В последующие годы удалось еще немного уменьшить коэффициенты затухания и значительно подавить водяные пики поглощения. К настоящему времени практически достигнут минимальный предел затухания кварцевых ОВ, который для ОВ с сердцевиной из чистого кварца составляет  $\alpha = 0.15-0.16$  дБ/км.

#### Диаметр модового поля

В геометрической трактовке единственной направляемой моде в одномодовом ОВ соответствует луч, распространяющийся вдоль его оси. С волновой точки зрения мода — это волна, поле которой не полностью сосредоточено в сердцевине. Для одномодового ОВ распределение интенсивности поля моды можно аппроксимировать гауссовской кривой (рис. 1.10)

$$F(x, y) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{r_{nm}^2}\right), \quad (1.6)$$

где  $r_{nm}$  - радиус поля моды.

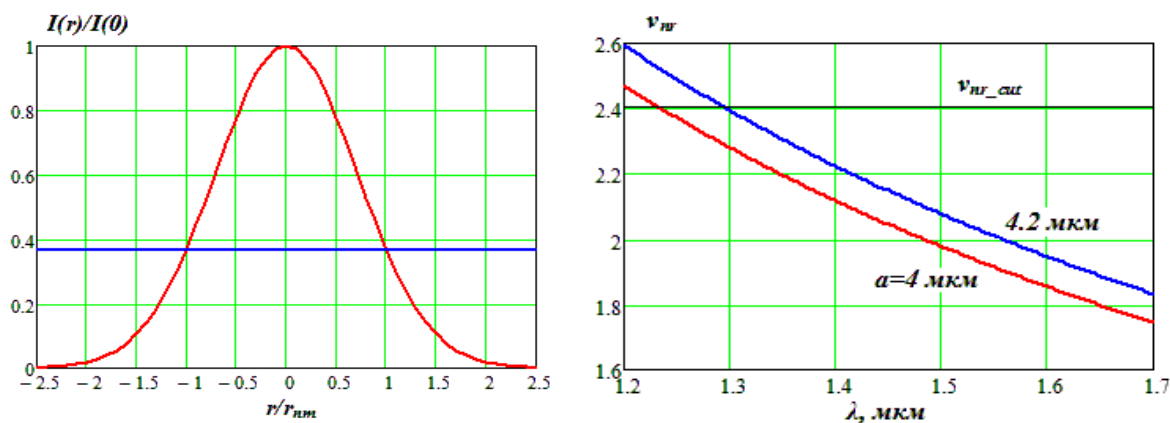


Рис. 1.10. Определение диаметра или радиуса модового поля

На практике радиус  $r_{nm}$  определяют по ширине кривой распределения интенсивности поперечного поля моды на уровне  $1/e = 0.369$  от максимума. Он зависит от вида ППП, радиуса сердцевин  $a$  и нормированной частоты  $v_{nr}$  [ЛиствинОВ]. Для ОВ со ступенчатым ППП  $r_{nm}$  можно определить по выражению

$$r_{nm} = a \cdot [0.65 + 1.619 \cdot v_{nr}^{-3/2}(\lambda) + 2.879 \cdot v_{nr}^{-6}(\lambda)]. \quad (1.7)$$

Из приведенного выражения и рис. 1.10а видно, что излучение распространяется не только в сердцевине ОВ, но и в его оболочке. Поэтому групповая скорость моды в разных ОВ зависит от ППП.

На рис. 1.10б показаны результаты расчета зависимости нормированной частоты  $v_{nr}$  от длины волны  $\lambda$  по выражению (1.6) для двух ОВ со ступенчатым ППП с радиусами сердцевин  $a=4$  и  $4.2$  мкм и числовой апертурой  $NA=0.118$ . Видно, что длина волны отсечки ОВ сильно зависит от радиуса сердцевин и составляет  $\lambda_{cut}=1.24$  и  $1.3$  мкм.

На рис. 1.11а показаны зависимости радиусов поля основной моды  $r_{nm}$  от длины волны  $\lambda$  для тех же двух ступенчатых ОВ. Видно, что  $r_{nm}$  сильно зависит от  $\lambda$  и мало зависит от радиуса сердцевин ОВ  $a$ . В значительно большей степени на  $r_{nm}$  влияют изменения числовой апертуры  $NA$ .

На рис. 1.11б показаны нормированные распределения интенсивности основной моды  $I(r)/I(r_0)$  от расстояния  $r$  для ступенчатого ОВ с радиусом сердцевин  $a=4$  мкм для двух длин волн  $\lambda=1300$  и  $1600$  нм.

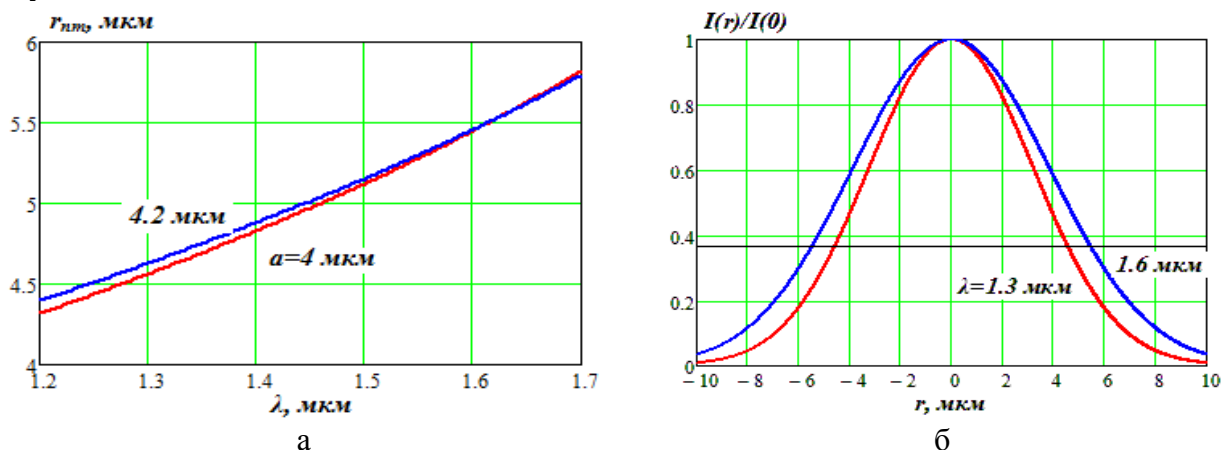


Рис. 1.11. Зависимость радиуса основной моды  $r_{nm}$  от длины волны  $\lambda$  для ступенчатых ОВ с радиусами сердцевин  $a=4$  и  $4.2$  мкм (а) и нормированные распределения интенсивности основной моды  $I(r)/I(r_0)$  от расстояния  $r$  для ступенчатого ОВ с радиусом сердцевин  $a=4$  мкм для двух длин волн (б).



## 1.4. Хроматическая дисперсия. Процессы распространения излучения по одномодовым ОВ в линейном приближении

По ОМ ОВ может распространяться как непрерывное немодулированное, так и модулированное излучение. В ВОСС находят применение различные виды модуляции излучения (амплитудная, частотная, фазовая и поляризационная). В качестве источников излучения в ВОСС используют лазерные диоды (ЛД). В большинстве ВОСС со скоростями передачи меньше 2.5 Гбит/с используется прямая или внутренняя модуляция интенсивности излучения ЛД с помощью изменения тока через р-п переход. В нашей дисциплине мы будем основное внимание уделять высокоскоростным ВОСС, со скоростями 2.5, 10, 40 и 100 Гбит/с. В таких системах используют ЛД с узкой полосой излучаемых частот, обычно порядка 5 МГц и меньше, а для модуляции используют внешние электрооптические модуляторы. Для описания процессов распространения модулированного излучения по ОМ ОВ в большинстве случаев будем использовать гауссовский импульс, получаемый при амплитудной модуляции узкополосного ЛД, и который называют спектрально ограниченным.

### 1.4.1. Спектрально ограниченный гауссовский импульс

Спектрально ограниченный гауссовский оптический импульс характеризуется огибающей (рис. 1.12а), т.е. зависимостью оптической мощности от времени  $T$  [4]

$$P_o(T) = P_{om} \cdot \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right), \quad (1.8)$$

где  $P_{om}$  – максимальное значение мощности оптического импульса (амплитуда),  
 $T_0$  – полуширина оптического импульса.

Отметим, что реальная полуширина гауссовского импульса на уровне половины амплитуды несколько меньше и равна  $T_{0R} = 0.833 \cdot T_0$ .

Расчеты показывают, что энергия импульса

$$W_o(T) = P_{om} \cdot T_0 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right) \cdot d\left(\frac{T}{T_0}\right) = \sqrt{\pi} \cdot T_0 \cdot P_{om} \quad (1.9)$$

Полагаем, что импульс формируется из монохроматического излучения с частотой  $\omega_0$ . Спектр импульса Гауссовской формы (рис. 1.12б), т.е. зависимость спектральной плотности  $S_o(\omega)$  от частоты, также имеет Гауссовскую форму [4].

$$S_o(\omega) = P_{om} \cdot T_0^2 \cdot \exp\left(-(\omega - \omega_0)^2 \cdot T_0^2\right) = P_{om} \cdot T_0^2 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta\omega^2}{\Delta\omega_0^2}\right), \text{ Дж с} \quad (1.10)$$

где  $\Delta\omega$  – отклонение мгновенных значений частоты  $\omega$  от несущей частоты  $\omega_0$ ,

$$\Delta\omega_0 = 1/T_0, \quad (1.11)$$

полуширина спектра импульса гауссовской формы.

Отметим, что реальная полуширина гауссовского импульса в частотной области несколько меньше и равна  $\Delta\omega_{0R} = 0.833 \cdot \Delta\omega_0$ .

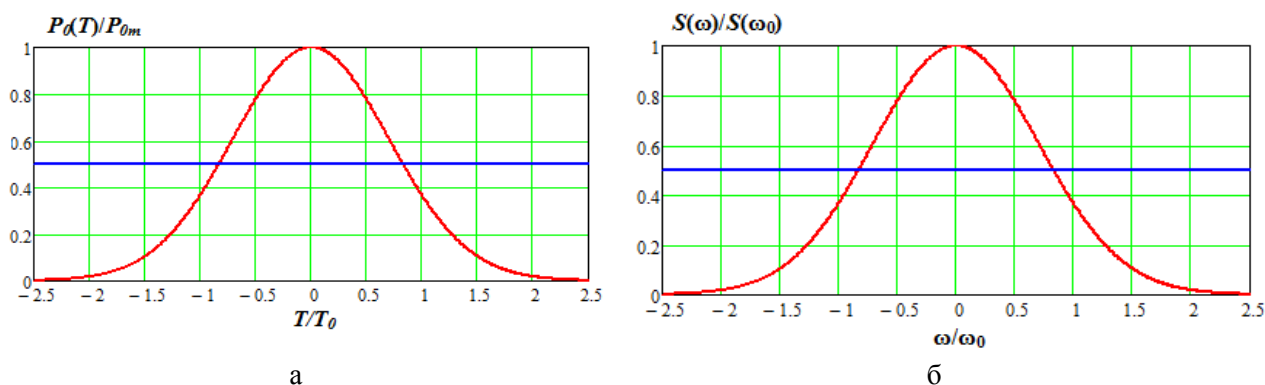


Рис. 1.12. Форма нормализованного Гауссовского импульса (а) и его спектр (б).

Именно такие импульсы мы считаем спектрально ограниченными.

### 1.4.2. Причины возникновения материальной составляющей хроматической дисперсии

Одним из основных параметров прозрачных диэлектриков, к которым относится кварц (окись кремния  $\text{SiO}_2$  - основной материал для изготовления телекоммуникационных одномодовых оптических волокон (ОМОВ)), является зависимость показателя преломления  $n$  от частоты источника излучения. Показатель преломления  $n$  связан с фазовой скоростью монохроматических волн

$$V = \frac{c}{n}, \quad (1.12)$$

$c$  – скорость света в вакууме.

Запишем выражение для напряженности электрического поля  $E(z, t)$  в плоской монохроматической волне с частотой  $\omega_0$ , распространяющейся вдоль оси  $z$  в некоторой среде с коэффициентом затухания  $\alpha$  (Нп/км) и постоянной распространения  $\beta$  (рад/км)

$$E(z, t) = E_{m0} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha \cdot z}{2}\right) \cdot \cos[\omega_0 t - \beta \cdot z]. \quad (1.13)$$

Отметим, что это выражение можно использовать в качестве приближенного для напряженности электрического поля  $E$  на оси стандартного ОВ с постоянным значением показателя преломления (ступенчатый профиль показателя преломления). Выражение (1.13) не учитывает изменение  $E$  в поперечном сечении ОМОВ. Оно также не пригодно для описания распространения модулированного излучения, например гауссовских импульсов, которые в отличие от монохроматического излучения, обладают достаточно широким частотным спектром. Этот импульс распространяется в среде, где скорость распространения зависит от частоты, т.е.  $\beta_2(\omega)$ .

Вдали от резонансных частот поглощения кварца зависимость показателя преломления от частоты хорошо описывается формулой Селмейера [4]

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \cdot \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}, \quad (1.14)$$

где  $\omega_j$  –  $j$ -ая резонансная частота,  $B_j$  – величина  $j$ -ого резонанса.

На рис. 1.13а показаны зависимости показателей преломления материалов сердцевин  $n_1$  и оболочки  $n_2$  стандартного одномодового ОВ SSF со ступенчатым профилем показателя преломления (ППП) от длины волны для монохроматического излучения. С увеличением длины волны показатели преломления монотонно

уменьшаются. Видно, что показатель преломления сердцевины больше показателя преломления оболочки.

Изменение фазы квазимонохроматической волны, распространяющейся в некоторой среде (например, в материале сердцевины ОВ), с расстоянием  $\varphi(z)$  описывается постоянной распространения  $\beta(\omega)$ , зависящей от частоты. Эту зависимость можно разложить в ряд Тейлора вблизи несущей частоты  $\omega_0$  [4]

$$\beta(\omega) = \frac{d\varphi(\omega)}{dz} = n(\omega) \cdot \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1 \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \cdot \beta_2 \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \cdot \beta_3 \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.15)$$

$$\text{где } \beta_0 = \frac{n(\omega_0) \cdot \omega_0}{c} = \frac{2\pi \cdot n(\omega_0)}{\lambda_0} \quad (1.16)$$

определяется фазовой скоростью волны с частотой  $\omega_0$ , т.е.

$$V = \frac{\omega_0}{\beta_0} = \frac{c}{n(\omega_0)} \quad (1.17)$$

Зависимость фазовой скорости от длины волны показана на рис. 1.13б. Это монотонно возрастающая функция.

Огибающая гауссовского импульса движется в среде с групповой скоростью  $V_g$  и определяется коэффициентом  $\beta_1$

$$V_g = \frac{1}{\beta_1} = \frac{c}{n_g} \quad (1.18)$$

Для группового показателя преломления среды  $n_g$  можно записать [4]

$$n_g(\lambda) = \frac{c}{V_g(\lambda)} = c \cdot \beta_1(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \quad (1.19)$$

Т.к. функция  $\frac{dn(\lambda)}{d\lambda}$  меньше 0, то выполняется условие  $n_g(\lambda) > n(\lambda)$ . Расчеты показывают, что зависимость  $n_g(\lambda)$  (рис. 1.13а) имеет минимум на некоторой длине волны, которую мы будем называть длиной волны нулевой дисперсии  $\lambda_{0D}$ . Обоснование этого термина рассмотрим позже. На рис. 1.13б показана зависимость групповой скорости  $V_g$  от длины волны. Видно, что групповая скорость  $V_g$  меньше фазовой  $V$  и имеет максимум на длине волны  $\lambda_{0D}$ .

Расширение (дисперсия) оптических импульсов, распространяющихся в среде, определяется коэффициентом  $\beta_2$ , который называют параметром дисперсии групповых скоростей (ДГС)

$$\beta_2 = \left[ \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \right] \cong \frac{\lambda_0^3}{2\pi \cdot c^2} \cdot \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (1.20)$$

Для оценки дисперсионного расширения импульса чаще используют параметр материальной хроматической дисперсии (ХД), который пропорционален второй производной показателя преломления по длине волны и однозначно связан с параметром ДГС

$$D_{mat} = -\frac{\lambda}{c} \cdot \frac{d^2 n}{d\lambda^2} = -\frac{2\pi \cdot c}{\lambda_0^2} \beta_2, \quad (1.21)$$

На рис. 1.13в показаны зависимости материальной  $D_{mat}$  составляющей ХД и  $\beta_2$  параметра ДГС. Видно, что они имеют разные знаки, но проходят через 0 при одной длине волны нулевой дисперсии  $\lambda_{0D}$ .

Отметим, что длина волны нулевой хроматической дисперсии разделяет шкалу длин волн для каждого ОВ на области нормальной (при  $\beta_2 > 0$  и  $D_x < 0$ ) и аномальной (при  $\beta_2 < 0$  и  $D_x > 0$ ) дисперсии.

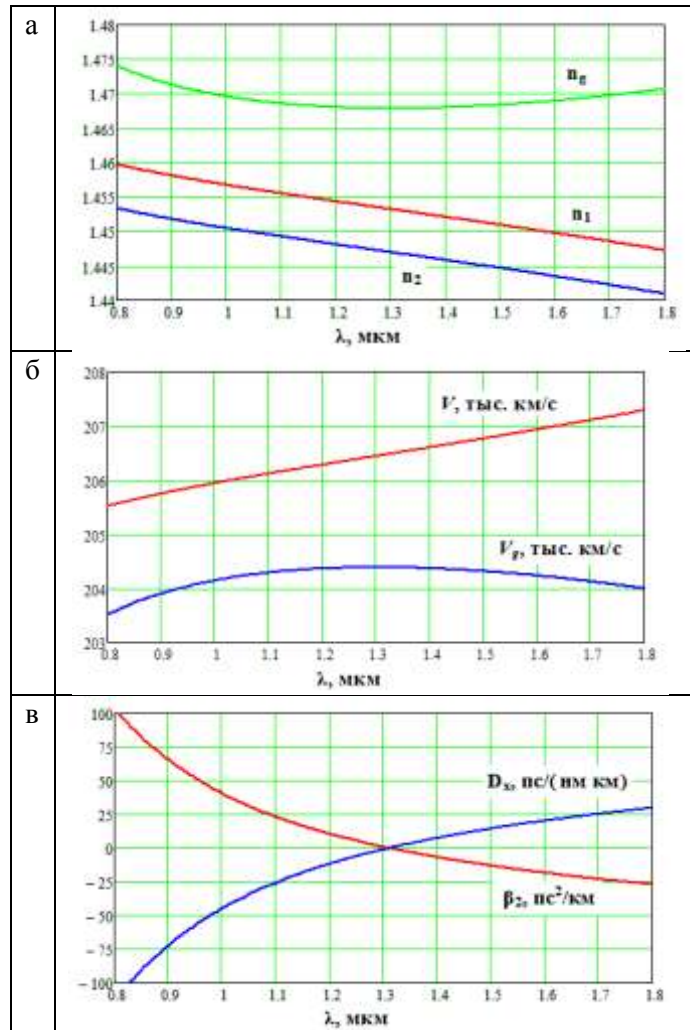


Рис. 1.13. Зависимости параметров ОМОВ от длины волны излучения.

Помимо материальной составляющей ХД в ОВ возникает также волноводная составляющая ХД  $D_w$ , которая возникает из-за того, что в отличие от сплошной среды ОВ представляет собой диэлектрический волновод с определенной конструкцией и размерами. Волноводная дисперсия, зависящая от длины волны, возникает даже, если показатели преломления сердцевинки и оболочки не зависят от длины волны. Для осесимметричных ОВ их конструкция полностью характеризуется профилем показателя преломления (ППП). Основным размером ОМ ОВ является диаметр сердцевинки, а точнее поля моды.

Отметим также, что волна в одномодовом ОВ распространяется в двух средах – частично в сердцевинке, частично в оболочке, и эффективный показатель преломления для волны принимает некоторое среднее значение между показателями преломления сердцевинки и оболочки. При изменении длины волны глубина проникновения поля в кварцевую оболочку меняется (рис. 1.10 и 1.11) и, следовательно, меняется среднее значение показателя преломления (даже если сами показатели преломления сердцевинки и оболочки не изменяются). Это чисто волноводный эффект, поэтому и возникающую из-за него дисперсию называют волноводной. Известно, что волноводная дисперсия отрицательна и с увеличением  $\lambda$  она уменьшается.

Коэффициент хроматической дисперсии (ХД) измеряется в пс/(нм км) и состоит из двух составляющих: материальной и волноводной (рис. 1.14)

$$D_{hr} = D_{mat} + D_w. \quad (1.22)$$

На рис. 1.14а показана зависимость материальной, волноводной и суммарной хроматической дисперсий от длины волны, а также профиль показателя преломления для стандартного одномодового ОВ. Видно, что материальная дисперсия с увеличением  $\lambda$  возрастает от отрицательных к положительным значениям, проходя через 0 при некоторой длине волны  $\lambda = \lambda_{0mat}$ . Суммарная хроматическая дисперсия проходит через 0 на длине волны нулевой дисперсии  $\lambda = \lambda_{0D}$ .

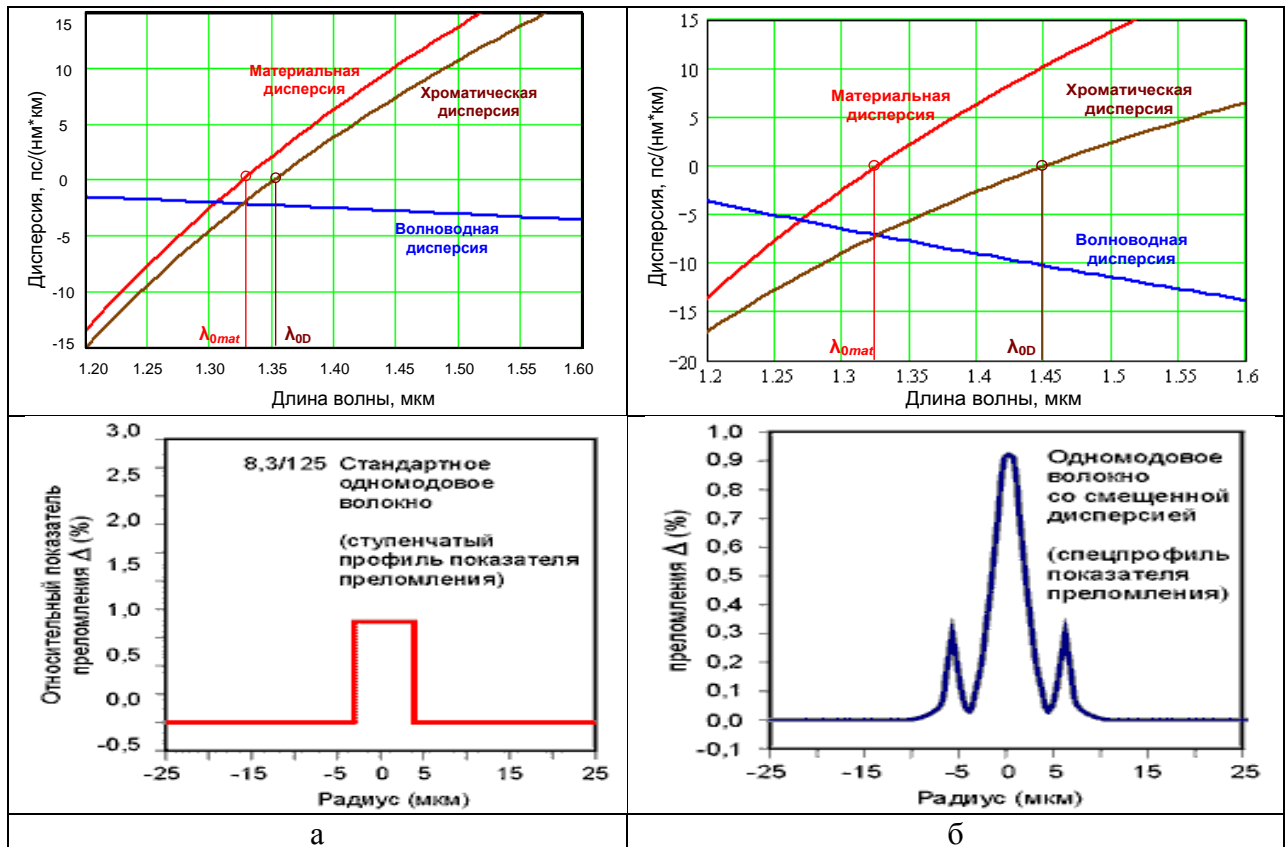


Рис. 1.14. Зависимости составляющих ХД от длины волны и профилей показателя преломления для стандартного ОВ SSF (а) и ОВ со смещенной дисперсией DSF (б).

Необходимо отметить, что зависимость материальной дисперсии от длины волны при изменении показателя преломления сердцевины ОВ (изменении легирующей примеси и/или степени легирования) меняется в очень небольших пределах, и определяется в основном свойствами кварца.

Зависимость волноводной дисперсии от длины волны, напротив, сильно зависит от размеров и конструкции ОВ. Это позволяет в широких пределах управлять зависимостью результирующей хроматической дисперсии  $D_{hr}$  от длины волны, изменяя при этом длину волны нулевой дисперсии  $\lambda_{0D}$ . На рис. 1.14б показаны зависимости материальной, волноводной и хроматической дисперсии от длины волны для ОВ со смещенной дисперсией (DSF), которое обладает нулевой ХД вблизи длины волны 1550 нм. На этой длине волны кварцевое ОВ имеет минимальное затухание. Для одноканальных ВОСС, работающих на этой длине волны это практически идеальное ОВ, позволяющее обеспечить оптимальное соотношение между скоростью и дальностью передачи.

К сожалению, это замечательное ОВ не пригодно для использования в ВОСС, использующих С - диапазон длин волн ( $\lambda=1528-1560$  нм) и технологию плотного мультиплексирования в волновой области (DWDM), т.к. из-за нелинейных явлений между

отдельными каналами возникают значительные перекрестные помехи. Отметим, что С - диапазон обладает особой привлекательностью для ВОСС с DWDM, т.к. именно в этом диапазоне работают эрбиевые оптические усилители (EDFA). Отметим также, что практически все транспортные ВОСС используют технологию DWDM.

Были разработаны новые типы ОВ с ненулевой смещенной дисперсией (NZ DSF), имеющие небольшую ХД и малое затухание в этом диапазоне длин волн, в котором к тому же работают эрбиевые оптические усилители (EDFA), без которых уже не могут работать современные ВОСС. На рис. 1.15а показаны зависимости коэффициентов ХД от длины волны в диапазоне С для различных ОВ.

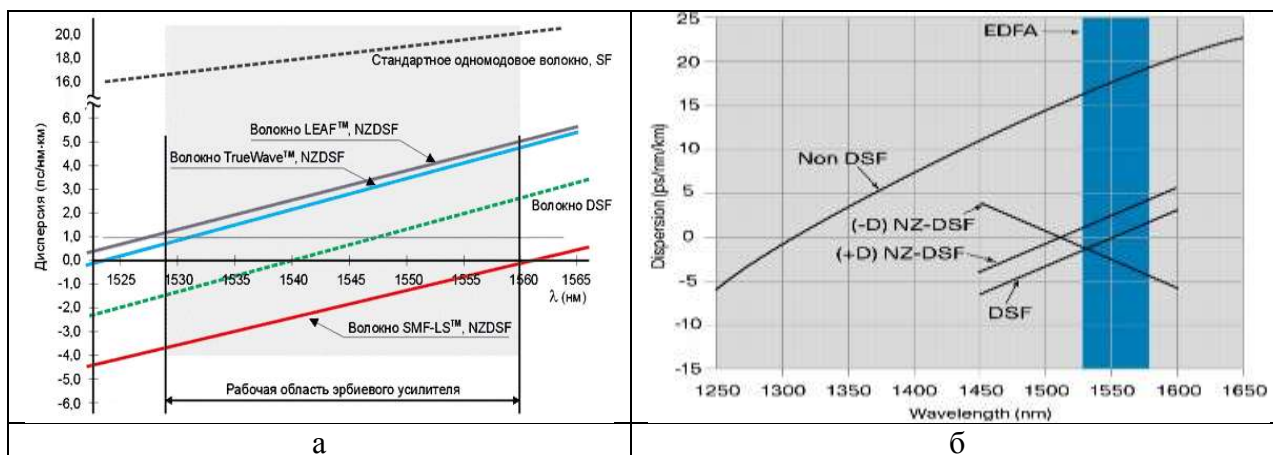


Рис. 1.15. Зависимости коэффициентов хроматической дисперсии от длины волны в диапазоне С для различных ОВ (а) и аналогичные зависимости в широком диапазоне длин волн (б).

Было установлено, что для уменьшения влияния нелинейных явлений достаточно иметь модуль коэффициента ХД более  $D_x > 3$  пс/(нм км).

Волокна NZDSF оптимизированы таким образом, что длина волны нулевой дисперсии у них вынесена за пределы полосы пропускания EDFA. Широко используются две марки ОВ с положительной ненулевой смещенной дисперсией в С - диапазоне длин волн (+NZDSF). Это ОВ торговых марок TrueWave и LEAF (Large Effective Area Fiber). ОВ LEAF впервые выпущено фирмой Corning Optical Fiber в начале 1998 года. Кроме того находит применение ОВ торговой марки SMF-LS с отрицательной ненулевой смещенной дисперсией (-NZDSF). У волокон TrueWave и LEAF длина волны нулевой дисперсии примерно равна 1523 нм, а у SMF-LS она лежит чуть выше 1560 нм.

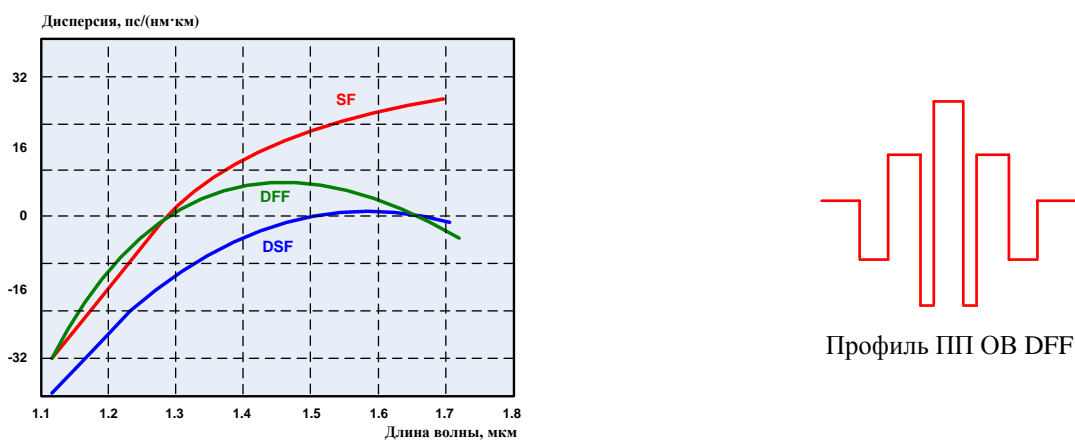


Рис. 1.16. Зависимость хроматической дисперсии различных ОВ от длины волны

Находят применение также ОВ со сглаженной дисперсией DFF (Dispersion Flattened Fiber), имеющее сложный профиль показателя преломления (ППП). Зависимости дисперсии трех типов ОВ: SF, DSF и DFF от длины волны и форма ППП для ОВ DFF

приведены на рис. 1.16. Параметры ОВ с ненулевой смещенной дисперсией приведены в таблице 1.4.

Таблица 1.4.

Характеристики	TrueWave	SMF-LS	LEAF	DFP
Главное рабочее окно (нм)	1550	1550	1550	1550
<b>Затухание</b>				
Макс. затухание на длине волны 1550 нм (дБ/км)	0.22 - 0.25	≤ 0.25	≤ 0.25	н/д
Макс. затухание на длине волны 1310 нм (дБ/км)	н/д	≤ 0.50	н/д	н/д
Макс. затухание в диап. 1525-1575 нм (дБ/км)	≤ 0.30	≤ 0.30	≤ 0.30	н/д
Затухание на пике ОНГ 1383±3 нм (дБ/км)	≤ 1.0	≤ 2.0	≤ 2.0	н/д
Затухание при изгибе на длине волны 1550 нм (ДБ)	≤0.50(1 вит. Ø32 мм) ≤0.05(100 вит. Ø75 мм)	≤0.50(1 вит. Ø32 мм) ≤0.05(100 вит. Ø75 мм)	н/д	н/д
Затухание на сухом стыке при дл. волны 1550 нм (дБ)	≤ 0.10	≤ 0.10	н/д	н/д
<b>Хроматическая дисперсия в зоне ненулевой дисперсии</b>				
минимум (пс/нм·км)	0.8 (зона 1540-60 нм)	н/д	1.0 (1540-60 нм)	1.0 (1540-60 нм)
максимум (пс/нм·км)	4.6 (зона 1540-60 нм)	-3.5 (зона 1530-60 нм)	6.0 (1540-60 нм)	3.0 (1540-60 нм)
Наклон нулевой дисперсии (пс/нм <sup>2</sup> ·км)	н/д	≤ 0.092	н/д	н/д
Длина волны нулевой дисперсии (нм)	≤ 1520	≥1560	н/д	
Диам. модового поля при дл. волны 1550 нм (нм)	8.4 ± 0.6	8.4 ± 0.5	9.5 ± 0.5	
Кабельная длина волны отсечки (нм)	≤ 1260	≤ 1260	н/д	
Поляризационная модовая дисперсия (пс / км <sup>0.5</sup> )	≤0.5 при 1550 нм (макс) ≤0.1 при 1550 нм (тип.)	≤0.5 при 1550 нм (макс)	≤0.08 при 1550 нм (тип.)	

Преимуществом волокна LEAF является увеличенный диаметр модового поля (на 1 мкм больше, чем у других волокон этого класса). Большой диаметр модового поля позволяет вводить в ОВ большие (примерно на 2 дБм) по сравнению с другими ОВ мощности без увеличения нелинейных искажений сигнала. Поэтому это волокно применяется для связи на большие расстояния без промежуточных линейных регенераторов (при необходимости с оптическими усилителями), преимущественно в подводных магистральных.

В ОВ со сглаженной дисперсией (DFP) используется четырехслойная оболочка, что позволяет добиться почти плоской дисперсионной характеристики в широком

спектральном диапазоне. При этом в рабочей области систем DWDM дисперсия меняется очень мало. Эти волокна оптимизированы для систем DWDM с малым числом каналов<sup>1</sup>.

Таблица 1.5

Параметры ОВ		Рекомендации МСЭ			
		G.652	G.653	G.654	G.655
Тип волокна		SSF	DSF	CSF	+NZDSF
Окна прозрачности, нм		1350/1550	1500-1600	1550	1530-1565
Коэффициент затухания, дБ/км	1310	< 1.0 / < 0.34	< 1.0	не норм.	не норм.
	1383 <sup>2</sup>	< 2.0	< 2.0	не норм.	не норм.
	1550	< 0.22	< 0.22	< 0.22 / 0.15-0.19	< 0.22
Диаметр поля моды, мкм	1310	9.3 - 9.8	не норм.	не норм.	не норм.
	1550	9.0 - 10.0	7.0 - 8.6	9.5 - 13.0	9.0 - 10.0
Максимальная длина волны отсечки кабеля, нм		1260	1270	1530	1480
Длина волны нулевой дисперсии, нм		1310 ± 10	1550 ± 25	1280 ± 20	не норм.
Наклон нулевой дисперсии, пс/(нм <sup>2</sup> ·км)		0.093	0.085	0.095	< 0.169
Хроматическая дисперсия на длине волны 1550 нм, пс/(нм·км)		20	3.5	20	2-8

Помимо рассмотренных ОВ существуют также одномодовые ОВ со смещенной длиной волны отсечки Cutoff Shifted Fiber (CSF). Это ОВ с длиной волны нулевой дисперсии вблизи 1300 нм и длиной волны отсечки вблизи 1500 нм. Их основная особенность – сниженные потери и увеличенный диаметр модового поля (что, как мы уже знаем, позволяет повысить мощность сигнала, вводимого в волокно). Поэтому их назначение, как и у волокон LEAF, связь на большие расстояния без использования регенераторов, но с использованием усилителей, например, для подводных магистралей. Волокна CSF оптимизированы для работы в окне 1530-1625 нм. Параметры волокон CSF регламентируются рекомендацией МСЭ G.654. По сравнению с волокнами LEAF волокна DFF имеют сравнительно большую хроматическую дисперсию.

В табл. 1.5 приведены рекомендации МСЭ по параметрам волокон различных типов.

В табл. 1.4 и 1.5 присутствует параметр - кабельная длина волны отсечки. Это длина волны отсечки ОВ, уложенного в кабель. Оказывается, длина волны отсечки «прямого» ОВ (без изгибов) отличается от длины волны отсечки волокна с изгибными деформациями (ОВ в кабеле не вытянуты в прямую линию, они лежат свободно в модулях, которые скручены). Для ОВ в кабеле длина волны отсечки меньше, чем для «прямого» волокна, то есть одномодовый режим передачи наступает раньше.

### 1.4.3. Изменение амплитуды и формы спектрально ограниченных оптических импульсов при их прохождении по ОМОВ

В первом приближении считается, что гауссовская форма оптического импульса после прохождения в ОМОВ расстояния  $z$  сохраняется, а мощность импульса без учета ХД уменьшается с увеличением расстояния  $z$  по закону Бугера

$$P_z(T) = P_0(T) \cdot \exp(-\alpha \cdot z), \quad (1.23)$$

<sup>1</sup> Их применение для систем спектрального уплотнения с большим числом каналов ограничено нелинейным эффектом четырехволнового смешения.

<sup>2</sup> «Водяной» пик



где  $T$  – время, отсчитываемое от середины оптического гауссовского импульса, которое равно 0 для времени распространения импульса середины гауссовского импульса  $t = z/V_g$  на расстояние  $z$ , время  $t$  отсчитывается от середины оптического гауссовского импульса на входе в ОМОВ,

$\alpha$  – коэффициент затухания на длине волны источника в Нп/км.

Обычно расширение оптического импульса, прошедшего через ОМОВ расстояние  $z$ , определяют через коэффициент ХД и ширину спектра импульса  $\Delta\lambda$  [1, 4]. Увеличение полуширины гауссовского импульса из-за ХД в первом приближении составит

$$\Delta t_z = \sqrt{t_{out}^2 - t_{in}^2} = |D_x| \cdot \Delta\lambda \cdot z, \quad (1.24)$$

где  $\Delta\lambda$  – полуширина спектра импульса на входе в ОВ, которая зависит от собственного спектра источника (без модуляции)  $\Delta\lambda_{sour}(\delta\omega)$  и спектра сигнала с учетом модуляции  $\Delta\lambda_{sign}(\Delta\omega_0)$

$$\Delta\lambda = \sqrt{\Delta\lambda_{sign}^2 + \Delta\lambda_{sour}^2} \quad (1.25a)$$

Выражения (1.24) и (1.25) может использоваться для любых источников излучения, в том числе с шириной спектра излучения источника  $\Delta\lambda_{sour}$  превышающей ширину спектра спектрально ограниченных гауссовских импульсов, в том числе и для импульсов, излучаемых многомодовыми ЛД и СИД.

Современные системы когерентной связи по одномодовым ОВ используют узкополосные источники непрерывного излучения с собственной шириной спектра  $\delta\omega = 2\pi \Delta\nu$ , где  $\Delta\nu$  меньше 5 МГц, т.е. практически одночастотные. При амплитудной модуляции таких источников короткими гауссовскими импульсами их спектр значительно расширяется и их можно считать спектрально ограниченными импульсами, для которых выполняется условие  $\Delta\omega_0 \cdot T_0 = 1$ . Причем  $\Delta\omega_0 \gg \delta\omega$ .

Определим ширину спектра  $\Delta\lambda$  таких импульсов и величину расширения спектрально ограниченных гауссовских импульсов  $\Delta t$

$$\Delta\lambda = \frac{c \cdot \Delta\nu_0}{\nu_0^2} = \frac{c \cdot 4\pi^2}{2\pi \cdot T_0 \cdot \omega_0^2} = \frac{2\pi \cdot c}{\omega_0^2 \cdot T_0} \quad \text{и} \quad \Delta t_z = \frac{|D_x| \cdot 2\pi \cdot c \cdot z}{\omega_0^2 \cdot T_0} = \frac{4\pi^2 \cdot c \cdot |\beta_2| \cdot c \cdot z}{\lambda_0^2 \omega_0^2 \cdot T_0} = \frac{|\beta_2| \cdot z}{T_0} \quad (1.25b)$$

Полуширину выходного гауссовского импульса для этого случая можно также определить по выражению

$$T_{0z} = T_0 \cdot \sqrt{1 + (\Delta t_z / T_0)^2} = T_0 \cdot \sqrt{1 + (z / L_D)^2}, \quad (1.26)$$

$$\text{где } L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (1.27)$$

дисперсионная длина.

При малых расстояниях  $z \ll L_D$  длительность выходного импульса  $T_l$  практически равна  $T_0$ . При больших расстояниях  $z \gg L_D$  длительность выходного импульса  $T_l$  линейно растет с увеличением  $z$ . Таким образом, дисперсионная длина определяет расстояние вдоль ОМОВ, при достижении которого ширина выходного импульса возрастает в  $\sqrt{2}$  раз и далее растет почти пропорционально расстоянию. Отметим, что скорость возрастания ширины импульса резко растет для коротких входных импульсов (рис. 1.18б).

Если  $\Delta t_z \ll T_0$ , то для определения  $P_z$  можно использовать выражение (1.23), т.к. влиянием хроматической дисперсии на форму выходного импульса можно пренебречь. Если  $\Delta t_z$  соизмеримо или больше  $T_0$ , то амплитуда прошедшего импульса будет меньше также и за счет дисперсионного расширения (хроматической дисперсии) и выражение (1.23) можно уточнить

$$P_z(T, z) = P_{0m} \cdot \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2 \cdot [1 + (z/L_D)^2]}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + (z/L_D)^2}} \cdot \exp(-\alpha \cdot z). \quad (1.28)$$

Продолжим рассмотрение процессов распространения по ОМОВ спектрально ограниченного оптического импульса гауссовской формы (рис. 1.12). В результате действия линейных эффектов (затухания и хроматической дисперсии) относительный амплитудный спектр этого импульса на выходе ОМОВ не изменится, и будет определяться выражением (1.10). Однако фазовый спектр импульса на выходе ОМОВ изменится, а импульс приобретет внутриимпульсную линейную частотную модуляцию (чирпинг), т.к. низкочастотные ( $\omega < \omega_0$ ) и высокочастотные ( $\omega > \omega_0$ ) составляющие в нем распространяются с разной скоростью из-за хроматической дисперсии (см. рис. 1.13). Количественно величина и знак чирпинга гауссовского импульса можно определить по выражению

$$C = T_0^2 \cdot \frac{d\omega}{dT} \quad (1.29)$$

Таким образом, наличие ХД приводит к тому, что длительность импульса на выходе из ОМОВ возрастет  $T_l > T_0$ , возникает чирпинг, а ширина амплитудного спектра, которую можно измерить с помощью анализатора оптического спектра,  $\Delta\omega_0$  сохраняется.

Напомним, что для ОМОВ существует длина волны  $\lambda_D$  нулевой дисперсии, на которой коэффициенты хроматической дисперсии  $D_x$  и ДГС  $\beta_2$  равны 0 (см. рис. 1.13в). В этом случае в соответствии с упрощенным выражением (1.24) уширения импульса и частотной модуляции внутри импульса не должно быть. Однако в действительности можно говорить только о том, что на этой длине волны эти явления должны быть минимальными. Для уточнения результатов действия ХД в разложении (1.15) для  $\beta$  необходимо учитывать и последующие коэффициенты, например  $\beta_3$ . Далее мы рассмотрим влияние  $\beta_3$  на ширину выходящего из ОМОВ импульса.

В области нормальной (отрицательной) дисперсии ( $\lambda < \lambda_D$ ,  $\beta_2 > 0$ ,  $D_x < 0$ ) высокочастотные (коротковолновые) компоненты спектра оптического импульса распространяются медленнее, чем низкочастотные (длинноволновые) и оказываются в задней части импульса (т.е. проходят меньший путь за то же время). Внутри импульса мгновенная частота увеличивается, частотная модуляция или чирпинг ( $C > 0$ ) положительны (рис. 1.17б).

В области аномальной (положительной) дисперсии ( $\lambda > \lambda_D$ ,  $\beta_2 < 0$ ,  $D_x > 0$ ) высокочастотные (коротковолновые) компоненты спектра оптического импульса распространяются быстрее, чем низкочастотные и оказываются в передней части импульса (т.е. проходят больший путь за то же время). Внутри импульса частота уменьшается, частотная модуляция и чирпинг ( $C < 0$ ) отрицательны (рис. 1.17в).

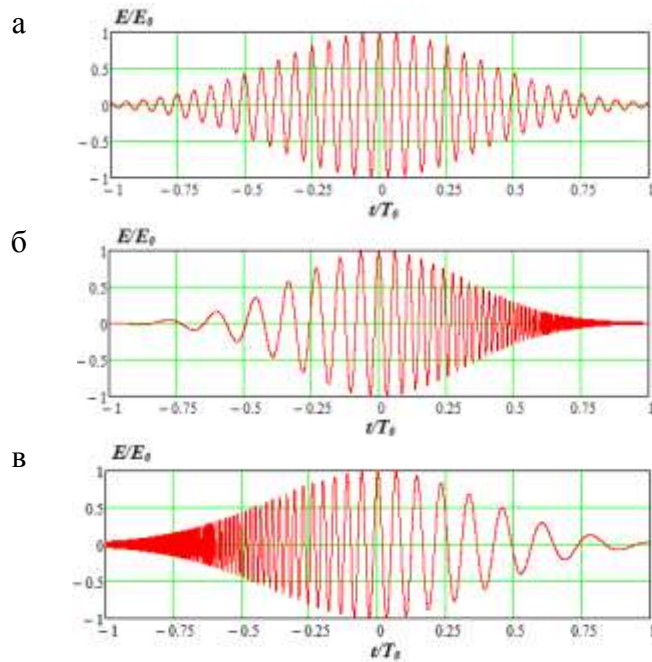


Рис. 1.17. Оптические импульсы, прошедшие ОМОВ без хроматической дисперсии ( $\beta_2 = 0$  чирпинг отсутствует) (а), с аномальной дисперсией ( $\beta_2 < 0$  возникший чирпинг  $C < 0$  отрицательный) (в) и с нормальной дисперсией ( $\beta_2 > 0$  возникший чирпинг  $C > 0$  положительный) (б).

Итак, из-за ХД гауссовский импульс, вначале не имевший частотной модуляции (чирпинга), приобретает ее, проходя по ОМОВ. Изменения частоты внутри импульса описываются выражением [4]

$$\delta\omega = -\frac{\partial\varphi}{\partial T} = \frac{2 \cdot \text{sgn}(\beta_2) \cdot (z/L_D)}{1 + (z/L_D)} \cdot \frac{T}{T_0^2}, \quad (1.30)$$

где величина  $\text{sgn}(\beta_2)$  принимает значение равное по модулю 1 и имеет тот же знак, что и знак  $\beta_2$ .

В соответствии с (1.30) импульс приобретает линейную частотную модуляцию (ЛЧМ), т.к. изменение частоты  $\delta\omega$  прямо пропорционально времени  $T$ .

Определим зависимость величины чирпинга, возникающего в ОМОВ с положительной и отрицательной ХД, от расстояния

$$C = T_0^2 \cdot \frac{d\omega}{dT} = T_0^2 \cdot \frac{\delta\omega}{T} = \frac{2 \cdot \text{sgn}(\beta_2) \cdot (z/L_D)}{1 + (z/L_D)}. \quad (1.31)$$

На рис. 1.18а показаны зависимости чирпинга от расстояния для различных значений полуширины импульсов. Видно, что величина чирпинга с увеличением  $z$  при  $z \ll L_D$  растет пропорционально расстоянию, а при  $z \gg L_D$  стремится к постоянной величине с модулем 2. Причем при меньших длительностях импульсов чирпинг с увеличением расстояния растет быстрее, и раньше достигает предельного значения.

На рис. 1.18б также показаны зависимости длительности импульсов, проходящих по ОМОВ, от расстояния для различных значений полуширины импульсов. Видно, что с увеличением расстояния при  $z \gg L_D$  длительность растет практически линейно. Скорость нарастания возрастает при уменьшении длительности входных импульсов.

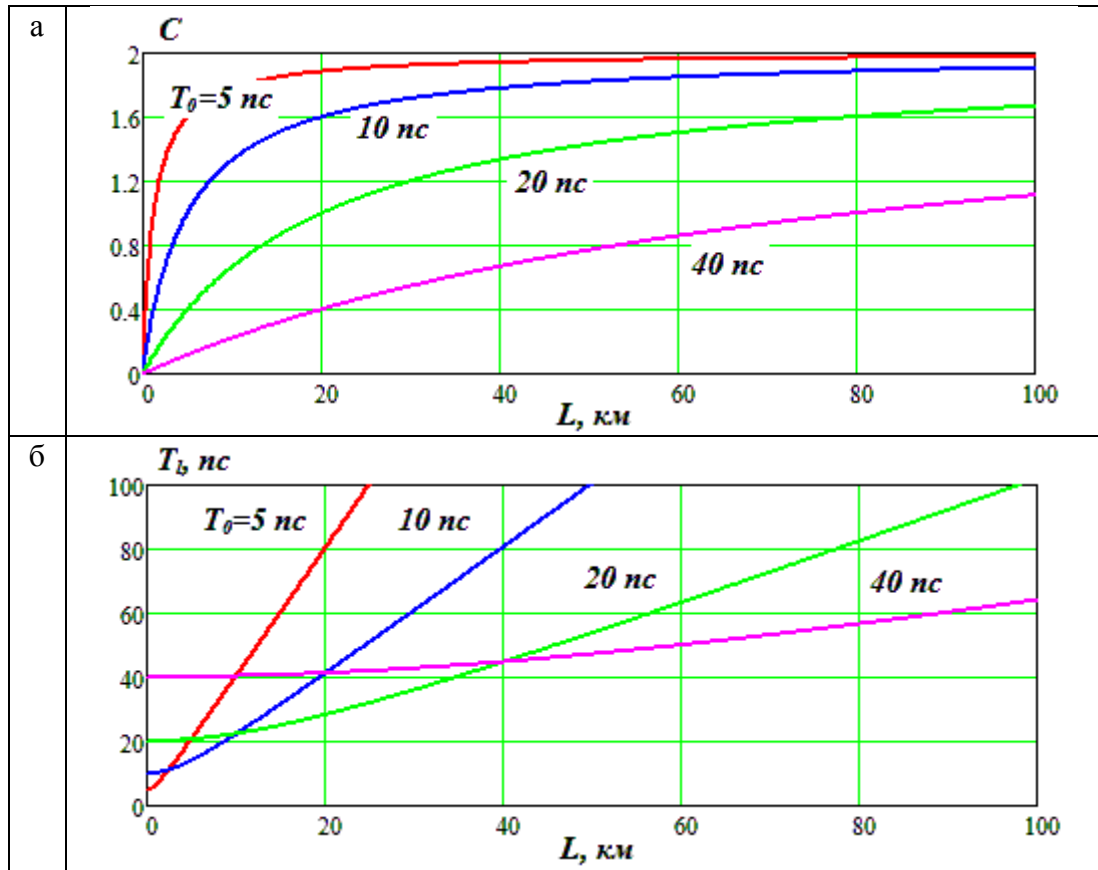


Рис. 1.18. Зависимость чирпинга (а) и длительности выходного импульса (б) от расстояния вдоль ОМОВ

#### 1.4.4. Возможности компенсации хроматической дисперсии в линейных волоконо-оптических трактах

Рассмотрим процессы распространения оптических импульсов в линейных волоконно-оптических трактах, состоящих из ОМОВ с различными параметрами. Установлено, что из-за ХД независимо от знака параметра ХД оптические импульсы, проходящие по ОМОВ расширяются. Однако от знака параметра ХД зависит знак, возникающего в ОМОВ, чирпинга.

Рассмотрим последовательное соединение двух ОМОВ с разными знаками параметра ХД. Например, линию, состоящую из двух участков ОМОВ одинаковой длины и одинаковой по модулю, но противоположной по знаку хроматической дисперсией [1]. Так как полная дисперсия такой линии равна нулю, то импульс на первом участке линии, расширяется и приобретает положительный чирпинг, а на втором участке приобретает отрицательный чирпинг и сжимается до начальной величины (рис. 1.19). Ничего не изменится, если поменять последовательность ОВ.

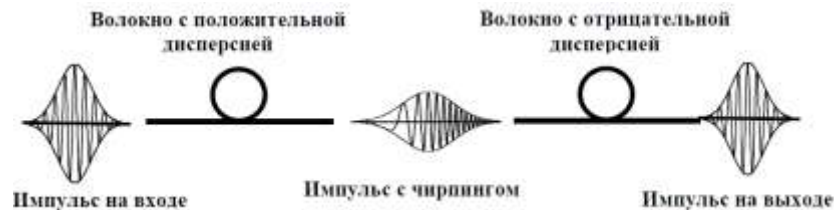


Рис. 1.19. Прохождение оптического импульса через два участка ОВ одинаковой длины и с одинаковой по модулю, но противоположной по знаку хроматической дисперсией [1]. В первом ОВ  $\beta_2 > 0$ , возникающий чирпинг  $C > 0$ , а во втором ОВ  $\beta_2 < 0$  и  $C < 0$ .

На рис. 1.20 показано, что ширина спектра исходного (спектрально ограниченного) и расширившегося импульсов одинакова. Однако у импульса с чирпингом произведение ширины спектра на длительность импульса больше чем у исходного импульса без чирпинга, для которого произведение длительности импульса на ширину спектра  $\Delta\omega_0 \cdot T_0 = 1$ .

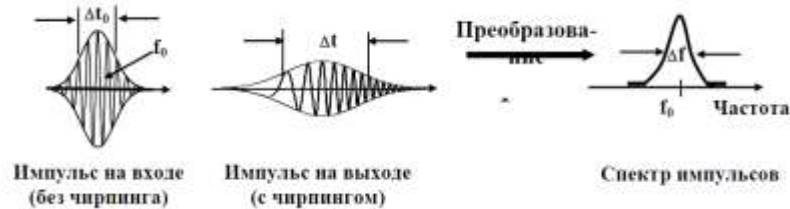


Рис. 1.20. Импульсы и их спектр на входе и на выходе волокна с положительной ДГС ( $\beta_2 > 0$ ).

### 1.4.5. Изменение амплитуды и формы гауссовских оптических частотно модулированных импульсов при их прохождении по ОМОВ

Известно, что частотная модуляция оптических импульсов (чирпинг) может возникать не только в ОВ под действием ХД, но и возникать в источниках излучения. Например, в лазерных диодах (ЛД), причем как в ЛД с резонатором Фабри-Перо, так и в ЛД с распределенной обратной связью (DFB - Distributed Feedback Laser) при прямой модуляции по интенсивности (рис. 1.21а). При изменении тока через ЛД (прямая модуляция) меняется не только оптическая мощность, но также показатель преломления, и температура р-п перехода, т.е. меняются параметры лазерного резонатора, его оптическая длина. Следовательно, меняется частота излучения лазера, т.е. излучаемые ЛД оптические импульсы приобретают чирпинг. На рис. 1.21а показан импульс с положительным чирпингом, но в принципе он может иметь любой знак.

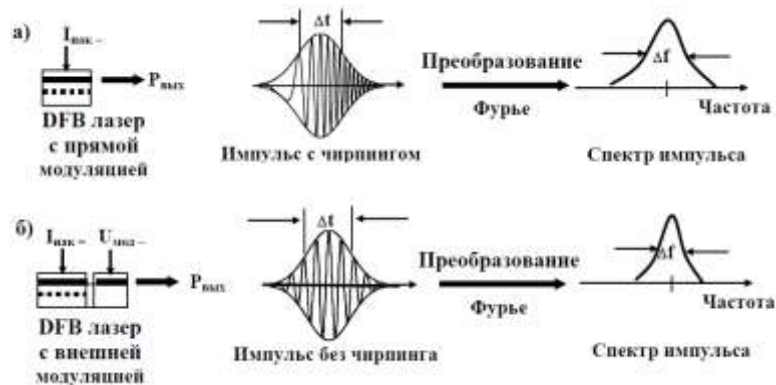


Рис. 1.21. Импульсы и их спектры на выходе DFB лазеров с прямой модуляцией (а) и с внешним модулятором (б). Ширина импульсов одинаковая, но импульс, полученный при прямой модуляции лазера, обладает чирпингом и у него спектр шире [1].

Практически исключить (или существенно уменьшить) паразитную частотную модуляцию (чирпинг) можно в источниках излучения с внешней модуляцией. Эти источники работают при постоянном токе накачки и практически являются одночастотными.

Также отметим, что принципиально существует возможность уменьшить ширину оптического импульса от источника излучения с чирпингом, если пропустить его, например, через ОМОВ, обладающее ХД со знаком противоположным знаком чирпинга источника.

Полуширину спектра гауссовского импульса с полушириной  $T_0$  от источника излучения с чирпингом можно определить по выражению [4]

$$\Delta\omega = \frac{\sqrt{1+C^2}}{T_0}. \quad (1.32)$$

В отсутствии частотной модуляции источника ( $C=0$ ) импульс является спектрально ограниченным, и для него выполняется соотношение  $\Delta\omega \cdot T_0 = 1$ .

Полуширину чирпированного импульса от источника после прохождения длины  $z$  по ОВ можно определить по выражению [4]

$$T_{0z} = T_0 \cdot \sqrt{\left(1 + \frac{C \cdot \beta_2 \cdot z}{T_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 \cdot z}{T_0^2}\right)^2}. \quad (1.33)$$

Видно, что уширение зависит от знаков параметров ДГС  $\beta_2$  и параметра частотной модуляции источника  $C$ . Гауссовский импульс монотонно расширяется с увеличением  $z$ , если  $\beta_2 C > 0$ . Это происходит даже быстрее, чем для спектрально ограниченного импульса. Если же  $\beta_2 C < 0$ , то импульс сначала сжимается, достигает минимума при некотором значении  $z_{min}$

$$z_{min} = \frac{T_0^2}{C \cdot |\beta_2|} = \frac{C \cdot L_D}{1 + C^2} \quad (1.34)$$

и начинает увеличиваться при  $z > z_{min}$ .

На рис. 1.22 показаны зависимости коэффициента уширения оптических импульсов от расстояния вдоль ОМОВ. Минимальная полуширина импульса при  $z = z_{min}$  составляет

$$T_{0z_{min}} = \frac{T_0}{\sqrt{1 + C^2}} \quad (1.35)$$

При  $z = z_{min}$  импульс становится спектрально ограниченным, т.е.  $\Delta\omega \cdot T_{0z_{min}} = 1$ .

Отметим, что для стандартного ОМ ОВ в диапазоне 1550 нм  $\beta_2 < 0$  и при использовании источников излучения с положительным чирпингом  $C > 0$  будет наблюдаться эффект сжатия импульса. Для ОМ ОВ с  $\beta_2 < 0$  для достижения эффекта сжатия импульса необходимо использовать источники с положительным чирпингом.

При  $\beta_2 = 0$  пользоваться выражением (1.33) нельзя. Вместо него следует использовать выражение

$$T_{0z} = T_0 \cdot \sqrt{\left(1 + \frac{C \cdot \beta_2 \cdot z}{T_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 \cdot z}{T_0^2}\right)^2 + (1 + C^2) \cdot \left(\frac{\beta_3 \cdot z}{2T_0^3}\right)^2}, \quad (1.36)$$

в котором учитывается еще один член в разложении для  $\beta$  (1.15), а именно  $\beta_3$ .

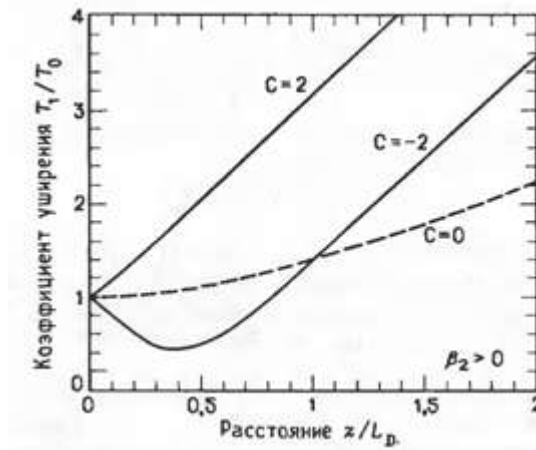


Рис. 1.22. Зависимость коэффициента уширения импульсов от расстояния вдоль ОМОВ

Все выражения для определения полуширины импульса, прошедшего через ОМОВ, получены в предположении, что сам источник излучения когерентный (одночастотный), а его спектр определяется модуляцией излучения. Реально сам источник (ЛД и СИД) может иметь собственный спектр излучения с полушириной  $\delta\omega_0$ . Тогда выражение (1.36) примет наиболее общий вид [4]

$$T_{0z} = T_0 \cdot \sqrt{\left(1 + \frac{C \cdot \beta_2 \cdot z}{T_0^2}\right)^2 + (1 + V^2) \cdot \left(\frac{\beta_2 \cdot z}{T_0^2}\right)^2 + (1 + C^2 + V^2) \cdot \left(\frac{\beta_3 \cdot z}{2T_0^3}\right)^2}, \quad (1.37)$$

где  $V = \delta\omega_0 \cdot T_0$ .

## 1. Светоизлучающие диоды

В связи используется два типа квантовых источников излучения – светоизлучающие диоды (СИД) и лазерные диоды (ЛД). Излучение в СИД и ЛД происходит в результате рекомбинации (исчезновения) электрона и дырки в  $p-n$  переходе при его прямом смещении и при значительной плотности тока через переход. В результате рекомбинации энергия электрона и дырки отдается фотону.

*Оптические характеристики СИД.*

СИД представляет собой диод, конструкция которого позволяет выводить излучение из  $p-n$  перехода (рис. 1). Различают СИД с плоскостным (рис. 1а) и торцевым (рис. 1б) выводом излучения. Излучение возникает в области  $p-n$  перехода. В плоскостном СИД спонтанное излучение возникает в тонком слое  $p-n$  перехода и выходит в том же направлении, в котором течет электрический ток. От момента возникновения до выхода из  $p-n$  перехода фотоны проходят очень маленький путь (доли мкм). В торцевом СИД излучение также возникает в  $p-n$  переходе, который в простейшем случае представляет собой параллелепипед длиной  $L$ , шириной  $w$  и толщиной  $d$  причем  $L > w \gg d$ . Возникшие в  $p-n$  переходе фотоны проходят значительный путь, т.к. длина  $L$  может составлять 50-1000 мкм. На этом пути спонтанно возникшие фотоны способны вызвать стимулированные ими же фотоны, которые имеют ту же частоту, фазу, поляризацию и направление распространения. Излучение торцевого СИД становится слабокогерентным. Это связано с усилительными свойствами среды. Это увеличивает общую излучаемую мощность, которая более плотно концентрируется в пространстве ( $p-n$  переходе). СИД, конструкция которых разработана с целью увеличения доли когерентного излучения, относят к суперлюминисцентным диодам (СЛД). Особенности СЛД рассмотрим ниже.

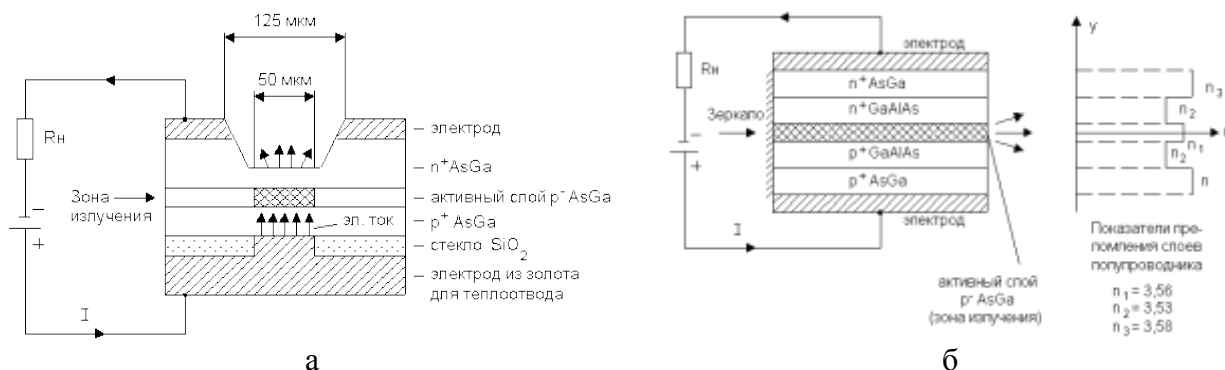


Рис. 1.6. Упрощенные конструкции и схемы включения плоскостного (а) и торцевого (б) СИД.

В случае излучательного перехода в  $p-n$  переходе возникает квант света (фотон) с частотой  $\nu$  и энергией  $W_\phi$

$$W_\phi = h \cdot \nu \geq W_g, \quad (1.4)$$

которая равна или превышает ширину запрещенной зоны полупроводниковой структуры  $W_g$ . Максимальная длина волны излучения  $\lambda_0$  связана с энергией запрещенной зоны  $W_g$  соотношением

$$\lambda_{max} = \frac{hc}{W_g} = \frac{1.24}{W_g}. \quad (1.5)$$

В последнем выражении  $\lambda_{max}$  получается в мкм, если  $W_g$  выражена в электрон-вольтах. Часто эту величину ошибочно принимают за среднюю длину волны  $\lambda_0$ .

Значения величин  $W_g$  для используемых на практике материалов для изготовления ИИ и соответствующие им максимальные длины волн излучения приведены в таблице 1.1.



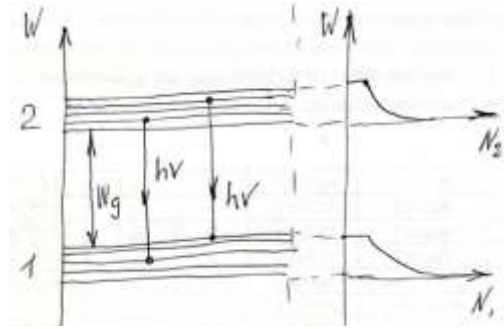


Таблица 1.1.

Материал	Ширина запрещенной зоны	Диапазон длин волн излучения
GaAs	1,42 эВ	0,87 мкм
Ga <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As	1,42 - 1,92 эВ	0,65 - 0,87 мкм
In <sub>1-x</sub> Ga <sub>x</sub> As <sub>y</sub> P <sub>1-y</sub>	0,74 - 1,35 эВ	0,92 - 1,67 мкм

Излучение СИД носит преимущественно спонтанный (шумовой) характер. Распределение интенсивности излучения  $p(\lambda)$  имеет нулевое значение при  $\lambda \leq \lambda_{max}$ , максимально при  $\lambda = \lambda_0$  и стремится к 0 при  $\lambda \rightarrow \infty$ . Ширина непрерывного спектра излучения  $p$ - $n$  перехода приблизительно определяется соотношением

$$\Delta\lambda_0 \approx \frac{3kT}{W_g} \lambda_0 = \frac{3kT \cdot \lambda_0^2}{1.24} = 0.063 \cdot \lambda_0^2 \quad (1.6)$$

В правой части величина  $(3kT)$  подставляется в эВ, тогда  $\Delta\lambda_0$  получится в мкм. При комнатной температуре  $kT = 0.026$  эВ и тогда:

- для  $\lambda_0 = 0,85$  мкм  $\Delta\lambda_0 \approx 45$  нм;
- для  $\lambda_0 = 1,3$  мкм  $\Delta\lambda_0 \approx 100$  нм;
- для  $\lambda_0 = 1,55$  мкм  $\Delta\lambda_0 \approx 150$  нм.

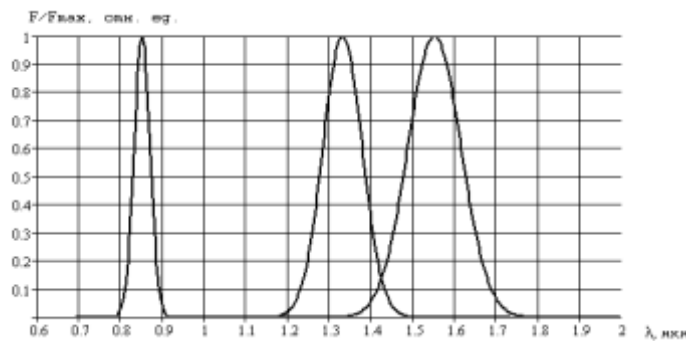


Рис. 1.7. Относительные спектральные характеристики излучения  $p$ - $n$  переходов

Относительные спектральные характеристики излучения различных  $p$ - $n$  переходов (рис. 1.7) фактически являются функциями распределения и в первом приближении могут быть описаны функцией Лоренца

$$F / F_{max} = \frac{(\Delta\nu_0 / 2)^2}{(\nu - \nu_0)^2 - (\Delta\nu_0 / 2)^2} = \frac{(\Delta\lambda_0 / 2)^2}{(\lambda - \lambda_0)^2 - (\Delta\lambda_0 / 2)^2} \quad (1.7)$$

С ростом температуры уменьшается ширина запрещенной зоны полупроводника и увеличивается средняя длина волны излучения  $\lambda_0$  СИД. Температурное смещение  $\lambda_0$  обычно составляет  $\frac{\Delta\lambda_0}{\Delta T} = 0.2 \frac{\text{нм}}{\text{К}}$ .

*Электрические характеристики СИД.*

Важной характеристикой СИД, как элемента электрической цепи, является его вольтамперная характеристика, которая аналогична характеристике диода и имеет вид

$$I = I_0 \left( \exp\left(\frac{U}{\varphi_T \cdot m}\right) - 1 \right), \quad (1.8)$$

где  $I_0$  - тепловой обратный ток;  $\varphi_T = kT/e$  - температурный потенциал;  $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$  - заряд электрона, Кл;  $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$  - постоянная Больцмана, Дж/К;  $m$  - коэффициент рекомбинации, зависящий от электрофизических свойств полупроводника. (для Ge  $m = 1$ , для Si  $m = 2$ , для GaAs  $m = 3$ ).

На рис. 1.8 приведены вольтамперные характеристики (ВАХ)  $p$ - $n$  переходов для наиболее распространенных материалов.

Ток  $I_0$  называют тепловым обратным током в соответствии с механизмом его образования и сильной зависимостью от температуры. Функцию  $I_0(T)$  характеризуют температурой удвоения  $T_y$ , то есть приращением температуры, вызывающим удвоение тока

$$T_y = (kT_0^2 \ln 2) / W_g, \quad (1.9)$$

где  $T_0$  - средняя температура перехода, К;  $W_g$  - ширина запрещенной зоны, эВ.

Для заданной температуры  $T$  тепловой ток определяется из выражения:

$$I_0(T) = I_0(T_0) \cdot 2^{\Delta T / T_y}, \quad (1.10)$$

где  $\Delta T = T - T_0$  - изменение температуры.

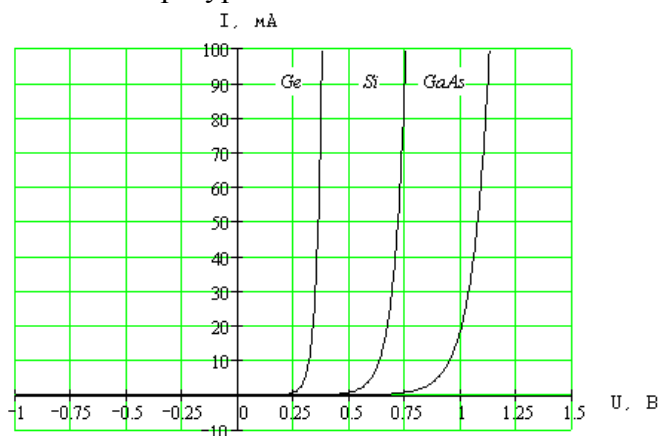


Рис. 1.8. ВАХ  $p$ - $n$  переходов

### Электро-оптические характеристики СИД

Ваттамперная, излучательная или модуляционная характеристика ИИ - зависимость мощности излучения от его прямого тока. Типичная статическая излучательная характеристика СИД приведена на рис. 1.9 (экспериментальные данные).

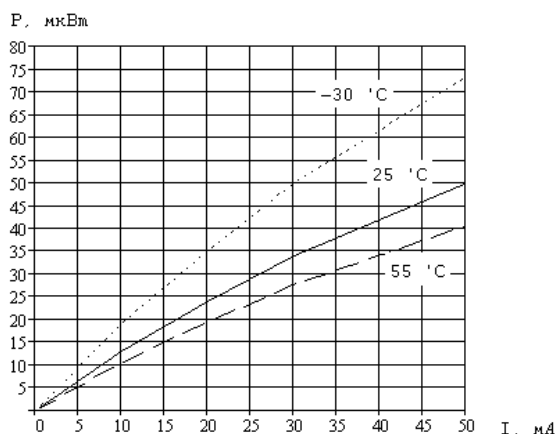


Рис. 1.9. Модуляционная ватт-амперная характеристика СИД

Излучательная характеристика СИД близка к линейной в рабочей области. При малых и больших токах наблюдаются отклонения от линейности. Поток излучения с ростом температуры уменьшается. Мощность излучения уменьшается примерно на 1% при увеличении температуры на  $1^{\circ}\text{C}$ . Для стабилизации мощности излучения и длины волны излучения можно использовать стабилизацию температуры с помощью микрохолодильников на основе эффекта Пельтье<sup>1</sup>.

СИД обычно используют прямую модуляцию током накачки. Благодаря практически линейной модуляционной характеристике их можно использовать для аналоговых систем передачи, выбрав ток  $I_0$  в рабочей точке примерно в середине линейного участка модуляционной характеристики (рис. 1.10).

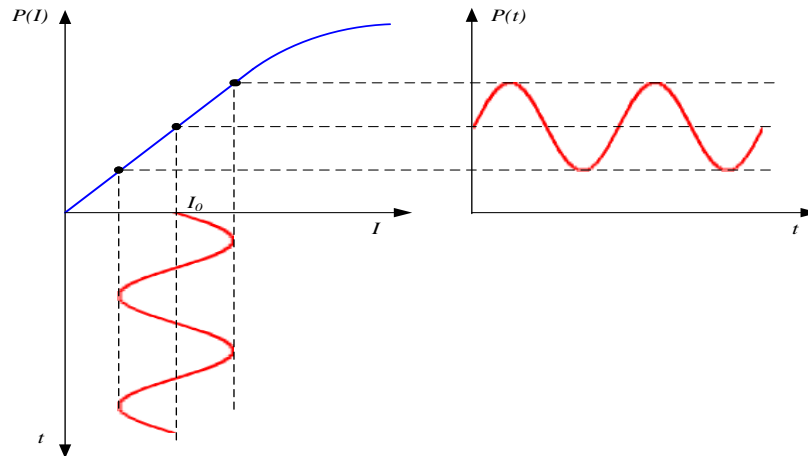


Рис.1.10. Использование СИД для аналоговой системы передачи.

#### Эквивалентная схема СИД

Упрощенная эквивалентная схема излучающего  $p$ - $n$  перехода показана на рис.1.11.

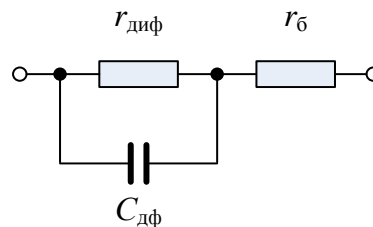


Рис.1.11. Упрощенная эквивалентная схема СИД

В схему входит  $r_б$  - сопротивление базы диода, которое определяется сопротивлением материала полупроводника, контактов и выводов,  $r_{диф}$  - дифференциальное сопротивление  $p$ - $n$  перехода, которое может быть определено из выражения

$$r_{диф} = \frac{dU}{dI} \approx \frac{\varphi_T}{I}. \quad (1.11)$$

С увеличением тока через СИД  $r_{диф}$  быстро уменьшается. При токе 10 мА  $r_{диф} = 2.6$  Ом. В схему также входит  $C_{дф}$  - диффузионная емкость, для которой при  $U \gg \varphi_T$  справедливо

$$C_{дф} \approx \frac{k_x \cdot I \cdot \tau_{эфф}}{\varphi_T}, \quad (1.12)$$

<sup>1</sup> Выделение или поглощение (в зависимости от направления тока) тепла на контакте двух разнородных полупроводников или металла и полупроводника.

где  $k_x = 0.5 - 1$  - коэффициент, зависящий от толщины базы  $W_B$  ( $k_x = 0.5$  для  $W_B \gg L_p$  и  $k_x = 1.0$  для  $W_B \ll L_p$ ), где  $L_p$  - длина диффузии;  $\tau_{эфф}$  - эффективное время диффузии (время жизни, с) неосновных носителей в базе, которое можно определить по выражению:

$$\tau_{эфф} \approx \sqrt{\frac{e \cdot d}{j \cdot B}}, \quad (1.13)$$

где  $e$  - заряд электрона,  $d$  - толщина активного слоя, см;  $j$  - плотность инжектируемого тока, А/см<sup>2</sup>;  $B$  - коэффициент излучательной рекомбинации, см<sup>3</sup>/с; значения которого для различных материалов приведены в табл. 1.2. Эффективное время диффузии уменьшается с увеличением тока накачки.

Таблица 1.2

Материал	$B, \text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$
GaAs	$2.7 \cdot 10^{-10}$
GaSb	$2.4 \cdot 10^{-10}$
InP	$1.3 \cdot 10^{-9}$
InAs	$8.5 \cdot 10^{-11}$
InSb	$4.6 \cdot 10^{-11}$
InGaAsP	$3 \cdot 10^{-10}$

Для определения АЧХ при малых сигналах найдем из (1.11-1.13) постоянную времени источника излучения  $\tau_{ии}$ , полагая, что выходная мощность излучения пропорциональна току, протекающему через  $r_{диф}$  в эквивалентной схеме рис. 1.11:

$$\tau_{ии} = r_{диф} \cdot C_{дф} = k \cdot \tau_{эфф} = k_x \cdot \sqrt{\frac{e \cdot d \cdot S}{I_0 \cdot B}}, \quad (1.14)$$

где  $S$  - площадь поперечного сечения базы, см<sup>2</sup>,  $I_0$  - среднее значение тока через  $p-n$  переход.

В первом приближении амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) СИД при малых сигналах может быть представлена в виде

$$F(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_{ии}^2}}. \quad (1.15)$$

На рис.1.12 показано семейство АЧХ СИД  $Y = 10 \cdot \lg \frac{F(\omega)}{F(\omega_0)}$  при малых сигналах для различных значений среднего тока через  $p-n$  переход. Видно, что с увеличением среднего тока СИД его полоса пропускания возрастает.

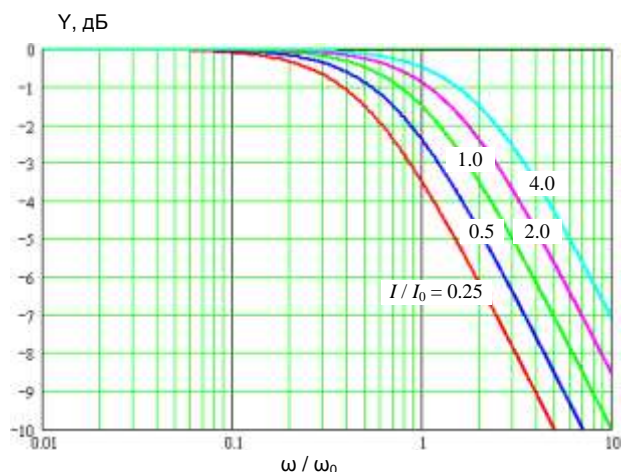


Рис. 1.12. Семейство амплитудно-частотных характеристик СИД при малых входных сигналах

### Конструкции СИД

По конструкции различают СИД с поверхностным излучением и торцевым излучением. Конструкция поверхностного излучателя Баррасса показана на рис. 1.13а. Путем создания углубления в кристалле оптическое волокно, в которое вводится излучение, может быть вплотную приближено к активной области СИД. Это повышает эффективность ввода излучения в ОВ. Для дальнейшего увеличения эффективности необходимо уменьшать площадь активной излучающей области, уменьшать расходимость выходящих лучей с помощью фокусирующих элементов, наносить антиотражающие покрытия. Следует знать, что фокусирующие элементы (линзы, фоконы, граданы) могут улучшить эффективность ввода излучения в ОВ за счет уменьшения расходимости лучей от СИД только в том случае, когда диаметр сердцевины волокна больше чем излучающая поверхность СИД.

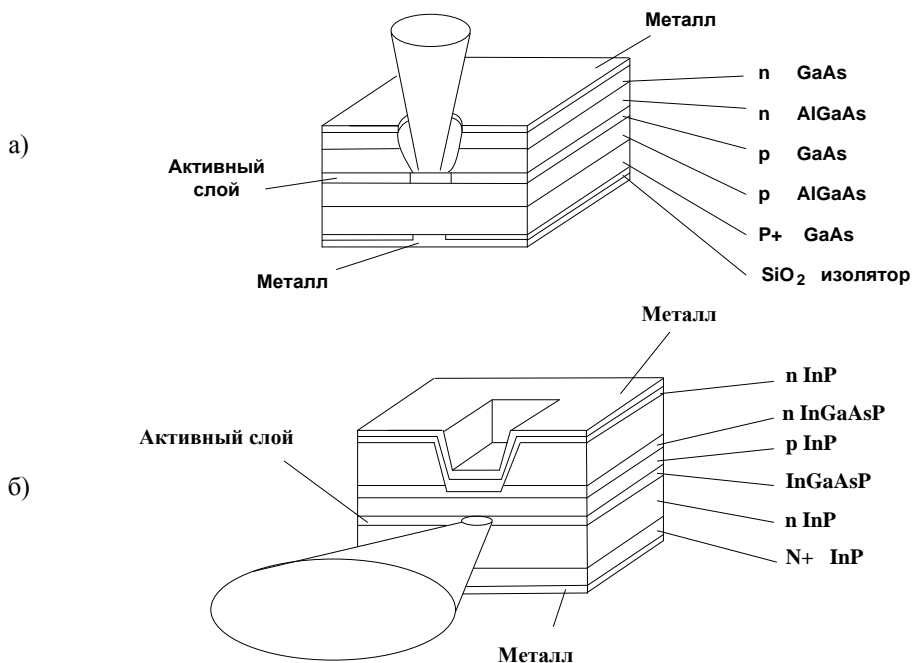


Рис. 1.13. Конструкции светодиодов:

а – с поверхностным излучением (светодиод Баррасса), б - с торцевым излучением

Уровень мощности света, вводимого в ОВ от излучателя Баррасса, обычно не превышает 20 мкВт для градиентного волокна и 2 мкВт для одномодового волокна. Лучшей эффективностью ввода излучения в волокно характеризуется СИД с торцевым

излучением, обеспечивающим ввод до 50 мкВт в градиентное ОВ и до 20 мкВт в одномодовое ОВ. Конструкция торцевого СИД приведена на рис. 1.13б.

#### Недостатки СИД

При использовании СИД для передачи цифровых сигналов они характеризуются рядом недостатков, основными из которых являются:

- 1) низкое по современным понятиям быстродействие, ограничивающее максимальную скорость передачи на уровне 100- 500 Мбит/с.
- 2) широкий спектр излучения, что резко снижает скорость передачи по одномодовым ОВ вследствие хроматической дисперсии;
- 3) низкая эффективность ввода излучения в ОВ, даже для диодов с торцевым излучением.

Одной из разновидностей СИД являются суперлюминесцентные СИД, которые отличаются большей по сравнению с ЛД стабильностью, линейностью, имеют меньший уровень шумов, но уступают по мощности, эффективности ввода излучения, ширине спектра излучения. По своим характеристикам они занимают промежуточное место между обычными СИД и ЛД.

Рассмотрим их после изучения ЛД.

### 1.1. Лазерные диоды

На рис. 1.14 показаны упрощенные конструкции ЛД с резонатором Фабри Перо (а) и СИД с торцевым выходом (б). Видно, что их конструкции практически одинаковы.

#### Когерентность

Главной особенностью ЛД по сравнению с СИД является когерентный характер его излучения. Когерентность характеризует согласованность между фазами колебаний в различных точках пространства в один и тот же момент времени – пространственная когерентность или между фазами колебаний в одной и той же точке пространства в различные моменты времени – временная когерентность. Абсолютно когерентным является монохроматический точечный источник излучения. Степень когерентности реального источника характеризуется временем когерентности  $\tau_k$  и длиной когерентности  $L_k$ :

$$L_k = c \cdot \tau_k . \quad (1.16)$$

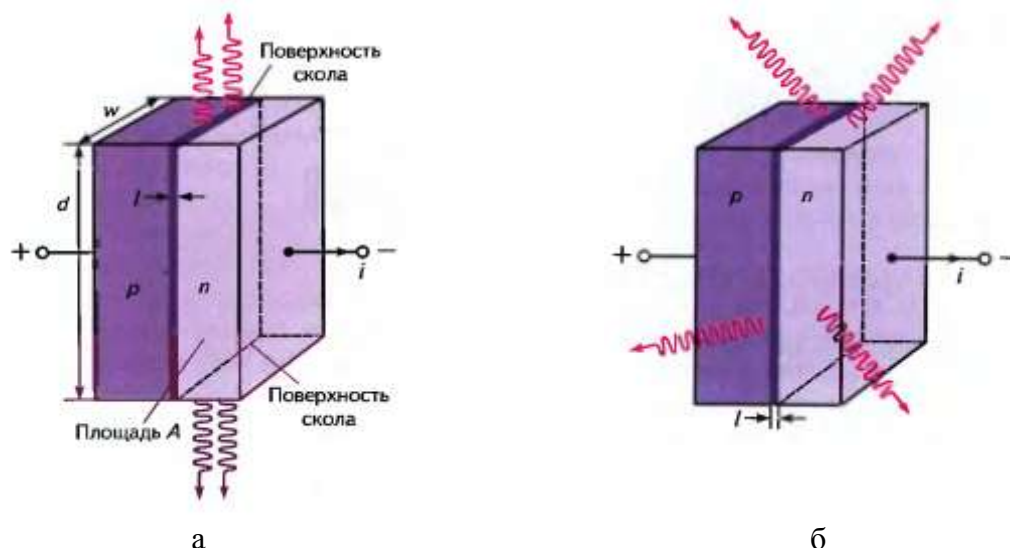


Рис. 1.14. Простые прямосмещенные  $p-n$  переходы ЛД (а) с двумя полупрозрачными поверхностями (сколами), действующими, как резонатор Фабри-Перо и торцевого СИД.

Излучение СИД является спонтанным, практически не когерентным. Атомы в  $p-n$  переходе независимо друг от друга излучают фотоны при рекомбинации, т.е. при переходе электронов с верхних энергетических уровней (из зоны проводимости) на нижние уровни

(в валентную зону). В процессе излучения участвуют множество атомов. Если каждый атом излучает независимо от остальных, то частота, фаза, направление распространения и поляризация фотонов будут различны для всех излучающих атомов, и имеет место некогерентное излучение.

Если же колебания всех излучающих атомов протекают согласованно, то имеет место когерентное излучение. Это возможно только при вынужденной люминесценции.

### Вынужденная люминесценция

Излучение в  $p-n$  переходе может генерироваться в результате рекомбинации свободных носителей заряда – электронов и дырок. Рекомбинация бывает не только излучательная. Энергия, выделяемая в полупроводнике при рекомбинации неосновных носителей с основными, может преобразовываться, как в квант света (рекомбинация, связанная с возникновением фотонов), так и в тепловую энергию решетки (рекомбинация, связанная с возникновением фононов) или в кинетическую энергию других свободных носителей (рекомбинация Оже).

Излучательная рекомбинация в свою очередь разделяется на два вида – спонтанную и вынужденную (индуцированную). При любом из этих двух механизмов рекомбинации возбужденная частица возвращается на один из уровней валентной зоны. Ее энергия выделяется в виде фотона частоты  $\nu_{12}$  (одинаковой для обоих видов рекомбинации) с энергией  $h\nu_{12}$ , приблизительно равной ширине запрещенной зоны  $W_g$ .

Однако в случае спонтанного излучения (рис. 1.15) переход электрона в валентную зону с излучением фотона происходит самопроизвольно, т.к. электрон не может находиться в возбужденном состоянии бесконечно долго, возбужденное состояние является нестабильным и через некоторый заранее не известный промежуток времени без какого-либо внешнего воздействия он переходит в основное состояние. Если с помощью импульса тока накачки через  $p-n$  переход создать высокую концентрацию электронов в зоне проводимости, то после окончания импульса инверсная концентрация будет уменьшаться экспоненциально с постоянной времени  $\tau$  (время жизни), которая зависит от материала и конструкции  $p-n$  перехода и может принимать различные значения. Поэтому не известны заранее ни частота, ни направление распространения этого фотона, ни поляризация и даже ни момент его испускания (то есть фаза).

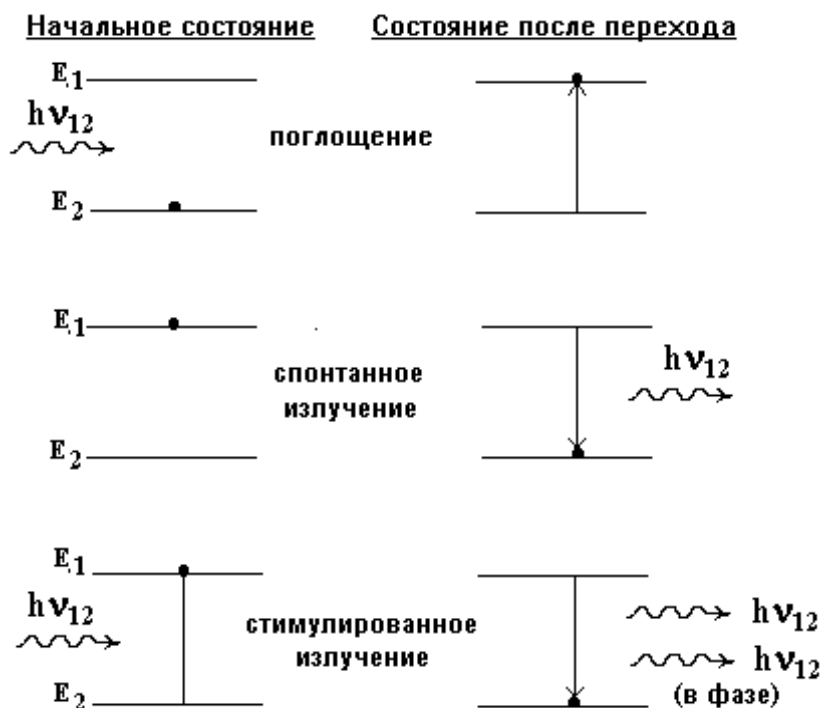


Рис. 1.15. Спонтанная и вынужденная люминисценция

Для того чтобы возникло вынужденное излучение необходимо, чтобы на возбужденный электрон воздействовал фотон с частотой  $\nu_{12}$ . В этом случае частота, фаза, поляризация и направление испускаемого фотона те же, что и у падающего. Таким образом, испускается второй фотон, неотличимый от первого. Вынужденное излучение в точности копирует то излучение, которым индуцируется. Оно имеет ту же частоту, ту же поляризацию, ту же фазу и то же направление, что и вынуждающее излучение. Поэтому оно усиливает вынуждающее излучение, не искажая его.

На явлении вынужденной люминисценции основана работа лазеров и оптических усилителей. Само слово лазер изначально являлось не самостоятельным словом, а английской аббревиатурой: **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation, что означает в переводе - усилитель света, основанный на явлении вынужденного излучения.

В состоянии равновесия переходы, сопровождающиеся излучением и поглощением света, уравниваются друг друга, и усиления света не происходит.

#### *Условие, при котором возникает усиление света*

Можно показать, что для того, чтобы в кристалле полупроводника возникло усиление света, нужно создать так называемую инверсию населенностей, то есть число возбужденных атомов должно превышать число невозбужденных. Добиться этого можно разными способами. В полупроводниковых ЛД используется накачка электрическим током, который протекает через *p-n* переход при прямом напряжении. При этом происходит инжекция неосновных носителей - электроны и дырки инжектируются соответственно в области *p*- и *n*-типа. Инверсия заселенности энергетических уровней и преобладание индуцированного излучения над спонтанным возникает после достижения током накачки некоторого порогового значения. Типовые значения порогового тока составляют от единиц до сотен миллиампер, а мощности лазерного излучения от долей и единиц мВт до несколько сотен милливатт.

#### *Условия, при которых возникает генерация света.*

Для того, чтобы от режима усиления перейти к режиму генерации света, в ЛД, как и в любом генераторе, используют положительную обратную связь. Обратная связь в *p-n* переходе ЛД (рис. 1.14) длиной  $L$ , шириной  $w$  и толщиной  $d$ , создается с помощью двух параллельных полупрозрачных зеркал, образующих оптический резонатор Фабри-Перо. Обычно роль зеркал выполняют сколы полупроводниковых структур по кристаллографическим плоскостям. Возникновение генерации в простейшем резонаторе длиной  $L$  с двумя полупрозрачными зеркалами с коэффициентами отражения  $R_1$  и  $R_2$  поясняет рис. 1.16.

#### *Первое условие возникновения генерации (амплитудное).*

Для возникновения генерации необходимо, чтобы усиление света за счет вынужденного излучения в инвертированной среде превышало величину потерь, которые состоят из затухания в активной среде и потерь на отражения от полупрозрачных зеркал.

Тогда первое условие генерации можно записать в виде:

$$R_1 \cdot R_2 \cdot \exp[(G - \alpha) \cdot L] \geq 1, \quad (1.17)$$

где  $G$  - коэффициент усиления в инвертированной среде,  $\alpha$  - коэффициент затухания среды,  $L$  - длина резонатора,  $R_1$  и  $R_2$  - коэффициенты отражения от зеркал резонатора (по амплитуде световой волны).

#### *Второе условие возникновения генерации (фазовое).*

Генерация при выполнении первого условия возможно только для волн совпадающих друг с другом по фазе. Для этого необходимо, чтобы на длине резонатора укладывалось целое число полуволен генерируемого излучения:



$$L = n \cdot \frac{\lambda}{2} = n \cdot \frac{\lambda_0}{2 \cdot n_g}, \quad (1.18)$$

где  $n$  – целое число,  $\lambda$  и  $\lambda_0$  – длины волн в активной среде и в вакууме, соответственно.

При выполнении второго условия фазовый набег световой волны при двойном проходе резонатора кратен величине  $2\pi$ , что обеспечивает оптимальные условия для усиления света.

Фазовое условие в частности означает, что условие резонанса в любом резонаторе выполняется не для одного, а для многих типов колебаний, отличающихся друг от друга длиной волны и распределением электромагнитного поля в резонаторе. Так для резонатора, образованного двумя зеркалами, это условие выполняется для всех колебаний, у которых на расстоянии между зеркалами укладывается целое число полуволн. Такие типы колебаний называют модами. Спектр излучения ЛД состоит из набора мод. Для достижения одномодового режима используют оптические фильтры мод.

### Принцип действия ЛД

ЛД работает следующим образом (рис. 1.16). Сначала источник накачки, воздействуя на  $p-n$  переход ЛД создает в нем инверсию населенностей. Затем инвертированная среда начинает спонтанно излучать кванты света. Под действием спонтанного излучения начинается процесс вынужденного излучения света.

Потоки света, идущие в боковых направлениях, быстро покидают активную среду, не успев набрать значительную энергию. В то же время световая волна, распространяющаяся вдоль оси резонатора, переотражаясь между зеркалами, многократно проходит активный элемент, непрерывно набирая энергию. Благодаря инверсии населенностей этот процесс носит лавинообразный характер и приводит к экспоненциальному усилению света.

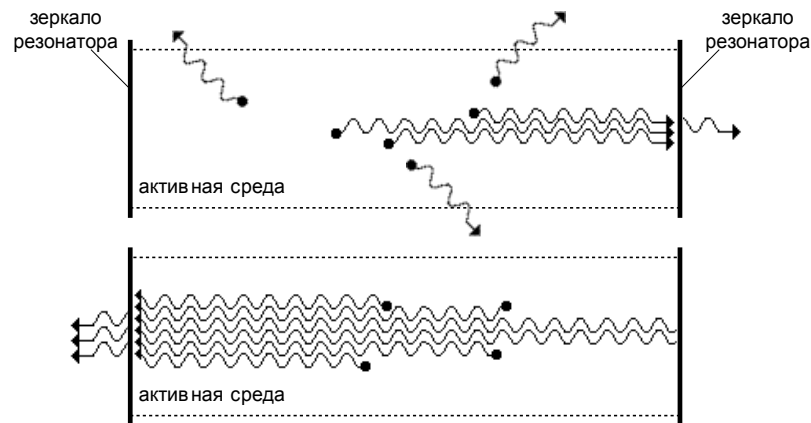


Рис. 1.16. Возникновение генерации в оптическом резонаторе.

Благодаря частичному пропусканию света одним из зеркал резонатора (или обоими зеркалами), излучение выводится наружу, образуя лазерный луч.

### Излучательная (ватт-амперная) характеристика лазера.

Ватт-амперные и вольтамперные характеристики нужны для определения требований к электрической схеме, в которую включается ЛД. По этим характеристикам определяются напряжения и токи необходимые для получения требуемой мощности излучения. Вольтамперные характеристики ЛД принципиально не отличаются от вольтамперных характеристик СИД. Напряжение на ЛД в режиме лазерной генерации при номинальном токе накачки составляет (1.5-2) В для GaAlAs ЛД ( $\lambda=0.85$  мкм) и около 1.2 В для InGaAsP/InP ЛД ( $\lambda=1.3-1.55$  мкм).

ЛД имеет нелинейную ватт-амперную характеристику, которую можно в первом приближении разбить на два участка (рис. 1.17)

$$P = k_1 \cdot I_n; \text{ при } I_n < I_{nop} \tag{1.19}$$

$$P = k_2 \cdot (I_n - I_{nop}) + k_1 \cdot I_{nop}; \text{ при } I_n \geq I_{nop}.$$

На первом участке при малых токах накачки (меньше порогового тока  $I_{nop}$ ) ЛД фактически работает как торцевой СИД с малой крутизной ватт-амперной характеристики ( $k_1 = dP/dI_n$ ). При больших токах накачки (больше порогового тока  $I_{nop}$ ) ЛД работает в режиме лазерной генерации с высокой крутизной ватт-амперной характеристики ( $k_2 = dP/dI_n$ ).

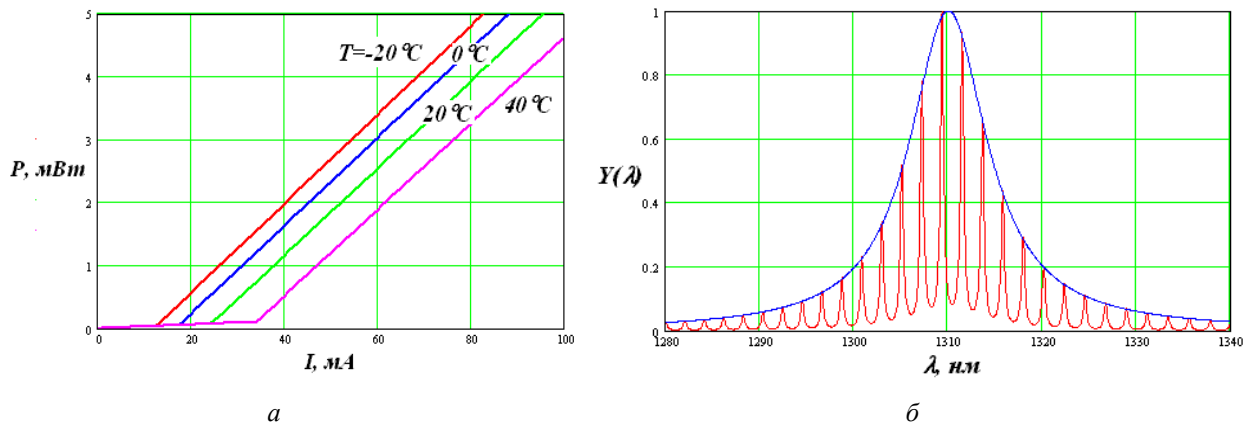


Рис. 1.17. Ватт-амперная характеристика ЛД (а) и спектр его излучения в режиме генерации (б)

При приложении напряжения от внешнего источника лазерный диод не сразу переходит в режим генерации излучения. При токе меньше порогового имеет место спонтанное излучение (рис. 1.7) с шириной спектра излучения в несколько десятков микрометров, т.е. ЛД работает как СИД. При достижении током накачки некоторого порогового значения ЛД переходит в режим генерации, при этом испускаемое излучение существенно сужается одновременно по ширине спектра, и пространственной расходимости. С дальнейшим увеличением тока накачки ширина спектра сужается до 2-5 нм для многомодовых ЛД. С увеличением тока также может сдвигаться центральная длина волны из-за повышения температуры  $p-n$  перехода

Сам пороговый ток также существенно зависит от температуры:

$$I_{пор} = I_{пор0} \cdot \exp(\Delta T / T_0) \quad (1.20)$$

где  $T_0$  - характеристическая температура, которая составляет 120-150 К для ЛД AlGaAs ( $\lambda=0.85$  мкм) и 50-70 К для ЛД InGaAsP/InP ( $\lambda=1.3-1.55$  мкм),  $I_{пор0}$  - пороговый ток при температуре  $T_0$ . Обычно пороговый ток для ЛД с мощностью до нескольких мВт составляет 45-80 мА

Коэффициент полезного действия ЛД при номинальном режиме составляет 10-15%. Он определяется отношением излучаемой оптической мощности к потребляемой электрической мощности. Квантовый выход ЛД непрерывного излучения достигает 40-60%.

#### Модовый состав излучения лазера.

Рассмотрим более подробно ЛД с резонатором Фабри-Перо (FP). В ЛД структура электромагнитного поля определяется, в основном, параметрами резонатора, образованного активной областью, т.е.  $p-n$  переходом. В таком резонаторе может существовать несколько типов колебаний (мод), каждое из которых характеризуется своей частотой. На этих частотах может быть лазерная генерация и, следовательно, такие составляющие могут появиться в выходном излучении лазера. Каждая мода характеризуется тремя целыми числами ( $i, j, k$ ), которые соответствуют числу максимумов распределения электромагнитного поля по трем взаимно перпендикулярным направлениям.

Продольные моды определяются коэффициентом преломления и длиной резонатора. В упрощенном виде условие резонанса соответствует целому числу полуволн, укладывающихся на длине резонатора, и выполняется в общем случае для ряда длин волн (частот):

$$\lambda_i = \frac{2 \cdot L \cdot n_g}{i}, \quad \nu_i = \frac{i \cdot c}{2 \cdot L \cdot n_g} \quad (1.21)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме,  $n_g$  – групповой показатель преломления активной среды,  $L$  – длина резонатора,  $i$  – продольное модовое число (целое число полуволн, укладывающихся на длине резонатора).

Интервал по частоте между соседними продольными модами с модовыми числами  $i$  и  $i+1$  составляет:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2 \cdot L \cdot n_g} [i - (i+1)] = -\frac{c}{2 \cdot L \cdot n_g}. \quad (1.22)$$

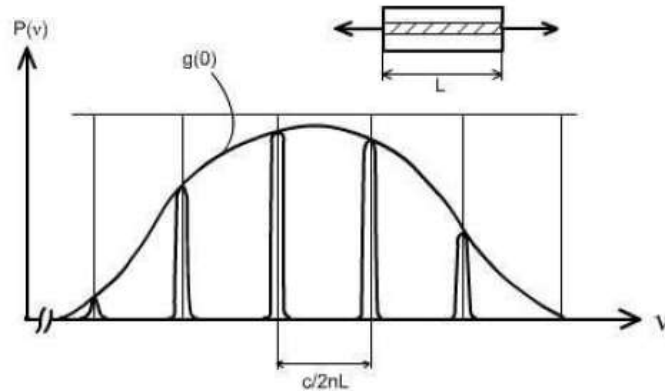


Рис. 1.18. Спектр излучения FP лазера

На рис. 1.18 показан спектр излучения FP лазера.  $g(\nu)$  – зависимость коэффициента усиления активной среды от частоты.

Найдем интервал  $\Delta\lambda$  между соседними поперечными модами:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= \lambda_i - \lambda_{i+1} = \frac{c}{\nu_i} - \frac{c}{\nu_{i+1}} = \frac{c(\nu_{i+1} - \nu_i)}{\nu_{i+1} \cdot \nu_i} \approx -\frac{c \cdot \Delta\nu}{\nu_i^2} = -\frac{c \cdot \Delta\nu \cdot \lambda_i^2}{c^2} = -\frac{\Delta\nu \cdot \lambda_i^2}{c} = \\ &= \frac{c \cdot \lambda_i^2}{2 \cdot L \cdot n_g \cdot c} = \frac{\lambda_i^2}{2 \cdot L \cdot n_g} \end{aligned} \quad (1.23)$$

При  $\lambda=1.55$  мкм,  $n_g = 4$  (GaAs),  $L=200$  мкм и  $\Delta\lambda = 1.5$  нм. Ширина спектральной линии отдельной моды обычно не превышает 0.1 нм. Общая ширина огибающей спектра усиления лазера составляет примерно 2...5 нм. Уменьшение длины резонатора приводит к возрастанию межмодового интервала  $\Delta\lambda$ , так что только немногие моды могут попасть в пределы линии усиления. По этой причине предпочтительнее короткие резонаторы (менее 100 мкм). Они дают возможность работать с одной продольной модой при более высокой выходной мощности.

При возрастании температуры длина волны  $\lambda_0$ , соответствующая максимуму огибающей спектра лазера, сдвигается в сторону больших значений. Ширина огибающей спектров излучения лазеров и температурные изменения длины волны приведены в таблице 1.3.

Из таблицы видно, что температурные коэффициенты, также как и расстояние между продольными модами, изменяются примерно обратно пропорционально квадрату длины волны.

Таблица 1.3

Длина волны, соответствующая максимуму огибающей спектра, $\lambda_0$ , нм	850	1300	1550
Ширина огибающей спектра, $\Delta\lambda$ , нм	2,0	5,0	7,0
Расстояние между продольными модами ( $L = 200$ мкм), $\Delta\lambda$ , нм	0,4	1,0	1,5
Температурный коэффициент изменения $\lambda_0$ , $d\lambda_0/dT$ , нм/град	0,22	0,5	0,73

Одним из недостатков резонаторов Фабри-Перо является наличие в них поперечных собственных мод, искажающих спектр генерации лазера и обуславливающих флуктуации мощности (шумы) излучения. Число поперечных боковых (lateral) мод зависит от ширины резонатора. В лазерах с шириной резонатора более 20...30 мкм обычно наблюдается довольно резкий переход от светодиодного к лазерному режиму, после чего с увеличением тока накачки возбуждаются моды высокого порядка. С ростом тока накачки выходная мощность растет линейно, пока разогрев не приведет к некоторому насыщению. Межмодовые интервалы для поперечных мод составляют 0,01...0,02 нм. Эти моды проявляются как спутники (спутники) каждой продольной моды. Уменьшение ширины полоски до 10 мкм и менее увеличивает пороги возникновения поперечных мод высоких порядков до уровней тока, превышающих возможности лазера, т.е. они не возникают.

Высота активного слоя в ЛД на двойной гетероструктуре всегда менее одного микрометра, что в большинстве случаев меньше длины волны. В результате в резонаторе может возбуждаться только одна низшая поперечная (transverse) мода.

Для достижения одномодового режима генерации в конструкции ЛД используют оптические фильтры. Особенности таких ЛД будут рассмотрены ниже.

### *Пространственные характеристики излучения лазера*

На пространственное распределение поля излучения, в основном, оказывает влияние наличие боковых поперечных мод. Можно пользоваться двумя способами описания пространственного распределения. Распределение в ближней зоне соответствует изменениям плотности мощности по выходному торцу лазера. Распределение в дальней зоне относится к характеристикам направленности генерируемого излучения. Угловая расходимость излучения зависит от толщины активного слоя и скачка показателя преломления в гетероструктуре. Обычно диапазон углов, в котором интенсивность превышает половину максимальной, составляет примерно  $40^\circ$  в плоскости, перпендикулярной плоскости перехода, и  $5^\circ...10^\circ$  в плоскости, параллельной переходу (рис. 1.12.19).

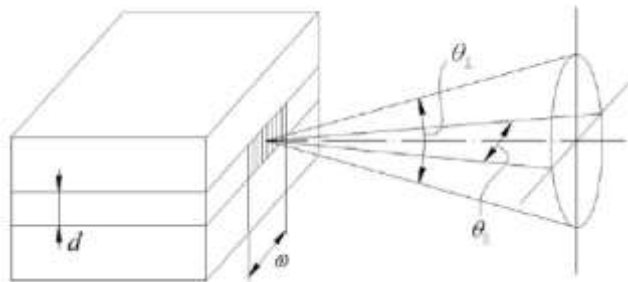


Рис. 1.19. Угловая расходимость излучения ЛД

### *Модуляция излучения ЛД.*

Поскольку ЛД являются источником когерентного излучения, то возможны различные виды модуляции излучения: амплитудная, частотная, фазовая и поляризационная. До скоростей передачи 2.5 Гбит/с в ВОСП используется амплитудная модуляция (по интенсивности).

При этом возникают искажения формы оптического импульса, которые проявляются в следующих формах:

- задержка переднего фронта оптического импульса на время  $t_d$ , ведущая к укорочению импульса излучения по сравнению с модулирующим электрическим импульсом,
- нестабильность импульса во времени,
- релаксационные колебания на вершине импульса («звон»).

Рассмотрим форму импульса светового излучения ЛД, когда на него подается прямоугольный импульс тока. Пока плотность носителей в активной области не достигнет пороговой величины, лазерной генерации не будет, величина задержки определяется выражением

$$t_d = \tau_p \cdot \ln \left( \frac{I_p}{I_p - I_{пор}} \right), \quad (1.24)$$

где  $\tau_p$  - время жизни неосновных носителей в области рекомбинации,  $I_p$  - амплитуда приложенного импульса тока,  $I_{пор}$  - величина порогового тока.

При импульсной модуляции ЛД временная задержка излучения  $t_d$  может быть уменьшена подачей на лазер постоянного тока смещения  $I_0$ .

$$t_d = \tau_p \cdot \ln \left( \frac{I_p}{I_p - I_{пор} + I_0} \right). \quad (1.25)$$

Если ток смещения  $I_0$  меньше порогового тока  $I_{пор}$  или равен 0, то при модуляции лазера двумя последовательными импульсами временная задержка для второго импульса будет меньше, поскольку плотность зарядов в  $p$ - $n$  переходе из-за остаточного действия первого импульса будет выше к началу второго импульса. Это приводит к дрожаниям фронтов (джиттеру) и колебаниям амплитуд импульсов.

#### *Структурная схема передающего блока со стабилизацией средней мощности*

Характеристики ЛД в большей степени, чем у СИД подвержены влиянию температуры и могут медленно меняться с течением времени вследствие процессов старения. Так при изменении температуры величина порогового тока GaAlAs/GaAs-ЛД меняется со скоростью +1 %/°C, а для InGaAsP/GaP-ЛД - со скоростью +(2 ÷ 3)%/°C. Старение лазеров приводит к возрастанию порогового тока. Для лазеров с длиной волны излучения 850 нм скорость изменения порогового тока составляет 1 мА на 1000 часов (около 42 дней) при среднем времени наработки  $10^5$  часов.

Для компенсации температурных изменений можно было бы ограничиться стабилизацией температуры ЛД. Влияние старения также можно было бы компенсировать изменением температуры ЛД (охлаждение лазера по мере старения). Однако такие схемы не эффективны и не практичны, так как требуют большого диапазона температурного регулирования (при пороговом токе 50 мА, скорости изменения порогового тока 1 %/°C и 1 мА/килочас за время 10000 часов потребуются охлаждение на 20 °C).

В то же время ЛД на основе структур InGaAsP/GaP имеют более высокий температурный коэффициент изменения порогового тока. При изменении температуры на 30 ÷ 40 °C величина порогового тока может удвоиться, что будет приводить к более быстрой деградации лазера. Поэтому в излучателях на основе этих лазеров применяются полупроводниковые термоохладильники на основе эффекта Пельтье.

В схемах управления излучением лазеров требуется обеспечить смещение и обеспечить работу лазера в течение всего срока эксплуатации в заданных интервалах температур.

Общая схема управления излучением лазером приведена на рис. 1.20.

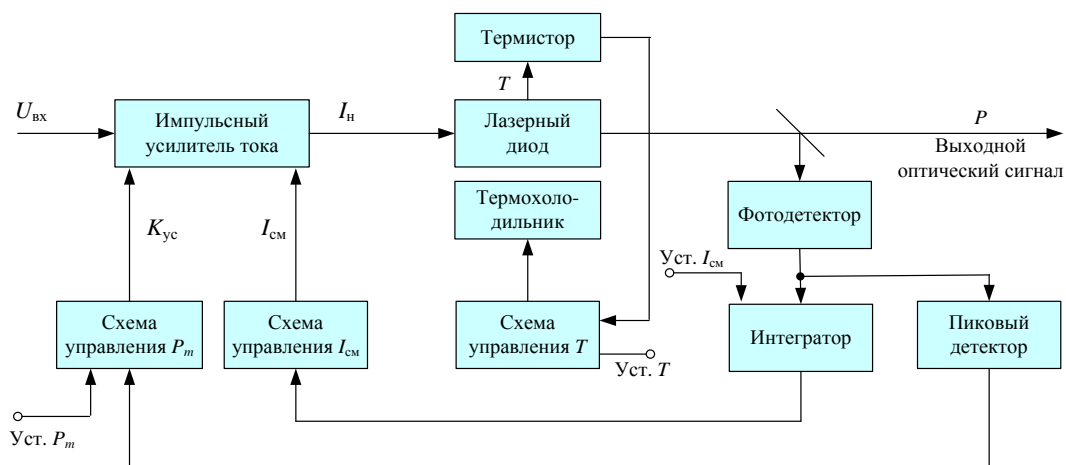


Рис. 1.20. Блок-схема управления режимом работы лазера.

Можно выделить три петли управления:

- управление рабочей температурой лазера,
- управление током смещения,
- управление параметрами модулирующего сигнала (амплитудой импульсов).

Схемы управления могут быть самыми разнообразными и содержать одну, две или все три петли управления.

В схеме управления, приведенной на рис. 1.20, контролируются средний (с помощью интегратора) и максимальный уровни мощности света, а также температура излучателя. Три петли обратной связи управляют током смещения, коэффициентом передачи усилителя накачки и температурой излучателя.

#### Конструкции и параметры существующих ЛД.

Конструкция ЛД с двойной гетероструктурой (ДГС) и резонатором Фабри-Перо (рис. 1.21а), аналогична конструкции торцевого СИД. Название "двойная гетероструктура" обозначает, что эта конструкция имеет двойной слой различных по свойствам полупроводников, прилегающих к активному слою, которые отличают эту конструкцию от простейшего ЛД с *p-n* переходом. Полупроводниковые слои оболочки имеют меньший показатель преломления, чем у активного слоя. Благодаря этому, в активном слое создается волновой канал с высокой плотностью носителей зарядов и фотонов. Активный слой имеет толщину от 0,1 до 1 мкм. Основным достоинством такого лазера является простота конструкции и малая стоимость. Френелевские отражатели резонатора получают шлифовкой торцевых поверхностей ЛД или простым скалыванием образца искусственного кристалла вдоль атомных плоскостей, перпендикулярных оси резонатора. Обычно такие ЛД являются многомодовыми ИИ, т.е. в них наряду с главным пиком, в котором сосредоточена основная мощность излучения, существуют побочные максимумы (рис. 1.21б). Ширина спектра обычно составляет 2-3 нм. При пороговом токе порядка 10 мА они имеют выходную мощность 5 – 10 мВт. ЛД с резонатором Фабри Перо без термостабилизации имеет дрейф длины волны 0.4 нм/°С. Их использование в ВОСП ограничено широкой полосой излучения и большой температурной зависимостью излучаемых длин волн. Находят применение на линиях небольшой протяженности (локальные сети) при прямой модуляции излучения током через *p-n* переход ЛД.

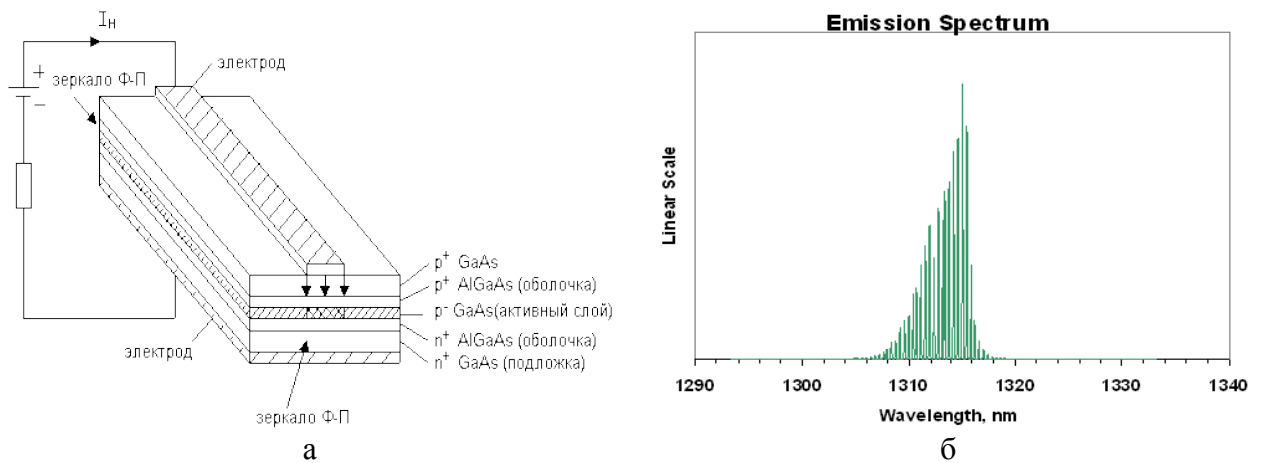


Рис. 1.21. Конструкция и схема включения ЛД с ДГС и резонатором Фабри Перо (а) и типовой спектр излучения (б)

Лазерные источники излучения изготавливают в виде модулей (рис. 1.22), в состав которых кроме самого ЛД входят:

- фотодиод для контроля выходной оптической мощности,
- термистор для контроля температуры  $p-n$  перехода ЛД,
- микрохолодильник на основе эффекта Пельтье для управления температурой  $p-n$  перехода ЛД.

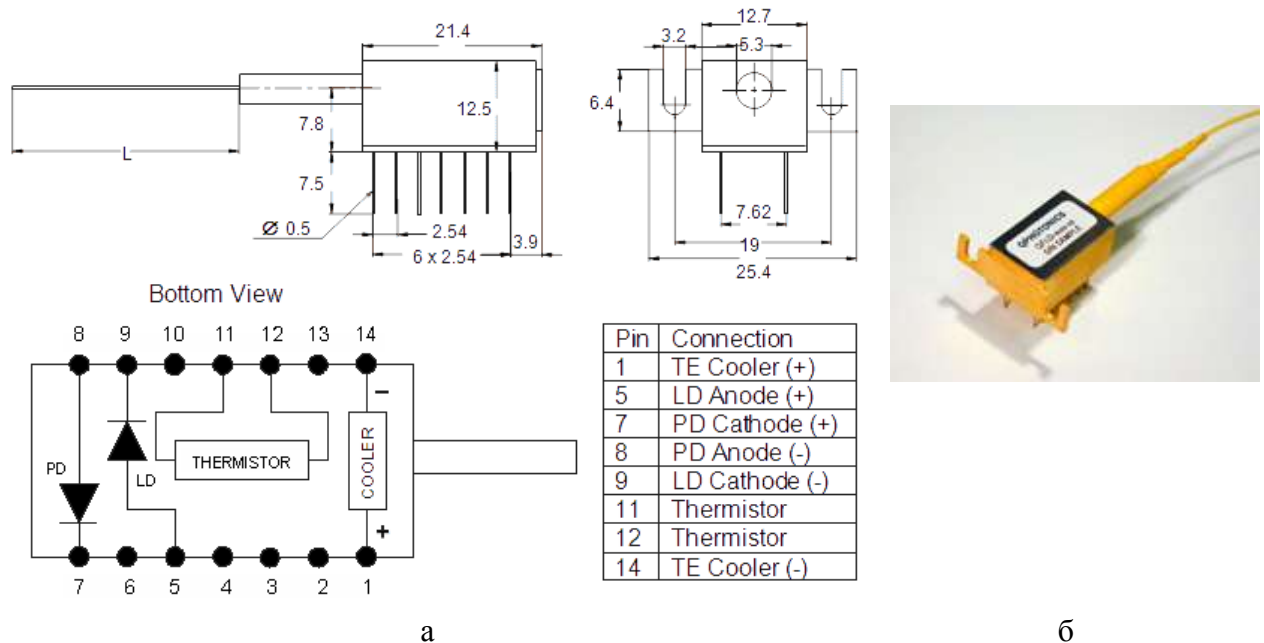


Рис. 1.22. Габаритный чертеж и принципиальная схема передающего модуля (а) и его внешний вид (б)

Для одномодовой работы используют:

ЛД с распределенной обратной связью (РОС) или (DFB - distributed feedback laser),  
 ЛД с распределенным брэгговским отражением (РБО) или (DBR - distributed Bragg reflector),

ЛД с вертикальным резонатором (ЛД ВР) или (VCSEL - Vertical-Cavity Surface Emitting Laser),

ЛД с внешним резонатором.

Резонатор ЛД DFB состоит из активной среды, включающей в себя периодическую отражающую структуру, которая либо наносится на поверхность волновода, либо вытравливается в нем. В отражающей структуре возникает брэгговское отражение (рис. 1.23).



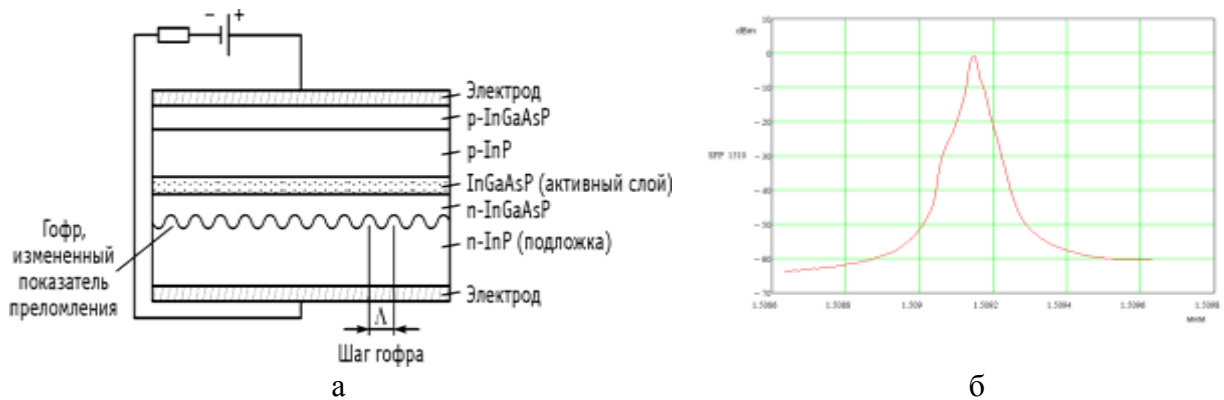


Рис. 1.23. Конструкция и схема включения ЛД DFB (а) и спектр излучения (б)

Период решетки  $d$  ( $\Lambda$ ) подбирается так, чтобы выполнялось фазовое условие Брэгга:  $2n_1d = \lambda$  (условие генерации). Условие отражения от периодической структуры выполняются для лучей обоих направлений. Таким образом, периодическая решетка создает обратную связь в обоих направлениях, распределенную по всей длине ЛД. Поскольку обратная связь, создаваемая периодической решеткой, является селективной, то в ЛД DFB обеспечивается режим одномодовой генерации. Еще одно преимущество таких ЛД – возможность размещать их непосредственно на поверхности полупроводниковой подложки и подключать их к волноводам на поверхности этой подложки, создавая интегральные оптические устройства.

ЛД DFB (РОС) способны излучать в различных спектральных диапазонах, от 0.8 мкм до 2.8 мкм. Их выходная мощность составляет десятки милливатт. Ширина линии модуляции, как правило, составляет несколько сотен МГц. Обычно ширина спектра излучения лазера РОС оценивается на уровне  $-20$  дБм от максимального значения интенсивности. Кроме того, в спектре могут наблюдаться боковые моды, величина подавления которых должна быть не менее 30 дБ.

Возможна перестройка длины волны на несколько нанометров. При использовании стабилизации температуры, например в системах с плотным волновым мультиплексированием (DWDM), наблюдается высокая стабильность длины волны.

DFB-лазеры обладают, однако, существенным недостатком – ограниченной областью перестройки частоты. В обычном DFB-лазере величина температурной перестройки составляет 400 ГГц, что обеспечивает перекрытие 8 каналов ITU-T при расстоянии 50 ГГц или всего 4 каналов при расстоянии 100 ГГц. Для увеличения диапазона перестройки используются полностью моноблочные интегрированные конструкции, содержащие решетку из нескольких DFB-лазеров, объединенных в один блок. Так, блок из восьми параллельно расположенных DFB-лазеров и объединенных многомодовым волноводным объединителем (ММИ) позволяет обеспечить диапазон перестройки до 60 нм. Для увеличения выходной мощности такого перестраиваемого лазера на выходе устанавливается усилитель (см. рис. 1.24).

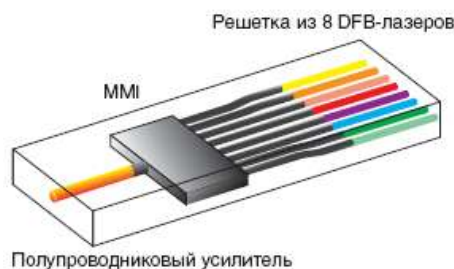


Рис. 1.24. Схема перестраиваемого 8-элементного DFB\_лазера с оптическим усилителем

*Отступление.* Отметим, что в связи с широким внедрением на оптических сетях технологии DWDM и внедрения транспондеров возникла острая потребность в универсальных оптических одномодовых излучателях, способных работать на любой длине волны из частотного плана ITU-T. Внедрение таких устройств экономически очень выгодно, так как один универсальный перестраиваемый оптический передатчик заменяет в ряде случаев линейку из нескольких десятков передатчиков с фиксированной длиной волны.

Оптический передатчик с перестраиваемой длиной волны излучения содержит перестраиваемый лазер, объединенный с модулятором, и устройство привязки длины волны к стандартизированной сетке длин волн. Желательно, конечно, чтобы его цена, размеры, стабильность выходной мощности, ширина спектра, жесткость конструкции, время бесперебойной работы и другие характеристики были сопоставимы с соответствующими характеристиками существующих передатчиков с фиксированной длиной волны.

Долгое время создание передатчиков с перестраиваемой длиной волны сдерживалось отсутствием необходимых перестраиваемых лазеров, однако в последнее время характеристики перестраиваемых лазеров существенно улучшились, а их стоимость значительно сократилась.

В полупроводниковых перестраиваемых лазерах используются те же активные элементы, что и в обычных полупроводниковых лазерах с фиксированной длиной волны. Поэтому свойства перестраиваемых лазеров определяются в основном конструкциями используемых селективных перестраиваемых резонаторов.

Лазер на основе резонатора Фабри-Перо можно сделать перестраиваемым, если изменить его конструкцию следующим образом (рис. 1.24). Одно из зеркал (внешнее) резонатора располагается вне активного элемента, а на соответствующий торец активного элемента наносят просветляющее (антиотражающее) покрытие для устранения обратного отражения и уменьшения внутрирезонаторных потерь. Антиотражающее покрытие позволяет уменьшить коэффициент отражения примерно на 4 порядка. Между внешним зеркалом и активным элементом расположен перестраиваемый селектор. Поскольку выходящее из просветленного торца полупроводникового лазера излучение обладает очень большой расходимостью, необходимо использование согласующей линзы (микролинзы). Второе зеркало располагается на втором торце полупроводникового кристалла – активного элемента. Увеличивая или уменьшая расстояние до зеркала можно плавно изменять длину волны излучения.

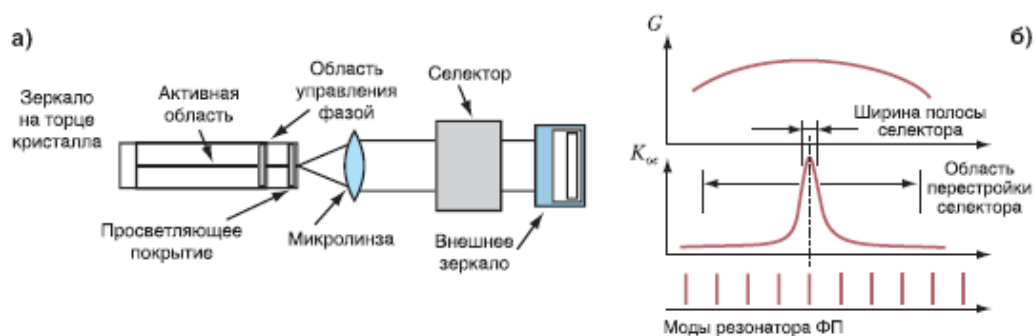


Рис. 1.24. Перестройка частоты лазера с внешним резонатором: а) обобщенная схема перестраиваемого лазера с внешним резонатором; б) спектральные зависимости коэффициента усиления, коэффициента пропускания селектора и мод резонатора Фабри – Перо

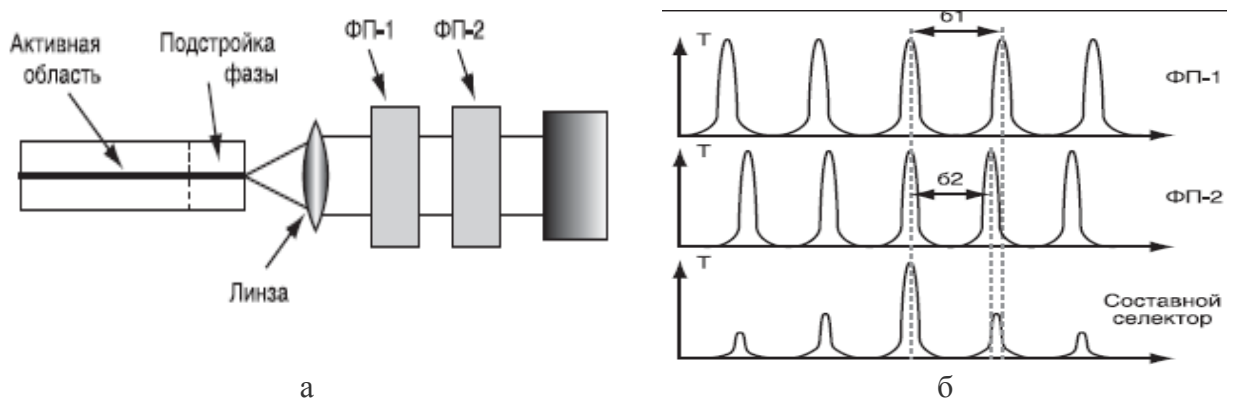


Рис. 1.25. Схема перестраиваемого лазера с двумя интерферометрами Фабри-Перо (а) и принцип селекции длины волны с помощью управления двумя интерферометрами (б).

Лучших результатов позволяет достичь селектор, образованный двумя интерферометрами Фабри – Перо с немного отличающимися оптическими длинами. Оптическая схема лазера с таким селектором приведена на рис. 1.25а. Спектры пропускания двух интерферометров Фабри–Перо приведены на рис. 1.25б. Перестраивая только второй интерферометр, можно настраивать составной селектор на различные резонансы первого интерферометра. Аналогично если перестраивать только первый интерферометр, то можно настраивать составной селектор на резонансы второго интерферометра. Подстраивая одновременно оба селектора, можно настроить составной селектор на любую длину волны.

Один из интерферометров может быть настроен на гребенку частот ИТУ, тогда, перестраивая второй интерферометр, можно осуществлять переключение частоты генерации строго между стандартизованными частотами.

Существенный недостаток лазеров с внешними резонаторами – их дискретная конструкция, необходимость сборки лазера из составных элементов и необходимость согласования полупроводникового волноводного усилителя с объемными элементами.

Более современные решения в области создания перестраиваемых по длине волны источников излучения связаны с использованием ЛД DBR (РБО). В них в качестве зеркал резонатора используются распределённые брэгговские отражатели (минимум один), находящиеся вне активной среды резонатора (рис. 1.26). За счет большей свободы при формировании внешних решеток Брегга можно на порядок снизить ширину спектра излучения по сравнению с ЛД DFB (РОС).

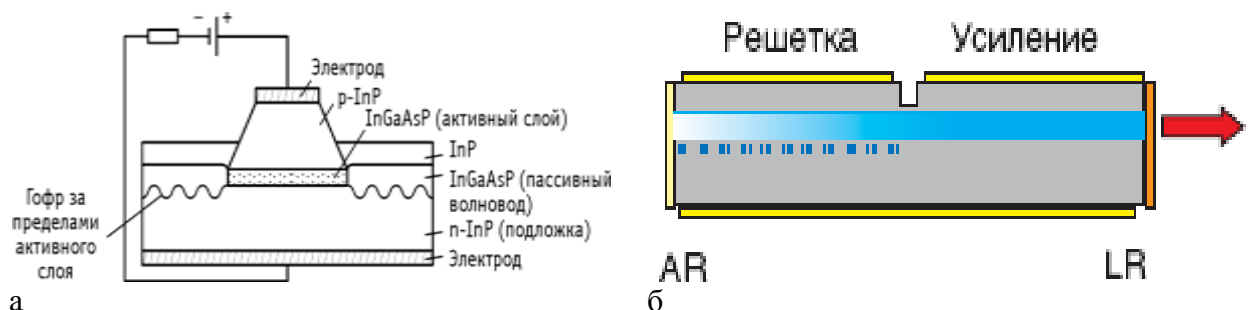


Рис. 1.26. Конструкция и схема включения ЛД DBR с двумя брегговскими зеркалами (а) ЛД DBR\_с одним брегговским зеркалом (AR – просветляющее покрытие, LR – зеркало с низким коэффициентом отражения)

Эффект от действия брэгговского зеркала подобен четвертьволновому многослойному диэлектрическому зеркалу, обеспечивающему максимальный уровень отражения для заданного числа слоёв. ЛД DBR обычно представляют собой

одночастотные лазеры с дифракционно-ограниченным качеством пучка, и они могут перестраиваться по длине волны.

Перестраиваемые DBR-лазеры – это волноводные аналоги лазеров с внешним резонатором. Отличие заключается в том, что активная усилительная часть лазера и внешний резонатор интегрированы (объединены) на одной подложке – при помощи одного волновода (рис. 1.26б).

Простейший вариант DBR-лазера содержит один отражатель в виде распределенной брэгговской дифракционной решетки. Решетка обычно создается периодической модуляцией толщины волновода, что приводит к периодической модуляции эффективного показателя преломления для распространяющейся моды. Такая модуляция показателя преломления приводит к эффективной связи между встречными волнами при выполнении условия Брэгга. Для получения узкого спектра отражения решетки делают относительно больших размеров и с небольшой глубиной модуляции.

Перестройка длины волны осуществляется путем инжекции носителей заряда в область решетки. При этом показатель преломления с увеличением концентрации носителей уменьшается и, следовательно, изменяется резонансная длина волны. Расчеты показывают, что для увеличения диапазона перестройки запрещенная зона пассивной части должна быть близка к энергии фотонов (или к величине запрещенной зоны усилительной области). Но слишком близкими их делать нельзя из-за увеличения затухания световой волны.

Простота конструкции и возможность интеграции с волноводными усилителями и модуляторами делают DBR-лазеры очень привлекательными. Однако область их перестройки определяется величиной относительного изменения эффективного показателя преломления и ограничивается величиной менее 20 нм. Для увеличения диапазона перестройки разработаны новые типы перестраиваемых DBR-лазеров: SG DBR-лазеры и SSG DBR-лазеры.

Структура ЛД SG DBR с профилированными брэгговскими отражателями (SG sampled diffraction grating) предусматривает перестройку длины волны излучения. В ЛД SG DBR используются два отражателя, которые выполняют роль узкополосных фильтров (рис. 1.27) и располагаются по обеим сторонам от области усиления. Передняя и задняя решетки характеризуются периодами самой решетки  $\Lambda_G$  и длиной секции  $\Lambda_S$ . Обычно  $\Lambda_G / \Lambda_S \approx 0.1$ .

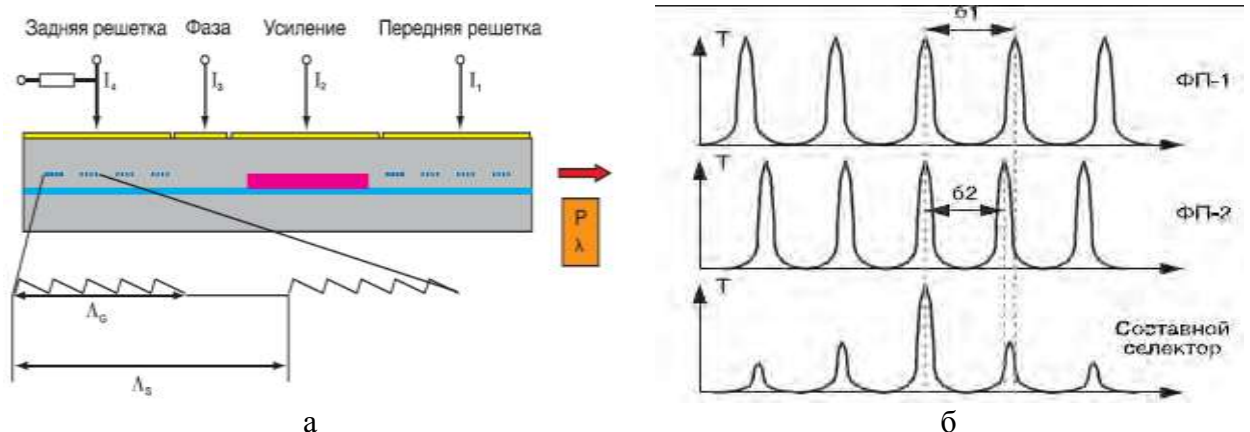


Рис. 1.27. Конструкция и схема включения ЛД SG DBR с электронной перестройкой длины волны излучения (а) и принцип селекции длины волны с помощью управления двумя решетками Брэгга

Периоды профилей двух решеток отличаются примерно на 10%. Принцип селекции длины волны и перестройки основан на эффекте Вернье и аналогичен принципу перестройки селектора, состоящего из двух интерферометров Фабри – Перо.

Спектр отражения каждого из двух зеркал представляет собой периодически расположенные максимумы отражения. Он аналогичен спектру пропускания интерферометра Фабри – Перо. При этом расстояние между максимумами отличается примерно на 10%. Генерация осуществляется на длине волны, на которой максимумы отражения двух зеркал совпадают (так как периоды следования максимумов различны, они совпадают только для одной единственной частоты).

Каждое из двух зеркал (переднее и заднее) перестраивается примерно в диапазоне 10 нм, что обеспечивает перестройку длины волны излучения лазера в диапазоне 100 нм. Вторая секция (Усиление) служит для усиления светового излучения. Третья секция (Фаза) обеспечивает тонкую подстройку оптической длины резонатора лазера и, следовательно, тонкую подстройку частоты генерации. Схема разработанного на основе SG DBR-лазера интегрированного моноблочного излучателя с перестройкой частоты приведена на рис. 1.28.



Рис. 1.28. Упрощенная конструкция и схема включения интегрированного моноблочного излучателя на основе ЛД SG DBR

SSG DBR-лазеры представляют собой модификацию лазеров с профилированными решетками (SG DBR-лазеров). Эти два типа лазеров функционально идентичны и отличаются только строением брэгговских зеркал. В SSG DBR-лазерах решетки брэгговских зеркал периодически чирпированы (т.е. промодулирована их пространственная частота), а в SG DBR-лазерах периодически промодулирована амплитуда. Как и в профилированных решетках, пространственный период модуляции в SSG-решетках определяет расстояние между частотными максимумами отражения. Преимущество SSG-решеток перед SG-решетками состоит в том, что SSG-решетки не имеют «пустых» участков и, следовательно, необходимый коэффициент их отражения можно получить при меньшей глубине модуляции волновода.

Преимуществами DFB и DBR ЛД по сравнению с FP являются: уменьшение ширины спектра излучения, зависимости длины волны лазера от тока инжекции и температуры, а также высокая стабильность одномодового режима. Температурный коэффициент  $\Delta\lambda/\Delta T$  для ЛД FP порядка 0,5-1 нм/°C, в то время как для ЛД DFB порядка 0.07-0.09 нм/°C. Основным недостатком DFB и DBR ЛД является сложная технология изготовления и, как следствие, более высокая цена.

Представляют большой интерес ЛД с вертикальным резонатором (ЛД ВР) или (VCSEL - Vertical-Cavity Surface Emitting Laser), в которых излучение направлено перпендикулярно *p-n* слою (рис. 1.29). В них сверху и снизу от активной области располагаются слои полупроводников с периодически изменяющейся величиной показателя преломления. Слои выполняют функции полупрозрачных зеркал, образующих интерференционный фильтр. Они формируют структуру подобную распределенному брэгговскому отражателю (DBR). Преимущество короткого высококачественного резонатора ЛВР заключается в генерации моды узкого спектра высокой стабильности. Такие лазеры могут формироваться группами на одной подложке микросхемы. При этом стабилизация параметров производится сразу для всего лазерного массива.



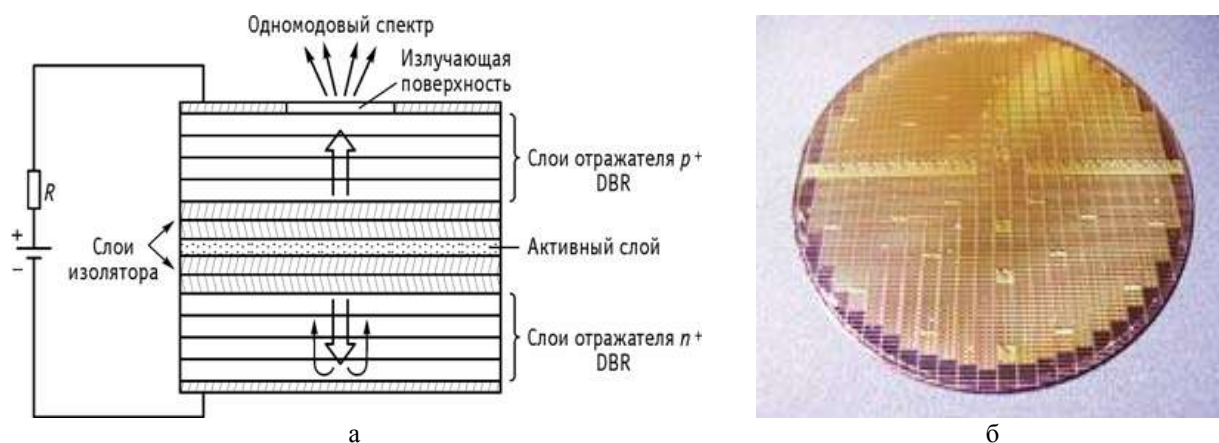


Рис. 1.29. Упрощенная конструкция и схема включения ЛД VCSEL (а) и чип с лазерами (б).

В будущих сетях связи возможно широкое использование таких лазеров. Важнейшее их потенциальное достоинство заключается технологичности и в возможности массового производства (на одном полупроводниковом кристалле может быть изготовлено несколько сот лазеров одновременно, см. рис. 1.29б), что, как ожидается, приведет к значительному снижению их стоимости.

Первоначально были разработаны VCSEL ЛД на длину волны 850 нм, но в настоящее время есть разработки на длины волн 1310 и 1550 нм. Эти ЛД позволяют достичь скорости передачи 2.5 Гбит/с при прямой модуляции излучения, обеспечивая передачу на расстояние до 15 км. Их достоинством помимо низкой стоимости является узкий спектр излучения и симметричная диаграмма направленности. Выходная апертура такого ЛД может иметь форму квадрата, эллипса или круга и размер от 1 до 100 мкм в зависимости от применения. Поэтому при использовании VCSEL можно подобрать такую структуру излучения, которая обеспечит намного лучшее согласование с ОВ, чем в случае ЛД с торцевым излучением или СИД.

В заключение раздела приведем в таблице 1.4 сведения о выпускаемых серийно перестраиваемых ЛД.

Таблица 1.4. Характеристики перестраиваемых лазеров.

Тип источника	Производитель	Спектральный диапазон, нм	Точность, нм
LPB	Tektronix	1290 - 1570	0.01
FLS-2600	Exfo	1520 - 1570	0.01
81554SM	Agilent	1290 - 1330	0.01
81640A	Agilent	1500 - 1640	0.015
TQ8111	ADVANTEST	400 - 1600	0.01

## 1.2. Суперлюминисцентные диоды

Обычно полагают, что все СИД являются исключительно источниками некогерентного спонтанного излучения. Это полностью относится к плоскостным СИД Барраса. В них расстояние, которое проходят фотоны в  $p-n$  переходе очень мало (доли мкм, т.е. меньше длины волны излучения) и они не успевают вызвать значимое стимулированное (вынужденное) излучение. Конструкции СИД с торцевым выводом подобны конструкциям лазерных диодов с резонатором Фабри Перо. В таких СИД

возникающее в  $p-n$  переходе излучение распространяется в нем на сравнительно большое расстояние, в десятки-сотни раз превышающее длину волны. Такая среда обладает усилительными свойствами. При этом существуют условия для возникновения когерентного излучения. Это увеличивает общую излучаемую мощность, которая более плотно концентрируется в пространстве ( $p-n$  переходе). Излучение становится частично когерентным, но преобладающим остается спонтанное излучение. СИД, конструкция которых разработана с целью увеличения доли когерентного излучения, относят к суперлюминисцентным диодам (СЛД).

Одна из конструкций СЛД показана на рис. 1.30. Активный канал ( $p-n$  переход) представлял собой волновод толщиной около 0,14 мкм и шириной  $W=4$  мкм, его ось имела наклон  $7^\circ$  по отношению к торцевым граням кристалла, на которые были нанесены антиотражающие покрытия (АОП). Длина активного канала  $L_a$  обычно составляет 700-1600 мкм. Наклон необходим для исключения положительной обратной связи, которая может превратить СЛД в ЛД с резонатором Фабри Перо. По конструкции СЛД близок к конструкции полупроводникового оптического усилителя (ПОУ).

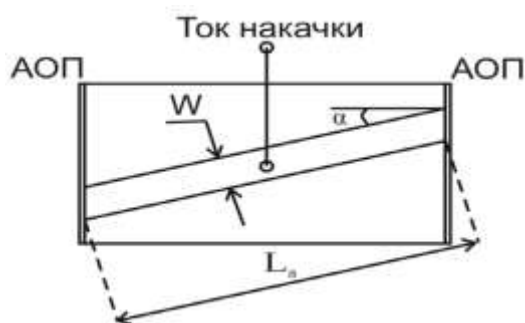


Рис.1.30. Упрощенная конструкция СЛД

Ваттамперная (ВтАХ) характеристика СЛД (рис.1.31а) ближе к ВтАХ ЛД (рис. 1.17а) и состоит из двух участков: при токе накачки меньше порогового и больше порогового. Вольтамперные характеристики СЛД (рис. 1.31б), ЛД, торцевых и поверхностных СИД практически одинаковы.

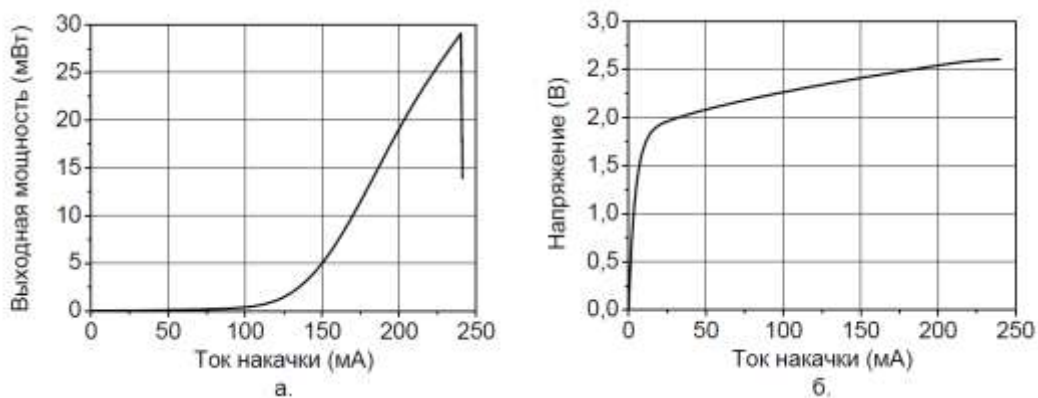


Рис.1.31. Ваттамперная (а) и вольтамперная (б) характеристики СЛД.

СЛД обычно имеют более узкую полосу по сравнению с обычными СИД (рис. 1.32).

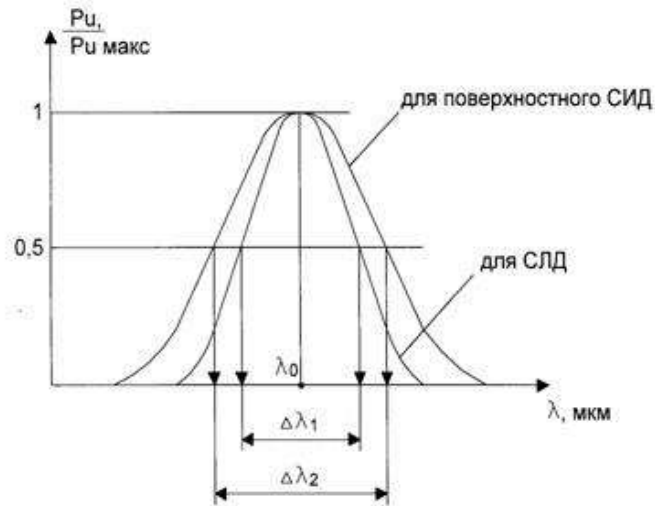


Рис. 1.32. Спектральные характеристики светодиодов

По спектральной характеристике можно определить ширину спектра излучения на уровне половинной от максимальной мощности излучения. Ширина спектра СЛД около 10 - 30 нм, для поверхностного СИД около 30 - 60 нм. Более узкий спектр излучения СЛД объясняется волноводным эффектом и некоторой согласованностью (когерентностью) излучательных рекомбинаций. При этом характер излучения остается по преимуществу спонтанным, а ширина спектра определяется разбросом энергетических состояний рекомбинирующих электронов и дырок.

Диаграмма направленности излучения СИД показывает распределение энергии излучения в пространстве (рис. 1.33).

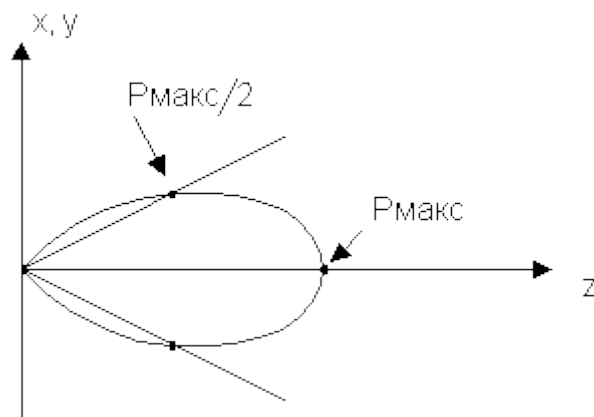


Рис. 1.33. Угловая расходимость излучения СИД

Угловая расходимость излучения СИД оценивается на уровне уменьшения мощности в пространстве в два раза ( $P_{\text{макс}}/2$ ), что отмечено на рисунке точками на пересечении лучей и кривых распределения мощности. Для поверхностного СИД величины  $\varphi_x \approx \varphi_y$  и могут составлять  $110^\circ \dots 180^\circ$ . Для СЛД величины  $\varphi_x$  и  $\varphi_y$  не равны и примерно составляют:  $\varphi_x \approx 60^\circ$  и  $\varphi_y \approx 30^\circ$ . Внешняя квантовая эффективность светодиода показывает долю выводимой мощности излучения от полученной в результате спонтанной рекомбинации

$$\eta_{\text{внеш}} = P_{\text{изл}} / P_{\text{рекомб}} \quad (1.26)$$



Эта доля не превышает 2 – 10 %, что обусловлено большими потерями из-за рассеяния мощности внутри прибора и отражением фотонов на границе "полупроводник – воздух" и "полупроводник – световод" из-за различных показателей преломления полупроводника ( $n = 3,5$ ) и среды ( $n = 1,5$ ).

*Из истории.* Вскоре после создания полупроводниковых лазеров началось исследование "безрезонаторных" ЛД, привлекавших к себе внимание в качестве квантовых усилителей бегущей волны. В этих устройствах усиленное спонтанное излучение (суперлюминесценция) играет негативную роль, а именно, приводит к насыщению усиления и определяет уровень спонтанных шумов, т.е. ограничивает чувствительность и динамический диапазон усилителя.

Ранние исследования «безрезонаторных» ЛД в качестве источников излучения, привели к появлению так называемых суперлюминесцентных диодов (СЛД), которые базировались на GaAs - гомоструктурах. Позднее были созданы промышленные образцы СЛД на основе ДГС. СЛД, совмещающие в себе ряд достоинств инжекционных лазеров и светодиодов, являются оптимальными источниками излучения для ряда практических применений, в том числе для создания измерительных источников излучения в широком диапазоне длин волн излучения, характерном для полупроводниковых структур (330 - 1800 нм). Эти приборы обладают широкой спектральной полосой спонтанного излучения (до 170 нм), спектр которого ограничивается лишь распределением носителей заряда в валентной зоне и зоне проводимости, характерным для данной конфигурации и состава активных слоев полупроводниковой структуры, температуры и плотности тока инжекции. Полупроводниковые СЛД имеют малые размеры и низкую стоимость. Но при этом малая яркость, низкая эффективность ввода излучения в ОВ, сильные температурные зависимости как мощности, так и спектра излучения резко ограничивают возможности практического использования СЛД в вышеуказанных областях. Как было указано выше, основным и уникальным в своём роде свойством СЛД является комбинация выходной мощности лазерного диода и ширины оптического спектра светодиода. Такое сочетание становится возможным благодаря широкому спектру усиления и высокому оптическому усилению в соединениях InP, InAs, InSb, CdS, CdTe, PbTe, PbSe и наиболее распространённый из них GaAs.

По существу традиционный СЛД является оптимизированным лазерным усилителем бегущей волны с нулевыми коэффициентами отражения на торцах активного канала.

Основными параметрами, описывающими спектр излучения СЛД являются:

- Центральная, пиковая или медианная длины волн. ( $\lambda_c \lambda_p \lambda_m$ )
- Полуширина спектра  $\Delta\lambda$  – параметр, равный ширине спектра взятой на половине его высоты. Этот параметр определяет длину когерентности  $L_c$ .
- Глубина остаточной спектральной модуляции модами Фабри-Перо, обусловленной неидеальностью (ненулевым отражением) граней СЛД.

Ширина спектра излучения в первую очередь зависит от ширины спектра усиления. Традиционные СЛД с «объемным» активным слоем имеют колоколообразную, слегка ассиметричную, близкую к гауссовой, форму спектра. Эти СЛД на основе двусторонней гетероструктуры (GaAl)As с раздельным ограничением (РО ДГС) с поперечно-одномоновым активным каналом шириной в единицы микрон при выходной оптической мощности в десятки милливатт обладают шириной спектра излучения 15-20 нм в диапазоне 800 нм и до 30-40 нм для длин волн 1300 и 1550 нм (InGaAsP). Так как увеличение ширины спектра является одной из актуальных задач для измерительных источников, спектр «объемных» СЛД пытались уширить и были предложены несколько вариантов конструкции, например, «слоеный» СЛД с двумя активными слоями с различным составом. Но реальный прогресс начался после успешной демонстрации СЛД на базе структур с квантовыми ямами.

Использование гетероструктур с одной или несколькими квантовыми ямами или говоря по-другому однослойными и многослойными квантоворазмерными гетероструктурами (ОКРС и МКРС соответственно) немного искажают, но зато позволяют значительно уширить спектр усиления, что увеличивает полуширину спектра излучения. Уширение спектра усиления происходит благодаря высокой плотности состояний в квантоворазмерной гетероструктуре по сравнению с «объемными» гетероструктурами при тех же плотностях носителей. Когда в выходное излучение дают вклад переходы из различных энергетических подзон в активных слоях, то возникает дополнительное уширение спектра.

Например, в наиболее распространенных ОКРС на базе AlGaAs возможны переходы из двух состояний зоны проводимости. Значительное уширение спектра излучения до 100 нм может быть достигнуто в МКРС. Недостатком этих СЛД является двугорбая форма спектра излучения. На рис. 1.34 показаны типичные спектры СЛД с колоколообразной (шириной ~20нм) и двугорбой (шириной ~50нм) формами спектра.

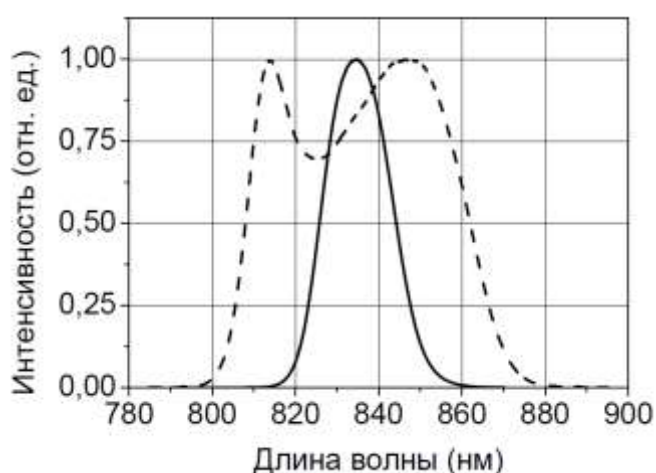


Рис. 1.34. Спектры СЛД с колоколообразной (сплошная линия) и двугорбой (пунктир) формами спектра

СЛД привлекательны в качестве измерительных источников излучения по следующим причинам:

- Ширина спектра излучения может достигать сотен нанометров.
- Высокая выходная мощность до сотен милливатт.
- Простой и эффективный ввод излучения в ОВ, в том числе в одномодовые до 30%-50% через сферическую и 60-70% через цилиндрическую линзу.
- Малые габариты чипа (порядка миллиметра) и светоизлучающего модуля (порядка сантиметра) с волоконным выходом.
- Срок службы порядка десятков тысяч часов.
- Сравнительно небольшая стоимость.
- Возможность создания СЛД в различных диапазонах оптического спектра, начиная с 400 и до 1800 нм.

Перечислим основные типы СЛД, доступных на сегодняшний день:

1. СЛД видимого диапазона с длинами волн 650-680 нм с шириной спектра излучения менее 10 нм и мощностью до 4 мВт на базе объемной гетероструктуры и с мощностью до 15 мВт на основе МКРС.

2. СЛД с длинами волн 750 – 900 нм на основе «объемных» и квантоворазмерных гетероструктур (КРС) в системах (AlGa)As и (InGa)As. обладают высокой мощностью до

100 и даже до 250 мВт. Широко доступны СЛД с шириной спектра до 50 нм и мощностью 30 мВт.

3. СЛД ближнего ИК диапазона 900- 1100 нм на основе КРС в системе (InGa)As имеют ширину спектра до 100-120 нм при мощности более 10 мВт из одномодового ОВ и до 60 мВт в при излучении в открытое пространство.

4. СЛД диапазона 1300- 1600 нм представлены десятками светоизлучающих модулей с шириной спектра до 100 нм и с мощностями до 100 мВт. Их основное назначение – метрология ВОСП.

Конструкции аналогичные СЛД могут быть использованы в качестве полупроводниковых оптических усилителей (ПОУ) бегущей волны, которые широко используются в ВОСП различного назначения. К главным достоинствам таких ПОУ относятся:

- «Чистое» однопроходное усиление (из одномодового ОВ в одномодовое) до 30 дБ;
- Спектральная полоса оптического усиления до сотен нанометров;
- Высокая выходная мощность (до 50 мВт из одномодового ОВ);
- Высокое быстродействие (порядка десятков фемтосекунд в линейном режиме);
- Малые габариты;
- Высокие эффективность и надёжность.

Наряду с обычными СЛД и светоизлучающими модулями с волоконным выходом на их основе получили широкое распространение комбинированные источники света, в которых оптические выходы 2-х или более широкополосных СЛД - модулей со смещенными спектрами объединяются с помощью широкополосных оптоволоконных разветвителей. Их главные достоинства – высокая яркость, очень широкий спектр и как следствие – экстремально низкая когерентность. Для примера на рис. 1.35 представлен спектр наиболее широкополосного из двухканальных комбинированных источников – BroadLighter D-890 отечественного производства.

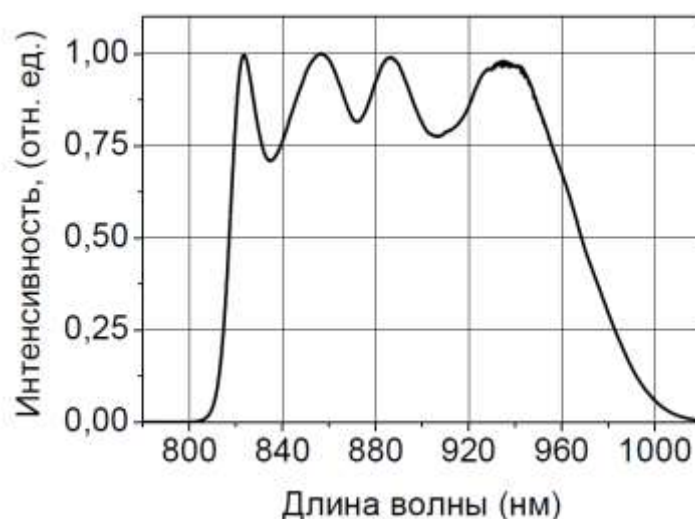


Рис. 1.35. Спектр излучения комбинированного источника BroadLighter-D-890

## 15. Особенности современных фотоприемных устройств для высокоскоростных ВОСС с DWDM

### 15.1. Прием и регенерация оптических сигналов с бинарной амплитудной модуляцией

Напомним, что цифровой сигнал отличается от аналогового сигнала, прежде всего тем, что может быть восстановлен даже после накопления им искажений и шумов в тракте передачи между источником и приемником информационных сигналов.

На рис. 30 показана структурная схема фотоприемного устройства (ФПУ) для цифровой системы связи, которая в общем случае может включать линейный волоконно-оптический тракт (ЛВОТ), предварительный оптический усилитель (ОУ), фотодетектор (ФД), например р-і-п ФД, трансимпедансный усилитель фототока (УФТ), усилитель напряжения (УН) и регенератор, который рассмотрим позже.

На рис. 29а показан бинарный сигнал с модуляцией по интенсивности с кодом NRZ на входе ЛВОТ. При прохождении по ЛВОТ сигнал испытывает затухание (ослабляется), линейные (различные виды дисперсии) и нелинейные искажения. При использовании в ЛВОТ линейных и предварительного ОУ к сигналу добавляются шумы (например, шумы усиленного спонтанного излучения). После преобразования в энергетическом ФПУ оптического сигнала в электрический ток, его преобразования в электрическое напряжение в УФТ и дальнейшего усиления в УН искажения возрастают, и добавляются шумы ФД, УФТ и последующего УН. Процедуру энергетического преобразования оптического сигнала в электрический ток с последующим преобразованием в напряжение и его усилением называют также прямым детектированием сигнала. На рис. 29б показан искаженный и зашумленный электрический сигнал (напряжение) на входе в регенератор, а также моменты принятия решения (стробирования) и порог решения (пороговое напряжение).

Восстановление (регенерация) сигнала происходит в 3R регенераторе. Акроним 3R означает, что электрический сигнал регенерируется (восстанавливается) не только по амплитуде (Reamplifying) и по форме импульсов (Reshaping), но и по положению импульсов на временной шкале (Retiming). Регенерация носит пороговый характер: когда напряжение сигнала в схеме сравнения в момент принятия решения больше порогового значения, то восстанавливается «1», а если оно меньше, то восстанавливается «0» (рис. 29в). Слабые возмущения сигнала при этом устраняются полностью, что и обуславливает высокую помехозащищенность цифровых волоконно-оптических систем связи (ВОСС). В силу случайной природы шумов вероятность появления сильного возмущения всегда отлична от нуля, поэтому полностью восстановить цифровой сигнал невозможно и существует некоторая вероятность ошибок (BER), которая должна быть меньше допустимой величины, например  $10^{-12}$ . Вероятность ошибок быстро уменьшается с увеличением отношения сигнал/шум.



Рис. 29. Схема появления ошибки при восстановлении бинарного сигнала с модуляцией по интенсивности с NRZ кодированием; (а) сигнал на входе в линию, (б) сигнал на входе в регенератор, (в) сигнал на выходе регенератора.

На входе  $3R$  регенератора амплитуды импульсных сигналов обычно должны составлять доли вольта. В состав регенератора входят усилитель ограничитель (УО) с корректирующим фильтром, D – триггер и схема выделения (восстановления) тактовой частоты (CRC, Clock Recovery Circuit). УО (LIA, Limiting Amplifier) выравнивает амплитуды импульсов, обостряет их фронты. На второй вход УО может подаваться пороговое напряжение. К выходу УО присоединен вход D – триггера, который в момент прихода стробимпульса устанавливается в состояние логической «1», если напряжение на выходе УО больше определенного уровня и в состояние «0», если напряжение на выходе УО меньше определенного уровня. На выходе D – триггера образуется восстановленный сигнал. На рис. 29 показано как возникла ошибка (вместо «1» восстановился «0»).

При скоростях передачи  $B \leq 10$  Гбит/с предварительные ОУ обычно не используют, а в качестве ФД применяют лавинные фотодиоды (ЛФД). При увеличении скоростей передачи при  $B \geq 40$  Гбит/с вместо УН, который становится сверхвысокочастотным (СВЧ) устройством и изготовить который становится сложно, используют предварительный ОУ на входе ФД с большой мощностью насыщения ( $P_{max} \geq 10$  мВт). Это позволяет получить необходимую амплитуду импульсов на входе регенератора. Отметим, что широко распространенные (стандартные) p-i-n ФД с вертикальным вводом на основе InGaAs при таких мощностях входят в насыщение. В этом разделе мы рассмотрим, какие идеи и технологии изготовления ФД позволяют реализовать высокоскоростные ФПУ.

P-i-n ФД для современных ВОСС помимо большой мощности насыщения  $P_{max}$  должны обладать также большими значениями чувствительности  $S$  и полосы пропускания  $\Delta f$ . Качество быстродействующих ФД часто характеризуют произведением  $S \Delta f$ .

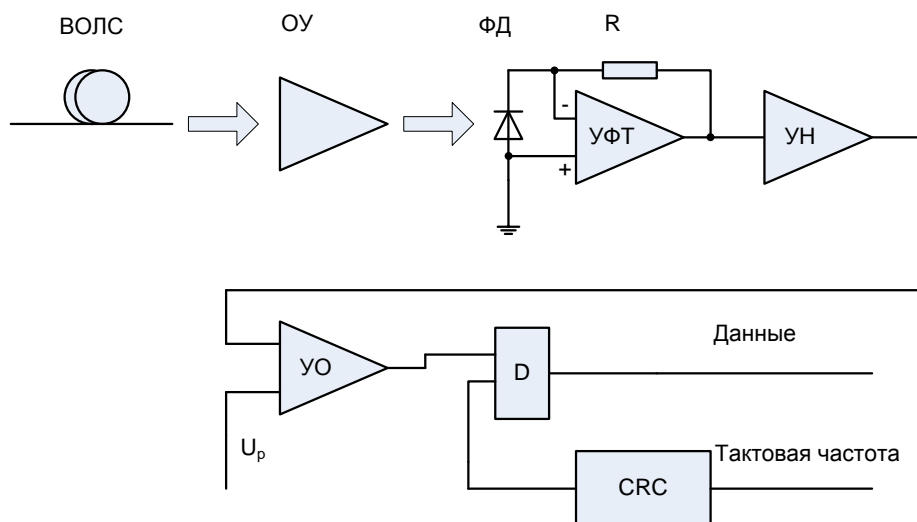


Рис. 30. Схема цифрового приемника оптических сигналов

Ширина полосы ФПУ  $\Delta f$ , которая определяется ФД, УФТ, УН и УО должна обеспечивать минимальные искажения импульсного сигнала (т.е. должна быть большой), а также должна обеспечивать фильтрацию шумов, которые возникают в элементах ФПУ. При уменьшении полосы УО шумы приемника уменьшаются, а ширина импульсов увеличивается. Когда ширина импульсов становится больше тактового интервала  $T=1/B$ , возникает межсимвольная интерференция. При оптимальной фильтрации  $\Delta f \approx 0,5 B$  часть импульса, попадающая в соседние тактовые интервалы, обращается в нуль в середине этих интервалов (условие Найквиста), т.е.

там, где принимается решение о наличии сигнала (рис. 31). В этом идеальном случае достигается минимальное значение ширины полосы фотоприемника. Однако, на высоких частотах, из-за нелинейности фазовых характеристик усилителей электрических сигналов, трудно нужным образом скорректировать АЧХ, и приходится увеличивать ширину полосы, которую реально выбирают: для NRZ формата  $\Delta f \approx 0,7 B$ , а для RZ формата  $\Delta f \approx B$  (по уровню -3 дБ).

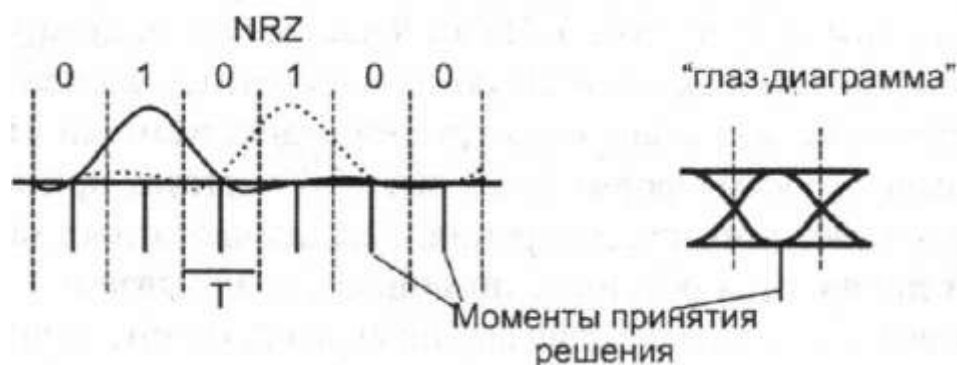


Рис. 31. Импульсная последовательность и «глаз-диаграмма» на входе в D триггер при оптимальных условиях

Сравнение сигнала с пороговым уровнем производится в наиболее удобные для этого моменты времени, т.е. в середине тактового периода (рис. 31). Импульс будет восстановлен, если в момент принятия решения напряжение сигнала превысит пороговое напряжение  $U_n$ . Синхросигнал, необходимый для работы схемы сравнения, формируется в блоке синхронизации (CRC) из тактовой последовательности передаваемых импульсов, обычно одним из двух способов: с помощью узкополосных фильтров на поверхностных акустических волнах или путем подстройки частоты местного генератора с помощью ФАПЧ. В качестве решающего устройства используется D - триггер. Оптимальное значение порогового напряжения  $U_n$  зависит от параметров линейного тракта и ФПУ и может меняться в процессе эксплуатации. В ФПУ используют различные схемы адаптивной настройки оптимального порогового напряжения, например по минимуму ошибок на выходе декодера FEC.

В настоящее время ведутся работы по созданию полностью оптических 3R регенераторов. (добавить)

### 15.2. Быстродействие ФД

Рассмотрим эволюцию развития ФПУ для ВОСС по мере увеличения канальной скорости передачи сигналов. Сначала рассмотрим современные состояния элементной базы для ФПУ. В длинноволновом диапазоне 1,3... 1,6 мкм, там, где используются ВОСС с DWDM, наибольшим быстродействием обладают р-і-п ФД на основе InGaAs с двойной гетероструктурой (рис. 32). В литературе их часто называют ФД с вертикальным освещением и изображают, как показано на рис. 32. Быстродействие ФД в общем случае определяется тремя факторами: постоянной времени  $RC$ ; временем дрейфа носителей через обедненный слой; временем диффузии носителей, рождающихся снаружи обедненного слоя. Время диффузии в р-і-п ФД на основе InGaAs можно не учитывать, так как в этой гетероструктуре свет в рабочем диапазоне длин волн практически полностью поглощается в обедненном  $i$  - слое.

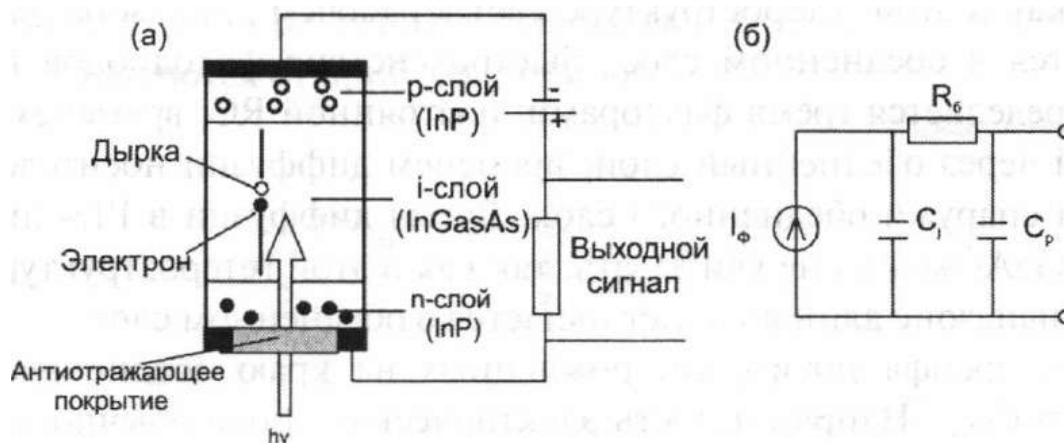


Рис. 32. Поглощение света в  $i$  слое с образованием электронно-дырочной пары (а), эквивалентная схема  $p$ - $i$ - $n$  диода,  $C_j$  – барьерная емкость перехода,  $C_p$  – паразитная емкость (монтажа и нагрузки),  $R_\delta$  – сопротивление базы и контактов.

Для оценки быстродействия  $p$ - $i$ - $n$  ФД можно использовать локальные импульсные характеристики, под которыми мы будем понимать форму импульса фототока, вызванную локальным поглощением группы фотонов. Импульсные локальные характеристики зависят от толщины обедненного слоя  $w$ , скорости дрейфа электронов и дырок, а также координаты поглощения внутри  $i$  слоя. Скорость дрейфа носителей

$$\text{для электронов } V_n = \mu_n E \quad (91)$$

$$\text{и дырок } V_p = \mu_p E$$

нелинейным образом зависит от напряженности электрического поля  $E$  (рис. 33.). В выражении (91)  $\mu_n$  и  $\mu_p$  – подвижности электронов и дырок.

При относительно малых значениях напряженности электрического поля  $E < 10$  кВ/см скорость дрейфа электронов  $V_n$  значительно больше скорости дрейфа дырок  $V_p$ . Для  $E=10$  кВ/см подвижности электронов и дырок составляют  $\mu_n \approx 10500$  и  $\mu_p \approx 420$   $\text{см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$ , соответственно. По мере роста напряженности  $E > 20$  кВ/см достигается насыщение скоростей дрейфа носителей, и эти скорости уравниваются, например при  $E=30$  кВ/см скорости электронов и дырок составляют:  $V_n \approx 6 \cdot 10^6$  и  $V_p \approx 4,8 \cdot 10^6$  см/с, а их отношение уменьшается до  $V_n / V_p \approx 1,25$ .

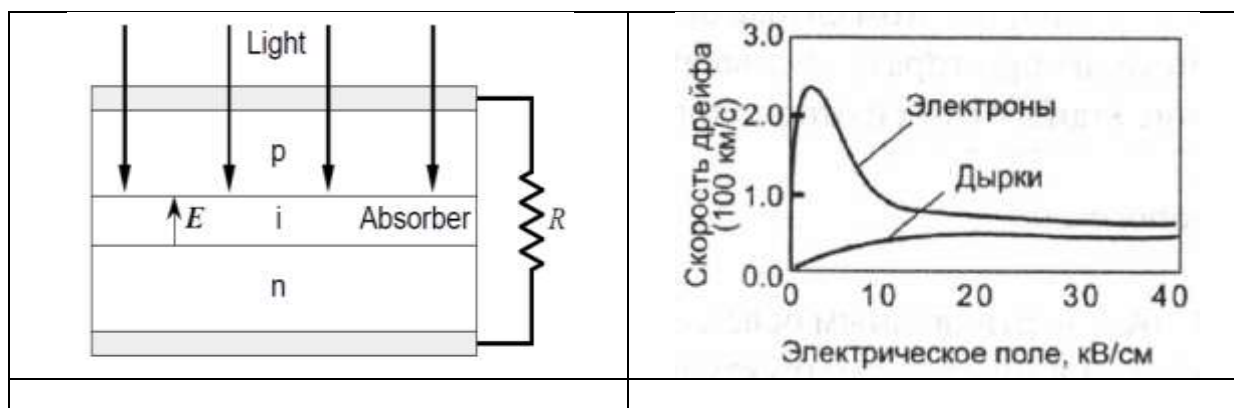


Рис. 33. Упрощенная конструкция  $p$ - $i$ - $n$  диода с вертикальным вводом (а), зависимость скорости дрейфа носителей в InGaAs от напряженности электрического поля (б).

Быстродействие  $p$ - $i$ - $n$  ФД, ограниченное скоростью дрейфа носителей через обедненную зону, можно оценить по импульсной характеристике этого процесса. Для определения импульсной характеристики рассмотрим распространение короткого



оптического импульса, состоящего из  $N_0$  фотонов, в обедненной  $i$  – области шириной  $w$  и коэффициентом затухания  $\alpha$ . На рис. 34 показана упрощенная конструкция р-і-п ФД. Свет идет от широкозонной сильно легированной области  $p^+$  к широкозонной области  $n^+$ . Количество фотонов дошедших до сечения  $i$  - области на расстоянии  $x$  можно определить по закону Бугера

$$N(x) = N_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x). \quad (92)$$

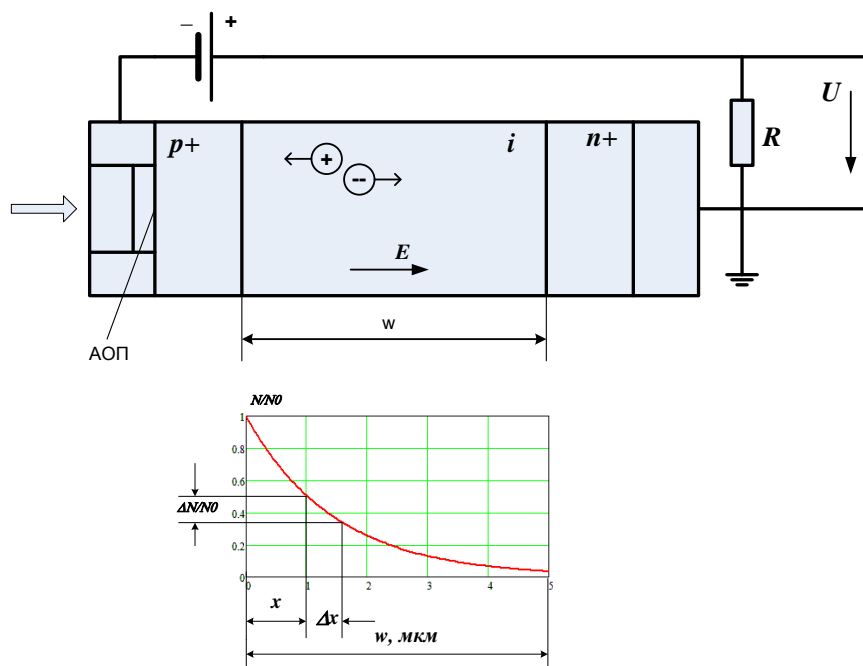


Рис. 34. Упрощенная схема р-і-п ФД. Изменение количества фотонов в обедненной области.

Выделим в  $i$  - области на расстоянии  $x$  тонкий слой шириной  $dx$  и определим среднее количество электронов и дырок, образовавшихся в этом слое

$$dM(x) = \eta \cdot N_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \cdot dx. \quad (93)$$

Возникшие дырки распространяются в сторону начала координат и проходят в  $i$  – области расстояние  $x$ , а электроны распространяются вдоль оси  $x$  и проходят путь  $w - x$  (рис. 35). Заряды двигаются (дрейфуют) под действием напряженности электрического поля  $E$ . Это движение происходит со средними постоянными, но разными для электронов  $V_n$  и дырок  $V_p$  скоростями, которые определяются их подвижностями  $\mu_n$  и  $\mu_p$ , соответственно, и напряженностью  $E$  электрического поля (91).

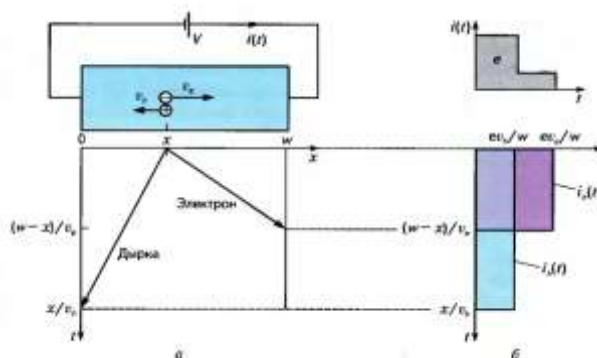


Рис. 35. Схема образования импульсов электронного и дырочного токов от малого участка обедненного слоя на расстоянии  $x$



Движение электронов и дырок носит случайный характер, в котором участки ускоренного движения заканчиваются остановками при столкновении зарядов с ионами кристаллической решетки, после чего ускоренное движение продолжается. Запишем выражение для средней скорости частицы массой  $m$  со средним временем между столкновениями  $\tau_{cm}$

$$V = \frac{a \cdot \tau_{cm}}{2} = \frac{e \cdot E \cdot \tau_{cm}}{2 \cdot m} = \mu \cdot E \quad (94)$$

Отметим, что подвижности электронов и дырок, а, следовательно, и их скорости нелинейно зависят от напряженности электрического поля  $E$  (рис.33б).

Полагаем, что импульсы электронного и дырочного токов от малого участка  $dx$  на расстоянии  $x$  имеют прямоугольную форму, а их длительности  $t_n$  и  $t_p$  определяются скоростями электронов и дырок, а также проходными ими расстояниями

$$t_n(x) = \frac{w-x}{V_n} \quad t_p(x) = \frac{x}{V_p}. \quad (95)$$

Для прямоугольных импульсов электронного и дырочного токов от участка  $dx$  с расстояния  $x$  на временной оси  $t$  можно записать

$$dI_n(x,t) = \frac{dM(x) \cdot e}{t_n(x)} = \frac{\eta \cdot N_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \cdot V_n \cdot e}{w-x} \cdot dx \quad \text{при } 0 < t < t_n, \quad (96)$$

$$dI_p(x,t) = \frac{dM(x) \cdot e}{t_p(x)} = \frac{\eta \cdot N_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \cdot V_p \cdot e}{x} \cdot dx \quad \text{при } 0 < t < t_p.$$

В известных полупроводниках выполняются неравенства  $V_p < V_n$  и  $t_p > t_n$ , поэтому и общая длительность суммарного импульса тока не превышает  $w/V_p$ . Для суммарного тока из (96) можно записать

$$dI_{pn}(x,t) = dI_n(x,t) + dI_p(x,t). \quad (97)$$

Общий ток через р-и-п ФД в функции времени можно найти интегрированием (97) по  $x$ . Можно также воспользоваться численным методом и заменить интегрирование суммированием, если разделить ширину  $i$ -слоя и временной интервал  $w/V_p$  на достаточно большое количество  $NN$  участков. Введем обозначения:

$$x_i = i \cdot \frac{w}{NN}, \quad t_j = j \cdot \frac{w}{V_p \cdot NN}, \quad \Delta x = \frac{w}{NN}, \quad \Delta t = \frac{w}{V_p} \quad (98)$$

Тогда для прямоугольных импульсов электронного и дырочного токов, а также их суммы от участка  $\Delta x$  с расстояния  $x_i$  на временной оси  $t_j$  из (96) и (97) можно записать

$$\Delta I_n(x_i, t_j) = \frac{\eta \cdot N_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x_i) \cdot V_n \cdot e}{w-x_i} \cdot \frac{w}{NN} \quad \text{при } 0 \leq t_j \leq t_n \quad (99)$$

$$\Delta I_n(x_i, t_j) = 0 \quad \text{при } 0 > t_j > t_n$$

$$\Delta I_p(x_i, t_j) = \frac{\eta \cdot N_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x_i) \cdot V_p \cdot e}{x_i} \cdot \frac{w}{NN} \quad \text{при } 0 \leq t_j \leq t_p$$

$$\Delta I_p(x_i, t_j) = 0 \quad \text{при } 0 > t_j > t_p$$

$$\Delta I_{pn}(x_i, t_j) = \Delta I_n(x_i, t_j) + \Delta I_p(x_i, t_j)$$

Изменения полного тока во времени (импульсную характеристику ФД) можно определить по следующему выражению

$$I_{pn}(t_j) = \sum_{i=0}^{NN-1} [\Delta I_n(x_i, t_j) + \Delta I_p(x_i, t_j)] \quad (100)$$

Приведем результаты расчетов для следующих исходных данных:  $w=3$  мкм,  $\alpha=0.68$  1/мкм при  $\lambda=1550$  нм,  $N_0=1000$  и  $NN=1000$  для двух вариантов:

1.  $E=10$  кВ/см,  $\mu_n = 10500$  см<sup>2</sup>/(В с) и  $\mu_p = 420$  см<sup>2</sup>/(В с)  
 $V_n=1.05 \cdot 10^8$  см/с,  $V_p=4.2 \cdot 10^6$  см/с [3]

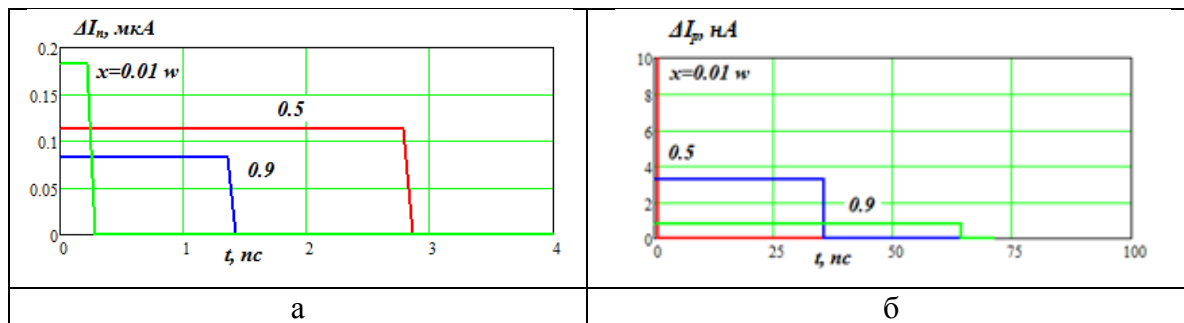


Рис. 36. Импульсы электронного и дырочного токов от участка  $\Delta x$  с расстояния  $x_i$ .

На рис. 36 все импульсы электронного и дырочного токов возникают практически одновременно, т.к. смещением локальных импульсных характеристик во времени можно пренебречь из-за очень высокой скорости света по сравнению со скоростями движения электронов и дырок.

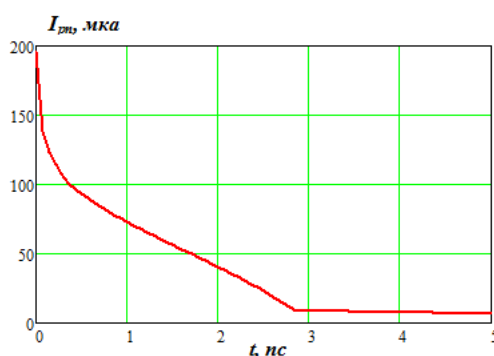


Рис. 37. Импульсная характеристика p-i-n ФД при  $E=10$  кВ/см

Результаты расчетов доказывают высокое быстродействие p-i-n ФД, однако оно очень критично к напряжению питания.

Рассмотрим теперь, как влияет на импульсные характеристики толщина обедненного слоя  $w$  в предположении, что  $V_n \approx V_p$ . Это условие обычно выполняется, когда к ФД приложено напряжение достаточное для насыщения скорости дрейфа носителей ( $-3 \dots 5$  В), а входная оптическая мощность меньше мощности насыщения диода ( $\sim 1$  мВт).

$$2. V_n = 6 \cdot 10^6 \text{ см/с} \quad V_p = 4.8 \cdot 10^6 \text{ см/с}$$

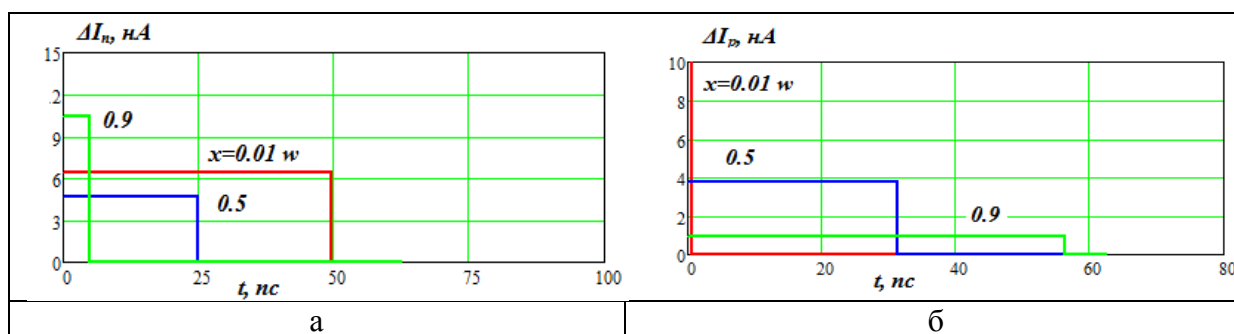


Рис. 38. Импульсы электронного и дырочного токов от участка  $\Delta x$  с расстояния  $x_i$ .

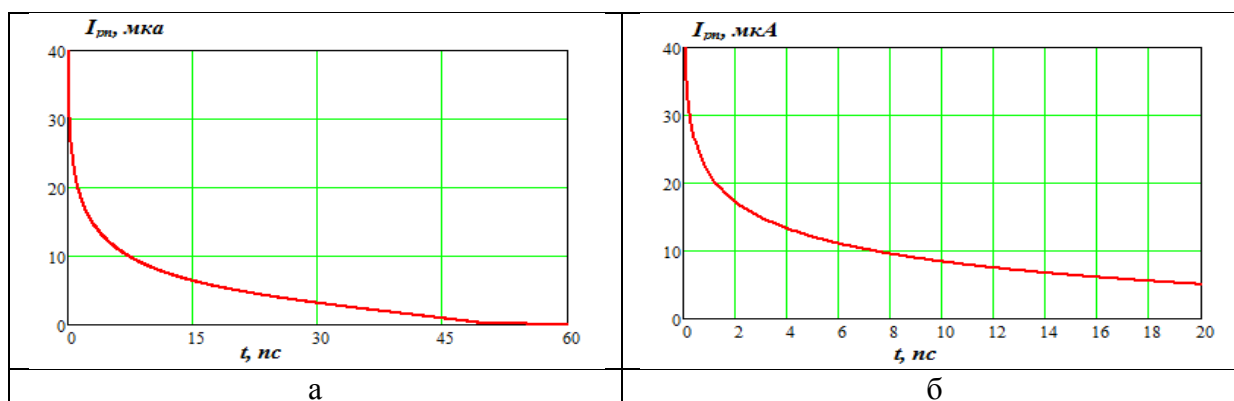


Рис. 39. Импульсная характеристика p-i-n ФД при  $E=30$  кВ/см

Результаты расчетов показали, что быстродействие существенно снизилось, но зато оно практически не зависит от напряжения питания. Уменьшая ширину обедненной зоны можно повысить быстродействие.

Для приближенных оценок быстродействия при  $V_n \approx V_p$  можно полагать форму импульсной характеристики прямоугольной с длительностью

$$t_u = \frac{w}{V_n}. \quad (101)$$

Ширину спектра этого прямоугольного импульса принято использовать для оценки снизу ширины полосы пропускания ФД. Спектр прямоугольного импульса длительностью  $w/V_n$  описывается выражением (рис. )

$$\frac{I_{ph}(f)}{I_{ph}(0)} = \frac{\sin(\pi \cdot f \cdot w/V_n)}{\pi \cdot f \cdot w/V_n}. \quad (102)$$

Ему соответствует ширина полосы (по уровню -3 дБ).

$$\Delta f_{dr} = 0.45 \cdot V_n / w \quad (103)$$

Подставив в (103)  $V_n = 6 \cdot 10^6$  см/с, получим приближенное выражение

$$\Delta f_{dr} = 30 \text{ ГГц} / w, \quad (104)$$

где  $w$  выражается в мкм.

Для ФД с шириной  $i$  слоя  $w = 1$  и  $3$  мкм  $\Delta f_{dr} \approx 30$  и  $10$  ГГц, соответственно.

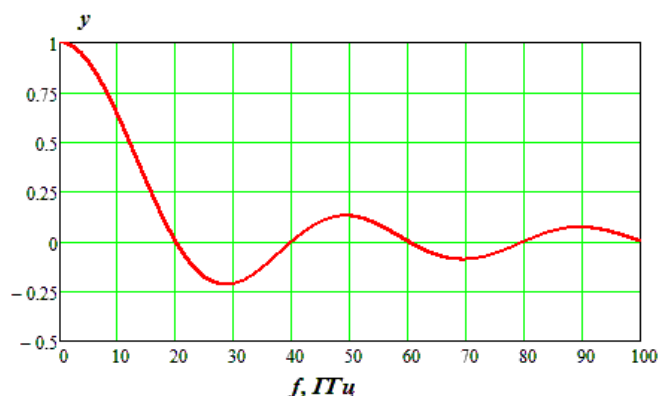


Рис. Спектр прямоугольного импульса фототока, возникающего в обедненном слое. Расчет выполнен для ширины обедненного слоя  $w=3$  мкм при скорости электронов  $V_e = 6 \cdot 10^6$  см/с.

Отметим, что при  $w \ll 1/\alpha$  ( $\alpha = 0,68$  мкм<sup>-1</sup> - коэффициент поглощения InGaAs на  $\lambda = 1,55$  мкм) места рождения носителей распределены однородно. В этом случае форма импульсной характеристики близка к треугольной (рис. 40а). При  $w \gg 1/\alpha$  место рождения носителей распределено экспоненциально, и импульсная характеристика приобретает хвост (рис 40б). (Можно провести расчеты)

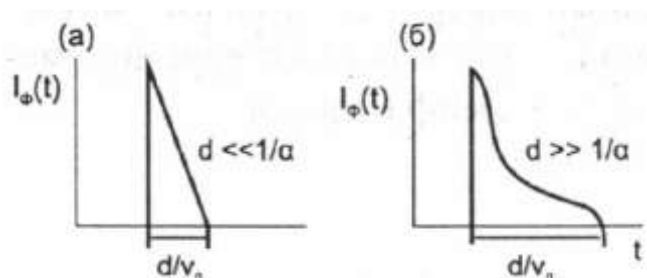


Рис. 40. Импульсные характеристики при  $V_n \approx V_p$

Постоянная времени  $RC$  цепи ФД (рис. 32) ограничивает полосу пропускания значением

$$\Delta f_{RC} = 1/(2\pi \cdot R_n \cdot C_\Sigma), \quad (105)$$

где  $C_\Sigma = C_{pn} + C_{dp}$  — емкость ФД с учетом УФТ;

$R_n$  — сопротивление обратной связи (нагрузки);

$C_{pn} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S / w$  - барьерная емкость  $p$ - $n$  перехода, которая определяется площадью обедненного слоя  $S$  и шириной обедненного слоя  $w$ ;

$\varepsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость (для InGaAs  $\varepsilon = 14,1$ );

$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{12}$  Ф/м — электрическая постоянная;

$C_{dp}$  - дополнительная емкость, которая складывается из емкости корпуса и монтажа.

Например, у ФД с вертикальным освещением типичное значение диаметра  $p$ - $n$  перехода  $D=30..40$  мкм (диаметра апертуры  $10..20$  мкм). При  $D = 35$  мкм и  $w = 1$  мкм получим  $C_{pn}=0,12$  пФ. Сопротивление нагрузки  $R_n$  выбирают из условия компромисса между чувствительностью ФПУ и быстродействием. Для типичных значений  $R_n = 100$  ом и  $C_\Sigma = C_{pn} + C_{dp} = 0,3$  пФ получим  $\Delta f_{RC}=5$  ГГц, что явно недостаточно для  $B = 40$  Гбит/с. Влияние постоянной времени  $RC$  можно существенно уменьшить с помощью

трансимпедансного УФТ, частотная характеристика которого имеет подъем на высоких частотах (см. рис. 24).

В принципе полоса пропускания ФД с УФТ  $\Delta f_{\text{УФТ}}$  может превышать полосу  $\Delta f_{\text{RC}}$ . Это возможно в том случае, когда произведение коэффициента усиления  $K_{\text{ОУ}}$  операционного усилителя (ОУ), на базе которого создан трансимпедансный УФТ, на полосу его пропускания  $\Delta f_{\text{ОУ}}$  значительно превышает  $\Delta f_{\text{RC}}$ , т.е.

$$K_{\text{ОУ}} \cdot \Delta f_{\text{ОУ}} \gg \Delta f_{\text{RC}}.$$

Величину произведения  $K_{\text{ОУ}} \cdot \Delta f_{\text{ОУ}}$  часто называют частотой единичного усиления ОУ, которая в первую очередь определяется частотой единичного усиления (частотой отсечки) используемых транзисторов

$$f_T = \Delta f \cdot \beta,$$

где  $\Delta f$  – ширина полосы пропускания транзисторного каскада при коэффициенте усиления по току равном  $\beta$ .

Максимальная частота отсечки ограничивается размерами элементов интегральной схемы (ИС) и межэлементных соединений. Она с каждым годом увеличивается с улучшением точности литографии. Существует ряд транзисторов, пригодных для создания сверхвысокочастотных (СВЧ) интегральных схем (ИС), в том числе и ОУ.

Находят применение: гетеропереходный биполярный транзистор (HBT-Heterojunction Bipolar Transistor),

транзистор с высокой подвижностью электронов (HEMT - High Electron Mobility Transistor),

и полевой транзистор со структурой «метал — полупроводник» (MESFET — Metal Semiconductor Field Effect Transistor) на подложке из GaAs или InP. Максимальной частотой отсечки  $f_T=150$  ГГц обладают гетеропереходный биполярный транзистор и транзистор с высокой подвижностью электронов на основе InP. При этом пропорционально частоте отсечки  $f_T$  увеличивается и максимальная скорость передачи  $B < f_T / (3 - 5) = 50-30$  ГГц.

Полоса пропускания ФД, ограниченная постоянной времени ФД, при использовании УФТ на СВЧ транзисторах может быть оценена, как среднее геометрическое полос пропускания по частоте отсечки транзисторов  $f_T$  и постоянной времени RC цепи  $f_{\text{RC}}$  по выражению [3]

$$\Delta f_{\text{УФТ}} \cong 1.5 \cdot \sqrt{f_T \cdot \Delta f_{\text{RC}}} \quad (107)$$

При  $f_T = 150$  ГГц и  $\Delta f_{\text{RC}} = 5$  ГГц  $\Delta f_{\text{УФТ}} = 40$  ГГц.

На частотах 40 ГГц и выше необходимо учитывать не только емкости p-n переходов и полосковых линий (выводов), но и паразитные индуктивности выводов линий длиной в несколько десятков микрон. На СВЧ интегральную схему ОУ уже нельзя рассматривать, как состоящую из дискретных элементов (резисторов, конденсаторов, индуктивностей и транзисторов), а ее частотные и временные характеристики плохо поддаются расчетам с использованием эквивалентных схем из дискретных элементов. Анализ частотных характеристик СВЧ цепей проводится обычно с помощью, так называемых  $S$  – параметров (нужны пояснения). Существенное увеличение ширины полосы усиления в СВЧ диапазоне возможно при использовании в качестве УФТ усилителей бегущей волны (TWA – Traveling Wave Amplifier). Такой усилитель представляет собой каскадное соединение СВЧ транзисторов, в которых индуктивности соединений  $L$  и емкости p/n переходов  $C$  образуют линию с распределенными параметрами, которая требует согласования по входу и выходу для реализации режима бегущих волн. При этом частота отсечки усилителей TWA

$$f_{TWA} = \frac{\sqrt{L \cdot C}}{2\pi} > f_T$$

может превышать частоту отсечки этих транзисторов  $f_T$ .

### 15.8. Вертикальное и торцевое освещение

В ФД с **вертикальным** освещением толщина  $w$  поглощающего  $i$ -слоя влияет одновременно на ширину полосы электрического тракта (97) ( $\Delta f_{op} = 0,45 V_{op}/w$ ) и квантовую эффективность (21)  $\eta \approx (1 - e^{-\alpha w})$ . **Возможна оптимизация**. Чем меньше толщина поглощающего слоя, тем больше быстродействие ФД и тем меньше его квантовая эффективность и соответственно токовая чувствительность. В быстродействующих ФД толщина поглощающего слоя мала, и обычно выполняется условие  $\alpha w \ll 1$ . В этом случае произведение  $\eta \Delta f_{op}$  не зависит от  $w$ , а определяется только конструкцией диода. Так в однопроходном ФД с вертикальным освещением  $\eta \approx \alpha w$  и  $\eta \Delta f_{op} \approx 0,45 V_{op} \alpha \approx 18$  ГГц.

Существуют конструкции многопроходных ФД (рис. 36) с наклонным вводом излучения. Например, в двухпроходном ФД с идеально отражающим контактом  $\eta \approx 2\alpha d$  и  $\eta \Delta f_{op} \approx 0,9 V_{op} \alpha \approx 36$  ГГц. При наклонном освещении ФД произведение  $\eta \Delta f_{op}$  в пределе можно увеличить еще в 1,5 раза. ФД с вертикальным освещением эффективны вплоть до скорости передачи в 40 Гбит/с. Конструктивно они проще ФД с торцевым освещением (рис. 37) и значительно дешевле.

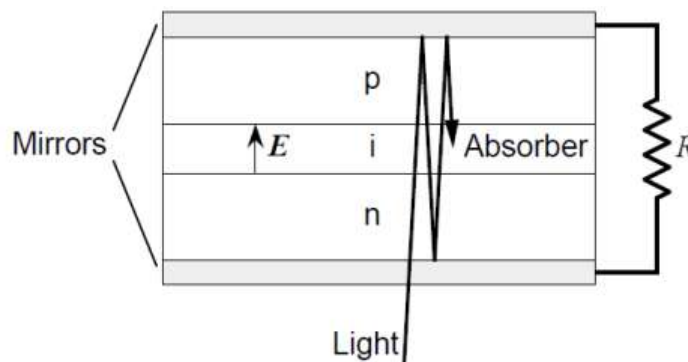


Рис. 36. Многопроходный ФД с косым освещением

Однако дальнейшее повышение быстродействия ФД возможно только при торцевом вводе в него излучения. В ФД с торцевым освещением (рис. 37) свет распространяется параллельно поглощающему слою, а носители дрейфуют перпендикулярно этому слою. Электроды ФД образуют полосковую линию. Если волновое сопротивление этой линии  $Z_0$  значительно меньше сопротивления нагрузки, то такой приемник принципиально не отличается от вертикального, но расстояние, на котором свет поглощается в обедненном слое может быть увеличено. К сожалению, при этом возрастет и емкость р-п перехода. Ситуация изменяется, если полосковую линию нагрузить на сопротивление равное волновому. Такие приемники называют распределенными ФД со структурой бегущей волны. В этом случае электрический сигнал в ФД формируется вдоль всей длины этой линии. Быстродействие может быть существенно увеличено, т.к. снимаются ограничения на быстродействие, свойственные ФД с дискретными элементами, из-за постоянной времени RC.

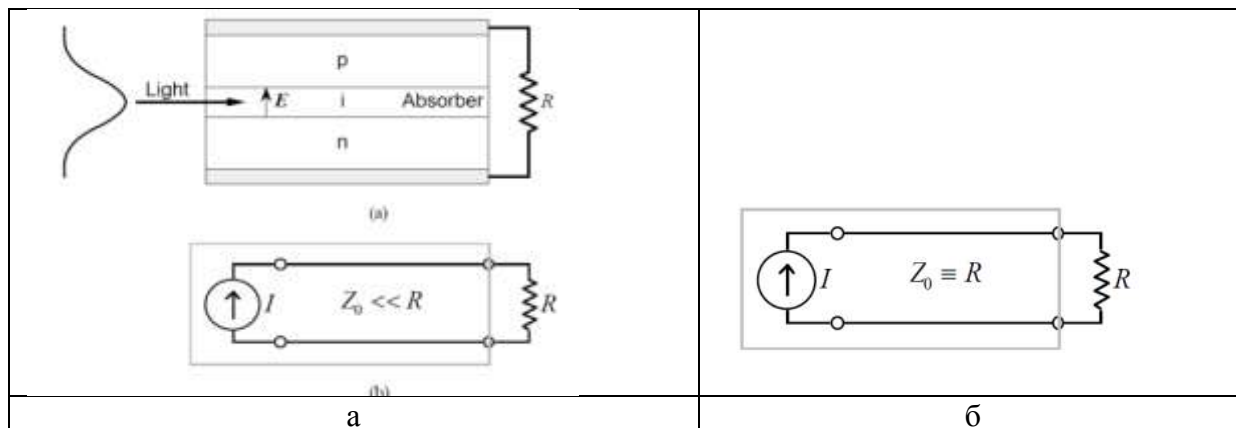


Рис. 37. Принцип действия торцевого ФД с распределенными параметрами

Ширина полосы  $\Delta f_{dp}$  по-прежнему определяется формулой (103), а квантовая эффективность  $\eta$  зависит теперь не только от толщины  $w$ , но и от длины этого слоя  $d$ , которая может быть значительно больше  $w$ . Поэтому в торцевых ФД можно достичь одновременно и большей ширины полосы, и большей квантовой эффективности.

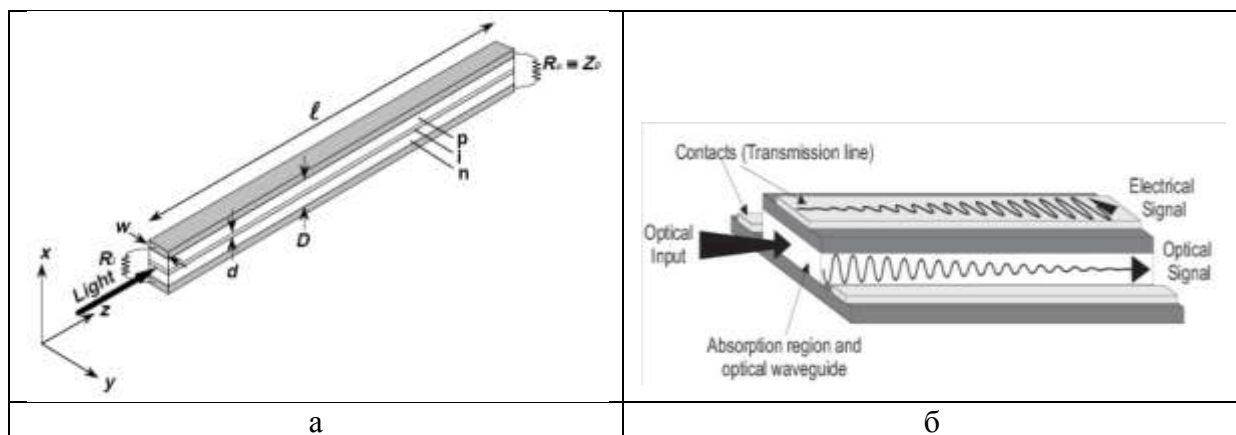
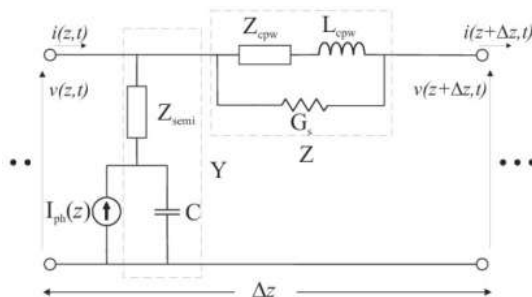


Рис. 38. Упрощенные конструкции торцевых p-i-n ФД (а и б) и изменения оптического и электрического сигнала вдоль обедненного слоя (б)

Быстродействие распределенных ФД ограничивается временем дрейфа носителей в поперечном направлении через обедненный слой, а также рассогласованием групповых скоростей оптической волны в волноводе и электрической волны в полосковой линии. На рис. 39 показана эквивалентная схема малого участка полосковой линии. Она содержит два двухполюсника продольного  $Z$  и поперечного  $Y$ . На каждом участке имеется источник фототока  $I_{ph}$ , который возникает на участке  $\Delta z$  обедненной области.

Рис. 39. Эквивалентная схема малого участка  $\Delta z$  полосковой линии

Запишем выражение для волнового сопротивления  $Z_0$ , постоянной распространения  $\gamma$  и скорости  $V_e$  распространения электромагнитной волны в полосковой линии с обозначениями, приведенными на эквивалентной схеме полосковой линии (рис. 39)

$$Z_0 = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{(j\omega \cdot L_{cpw} + Z_{cpw}) \cdot (1 + j\omega \cdot C \cdot Z_{semi})}{j\omega \cdot C \cdot [1 + G_s \cdot (j\omega \cdot L_{cpw} + Z_{cpw})]}} \quad (108)$$

$$\gamma = \sqrt{Z \cdot Y} = \sqrt{\frac{j\omega \cdot C \cdot (j\omega \cdot L_{cpw} + Z_{cpw})}{(1 + j\omega \cdot C \cdot Z_{semi}) \cdot [1 + G_s \cdot (j\omega \cdot L_{cpw} + Z_{cpw})]}} \quad (109)$$

Сравнение скоростей распространения оптического излучения в обедненном слое и скорости распространения электромагнитной волны в полосковой линии показало, что оптическое излучение распространяется медленнее. Для выравнивания этих скоростей в конструкцию ФД добавляют дискретные элементы с периодом  $d$  и емкостью  $C_{pd}$ , как показано на рис. 40.

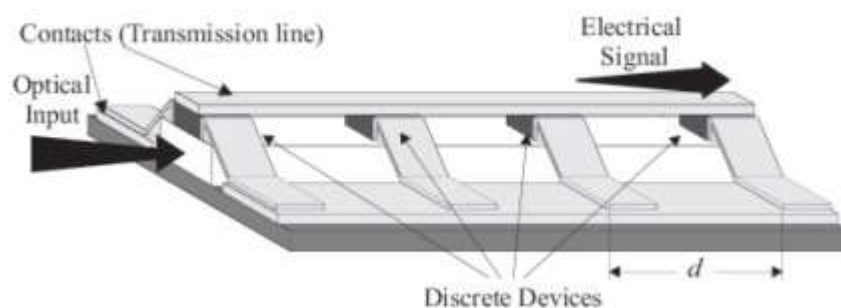


Рис. 40. Конструкция ФД распределенной конструкции с дискретными элементами, позволяющими выравнять скорости оптической и электромагнитной волн.

Для волнового сопротивления и скорости распространения электромагнитной волны модифицированной линии можно записать упрощенные выражения

$$Z_0(\omega) = \sqrt{\frac{L_{cwp}(\omega)}{C_{cwp}(\omega) + C_{pd}/d}} \quad (110)$$

$$V_e(\omega) = \frac{1}{\sqrt{[C_{cwp}(\omega) + C_{pd}/d] \cdot L_{cwp}(\omega)}} \quad (111)$$

Эти скорости удается уравнивать в распределенном ФД с периодической замедляющей структурой (рис. 41б), где была достигнута ширина полосы 172 ГГц при высокой квантовой эффективности 42%.

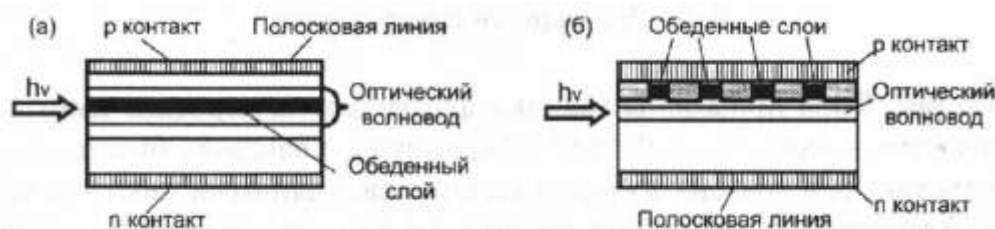


Рис. 41. Схемы распределенных ФД, (а) структура ФД бегущей волны с полосковой линией, (б) с полосковой линией и с замедляющей структурой



Одним из недостатков ФД с торцевым освещением является сложность ввода излучения из ОВ в обедненный слой малой толщины. Это требует тщательной юстировки при их изготовлении, увеличивает стоимость торцевых ФД, что особенно существенно для DWDM систем с большим числом спектральных каналов и фотоприемников. Кроме того торцевые ФД обладают склонностью к насыщению (рассмотрим ниже) и значительной зависимостью чувствительности от состояния поляризации входного излучения, которую называют поляризационной зависимостью потерь (PDL - Polarization Depended Loss).

### 15.9. Насыщение

Рассмотрим, как проявляет себя насыщение ФД. На рис. 42а приведены экспериментально определенные отклики ФД на короткие импульсы с энергией, изменяющейся от 0,2 до 2 пДж/импульс. Основная, быстрая компонента отклика обусловлена дрейфом электронов, а длинный хвост - дрейфом дырок. Амплитуда основной компоненты насыщается быстро, а ее ширина при этом меняется медленно. Действительно при увеличении энергии с 0.2 до 0.6 пДж/импульс амплитуда отклика возрастает практически линейно, т.е. в 3 раза с 0.2 до 0.6 В (без учета пьедестала). А при увеличении энергии с 0.6 до 2 пДж/импульс, т.е. более чем в 3 раза амплитуда возрастает с 0.6 до 1 В, т.е. меньше чем в два раза. Это иллюстрирует эффект насыщения реакции ФД, т.е. уменьшение его чувствительности. Это можно объяснить тем, что с увеличением сигнала плотность фототока и количество генерируемых светом зарядов, образующихся в  $i$ -слое, возрастает, что приводит к уменьшению напряженности электрического поля в обедненном слое. Это, так называемый, пространственный заряд.

В частотной области эффект насыщения приводит к уменьшению чувствительности ФД на высоких частотах, но не меняет его величину на низких частотах.

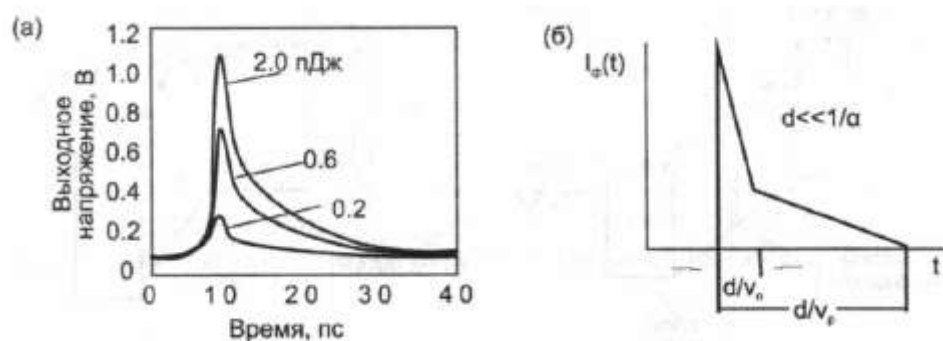


Рис. 42. Импульсный отклик PIN диода; (а) эксперимент с импульсами мощностью от 0,2 до 2,0 пДж/импульс; (б) расчет при  $V_n \gg V_p$  и  $d \ll 1/a$

Для того чтобы устранить эффект насыщения и увеличить допустимую мощность на входе ФД, надо тем или иным способом ослабить эффект уменьшения (экранирования) электрического поля пространственным зарядом носителей, генерируемых светом. Плотность этого пространственного заряда  $n$ , т.е. количество зарядов в единице объема пропорциональна плотности фототока  $j$  и обратно пропорциональна скорости дрейфа носителей:

$$n = j / (q \cdot V_{др}) \quad (112)$$

Таким образом, надо или уменьшить плотность фототока  $j$ , или увеличить скорость дрейфа носителей  $V_{др}$ . Для уменьшения плотности тока надо увеличивать

площадь обедненного слоя. В ФД с вертикальным вводом (рис. 34, 36) увеличение площади обедненного слоя не эффективно, т.к. уменьшает соотношение между освещенной и общей площадью обедненного слоя и приводит к увеличению темнового тока, а следовательно к увеличению шумов. В ФД с торцевым вводом (рис. 38, 40) плотность фототока максимальна у входного торца и уменьшается по мере распространения света в обедненном слое. Эффекты насыщения особенно сильно выражены вблизи входного торца ФД.

Уменьшить требования к точности юстировки, более однородно распределить поглощенную мощность вдоль основного волновода и тем самым уменьшить эффект насыщения в  $i$ -слое можно, используя согласующие оптические волноводы (рис. 43), в которые вводится регистрируемое излучение. Излучение, распространяющееся в согласующем волноводе, постепенно переходит в основной волновод, где и поглощается. Одновременно с уменьшением эффекта насыщения уменьшается и PDL.

В схеме на рис. 43а однородное распределение мощности формируется с помощью конического перехода в одномодовом волноводе, расположенном между согласующим волноводом и обедненным слоем; в схеме на рис. 43б - с помощью специально подобранной структуры многомодового согласующего волновода. (конструкция не вполне понятна)

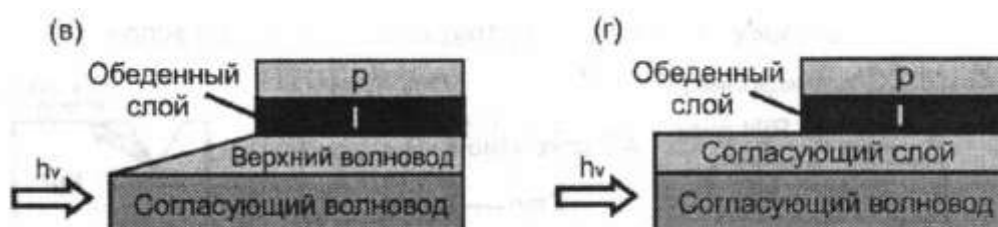


Рис. 43. Схемы PIN диодов с боковым (торцевым) освещением, (а) с коническим верхним волноводом и частично проникающим в обедненный слой полем волны, (б) с многомодовым согласующим волноводом и частично проникающим в обедненный слой волны

Дальнейший прогресс в развитии высокоскоростных фотоприемников связан с разработкой ФД с носителями одного типа (UTC-PD - Uni-Traveling Carrier - PhotoDiode), в которых заряд переносится только электронами, скорость дрейфа которых в пике на порядок больше скорости дырок (рис. 33б).

Структура энергетических зон в UTC-PD в основном такая же, как и в стандартных ФД, изменен только материал слоев: обедненный слой ( $i$ -слой) изготовлен из InP, а  $p$ -слой - из InGaAs (рис. 44б). В стандартных же ФД наоборот:  $i$ -слой изготовлен из InGaAs, а  $p$ -слой - из InP (рис. 44а). В UTC-PD свет поглощается в  $p$ -слое. Генерированные светом дырки **быстро релаксируют**, так как они являются основными носителями в  $p$  слое, а генерированные светом электроны диффундируют к обедненному слою и далее движутся в нем со скоростью дрейфа. Диффузия электронов в обратном направлении **блокируется** слоем из  $p$  InGaAsP. Таким образом, перенос заряда в UTC-PD осуществляется носителями только одного типа, причем самыми быстрыми, т.е. электронами.

$$|z(\omega)| = \frac{I_0}{\sqrt{1 + (\omega\tau_a)^2} \sqrt{1 + (\omega\tau_c)^2}} \left| \frac{\sin(\omega\tau_t/2)}{\omega\tau_t/2} \right|$$

Diffusion time in absorbing layer  $\rightarrow$   $\tau_a$        $\tau_c$       RC time constant

Transit-time in collector  $\rightarrow$   $\tau_t$

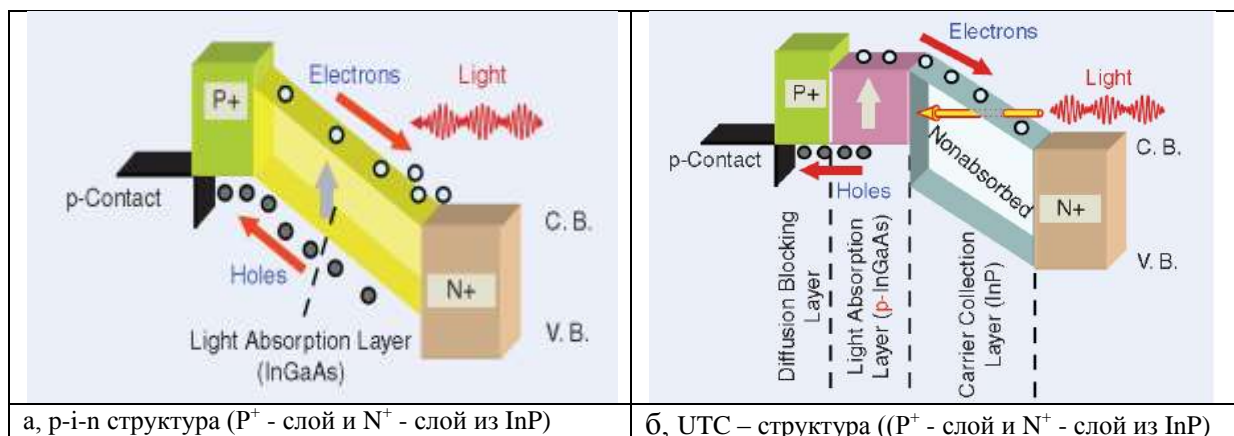


Рис. 44. Структура энергетических зон PIN диодов; (а) стандартного, (б) с носителями одного типа (UTC)

На рис. 45 показаны типичные реакции на световой импульс двух типов ФД UTC-PD и p-i-n ФД. Видно, что выходные импульсы UTC-PD имеют крутые передний и задний фронты, у них практически отсутствуют хвосты на заднем фронте, которые характерны для p-i-n ФД.

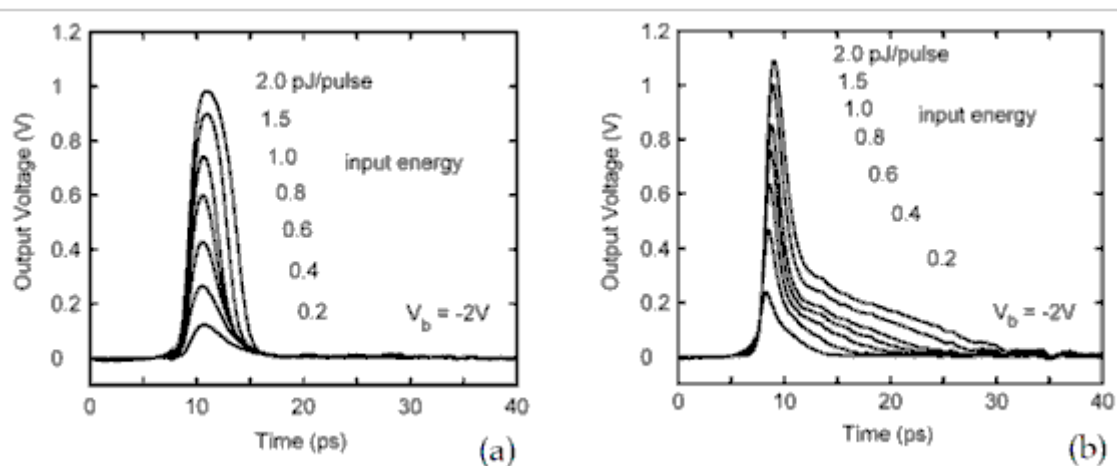


Рис. 45. Типичные реакции на световой импульс UTC-PD (а) и p-i-n ФД (б)

Быстродействие UTC-PD ограничивается временем диффузии электронов в р-слое из p InGaAs и временем их дрейфа через обедненный слой из InP. Скорость дрейфа электронов в InP (она примерно такая же, как и в InGaAs) заметно больше скорости диффузии электронов в p InGaAs. Поэтому в быстродействующих UTC-PD р-слой делают тонким ( $< 0,3$  мкм). У такого ФД квантовая эффективность получается маленькой. Например, UTC-PD с шириной полосы 114 ГГц обладает квантовой эффективностью 13% при токе насыщения 76 мА, что соответствует напряжению 1.9 В на нагрузке 25 Ом.

Для того чтобы увеличить квантовую эффективность, необходимо увеличить толщину поглощающего слоя из InGaAs. В стандартных ФД поглощающий слой полностью обеднен (рис. 44а). При большой оптической мощности толщина поглощающего слоя ограничена плохой проводимостью InGaAs. В UTC-PD поглощающий слой легирован акцепторами (р-слой) (рис. 44б). В быстродействующих UTC-PD толщина поглощающего слоя ограничена временем диффузии электронов.

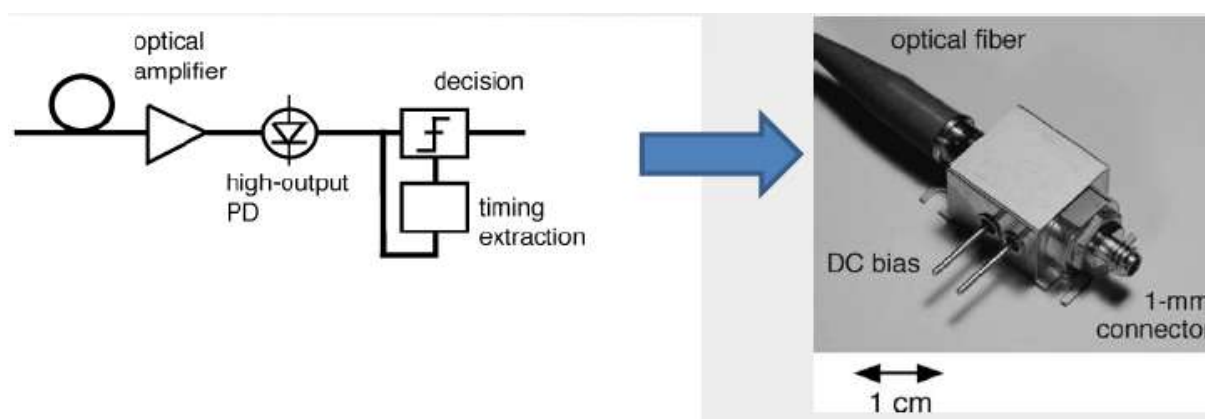


Рис. 46. Упрощенная схема и внешний вид быстродействующего ФД UTC-PD.

Дальнейший прогресс в создании быстродействующих ФД связан с разработкой ФД с частично обедненным поглощающим слоем (PDA-PD, Partially Depleted Absorber Photodiodes). В них р-слой и i-слой изготавливаются из InGaAs или из нескольких слоев InGaAs и InP (рис. 47в). Они обладают одновременно большой квантовой эффективностью, большой мощностью насыщения и большим быстродействием. Например, в одной из последних конструкций PDA-PD токовая фоточувствительность составила  $S = 1 \text{ A/Bm}$  ( $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$ ) при произведении тока насыщения на полосу, равном  $920 \text{ mA ГГц}$  (при  $\Delta f = 40 \text{ ГГц}$ ).

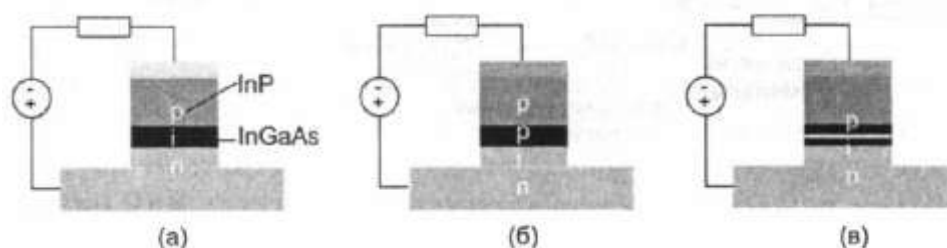


Рис. 47. Структуры PIN ФД; (а) стандартный ФД, (б) ФД с носителями одного типа (UTC-PD), (в) ФД с частично обедненным поглощающим слоем (PDA-PD)

Быстродействующие ФД с большой мощностью насыщения являются ключевыми элементами в высокоскоростных фотоприемниках, передатчиках, измерительных системах и многих других высокоскоростных устройствах.

В высокоскоростных фотоприемниках при  $V=40 \text{ Гбит/с}$  и выше вместо широкополосных электрических усилителей (сложность изготовления которых увеличивается с ростом частоты) о используют оптические усилители (рис. 30). В них сигнал с выхода трансимпедансного УФТ подается непосредственно на вход регенератора. Однако при этом необходимо, чтобы мощность насыщения ФД была почти на порядок больше чем у стандартных ФД ( $\sim 1 \text{ мВт}$ ).

Сравнительно высокое напряжение, получаемое с выхода UTC и PDA ФД, дает возможность управлять другими оптоэлектронными устройствами и создавать полностью оптические устройства для регенерации, мультиплексирования и коммутации оптических сигналов. В качестве примера рассмотрим демультимплексор, работающий во временной области, использующий электроабсорбционный модулятор бегущей волны (PD-EAM), напряжение управления на который подается с PDA-PD [3]. Оно применялось, например, в качестве высокоскоростного затвора (рис. 48) для демультимплексирования  $320 - 10 \text{ Гбит/с}$  и для преобразования длины волны сигналов, передаваемых со скоростью  $100 \text{ Гбит/с}$ .

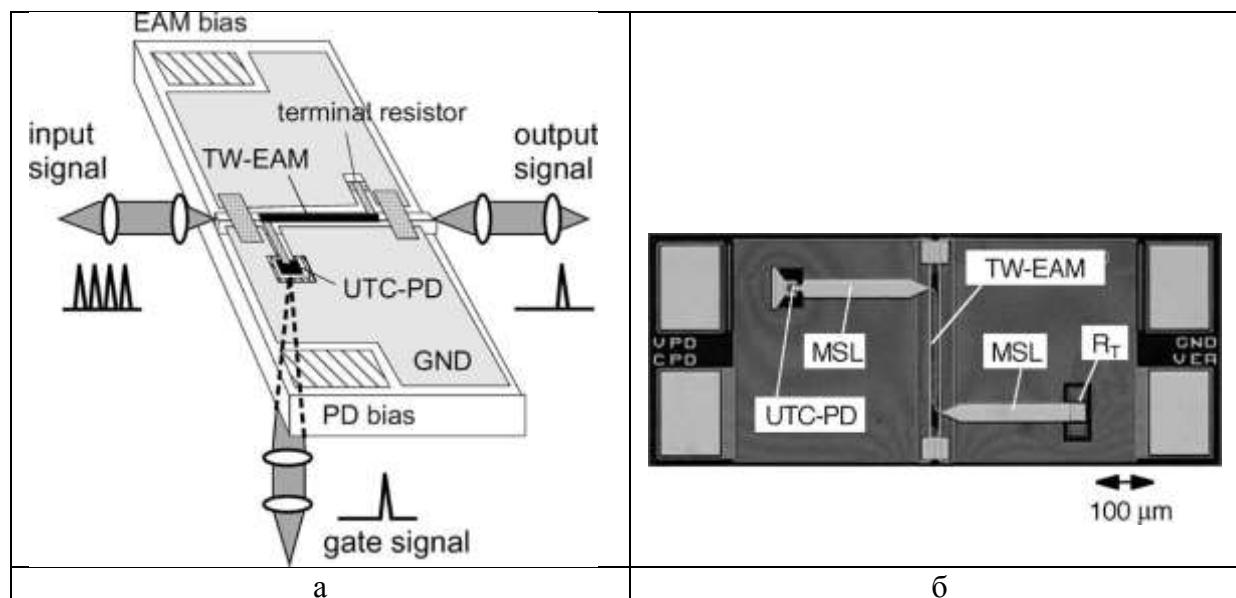


Рис. 48. Схема оптического мультиплексора (затвора) с UTC ФД и электроабсорбционным модулятором (EAM) бегущей волны

#### Литература

1. Оптика и фотоника. Принципы и применения. Пер. с англ.: Учебное пособие. В 2 т. Т.1/ Б. Салех, М. Тейх – Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2012.- 760 с.
2. Оптика и фотоника. Принципы и применения. Пер. с англ.: Учебное пособие. В 2 т. Т.2/ Б. Салех, М. Тейх – Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2012.- 784 с.
3. Листвин В.Н., Трещиков В.Н. DWDM системы: научное издание.- М.: Издательский дом «Наука», 2013.- 300 с.

## 6. Пассивные компоненты для волоконно-оптических сетей доступа. Оптические волокна, кабели, соединители, кроссы, разветвители и т.п.

### 6.1. Понятие пассивного компонента

К пассивным компонентам ВОЛС относят компоненты, не потребляющие энергию никаких внешних электрических или оптических источников:

- Оптическое волокно и оптические кабели (п. 6.3, 6.4);
- Разъемные и неразъемные соединители и оптические шнуры (п. 6.5);
- Разветвители (п. 6.6);
- Пассивные фильтры (п. 6.7);
- Мультиплексоры WDM (гл. 8);
- Изоляторы (п. 6.8);
- Циркуляторы (п. 6.9);
- Атенюаторы (п. 6.10);
- Компенсаторы дисперсии (п. 6.11);
- Кроссовое оборудование (п. 6.12);
- Кабельные вставки (п. 6.13).

### 6.2. Общие параметры пассивных компонентов

Все пассивные компоненты характеризуются двумя основными параметрами: вносимым затуханием и возвратными потерями.

Вносимое затухание или вносимые потери (Insertion Loss) определяют уменьшение мощности излучения в компоненте. Они рассчитываются по выражению:

$$a_{IL} = -10 \cdot \lg \frac{P_{out}}{P_{in}}, \quad (6.1)$$

где  $P_{in}$  и  $P_{out}$  - мощности излучения на входе и выходе компонента, соответственно. Величина вносимых потерь зависит от компонента. Вносимые потери выражают в децибелах (дБ).

Возвратные потери (Return Loss) определяют долю оптической мощности, которая отражается от компонента:

$$a_{RL} = -10 \cdot \lg \frac{P_{ref}}{P_{in}}, \quad (6.2)$$

где  $P_{in}$  и  $P_{ref}$  - мощности падающего и отраженного излучения, соответственно. Возвратные потери выражают в децибелах (дБ).

Отношение мощностей, стоящее в (3.2) под знаком логарифма, представляет собой коэффициент отражения:

$$R = \frac{P_{ref}}{P_{in}}. \quad (6.3)$$

Поэтому выражение (6.2) можно записать в виде:

$$a_{RL} = -10 \cdot \lg R. \quad (6.4)$$

Возвратные потери нормируются для высокоскоростных одномодовых магистралей, так как одномодовые излучатели очень чувствительны к обратному отражению, которое приводит к трудно предсказуемым искажениям излучаемого сигнала из-за интерференции прямого и обратного сигналов.

Чем больше возвратные потери, тем меньше коэффициент отражения и, следовательно, тем качественнее соответствующий компонент.



## 6.3. Оптическое волокно

### 6.3.1. Конструкция оптических волокон. Классификация оптических волокон.

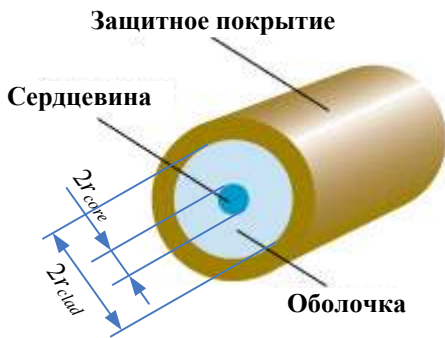


Рис. 6.1. Структура ОВ

ОВ, используемые в связи, представляют собой цилиндрический двухслойный диэлектрический волновод (рис. 6.1). Внутренний слой волновода называют сердцевиной, внешний — оболочкой. Поверх оболочки наносится первичное защитное покрытие. Оно защищает ОВ от воздействия окружающей среды (влаги, абразивных и механических воздействий). В дальнейшем при производстве оптического кабеля на ОВ (или на несколько ОВ одновременно) может наноситься вторичное защитное покрытие.

Распространение оптического сигнала происходит в сердцевине ОВ, которая изготавливается из оптически более плотного материала (с большим показателем преломления).

Основным материалом для изготовления сердцевины и оболочки ОВ является кварцевое стекло (плавленный кварц  $SiO_2$ )<sup>1</sup>. Для достижения требуемого различия показателей преломления сердцевина и/или оболочка легируются примесями, изменяющими показатель преломления кварцевого стекла. Наиболее часто используются оксид германия  $GeO_2$ , пентоксид фосфора  $P_2O_5$ , повышающие показатель преломления кварцевого стекла, и фтор  $F$  и оксид бора  $B_2O_3$ , понижающие его показатель преломления.

Показатели преломления сердцевины и оболочки в поперечном сечении волокна могут быть постоянными, а могут изменяться по мере удаления от оптической оси. ОВ, у которых показатели преломления сердцевины и оболочки постоянны, называют волокнами со **ступенчатым профилем показателя преломления** или **ступенчатыми**. ОВ, у которых показатели преломления сердцевины и/или оболочки изменяются, называют волокнами с **градиентным профилем показателя преломления** или **градиентными**. Более сложные в изготовлении градиентные ОВ позволяют улучшить или оптимизировать оптические характеристики волокон.

По количеству распространяющихся мод (понятие моды будет рассмотрено в п. 6.3.2.2) ОВ делятся на **многомодовые** (ММ ОВ) и **одномодовые** (ОМ ОВ). В зарубежной литературе для обозначения этих типов волокон используют аббревиатуры MMF – multimode optical fiber и SMF – single-mode optical fiber.

По типу дисперсионной характеристики ОВ разделяют на **стандартные** (SF – standard fiber), **со смещенной дисперсией** (DSF – dispersion shifted fiber), **с ненулевой смещенной дисперсией** (NZDSF – non zero dispersion shifted fiber).

По знаку хроматической дисперсии в рабочем диапазоне длин волн различают волокна с положительной и отрицательной дисперсией.

По спектральной зависимости коэффициента затухания от длины волны можно выделить волокна с нулевым водяным пиком (ZWP – zero water peak), имеющие сниженное по сравнению с обычными волокнами затухание вблизи длин волны 1383 и 1290 нм.

Диаметры сердцевины и оболочки ОВ стандартизованы. Для многомодовых кварцевых волокон установлены следующие диаметры: 50, 62.5, 85 и 100 мкм. Наиболее часто используются первые два размера. Диаметр сердцевины одномодовых ОВ может составлять от 7 до 10 мкм (для одномодовых ОВ вместо диаметра сердцевины нормируется диаметр модового поля,

<sup>1</sup> Существуют также пластиковые многомодовые волокна, которые могут изготавливаться из различных полимерных материалов.

см. п. 6.3.2.2). Стандартный диаметр оболочки одинаков для обоих типов волокон и составляет 125 мкм.

## 6.3.2. Параметры оптических волокон

### 6.3.2.1 Вносимые потери. Окна прозрачности.

Вносимые оптическим волокном потери  $a_{\text{Л}}$ , измеряемые в соответствии с (6.1), можно разделить на собственные потери, характеризующиеся собственным затуханием, и дополнительные потери.

Собственное затухание обусловлено самим ОВ и возрастает с увеличением его длины. Для однородного ОВ можно рассчитать коэффициент затухания  $\alpha$  – величину собственного затухания на единицу длины:

$$\alpha = \frac{a_{\text{Л}}}{L} . \quad (6.5)$$

где  $L$  - длина ОВ, км.

Зависимость коэффициента затухания в кварцевых оптических волокнах от длины волны излучения представлена на рис. 6.2. Рисунок носит иллюстративный характер, так как для разных типов волокон и разных производителей величина потерь может различаться<sup>2</sup>.

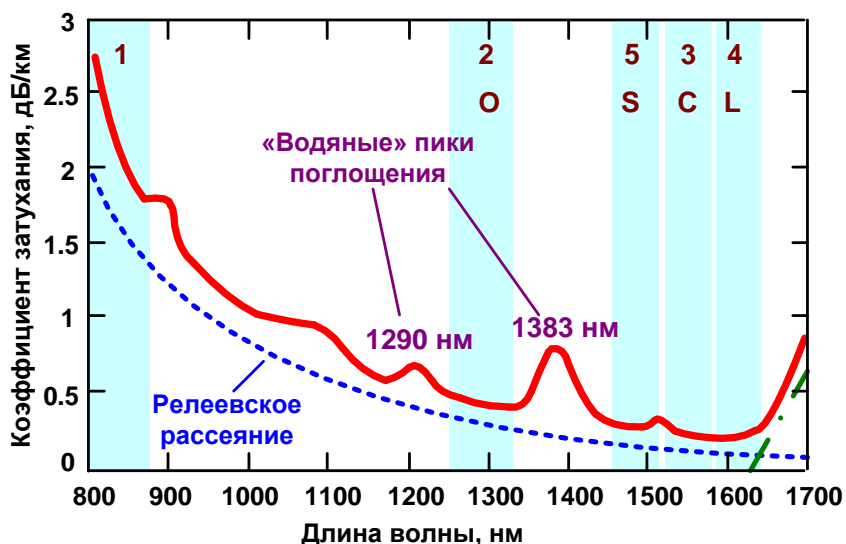


Рис. 6.2. Зависимость коэффициента затухания от длины волны и положение окон прозрачности в кварцевых ОВ.

Собственные потери в ОВ в основном обусловлены двумя причинами: **рассеянием** и **поглощением**. Асимптотическое уменьшение коэффициента затухания в диапазоне длин волн 800-1700 нм обусловлено релеевским рассеянием света в ОВ, которое происходит на локальных изменениях показателя преломления кварцевого стекла, размеры которых сравнимы с длиной волны. Кроме того, из рис. 6.2 видно, что вблизи отдельных резонансных длин волн наблюдается возрастание коэффициента затухания, обусловленное поглощением излучения материалом ОВ.

У кварца и используемых легирующих примесей всплески поглощения в используемом спектральном диапазоне отсутствуют. Кварц дает мощные пики поглощения в ультрафиолетовой и инфракрасной области спектра, которые немного захватывают используемый диапазон. При современных технологиях изготовления ОВ наибольший вклад в поглощение вносят гидроксильные группы  $\text{OH}^-$ , которые при взаимодействии с атмосферным водородом образуют воду. Они дают мощные пики поглощения на длинах волн 1290 и 1383 нм, а также более слабые пики поглощения в области длин волн 1130, 950, 875, 825 и 725 нм.

<sup>2</sup> Особенно сильно могут различаться потери в «водяных» пиках на длинах волн 1290 и 1383 нм. Например, в волокнах ZWP отсутствует пик на длине волны 1383 нм.



Потери из-за поглощения существенно зависят от технологии изготовления ОВ и имеют тенденцию к снижению. Для современного ОВ коэффициент затухания на длине волны 1383 мкм составляет 0.4—0.6 дБ/км, а для волокна ZWP уменьшается до 0.31 дБ/км, формируя практически гладкую кривую затухания в диапазоне 1300—1620 нм, близкую к кривой релеевского рассеяния.

Из рис. 6.2 видно, что для передачи оптических сигналов может использоваться широкий участок спектра, где потери в ОВ достаточно малы. Его принято разбивать на более узкие участки – рабочие диапазоны или **окна прозрачности**. Границы окон прозрачности в кварцевых ОВ и области их применения указаны в табл. 6.1.

Табл. 6.1. Окна прозрачности в кварцевых ОВ

Окно прозрачности	Спектральный диапазон	Область применения
1 окно	780-860 нм	Локальные сети
2 окно (Original)	1260-1360 нм	Городские, зоновые линии, локальные сети
3 окно (Conventional)	1530-1565 нм	Магистральные линии
4 окно (Long wavelength)	1565-1625 нм	Магистральные линии с DWDM
5 окно (Short wavelength)	1460-1530 нм	Магистральные линии с DWDM

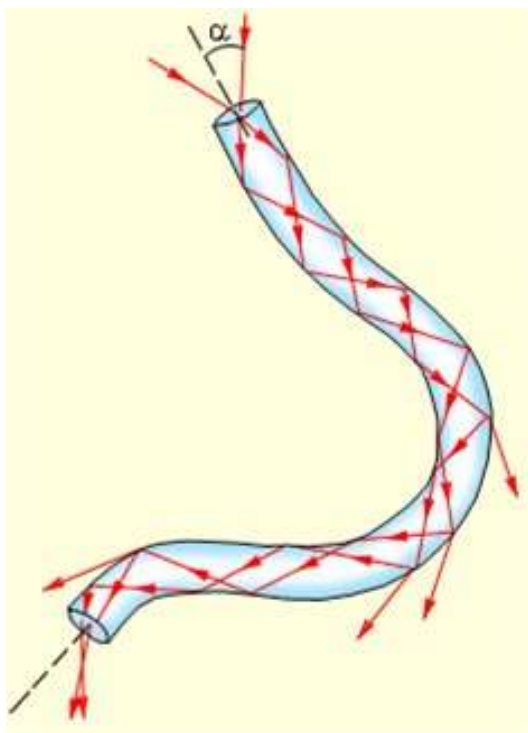


Рис. 6.3. Потери излучения на изгибах

К дополнительным потерям относятся: потери на вводе и выводе излучения, потери в соединениях (стыках) строительных длин, изгибные потери, потери, связанные с нарушениями геометрической формы ОВ и случайно расположенными структурными дефектами.

Потери на вводе излучения от источника излучения в ОВ зависят от соотношения размеров излучающей площадки источника и сердцевины ОВ, соотношения числовых апертур источника излучения и ОВ, а также от коэффициента отражения торцевой поверхности ОВ.

Потери в стыках ОВ будут рассмотрены в п.

!!!

Изгибы ОВ разделяют на макроизгибы и микроизгибы. К макроизгибам относят изгибы ОВ, радиус которых много больше радиуса сердцевины ОВ. Потери на макроизгибах возникают из-за нарушения условий ПВО в месте изгиба (рис. 6.3) и быстро возрастают с уменьшением радиуса изгиба. Отметим, что сравнительно недавно был разработан новый тип ОВ – ОВ с малыми потерями на макроизгибах. Этим ОВ посвящена рекомендация Международного союза

электросвязи G.657.

Радиус микроизгиба соизмерим с радиусом сердцевины ОВ. Микроизгибы вызывают рассеяние излучения.

### 6.3.2.2 Моды в ОВ. Числовая апертура. Число направляемых мод. Диаметр модового поля.

В приближении геометрической оптики способность ОВ направлять свет можно объяснить на основании явления полного внутреннего отражения на границе раздела двух диэлек-

трических сред с разными показателями преломления – оптически более плотной сердцевине и оптически менее плотной оболочке ОВ.

Предположим, что лучи от некоторого источника фокусируются в центре торца ОВ (рис. 6.3). В зависимости от величины угла  $\varphi_{i0}$ , который эти лучи образуют с осью, имеют место:

1. лучи сердцевине или направляемые лучи (коричневый луч), которые на границе сердцевина-оболочка испытывают полное внутреннее отражение.
2. лучи оболочки (синий луч), которые испытывают полное внутреннее отражение на границе оболочка-защитное покрытие.
3. лучи, выходящие в окружающее пространство (зеленый луч), для которых не выполняются условия полного внутреннего отражения.

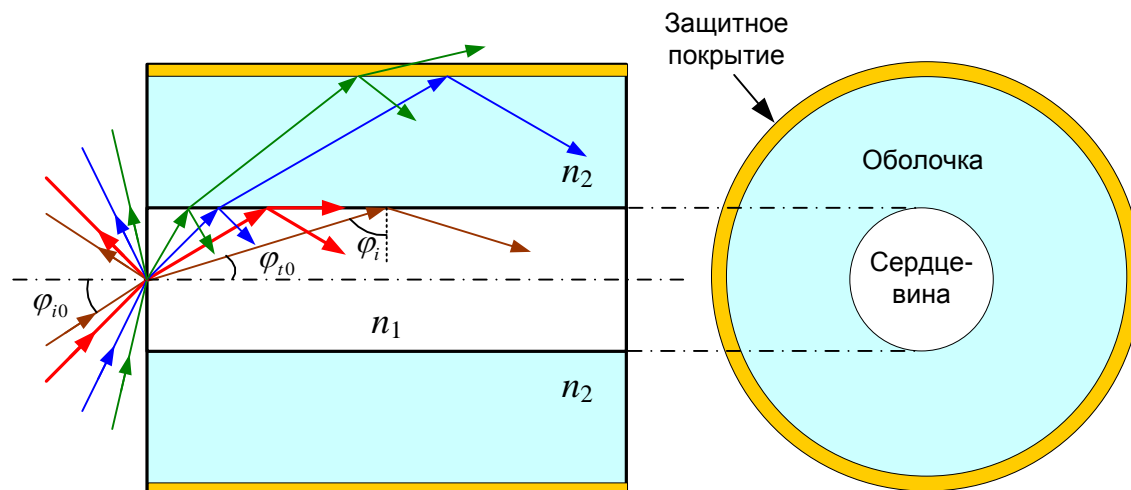


Рис. 6.4. Моды в ступенчатом ОВ

Для оптической связи могут использоваться только направляемые лучи, для которых выполнено условие полного внутреннего отражения на границе сердцевина-оболочка, а значит их энергия остается сосредоточенной внутри сердцевины. Свойством направляемости для каждого ОВ обладает ограниченное число лучей, идущих под определенными дискретными углами, которые получили название **направляемых мод**. Ненаправляемые лучи также называют модами и различают среди них **моды оболочки** (синий луч на рис. 6.3) и **моды излучения** (зеленый луч на рис. 6.3).

Из рис. 6.3 видно, что направляемыми будут только те лучи, углы падения которых  $\varphi_i$  на границу сердцевина оболочка удовлетворяют условию  $\varphi_i \geq \varphi_{cr} = \arcsin(n_2/n_1)$ , где  $\varphi_{cr}$  - критический угол полного внутреннего отражения. Можно показать, что максимальный угол падения направляемого луча на торец ОВ  $\varphi_{i0max}$  может быть равен:

$$\varphi_{i0max} = \arcsin\left(\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}\right), \quad (6.6)$$

где  $n_0$  – показатель преломления среды, из которой вводится излучение в ОВ. Величину  $\varphi_{i0max}$  называют **апертурой** или **апертурным углом** ОВ.

Для многомодовых волокон нормируемым параметром является **числовая апертура NA** – синус апертурного угла при вводе излучения в ОВ из воздуха ( $n_0 = 1$ ):

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (6.7)$$

**Число направляемых мод** в ступенчатом ОВ можно оценить по выражению:

$$M = \text{int}\left(\frac{v^2}{2}\right), \quad (6.8)$$

где *int* означает целую часть числа,  $v$  – нормированная частота ОВ. Нормированная частота – это безразмерный параметр, определяемый выражением:

$$v = \frac{2\pi r_{core} NA}{\lambda}, \quad (6.9)$$

где  $r_{core}$  – радиус сердцевины ОВ,  $\lambda$  – длина волны источника излучения в вакууме. Оценка (6.8) может использоваться при большом числе направляемых мод.

Как отмечалось выше, все ОВ по количеству распространяющихся в них на рабочей длине волны направляемых мод можно разделить на **многомодовые** (ОВ, в которых число направляемых мод больше одной) и **одномодовые** (ОВ, в которых свойством направляемости обладает только одна мода). В геометрической трактовке единственной моде одномодового ОВ соответствует луч, распространяющийся вдоль оптической оси ОВ.

Можно показать, что ОВ со ступенчатым профилем показателя преломления будет одномодовым, если его нормированная частота удовлетворяет условию:

$$v \leq 2.405, \quad (6.10)$$

Из (6.9) и (6.10) можно получить другую форму условия одномодового режима:

$$\lambda \geq \lambda_{cut} = \frac{2\pi r_{core} NA}{2.405}, \quad (6.11)$$

где  $\lambda_{cut}$  – **длина волны отсечки**, разделяющая режимы одномодовой и многомодовой передачи.

Различают длину волны отсечки волокна, рассчитанную по выражению (6.11), и длину волны отсечки волокна в кабеле. Первая соответствует волокну, испытывающему слабое напряжение. Однако на практике приходится иметь дело с кабелем, который при прокладке претерпевает множество изгибов. Волокно испытывает напряжение, как в процессе производства кабеля, так и по окончании инсталляции. Напряжение приводит к подавлению побочных мод и смещению длины волны отсечки в сторону коротких волн. Длина волны отсечки волокна в кабеле может быть определена только экспериментально.

Для одномодовых ОВ вместо числовой апертуры и диаметра сердцевины нормируется **диаметр модового поля** – ширина распределения поперечного поля основной моды на уровне  $1/e = 0.369$  от максимума.

Для ступенчатого одномодового волокна радиус модового поля  $r_{mf}$  можно рассчитать по выражению:

$$r_{mf} = \frac{r_{core}}{\sqrt{\ln\left(\frac{2\pi r_{core} NA}{\lambda}\right)}}, \quad (6.12)$$

Отметим, что диаметр модового поля растет с увеличением длины волны.

### 6.3.2.3 Дисперсия ОВ.

В оптической связи **дисперсией** называют явление уширения (увеличения длительности) импульса, распространяющегося по ОВ:

$$\Delta t = \sqrt{t_{out}^2 - t_{in}^2}, \quad (6.13)$$

где  $t_{in}$  и  $t_{out}$  – длительности импульса на входе и выходе ОВ соответственно.

Уширение оптического импульса в ОВ вызывается тремя независимыми физическими причинами, поэтому принято различать три вида дисперсии:

- межмодовую или модовую,
- хроматическую
- поляризационную модовую или поляризационную.

**Межмодовая дисперсия** имеет место только в многомодовых ОВ. Она возникает из-за того, что в ОВ одновременно распространяется более одной моды, каждая из которых характеризуется своей скоростью распространения вдоль ОВ. Уширение импульса, обусловленное межмодовой дисперсией  $D_m$  в ОВ длиной  $L$ , можно рассчитать по выражению:

$$\Delta t_m = D_m \cdot L. \quad (6.14)$$

Межмодовую дисперсию принято выражать в нс/км.

Хроматическая и поляризационная модовая дисперсии имеют место как в многомодовых, так и в одномодовых ОВ.

**Хроматическая дисперсия** возникает из-за того, что спектр оптического сигнала имеет конечную ширину и разные спектральные компоненты сигнала движутся в ОВ с разными скоростями. Хроматическую дисперсию  $D_{chr}$  принято представлять в виде суммы  $D_{mat}$  материальной и  $D_w$  волноводной дисперсий:

$$D_{chr} = D_{mat} + D_w. \quad (6.15)$$

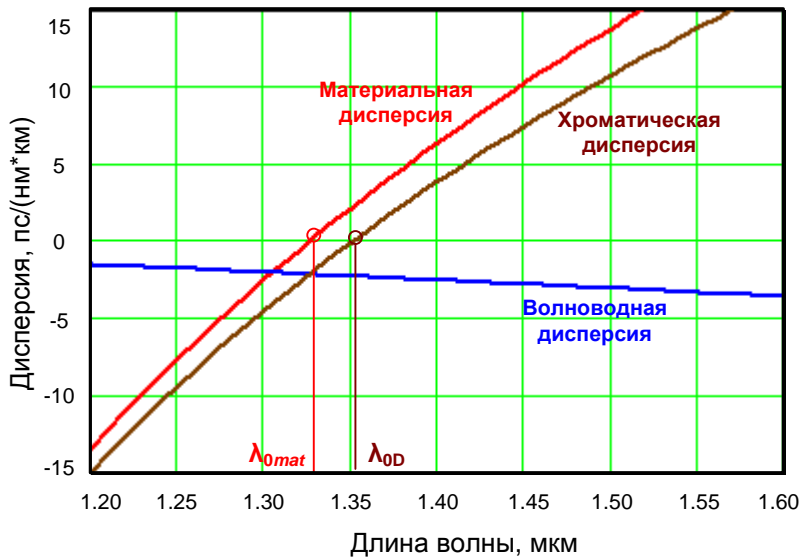


Рис. 6.5. Хроматическая дисперсия в стандартном ОВ.

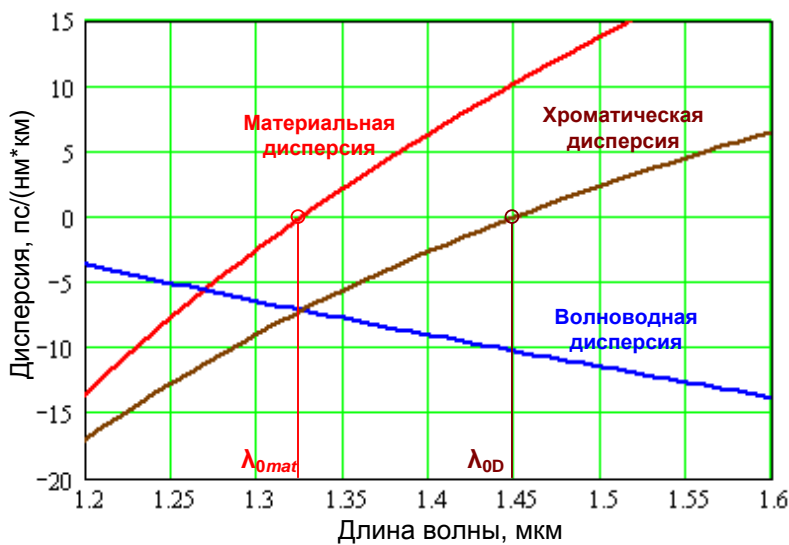


Рис. 6.6. Смещение длины волны нулевой хроматической дисперсии путем изменения волноводной дисперсии.

Из рисунка видно, что материальная дисперсия имеет знак и при некоторой длине волны  $\lambda = \lambda_{0mat}$  проходит через 0. Кроме того, видно, что существует такая длина волны, при которой материальная и волноводная дисперсии равны по модулю и имеют противоположные знаки, то есть хроматическая дисперсия равна нулю. Эту длину волны называют **длиной волны нулевой хроматической дисперсии** или просто **длиной волны нулевой дисперсии**  $\lambda_{0D}$ .

Отметим, что зависимость материальной дисперсии от длины волны при изменении показателя преломления сердцевинки кварцевого волокна (изменении легирующей примеси и/или степени легирования) меняется в очень небольших пределах. Зависимость волноводной дисперсии от длины волны, напротив, сильно зависит от конструкции (профиля показателя преломле-

Материальная дисперсия характеризует изменение скорости распространения волны в однородной среде, обусловленное зависимостью показателя преломления среды от длины волны. Волноводная дисперсия обусловлена тем, что в ОВ волна распространяется частично в сердцевине, частично в оболочке, то есть для нее показатель преломления принимает некоторое среднее значение между показателем преломления сердцевинки и показателем преломления оболочки, которое зависит от длины волны. Зависимость среднего показателя преломления от длины волны связана не только с зависимостью от длины волны показателей преломления сердцевинки и оболочки, но и с изменением глубины проникновения поля волны в оболочку, приводящее к изменению среднего показателя преломления даже при постоянных показателях преломления сердцевинки и оболочки.

На рис. 6.5 показаны зависимости материальной (красная кривая), волноводной (синяя кривая) и результирующей хроматической (коричневая кривая) дисперсии от длины волны, рассчитанные для стандартного одномодового волокна. Из рисунка

ния) ОВ. Это позволяет в широких пределах управлять зависимостью хроматической дисперсии от длины волны, изменяя при этом длину волны нулевой дисперсии  $\lambda_{0D}$  (рис. 6.6).

Уширение импульса, обусловленное хроматической дисперсией  $D_{chr}$  в ОВ длиной  $L$ , можно рассчитать по выражению:

$$\Delta t_{chr} = |D_{chr}| \Delta \lambda L, \quad (6.16)$$

где  $\Delta \lambda$  – ширина спектра оптического сигнала. Хроматическую дисперсию принято выражать в пс/(нм·км).

Причиной поляризационной дисперсии является анизотропия (двулучепреломление) ОВ, приводящая к зависимости скорости распространения света от поляризации. Анизотропия обусловлена нарушениями круговой симметрии ОВ: эллиптичностью сердцевинки, неконцентричностью сердцевинки и оболочки, внутренними и внешними несимметричными напряжениями (рис. 6.7).

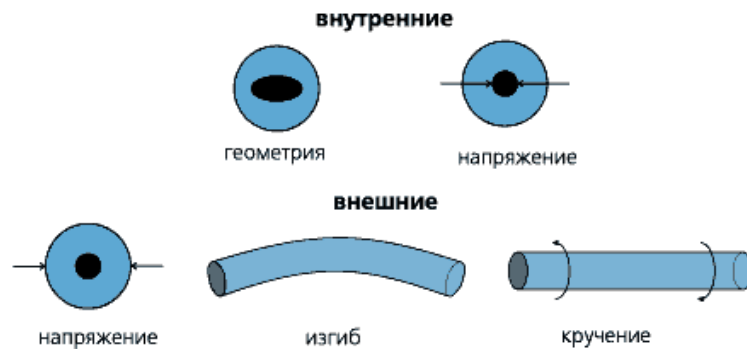


Рис. 6.7. Причины возникновения поляризационно-модовой дисперсии

В поперечном сечении анизотропного ОВ можно выявить взаимно перпендикулярные оси наименьшей и наибольшей скорости (рис. 6.8). Тогда произвольно направленный вектор напряженности электрического поля  $E$  можно разложить на две составляющие, направленные вдоль этих осей. Скорости распространения этих составляющих будут различны, что приведет к уширению оптического импульса.

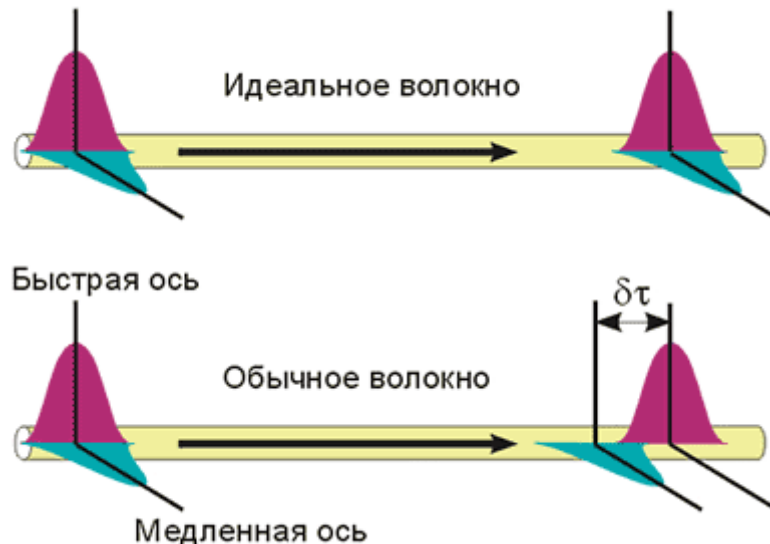


Рис. 6.8. Возникновение поляризационно-модовой дисперсии

В большинстве одномодовых ОВ расположение осей наибольшей и наименьшей скорости случайным образом меняется вдоль волокна. Поэтому поляризационная модовая дисперсия имеет статистическую природу. Можно считать, что уширение проходящего по ОВ импульса растет с увеличением длины  $L$  пропорционально квадратному корню из этой длины

$$\Delta t_p = D_p \sqrt{L}, \quad (6.17)$$

где  $D_p$  – поляризационная модовая дисперсия (среднее значение).

### 6.3.3. Типы и стандарты ОВ

В настоящее время широко используются несколько основных классов оптических волокон в соответствии с рекомендациями ИТУ-T<sup>3</sup>:

- G.651 Многомодовое 50/125 мкм с градиентным профилем показателя преломления;
- G.652 Стандартное одномодовое;
- G.653 Одномодовое со смещенной дисперсией;
- G.654 Одномодовое со смещенной длиной волны отсечки;
- G.655 Одномодовое с ненулевой смещенной дисперсией;
- G.656 Одномодовое с ненулевой смещенной дисперсией для широкополосной передачи;
- G.657 Одномодовое с уменьшенными потерями на изгибах малого радиуса.

#### 6.3.3.1 Стандарт G.651 – многомодовое ОВ.

Стандарт G.651 распространяется на многомодовое оптическое волокно с диаметром световедущей жилы 50 мкм и оболочки 125 мкм и на волоконно-оптический кабель на его основе. В нем содержатся рекомендации по основным параметрам этих волокон, контролируемым характеристикам и допустимым нормам (табл. 6.2). Этот тип волокна в настоящее время используется только в коротких, внутриобъектовых ВОЛС с рабочей длиной волны 850 и 1300 нм.

Табл. 6.2. Параметры многомодовых ОВ

Параметр	Значение
Номинальное затухание на длине волны 850/1300 нм (дБ/км)	$\leq 2.4 / \leq 0.5$
Максимальное затухание на длине волны 850/1300 нм (дБ/км)	$\leq 2.5 / \leq 0.8$
Широкополосность на длине волны 850/1300 нм (МГц·км)	$\geq 400 / \geq 800$
Длина волны нулевой дисперсии $\lambda_0$ (нм)	1297-1316
Наклон нулевой дисперсии $S_0$ (пс/(нм <sup>2</sup> ·км))	$\leq 0.101$
Числовая апертура NA	$0.200 \pm 0.015$
Эффективный показатель преломления $n_{eff}$ на длине волны 850/1300 нм	1.4897 / 1.4856
Диаметр сердцевины $d_{core}$ (мкм)	$50.0 \pm 3.0$
Диаметр оболочки (мкм)	$125.0 \pm 2.0$
Неконцентричность сердцевины и оболочки (мкм)	$\leq 3.0$
Эллиптичность сердцевины	$\leq 5\%$
Диаметр защитного покрытия (мкм)	$245 \pm 10$
Рабочий диапазон температур	$-60^{\circ}\text{C} - +85^{\circ}\text{C}$
Тестовое усилие на разрыв (ГН/м <sup>2</sup> )	$\geq 0.7$

Стандарт G.651 определяет также категории улучшенных многомодовых ОВ, оптимизированных для высокоскоростных локальных сетей и отличающихся большей широкополосностью (табл. 6.3). Категория OM2 включает многомодовые волокна, предназначенные для скорости передачи до 1 Гбит/с, класс OM3 – многомодовые волокна для скорости передачи до 10 Гбит/с.

Табл. 6.3. Категории многомодовых ОВ

Категория волокна	OM1	OM2	OM3

<sup>3</sup> ИТУ-T - (International Telecommunication Union - Telecommunication Standardization Sector) - Сектор стандартизации Международного союза электросвязи

Широкополосность при использовании светодиода в качестве источника излучения на длине волны 850/1300 нм, МГц·км	400/800	600/1200	1500/500
Широкополосность при использовании лазера в качестве источника излучения на длине волны 850 нм, МГц·км	-	-	2000
Максимальная длина сегмента сети для Gigabit Ethernet / 10 Gigabit Ethernet, м	850 нм	550/-	/300
	1300 нм	550/-	-

### 6.3.3.2 Стандарт G.652 – стандартное одномодовое ОВ.

Рекомендация G.652 описывает геометрические, оптические, механические параметры и параметры передачи стандартных ОВ (SF - standard fiber). Стандартным ОВ называют одномодовое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления (рис. 6.9). Это волокно оптимизировано для второго окна прозрачности (1260-1360 нм). Его длина волны нулевой дисперсии составляет  $\lambda_{0D} \sim 1.35$  мкм.

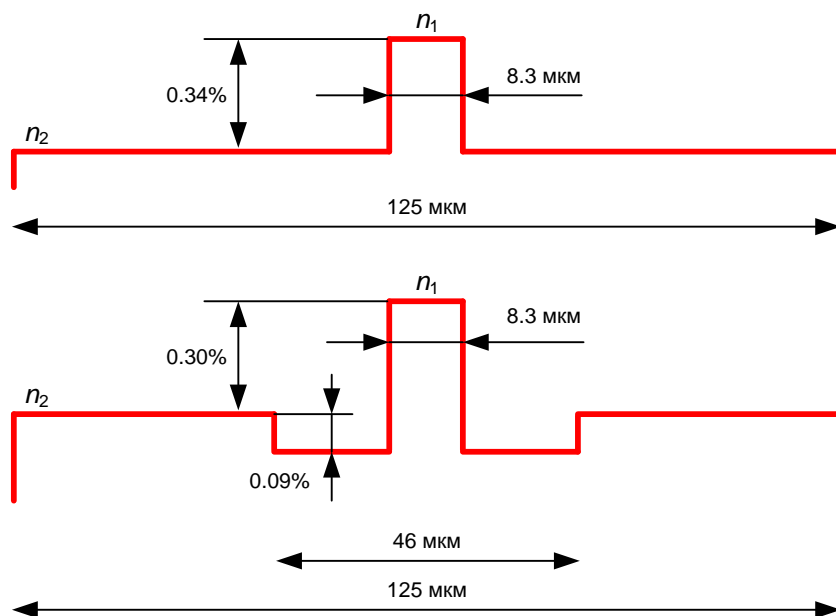


Рис. 6.9. Профили показателей преломления стандартных одномодовых ОВ

В текущей редакции G.652 стандартные ОВ разделены на четыре категории - А, В, С, D. Оптические волокна категорий С и D являются волокнами ZWP, обладающими пониженным затуханием на длине волны 1383 нм. Кроме того, в текущей редакции стандарта определен верхний предел диапазона длин волн 1625 нм, более жесткие требования предъявлены к проведению испытаний на макроизгиб (радиус оправки уменьшен до 30 мм), нормированы значения поляризационной модовой дисперсии на разных длинах волн.

Стандартные ОВ имеют хроматическую дисперсию на  $\lambda = 1310$  нм менее 3.5 пс/(нм·км), а на  $\lambda = 1550$  нм их дисперсия возрастает до 18 пс/(нм·км), хотя затухание при этом уменьшается до 0.2 дБ/км и они могут с успехом использоваться на этой длине волны. При этом длина участка регенерации обычно ограничивается хроматической дисперсией.

### 6.3.3.3 Стандарт G.653 – одномодовое ОВ со смещенной дисперсией.

С целью оптимизации дисперсионных параметров волокон на длине волны 1550 нм, на которой кварцевые ОВ имеют минимальное затухание, были разработаны градиентные одномодовые ОВ. Усложняя профиль показателя преломления (рис. 6.10) и делая его форму близкой



к треугольной, получили ОВ, имеющие длину волны нулевой дисперсии вблизи 1550 нм. Такие ОВ получили название ОВ с нулевой смещенной дисперсией (ZDSF – Zero Dispersion Shifted Fiber) или просто со смещенной дисперсией (Dispersion Shifted Fiber - DSF). Их параметры регламентируются рекомендацией G.653.

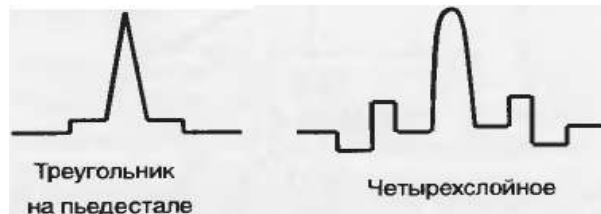
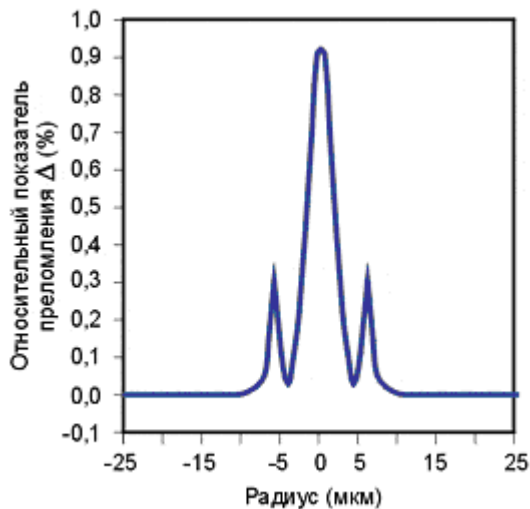


Рис. 6.10. Профили показателей преломления ОВ со смещенной дисперсией

Эти ОВ имеют хроматическую дисперсию на  $\lambda = 1550$  нм менее 3,5 пс/(нм км), а на  $\lambda = 1310$  нм до 18 пс/(нм км).

Волокна со смещенной дисперсией предназначены для высокоскоростных линий связи с большой длиной регенерационного участка без применения технологии спектрального уплотнения. Возможно также использование этого оптического волокна в системах со спектральным уплотнением при ограниченной протяженности регенерационного участка, пониженной мощности передаваемого сигнала и ограниченной плотности спектральных компонентов. Указанные ограничения связаны с нелинейными искажениями, проявляющимися вблизи длины волны нулевой дисперсии при усилении многочастотного сигнала.

Согласно рекомендации G.653 ОВ со смещенной дисперсией разделяются на две категории А и В по значению коэффициента поляризационной модовой дисперсии. Волокна категории В имеют меньшую поляризационную модовую дисперсию.

#### 6.3.3.4 Стандарт G.654 – одномодовое ОВ со смещенной длиной волны отсечки.

Стандарт G.654 определяет одномодовое волокно со смещенной длиной волны отсечки (CSF - Cutoff Shifted Fiber), предназначенное для протяженных наземных и подводных линий связи. Это волокно имеет сниженное по сравнению со стандартным ОВ затухание вблизи длины волны 1550 нм. Его длина волны нулевой дисперсии лежит вблизи 1300 нм. Длина волны отсечки смещена в длинноволновую область, ее максимальное значение составляет 1530 нм.

Особенностью ОВ стандарта G.654 является увеличенный диаметр модового поля, позволяющий обеспечить максимальную дальность передачи за счет использования больших уровней оптической мощности.

Стандарт определяет 3 категории волокон CSF – А, В и С, отличающиеся номинальными диаметром модового поля, коэффициентом затухания и дисперсионными характеристиками. Волокна категории В имеют наибольший диаметр модового поля (до 13 мкм). Волокна категорий В и С имеют сниженный с 0,5 до 0,2 пс/ $\sqrt{\text{км}}$  коэффициент поляризационной модовой дисперсии, а волокна категорий А и С – сниженный с 22 до 20 пс/(нм·км) коэффициент хроматической дисперсии.



### **6.3.3.5 Стандарт G.655 – одномодовое ОВ с ненулевой смещенной дисперсией.**

Стандарт G.655 определяет одномодовое волокно с ненулевой смещенной дисперсией (NZDSF – Non Zero Dispersion Shifted Fiber), предназначенное для использования с системами DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing – плотного спектрального мультиплексирования). Эти волокна отличаются от волокон стандарта G.653 смещением длины волны нулевой дисперсии выше или ниже диапазона работы оптического усилителя, что обеспечивает подавление нелинейных эффектов при усилении многочастотного сигнала. Они оптимизированы для использования в диапазоне от 1530 до 1565 нм. Допустимо расширение диапазона их использования от 1460 до 1652 нм

Стандарт разделяет волокна NZDSF на пять подкатегорий - А, В, С, D, Е, которые различаются по значениям коэффициента поляризационной модовой дисперсии, хроматической дисперсии и рабочему диапазону.

На сегодняшний день существует два подхода к созданию волокон с ненулевой смещенной дисперсией. Основное различие между ними заключается в реализуемом диаметре модового поля. С увеличением этого параметра удобнее вводить излучение в световод, что особенно важно для DWDM-систем, использующих сложную интегральную оптику. Большой диаметр модового поля позволяет повысить уровень мощности излучения, вводимого в волокно. Однако волокна с меньшим диаметром модового поля обладают меньшими потерями на изгибах и более пологой дисперсионной кривой. Оба подхода в равной мере обеспечивают подавление нелинейных эффектов.

### **6.3.3.6 Стандарт G.656 – одномодовое ОВ с ненулевой смещенной дисперсией для широкополосной передачи.**

Стандарт G.656 определяет одномодовое оптическое волокно с хроматической дисперсией, которая превышает некоторое ненулевое значение во всем диапазоне длин волн от 1460 до 1625 нм. Это ОВ предназначено для систем спектрального уплотнения CWDM (Coarse Wavelength Division Multiplexing) и DWDM.

Коэффициенты затухания и хроматической дисперсии волокон G.656 нормируются отдельно для разных диапазонов. ОВ имеют сглаженную характеристику затухания: для длин волн 1460-1530 нм типичное значение составляет 0,35 дБ/км, для диапазона 1530-1565 нм - 0,275 дБ/км, а для диапазона 1565-1625 нм - 0,35 дБ/км.

Диаметр модового поля этих ОВ у различных производителей варьируется от 7 до 11 мкм.

### **6.3.3.7 Стандарт G.657 – одномодовое ОВ с уменьшенными потерями на изгибах малого радиуса.**

Стандарт G.657 определяет одномодовое волокно, обладающее низкой восприимчивостью к изгибам, предназначенное для оптических сетей доступа.

Стандарт разделяет ОВ на 2 категории – А и В. ОВ категории А по оптическим параметрам соответствуют стандарту G.652.D, но имеют улучшенные характеристики потерь на изгибе. 10 витков ОВ, намотанного на оправку диаметром 15 мм, не должны увеличивать затухание более чем на 0.25 дБ на длине волны 1550 нм. Один виток ОВ, намотанного на оправку диаметром 10 мм, не должен увеличивать затухание более чем на 0.75 дБ на длине волны 1550 нм. Они применимы в окнах прозрачности О, Е, S, С и L (то есть во всем диапазоне от 1260 до 1625 нм). Длина волны нулевой дисперсии этих ОВ лежит в диапазоне от 1300 до 1324 нм. Диаметр сердцевин составляет от 8.6 до 9.5 мкм.

Волокна категории В пригодны для передач на волнах длиной 1310, 1550 и 1625 нм на ограниченные расстояния, связанных с транспортом сигналов внутри помещений и допускают меньшие по сравнению с волокнами категории А радиусы изгибов. 10 витков ОВ на оправке диаметром 15 мм не должны увеличивать затухание более чем на 0.03 дБ на длине волны 1550 нм, один виток на оправке диаметром 10 мм – более чем на 0.1 дБ. Длина волны нулевой дис-

персии этих ОВ лежит в диапазоне от 1300 до 1420 нм. Диаметр сердцевины составляет от 6.3 до 9.5 мкм.

## **6.4. Волоконно-оптический кабель**

### **6.4.1. Назначение и классификация волоконно-оптических кабелей**

Волоконно-оптический кабель (ВОК) представляет собой совокупность ОВ, заключенных в общую влагозащитную оболочку, поверх которой в зависимости от условий эксплуатации могут быть наложены различные защитные покровы. Основной задачей ВОК является обеспечение требуемого качества передачи при соответствующих условиях эксплуатации.

Конструкции ОК в основном определяются назначением и областью их применения. По своему назначению ОК подразделяются на:

- междугородные,
- зоновые,
- городские и сельские,
- объектовые и монтажные.

Междугородные и зоновые ОК предназначаются для передачи информации на большие расстояния и организации большого числа каналов. Городские ОК используются в качестве соединительных линий между городскими АТС. Они рассчитаны на работу без промежуточных линейных регенераторов, то есть на сравнительно короткие расстояния (5-10 км) и относительно небольшое число каналов. Объектовые ОК служат для передачи различной информации на малые расстояния внутри объекта и содержат, как правило, большое число ОВ. Монтажные ОК предназначаются для внутри- и межблочного монтажа аппаратуры.

По условиям прокладки и эксплуатации ОК подразделяются на:

- кабели внутренней прокладки,
- кабели наружной прокладки,
- специальные кабели.

Кабели внутренней прокладки используются внутри телефонных станций, офисов, зданий и помещений. По условиям прокладки они подразделяются на кабели вертикальной и горизонтальной прокладки и шнуры коммутации. Эти кабели имеют облегченную конструкцию и, как правило, небольшую строительную длину.

Кабели наружной прокладки применяются на любых (сельских, городских, зонавых и магистральных) линиях связи и по условиям прокладки их можно разделить на подвесные, подземные и подводные. В конструкции этих кабелей присутствуют силовые элементы, защищающие от внешних воздействий. Строительная длина составляет обычно более двух километров.

К специальным кабелям относят кабели, предназначенные для особых условий эксплуатации, в том числе:

- Полевые кабели, предназначенные для развертывания полевых линий связи, рассчитанные на работу в экстремальных эксплуатационных условиях во всех климатических зонах России;
- Огнестойкие кабели, например, кабели пожарной сигнализации, сохраняющие работоспособность в условиях открытого пламени;
- Кабели для работы при повышенных температурах (до 85-90<sup>0</sup>);
- Кабели для работы во взрывоопасных и агрессивных средах.

### **6.4.2. Конструктивные элементы волоконно-оптических кабелей**

В конструкции ВОК можно выделить **сердечник** и **защитные покровы**. Основным конструктивным элементом сердечника ВОК является *оптический модуль* – одно или несколько ОВ во вторичном покрытии (рис. 6.11).

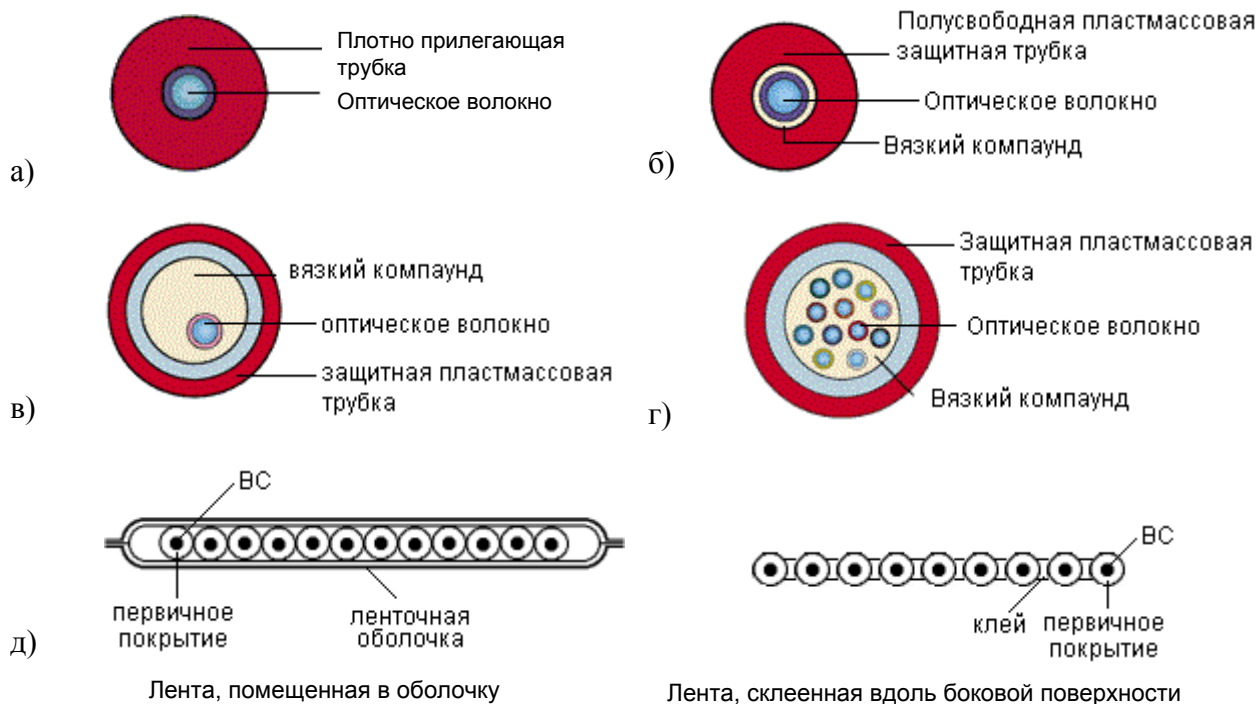


Рис. 6.11. Типы вторичного покрытия оптических волокон: а) сплошное; б) полусвободное трубчатое; в) свободное трубчатое; г) многоволоконное свободное трубчатое; д) ленточное.

Пространство внутри оптического модуля заполняется вязким компаундом, предотвращающим попадание воды и уменьшающим трение.

Существуют 3 основных вида конструкции сердечника ВОК: повивный (рис. 6.12а), профилированный (рис. 6.12б), трубчатый (рис. 6.12в).

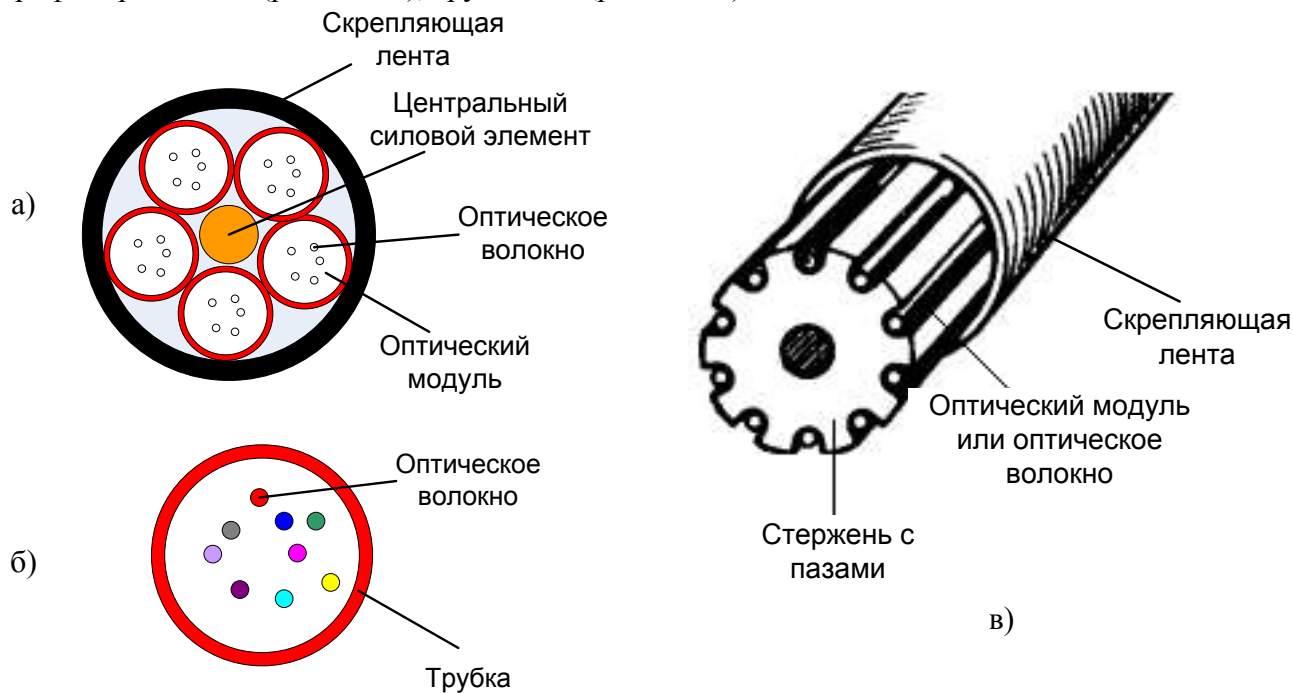


Рис. 6.12. Основные конструкции сердечников ОК: а) повивный; б) профилированный; в) трубчатый.

В повивной конструкции сердечник выполнен в виде одного или нескольких повивов оптических модулей вокруг центрального силового элемента. Для защиты от проникновения

воды в сердечник ВОК пространство между оптическими модулями для ВОК наружной прокладки заполняется гидрофобным гелем, либо вместе с оптическими модулями вокруг центрального силового элемента скручиваются гидрофобные ленты или нити.

Конструкция с профилированным сердечником состоит из полипропиленового стержня с продольными пазами. Стержень отливается вокруг металлического или диэлектрического центрального силового элемента. Пазы располагаются вокруг стержня спирально или с периодической сменой направления. Оптические модули или волокна свободно располагаются в углублениях. Пустоты сердечника заполняются

Сформированный повивный или профилированный сердечник скрепляется синтетической полипропиленовой или терефталатной (лавсановой) лентой, накладываемой путем спиральной обмотки в один или два слоя.

Кабель с одиночной трубкой состоит из одной пластмассовой трубки, содержащей одно или несколько ОВ. Внутри трубки ОВ располагаются свободно.

Защитные покрытия ВОК в зависимости от условий эксплуатации могут включать влагозащитную оболочку (в качестве материала обычно используется полиэтилен высокой плотности или не распространяющие горение полимерные материалы), периферийные армирующие элементы и броневой покров.

Броневой покров входит в конструкцию ВОК, подвергающихся значительным механическим нагрузкам во время эксплуатации. Наиболее часто используется стальная ленточная (рис. 6.13а) и круглопроволочная (рис. 6.13б) броня. Для производства полностью диэлектрических кабелей используют повивы стеклопластиковых стержней или арамидных нитей (рис. 6.13в).

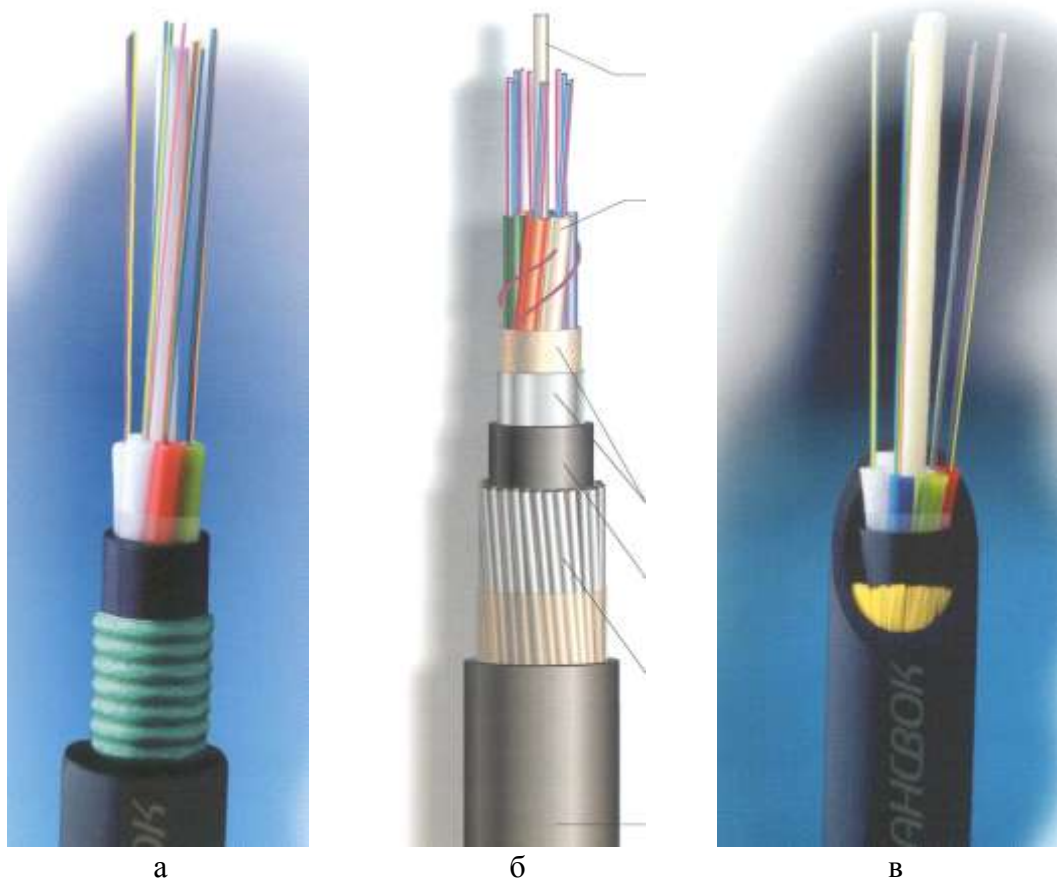


Рис. 6.13. Конструкции броневых покрытий: а – ленточная, б – круглопроволочная, в – из арамидных нитей

В кабелях, предназначенных для прокладки в кабельной канализации, трубах, коллекторах, на мостах и эстакадах используется стальная ленточная броня. Стальная гофрированная лента, покрытая с наружной стороны сополимером, накладывается продольно с перекрытием на внутреннюю оболочку ОК.



Рис. 6.14. ВОК с периферийными армирующими элементами.



Рис. 6.15. Подвесной ВОК («восьмерка»).

В кабелях для прокладки в грунтах, не подверженных мерзлотным деформациям, на переходах через неглубокие несудоходные реки и болота применяется одноповивная броня из круглых стальных оцинкованных проволок.

Для прокладки в сложных грунтах всех групп, в том числе и подверженных мерзлотным деформациям, а также на переходах через судоходные реки применяется двухповивная круглопроволочная броня. Два повива стальных проволок в этом случае могут быть разделены промежуточной полиэтиленовой оболочкой.

В конструкции кабеля могут присутствовать также периферийные армирующие элементы, дополнительно защищающие кабель от внешних механических воздействий. Примерами таких элементов могут быть металлические или диэлектрические прутки, запрессованные в оболочку ВОК (рис. 6.14), а также несущий трос подвесного ВОК, заключенный в единую оболочку с кабельным сердечником (такой кабель получил название «восьмерочного») (рис. 6.15).

Конструкция ВОК выбирается для конкретных условий эксплуатации. В табл. 6.4 приведены основные факторы, которые воздействуют на ВОК, и конструктивные особенности, обеспечивающие защиту от них.

Табл. 6.4. Конструктивные особенности ВОК

Условия прокладки	Основные воздействующие факторы	Конструктивные методы защиты
В грунте	Грызуны	Броневого покров
	Растягивающее усилие	Продольные армирующие элементы
	Случайные удары	Броневого покров
	Проникновение влаги	Влагозащитная оболочка, гидрофобный наполнитель
	Раздавливающее усилие	Конструкция сердечника, броневого покров
В кабельной канализации	Проникновение влаги	Влагозащитная оболочка, гидрофобный наполнитель
	Растягивающее усилие	Продольные армирующие элементы
	Скручивание	Наружная оболочка
	Грызуны	Броневого покров, прокладка в защитных трубках
Подвеска на	Растягивающее усилие	Продольные армирующие элементы

опорах	Перепады температур	Оболочки
	Проникновение влаги	Влагозащитная оболочка, гидрофобный наполнитель
	Случайные удары	Броневого покрова, оболочки, арамидные нити
	Ультрафиол. облучение	Наружная оболочка
Кабельные вводы в дом	Возгорание	Оболочка из LSZH <sup>4</sup> или PVC <sup>5</sup>
	Атаки грызунов	Броня
	Проникновение влаги	Влагозащитный барьер
	Растягивающее усилие	Продольные силовые элементы
Внутри помещений	Возгорание	Оболочка из LSZH или PVC
	Изгиб с малым радиусом	Оболочки
	Растягивающее усилие	Арамидные нити
	Случайные удары	Оболочки, арамидные нити
	Раздавливающее усилие	Оболочки, арамидные нити

### 6.4.3. Особенности выбора волоконно-оптических кабелей для сетей доступа

Как уже отмечалось выше, в сетях доступа можно выделить 3 участка: магистральный, распределительный и абонентский.

Магистральный участок, связывающий главный узел связи с распределительным, является наиболее ответственным, так как при сбое на нем парализуется работа всей сети или значительной ее части. Поэтому к кабелям, прокладываемым на этом участке, предъявляются повышенные требования по надежности. Конструкция кабеля выбирается в соответствии с выбранным способом его прокладки (как правило, наружной) и условиями последующей эксплуатации. Рекомендуется выбирать кабель с запасом ОВ для последующего развития сети.

Кабели распределительного участка могут быть как наружными, так и внутренними. Конструкция наружного кабеля выбирается в соответствии с выбранным способом прокладки и условиями последующей эксплуатации. В качестве ВОК внутренней прокладки могут применяться специальные конструкции, обладающие уменьшенными габаритами и повышенной гибкостью. ВОК внутренней прокладки должны быть также пожаробезопасными. Распределительные кабели, как правило, содержат небольшое число запасных волокон, так как во многих случаях экономически выгоднее проложить дополнительный кабель, если возникнет необходимость расширить сеть.

Заслуживает упоминания распределительный ВОК, предназначенный для доступа к сердечнику с сохранением целостности транзитных ОВ. Конструкция данного ВОК позволяет, не разрезая его, ответвить часть ОВ (один или несколько оптических модулей). Для этого достаточно вскрыть внешнюю оболочку кабеля на некотором участке (рис. 6.16). Применение такого ВОК является хорошим решением для многоэтажного дома, когда отдельный оптический модуль с ОВ доводится до каждой этажной распределительной коробки. При 100% проникновении сети число модулей в ВОК равно числу этажей, а число ОВ – числу квартир на этаже. На рис. 6.17 показана конструкция данного ВОК, производства ООО «Инкаб».

Для прокладки снаружи по фасадам и внутри зданий может использоваться плоский распределительный ВОК типа «бабочка» (рис. 6.18), обладающий повышенной гибкостью. Данный

<sup>4</sup> LSZH (Low-Smoke, Zero-Halogen) – материал, отличающийся малым выделением дыма и не образующим токсичных галогенных газов в процессе горения.

<sup>5</sup> PVC (PolyVinyl Chloride) – поливинилхлорид.

ВОК при необходимости допускается прокладывать в кабельной канализации и задувать в защитно-полиэтиленовые трубы.



Рис. 6.16. Доступ к сердечнику ВОК с сохранением целостности транзитных ОВ.

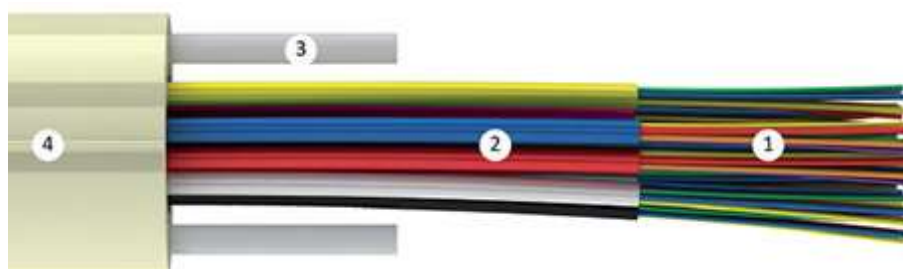


Рис. 6.17. ВОК для доступа к сердечнику с сохранением целостности транзитных ОВ:  
1 – оптические волокна, 2 – оптические микромодули, 3 – стеклопластиковые прутки, 4 – LSZH оболочка.

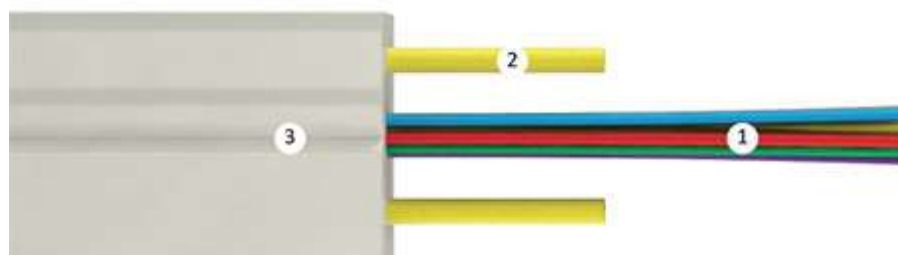


Рис. 6.18. Распределительный ВОК «бабочка»:  
1 – оптические волокна, 2 – арамидные прутки, 3 – LSZH оболочка.

Кабели абонентского участка также могут быть наружными (в коттеджном поселке) и внутренними (в многоквартирных домах). Обычно это маловолоконные кабели, содержащие 1-4 ОВ, обладающие уменьшенными габаритами и повышенной гибкостью. Наружные абонентские ВОК обычно предназначены для подвески на опорах линий связи, столбах освещения и т.п. На рис. 6.19 представлены конструкции плоских подвесных ВОК производства ООО «Инкаб». Конструкции абонентских пожаробезопасных ВОК внутренней прокладки производства ООО «Инкаб» представлены на рис. 6.20.



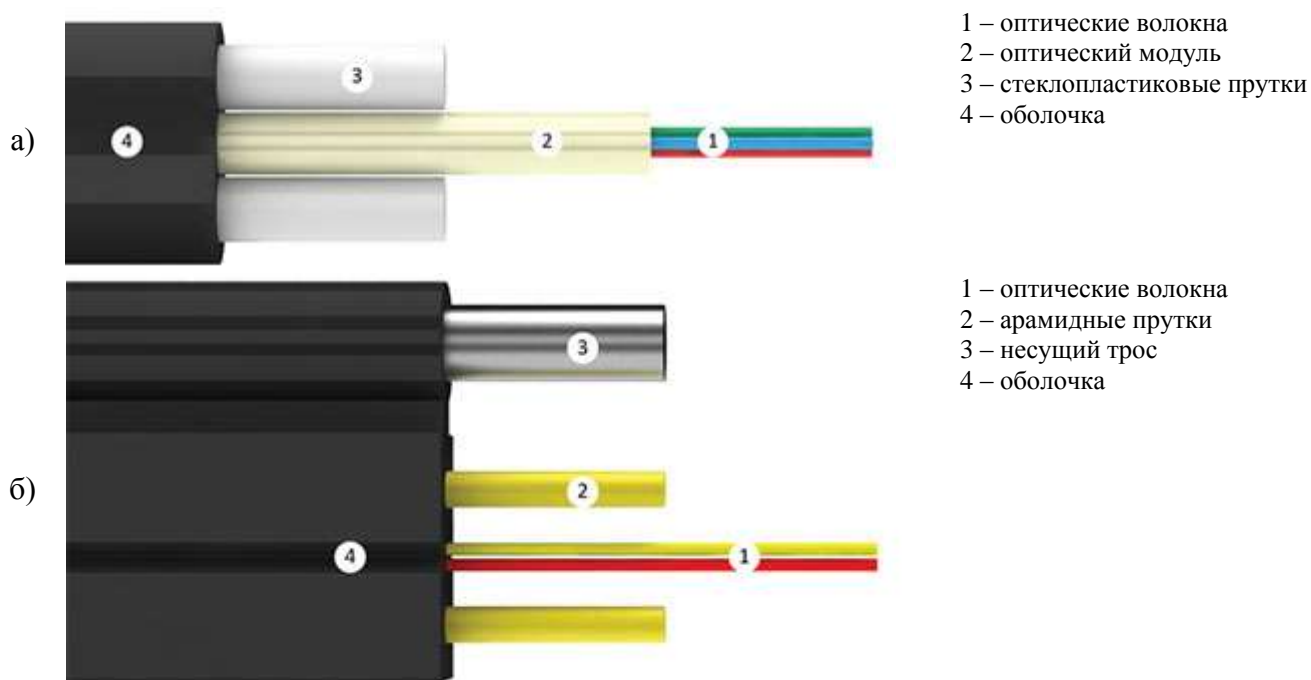


Рис. 6.19. Плоские подвесные ВОК для прокладки на абонентском участке.

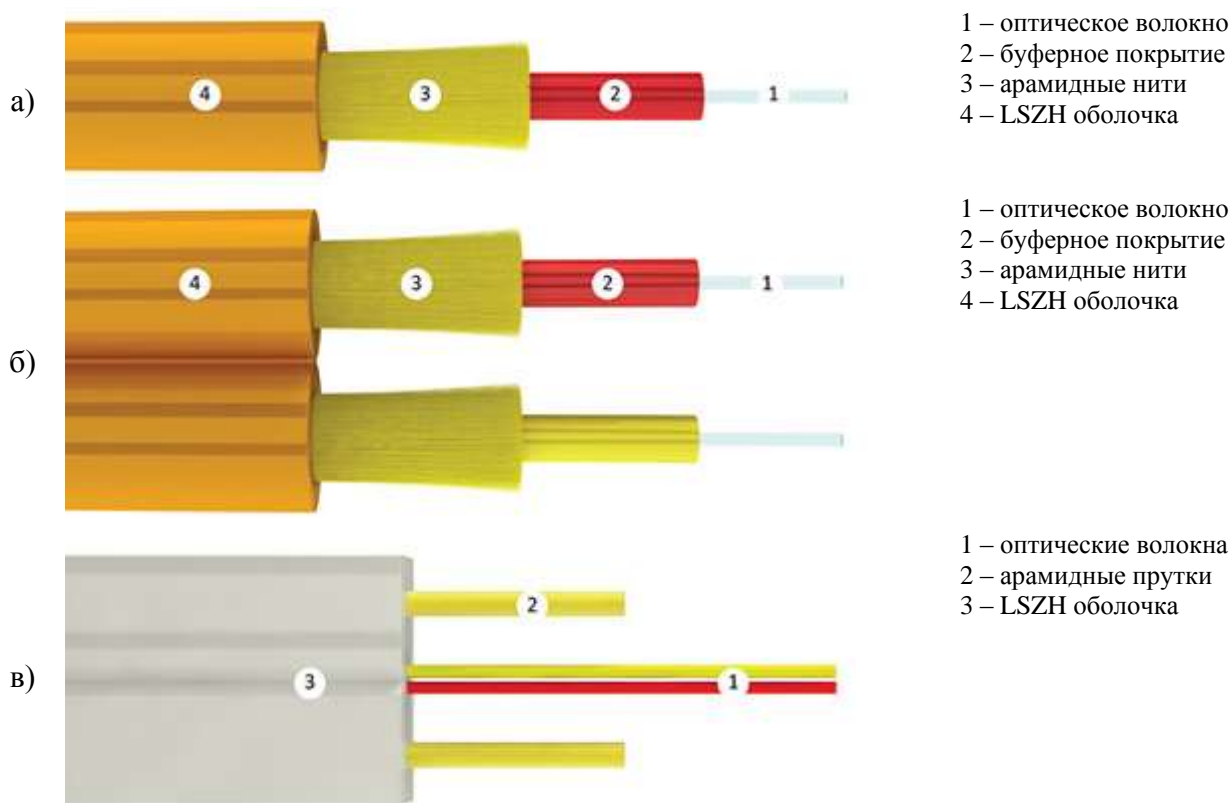


Рис. 6.20. Абонентские ВОК для внутренней прокладки: а – симплексный (одноволоконный), б - дуплексный (двухволоконный), в – плоский дуплексный.

В кабелях абонентского (а в отдельных случаях и распределительного) участка применяют волокна стандарта G.657 с уменьшенными потерями на изгибах малого радиуса.

## 6.5. Разъемные и неразъемные соединения и соединители. Оптические шнуры.

В волоконно-оптических линейных трактах используются как разъемные, так и неразъемные соединения. Разъемные соединения предназначены для соединения различных компонентов волоконно-оптического линейного тракта с оптическими волокнами оптических кабелей, а также для соединения ОВ между собой. Преимуществами разъемных соединений являются простота и оперативность подключения, возможность реконфигурации физической топологии сети, которая обеспечивает гибкость, универсальность и возможность развития волоконно-оптической сети. Эти качества являются очень ценными для сложных локальных сетей, которые имеют небольшую протяженность.

Для построения протяженных ВОЛС, которые используются в качестве соединительных линий между узлами сети, более важными являются такие параметры соединения, как вносимые и возвратные потери, надежность, срок службы, стоимость в расчете на одно соединение. Поэтому на протяженных линиях используются только неразъемные сварные соединения.

Промежуточное положение между разъемными и сварными соединениями по характеристикам занимают неразъемные механические соединения.

### 6.5.1. Параметры соединений

Соединения ОВ характеризуются вносимыми и возвратными потерями (см. п. 6.2). Физические причины вносимых потерь в соединениях можно разделить на внутренние и внешние. Внутренние вносимые потери возникают из-за различия параметров соединяемых ОВ. Эти потери невозможно уменьшить совершенствованием технологии создания соединений, конструкции соединителей, сварочных аппаратов, повышением мастерства кабельщиков и т. п. К причинам внутренних вносимых потерь относятся:

- неодинаковость диаметров сердцевин соединяемых ОВ,
- неодинаковость показателей преломления соединяемых ОВ,
- неодинаковость числовых апертур соединяемых ОВ,
- наличие эксцентриситетов сердцевина/оболочка ОВ с разных сторон.

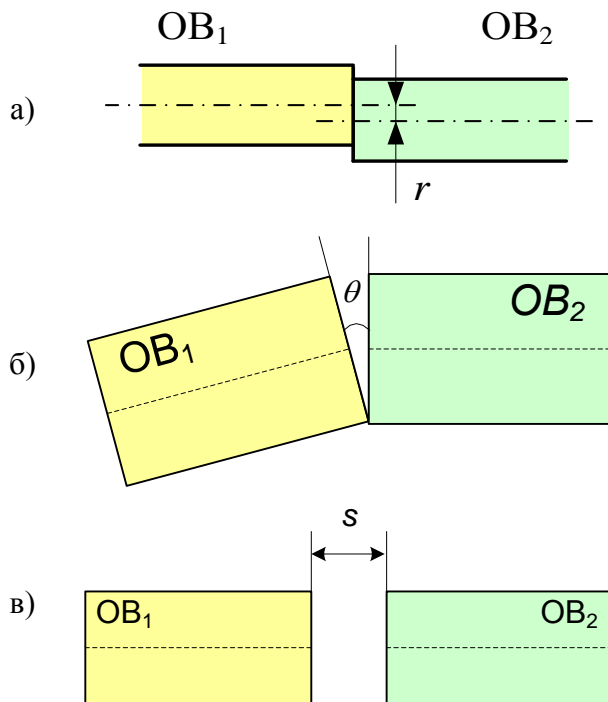


Рис. 6.21. Смещения осей соединяемых ОВ: а - радиальное, б – угловое, в - осевое.

К внешним вносимым потерям относят потери, возникающие по причине несовершенства инструментов и оборудования, применяемых для сращивания ОВ, недостаточного мастерства кабельщиков и т. п. Такими причинами являются остаточные угловое, радиальное и осевое (только для разъемных соединений) смещения осей соединяемых ОВ (рис. 6.21), а также шероховатости и загрязнение их торцевых поверхностей. Эти потери имеют тенденцию к снижению при совершенствовании технологии создания соединений, конструкции соединителей, сварочных аппаратов, повышении мастерства кабельщиков и т. п.

Вносимые потери для сварного соединения в среднем составляют 0.01-0.07 дБ, для механического соединения – 0.05-0.2 дБ, для разъемного 0.1-0.5 дБ.

Возвратные потери характеризуют величину отраженного от соединения сигнала. Отражение возникает от сварного соединения ОВ с отличающимися показателями прелом-

ления сердцевин, а также от разъемного или механического соединения ОВ с осевым смещением даже при одинаковых показателях преломления сердцевин. Средние возвратные потери для качественного сварного соединения составляют более 60 дБ, данная величина удовлетворяет всем существующим требованиям к этому параметру.

Средние возвратные потери для соединения с осевым смещением двух ОВ с плоскими торцами (сколотых перпендикулярно оптическим осям) при нахождении в зазоре воздуха дает значение  $a_{RL} = 11$  дБ, что является недопустимо малой величиной для большинства применений. В рекомендации МСЭ для STM-16 средние возвратные потери должны составлять не менее 27 дБ.

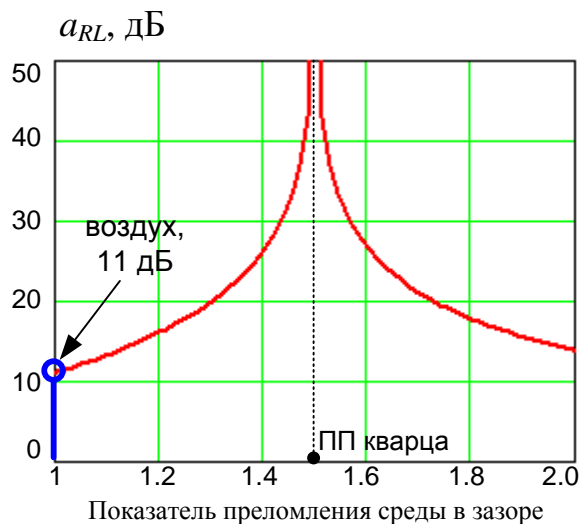


Рис. 6.22. Увеличение возвратных потерь с помощью иммерсии.

Увеличить возвратные потери в разъемном и механическом соединении можно с помощью иммерсии, то есть введения в зазор между торцами ОВ иммерсионного вещества. На рис. 6.22 показана зависимость возвратных потерь от показателя преломления среды в зазоре. Для увеличения возвратных потерь до 27 дБ показатель преломления иммерсионного вещества должен отличаться от показателя преломления сердцевин ОВ не более чем на 5%.

Увеличить возвратные потери в разъемном соединении можно также, обеспечив физический контакт торцов соединяемых ОВ, то есть уменьшив величину осевого смещения до нуля (в идеальном случае).

Доказано, что обеспечить физический контакт двух плоских торцов соединяемых ОВ

практически невозможно (рис. 6.23а). Поэтому во всех современных соединителях используют сферическую форму торцов наконечников (рис. 6.23б). При этом заделанные в них ОВ соприкасаются своими сердцевинами. Существуют три градации физического контакта, отличающихся возвратными потерями: РС > 30 дБ, Super РС > 40 дБ, Ultra РС > 50 дБ. Радиус кривизны для наконечников выбирается в диапазоне 15-25 мм. Возвратные потери можно дополнительно увеличить при использовании углового физического контакта (angled РС, АРС). При наклонном торце (рис. 6.23в) даже при несовершенном физическом контакте отраженный сигнал не распространяется обратно по сердцевине ОВ, а отражается в оболочку. Возвратные потери для АРС соединителя превышают 60 дБ.

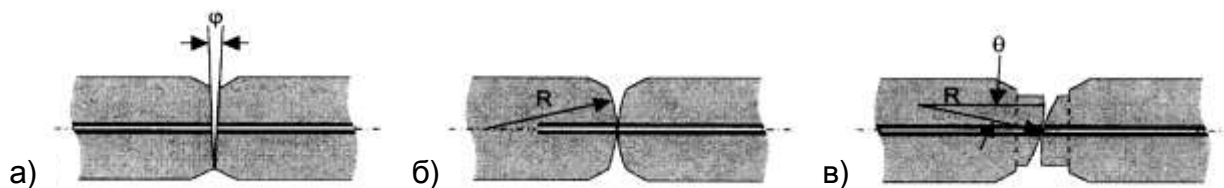


Рис. 6.23. Типы контактов соединителей: а) плоская поверхность, б) сферическая поверхность – физический контакт (РС), в) наклонная сферическая поверхность – угловой физический контакт (АРС)

### 6.5.2. Разъемные соединители

Наибольшее распространение получила симметричная конструкция разъемного соединителя оптических волокон (рис. 6.24). Для соединения двух ОВ в этом случае нужны 2 вилки (штекера) и переходная розетка (адаптер). Главным элементом вилки является наконечник наружным диаметром 2,5 мм с отверстием для ввода ОВ, которое предварительно освобождается от защитных покрытий. Наиболее жесткие требования предъявляются к параметрам отверстия (капилляра) наконечника, которое должно обеспечить минимальный люфт введенного

в него ОВ. В соответствии со стандартом диаметр отверстия составляет  $126 +1/-0$  мкм для одномодового ОВ (ООВ) и  $127+2/-0$  мкм для многомодового ОВ (МОВ). Наконечники изготавливают из нержавеющей стали или из керамики на основе циркония или оксида алюминия. Переходная розетка снабжается центрирующим элементом, выполненным в виде упругой трубки с продольным разрезом. Центрирующий элемент плотно охватывает наконечники, обеспечивая их строгую соосность.

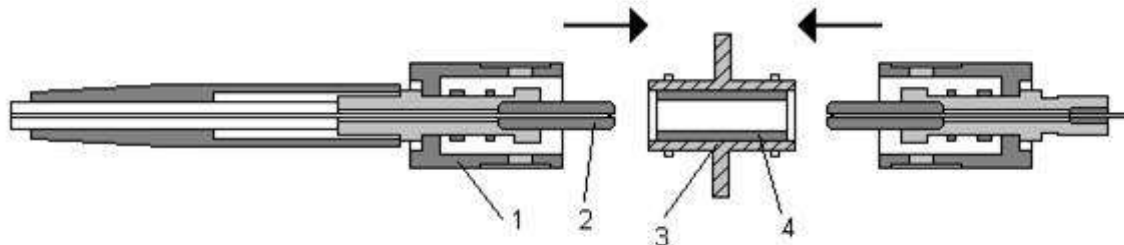


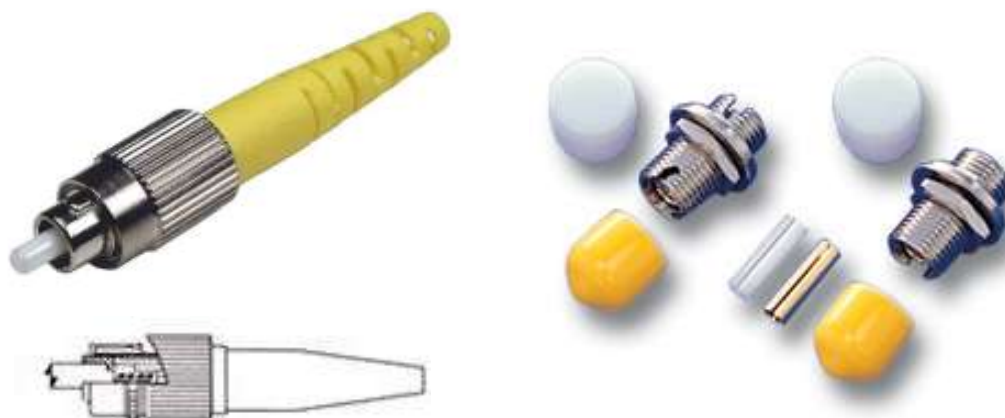
Рис. 6.24. Конструкция симметричного соединителя: 1 – корпус вилки, 2 – наконечник, 3 – корпус розетки, 4 - центрирующий элемент.

К разъемным соединителям предъявляются следующие требования: малые вносимые потери, малое обратное отражение, устойчивость к внешним механическим, климатическим и другим воздействиям, высокая надежность и простота конструкции, незначительное ухудшение параметров после многократных повторных соединений.

Существующая номенклатура стандартных соединителей достаточно велика и включает как малогабаритные соединители, размер которых не превышает размер разъема RJ-45, так и немалогабаритные соединители, размер которых примерно в 2 раза превышает размер разъема RJ-45. Из немалогабаритных соединителей наибольшее распространение получили соединители ST, SC и FC (рис. 6.25, рис. 6.26, рис. 6.27). Все они имеют диаметр наконечника 2.5 мм, сферическую форму торца наконечника и выпускаются с различными типами физического контакта.



Рис. 6.25. Соединитель ST: а – вилка, б - розетка.



а) б)

Рис. 6.26. Соединитель FC: а – вилка, б - розетка.

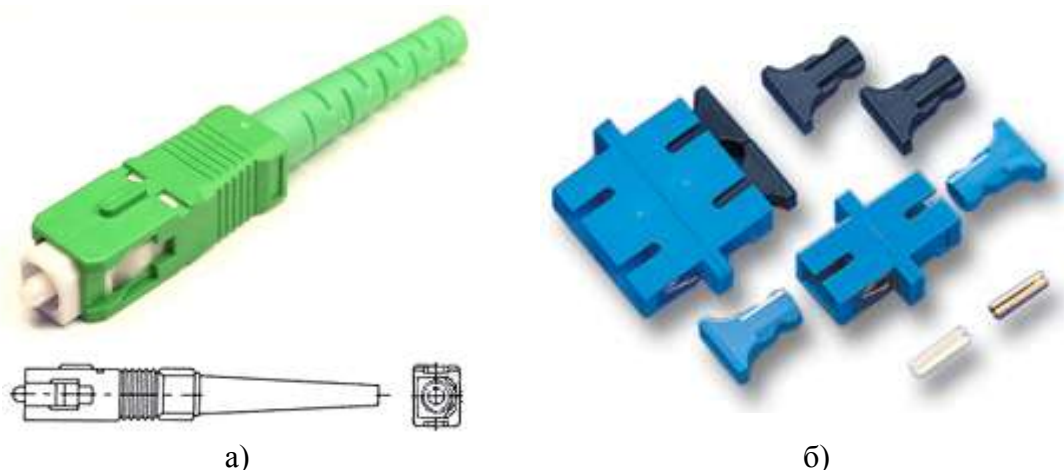


Рис. 6.27. Соединитель SC: а – вилка, б – дуплексная и симплексная розетки.

**Соединитель ST** (рис. 6.25) был стандартизован для физического уровня Ethernet на MOB (10 BASE-FL) и до появления разъема SC был наиболее распространенным в оптических системах. Название разъема происходит от английского "Straight Tip", то есть "прямой разъем". Он имеет круглое поперечное сечение, байонетный тип фиксации с ключом и подпружиненный наконечник.

**Соединитель FC** (Fiber Connector) (рис. 6.26) используется для соединения ОВ в сетях связи и кабельного телевидения. Он имеет круглое поперечное сечение, резьбовой тип фиксации с ключом и плавающий наконечник.

Основными недостатками соединителей ST и FC являются громоздкость и невозможность объединения двух вилок в одну дуплексную, что значительно уменьшает плотность монтажа на коммутационном и активном сетевом оборудовании. Кроме того, вращательное движение оправы при подключении и отключении соединителя со временем приводит к повреждению полировки наконечников, что вызывает увеличение затухания оптического сигнала.

**Соединитель SC** (от английского "Subscriber Connector" - "абонентский разъем") (рис. 6.27) считается наилучшим в классе малогабаритных соединителей. Используемая в его конструкции защелка с фиксатором обеспечивает простое и надежное подключение и большую плотность установки соединителей на оптических распределительных панелях. Отсутствие вращательных движений при подключении соединителя обуславливает более осторожное прижатие наконечников, что продлевает срок эксплуатации. Соединитель имеет прямоугольную форму и предусматривает возможность объединения двух разъемов в один дуплексный с помощью специальных фиксаторов на вилках или внешнего фиксатора.

Малогабаритные соединители позволяют увеличить плотность оптических портов. Уменьшение размера соединителя может достигаться несколькими способами или их сочетанием:

1. применение наконечников уменьшенного диаметра или отказ от применения наконечников,
2. миниатюризация элементов конструкции коннектора,
3. применение двух и многоволоконных разъемов.

**Соединитель LC** (Link Control) (рис. 6.28) является компактным вариантом разъема типа SC. Уменьшение размера соединителя достигнуто за счет применения наконечника диаметром 1,25 мм. Пластмассовый корпус вилки разъема типа LC имеет прямоугольное сечение и оснащен внешней защелкой рычажного типа, аналогичной разъему RJ-45. LC вносит самое низкое затухание оптического сигнала среди малогабаритных разъемов (0,1 дБ), что дает возможность его использования в сетях Gigabit Ethernet и высокоскоростных магистральных сетях SDH.



Производится в симплексном и дуплексном вариантах. Соединители LC широко используются на сетях доступа.

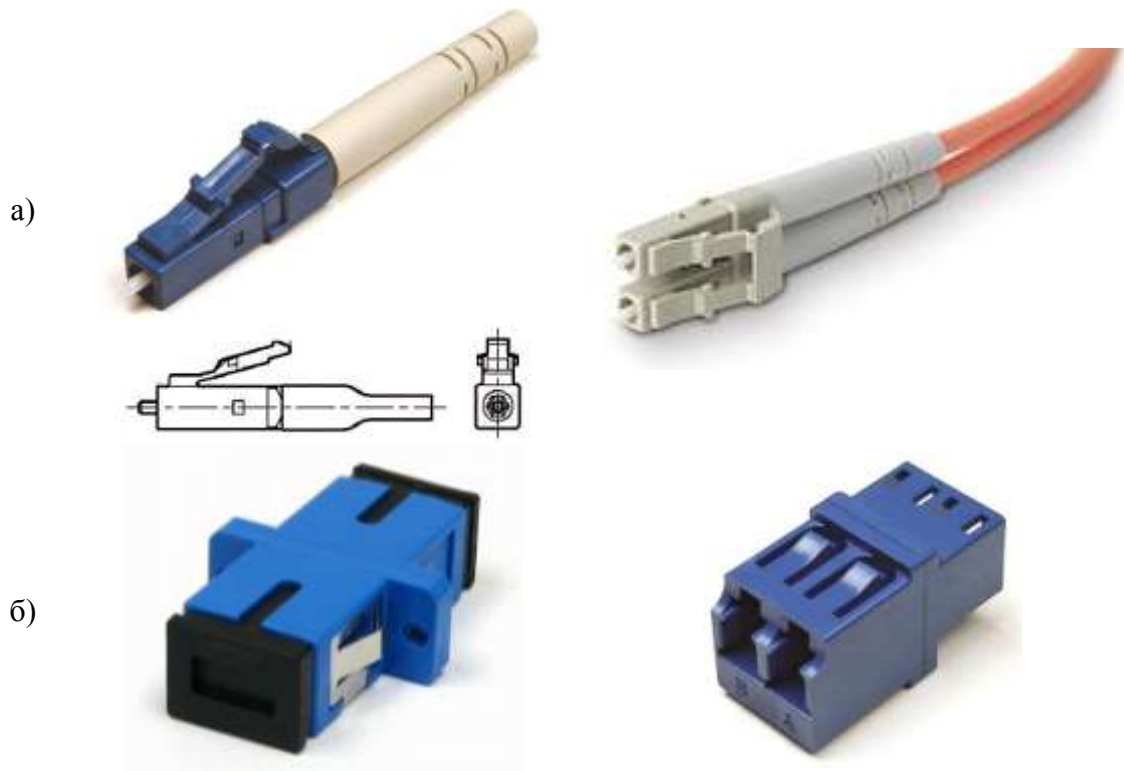


Рис. 6.28. Соединитель LC: а – симплексная и дуплексная вилка, б – симплексная и дуплексная розетки.

На рис. 6.29 показаны некоторые конструкции других малогабаритных разъемов, которые реже применяются на отечественных сетях.



в)

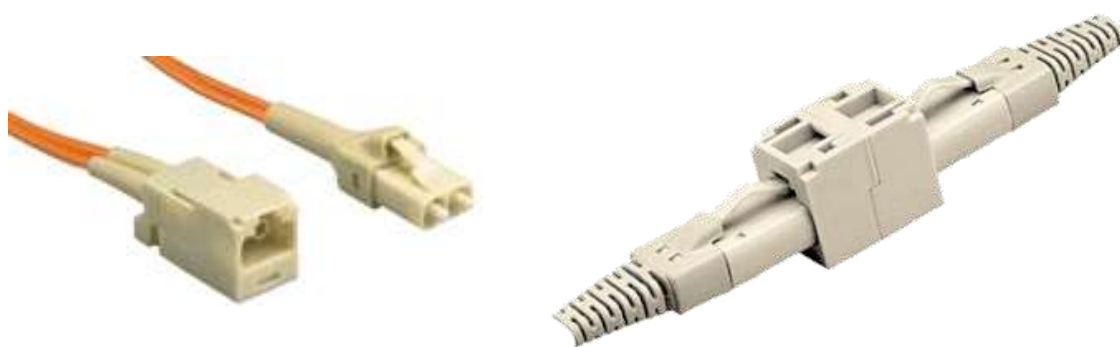


Рис. 6.29. Соединители: а – E2000, б – MT-RJ, в - FJ.

**Соединитель E-2000** (Europe-2000, SECC-LSH) (рис. 6.29а) получил широкое распространение в Европе. Отличительной особенностью коннектора является использование мельхиорового наконечника, который позволяет добиться максимально высокой точности центрирования волокна. Основной недостаток – высокая стоимость.

**Соединитель MT-RJ** (Mass Termination) (рис. 6.29б) является дуплексным. Конструктивной особенностью разъема является использование единого предварительно отполированного наконечника для обоих волокон, что позволяет уменьшить габариты и снизить стоимость разъема (поскольку изготовление наконечника является прецизионным и дорогостоящим процессом), а также упростить процедуру монтажа (полировка наконечника с ОВ не требуется).

**Соединитель FJ** (Fiber Jack/Opti-Jack) (рис. 6.29в) выпускается только в дуплексном варианте. Он имеет керамический наконечник диаметром 2,5 мм и габариты разъема RJ-45. Уменьшение габаритов достигается за счет уплотнения компоновки и уменьшения расстояния между осями наконечников до 6,4 мм. Фиксация вилки в адаптере осуществляется рычажной защелкой, аналогичной разъема RJ-45.

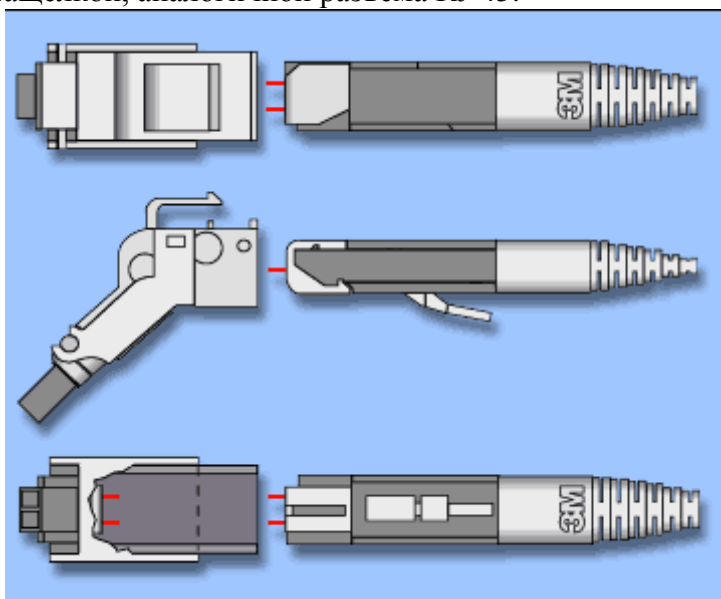


Рис. 6.30. Соединитель VF-45.



Конструкции оптических разъемов без дорогостоящих центрирующих наконечников призваны уменьшить стоимость разъема (стоимость наконечника составляет около 40% стоимости разъема) и упростить процедуру оконцовки ОВ. Ведущим представителем данной группы малогабаритных разъемов является *соединитель Volition VF-45* (рис.6.13.), разработанный для сетей Token Ring. В разьеме VF-45 для центрирования ОВ используется V-образный желоб, образованный изогнутыми круглыми элементами, в котором при стыковке ОВ благодаря своей упругости прижимается к основанию желоба. Существенный недостаток данного соединителя – недостаточная точность юстировки волокон, что приводит к ухудшению возвратных потерь.

Характеристики рассмотренных разъемных соединителей приведены в табл. 6.5.

Табл. 6.5. Параметры разъемных соединителей

Тип коннектора	Материал наконечника	Диаметр наконечника, мм	Тип фиксации	Наличие дуплексного варианта конструкции	Среднее значение потерь (дБ) на длине волны 1300 нм		Основное назначение
					Многомодовый	Одномодовый	
Стандартного размера							
ST (Straight Tip)	Керамика	2,5	Байонетный	нет	0,25	0,3	Сети доступа
FC (Fiber Connector)	Керамика	2,5	Резьбовой	нет	0,2	0,25	Сети кабельного ТВ
SC (Subscriber Connector)	Керамика	2,5	Защелка с фиксатором	путем объединения двух вилок	0,2	0,3	Сети доступа
Малогабаритные							
LC (Link Control)	Керамика	1,25	Защелка рычажного типа	да	0,1	0,1	Сети доступа, магистральные сети
MT-RJ (Mass Termination)	Керамика	2×1,25	Защелка	только дуплексный	0,2	0,3	Сети доступа
FJ (Fiber Jack)	Керамика	2,5	Защелка рычажного типа	только дуплексный	0,2	0,3	Магистральные сети
E-2000 (Europe 2000)	Мельхиор	1,25	Защелка рычажного типа	да	0,2	0,25	Сети доступа
VF-45	-	-	Защелка	н/д	0,4	0,5	Сети доступа

### 6.5.3. Механические соединители

*Механические соединители оптических волокон* (рис. 6.31) имеют относительно простую конструкцию. Основными узлами соединителя являются направляющие для двух оптических волокон и устройство фиксации волокон. Внутреннее пространство соединителя заполняется тиксотропным<sup>6</sup> гелем для защиты открытых участков оптических волокон от воздействия влаги. Одновременно гель обладает иммерсионными свойствами - его показатель преломления близок к показателю преломления сердцевины волокна.

Для получения соединения два волокна вводят в соединитель через отверстия с направляющими, юстируют, а затем фиксируют внутри соединителя обычно путем его обжима. Вносимое такими соединителями затухание существенно меньше, чем у разъемных соединителей, они обеспечивают стабильность характеристик и высокую надежность. Их использование наиболее удобно

<sup>6</sup> Тиксотропность – способность вещества уменьшать вязкость (разжижаться) от механического воздействия и увеличивать вязкость (сгущаться) в состоянии покоя.

при проведении аварийного ремонта волоконно-оптических линий для технологической операции организации временной вставки.



Механический соединитель RMS производства AT&T



Механический соединитель Fibrlok II производства 3M



Механический соединитель Corelink производства AMP



Механический соединитель ленточных элементов оптических волокон производства Lucent Technologies

Рис. 6.31. Механические соединители.

#### 6.5.4. Сварные соединения

Как уже отмечалось, на протяженных линиях используются только сварные соединения. Такое соединение обеспечивает вносимые потери от 0.01 до 0.05 дБ, а возвратные потери более 60-70 дБ. Естественно, для получения таких результатов необходимо иметь также высокое качество и идентичность свариваемых ОВ.

Сварка волокон производится с помощью специального устройства – сварочного аппарата. Процесс сварки состоит из следующих этапов:

1. **Подготовка концов ОВ** - удаление оболочки, очистка поверхности на расстоянии 10-15 мм и подготовка торцов свариваемых ОВ с помощью специального инструмента с алмазной режущей кромкой, который осуществляет скол ОВ перпендикулярно его оси.



Рис. 6.32. Подготовка ОВ к сварке: снятие защитных покрытий и скалывание волокна.

2. **Надевание защитной термоусаживаемой гильзы на одно из свариваемых ОВ.** Термоусаживаемая гильза армирована стальным стержнем (рис. 6.33) и предназначена для защиты соединения от механических воздействий и воздействий окружающей среды.

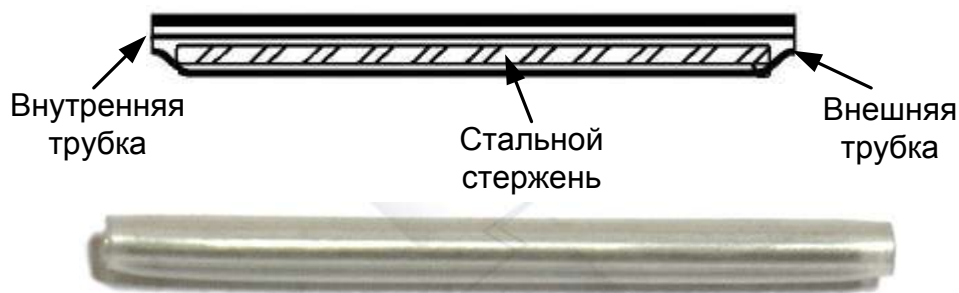


Рис. 6.33. Термоусаживаемая гильза. Чертеж и внешний вид.

3. **Установка концов ОВ в юстировочное устройство сварочного аппарата и юстировка ОВ.** Юстировочное устройство представляет собой две расположенные напротив друг друга V-образными калиброванными канавками (рис. 6.34). Юстировка в современных сварочных аппаратах производится автоматически путем перемещения V-образных канавок вдоль осей  $x$ ,  $y$  и  $z$ . Точность автоматической юстировки зависит от качества изготовления канавок и идентичности свариваемых ОВ.
4. **Предварительное оплавление торцов ОВ** с целью очистки и ликвидации микронеровностей торцов.
5. **Сварка ОВ.** Сварка происходит в поле электрической дуги, создаваемой между двумя электродами сварочного аппарата (рис. 6.35). Дуговой разряд обеспечивает нагрев концов свариваемых ОВ до температуры плавления кварца ( $1600-2000^{\circ}\text{C}$ ). Затем торцы волокон совмещаются микроводкой держателя одного из волокон. Завершающим этапом сварки является дополнительный прогрев места стыка для снятия механического напряжения ОВ.

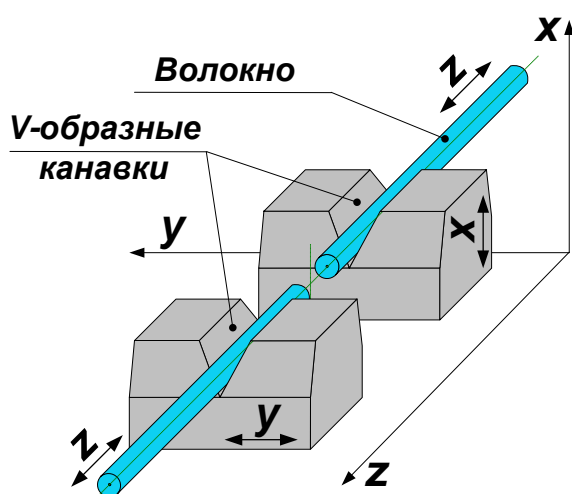


Рис. 6.34. Юстировка волокон в сварочном аппарате

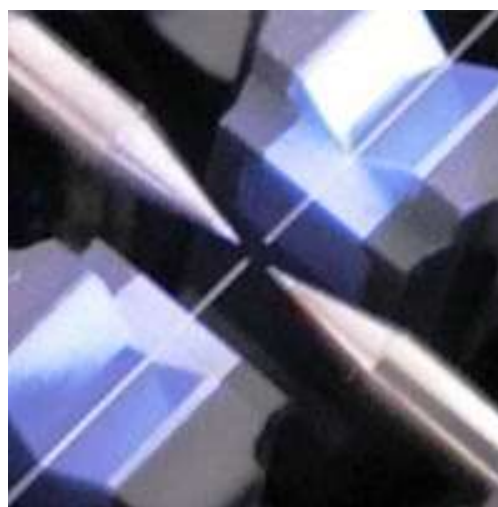


Рис. 6.35. Электроды сварочного аппарата.

6. **Проверка механической прочности соединения и предварительная оценка вносимых потерь.** Механическая прочность проверяется путем тестирования соединения на разрыв с усилием 2 или 4.5 Н, которое осуществляет сварочный аппарат. Современные аппараты также позволяют вычислить или измерить вносимые потери в соединении
7. **Смещение защитной термоусаживаемой гильзы на оголенное место соединения и термоусадка в специальной печи сварочного аппарата.** В печи гильза нагревается за минуту до  $90-150^{\circ}$ , при этом градиент температуры направлен от ее центра к краям. Поэтому в процессе усадки гильза выдавливает весь воздух, герметизируя тем самым место сварного стыка.
8. **Окончательная оценка места сварки с помощью рефлектометра.** Полученная на этапе 6 предварительная оценка потерь содержит погрешность, которая в некоторых случаях может быть соизмерима с результатом измерения. Поэтому вносимые потери необходимо проконтролировать оптическим рефлектометром.

### 6.5.5. Оптические шнуры

Оптические шнуры разделяются на монтажные (пиг-тейлы) и соединительные (патч-корды). Оптический монтажный шнур представляет собой симплексный (одноволоконный) оптический миникабель, оконцованный с одной стороны оптическим разъемным соединителем. Они предназначены для присоединения к волокнам магистрального кабеля с помощью сварки или механического соединителя.

Оптический соединительный шнур представляет собой оптический симплексный или дуплексный (двухволоконный) миникабель, оконцованный с обеих сторон оптическими разъ-

емными соединителями. Основная функция оптического шнура - обеспечение соединения между различными активными сетевыми устройствами, между сетевым устройством и оптическим распределительным узлом, внутри оптического соединительного узла или кросса.

Монтажные и соединительные шнуры различаются длиной, типом ОВ, и типом оптического соединителя. Они могут изготавливаться из волокна в буферном покрытии диаметром 0.9 мм или из одноволоконного или двухволоконного малогабаритного оптического кабеля.

### 6.6. Оптические разветвители.

Во многих случаях возникают задачи разделения и объединения потоков излучения, проходящих по ОВ. Устройства, выполняющие эти операции, называют оптическими разветвителями. Они находят применение для передачи нескольких сигналов по одному ОВ, организации дуплексной связи по одному ОВ, широко используются для непрерывного контроля (мониторинга) ответственных ВОЛС, входят в состав многих оптических измерительных приборов и поверочных установок.

Оптические разветвители можно разделить на древовидные, звездообразные и ответвители (рис. 6.36). В ВОЛС используются сплавные волоконные и планарные разветвители. На рис. 6.36 представлен внешний вид планарных разветвителей.

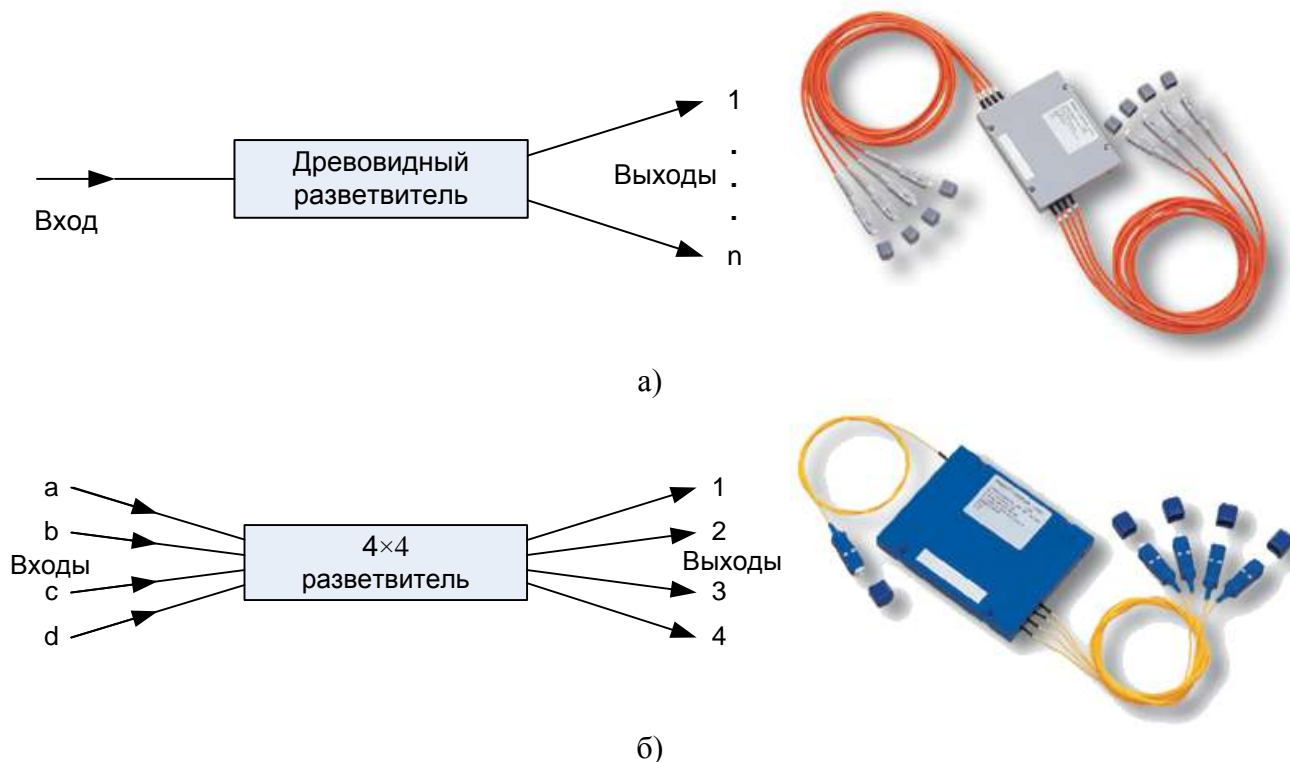


Рис. 6.36. Типы разветвителей: а) древовидный, б) звездообразный.

Древовидный разветвитель  $1 \times m$  расщепляет один оптический сигнал на  $m$  направлений (полусов) или выполняет обратную функцию объединения нескольких оптических сигналов в один общий сигнал. Такие разветвители распределяют оптический сигнал в равной степени между всеми выходными полюсами (портами).

Звездообразные разветвители  $n \times m$  обычно имеют одинаковое количество входных  $n$  и выходных  $m$  портов. Оптический сигнал, пришедший на один из входов, равномерно распределяется между выходными портами. Наибольшее распространение получили звездообразные разветвители  $2 \times 2$  и  $4 \times 4$ . Обычно входные порты звездообразного разветвителя обозначают латинскими буквами (a, b, c, d), а выходные цифрами (1, 2, 3, 4).

**Ответвителями** называют древовидные разветвители, у которых входная оптическая мощность распределяется между выходными портами неравномерно. Обычно большая часть

мощности выходит через порт магистрального канала, а меньшая часть (менее 50%) ответвляется в другие каналы. Выходные каналы нумеруются в порядке убывания мощности.

Наиболее полной характеристикой разветвителя является матрица потерь. В табл. 6.6 приведена типовая матрица потерь для звездного разветвителя  $4 \times 4$ .

Табл. 6.6. Матрица потерь оптического разветвителя  $a_{ij}$

Вход ( $i$ )	Выход ( $j$ )							
	$a$	$b$	$c$	$d$	1	2	3	4
$a$	45.5	48.5	47.2	49.7	6.8	6.9	6.7	6.7
$b$	47.6	46.1	47.4	49.7	6.9	6.8	6.8	6.6
$c$	49.8	47.6	45.9	46.9	6.6	6.8	6.8	6.7
$d$	50.5	48.2	48.9	46.2	6.6	6.7	6.8	6.7
1	6.7	6.8	6.9	6.7	47.1	47.3	48.9	46.6
2	6.7	6.8	6.8	6.7	47.8	46.5	49.7	48.3
3	6.7	6.9	6.8	6.7	48.3	46.5	47.7	48.5
4	6.7	6.6	6.9	6.8	47.3	46.7	49.1	47.9

Коэффициенты матрицы потерь можно рассчитать по экспериментально измеренным мощностям  $P_i$  на входе  $i$  и  $P_j$  на выходе  $j$  по выражению

$$a_{ij} = 10 \cdot \lg \frac{P_i}{P_j}, \quad (6.18)$$

Если индексы  $i$  и  $j$  расположены с противоположных сторон разветвителя, то коэффициент матрицы соответствует вносимым потерям (желтые ячейки) при передаче сигнала от порта  $i$  к  $j$ .

Если индексы  $i$  и  $j$  расположены с одной стороны разветвителя, то коэффициент матрицы определяет переходное затухание разветвителя (голубые ячейки) на ближнем конце между входами  $i$  и  $j$ .

Если индексы  $i$  и  $j$  совпадают, то коэффициент матрицы соответствует возвратным потерям (красные ячейки) порта  $i$ .

В симметричном разветвителе минимально возможные вносимые потери, обусловленные разделением входной мощности сигнала на несколько выходных портов, составляют

$$a_{\min} = 10 \cdot \lg(m). \quad (6.19)$$

## 6.7. Оптические пассивные фильтры.

Оптические фильтры (волновые селекторы) предназначены пропускания или отклонения излучения в определенном диапазоне длин волн. В зависимости от пропускаемых длин волн различают фильтры нижних частот (длинноволновые), верхних частот (коротковолновые), заграждающие и полосовые фильтры. Они применяются в WDM системах, волоконно-оптических усилителях и системах мониторинга и контроля ОВ.

Широкое применение находят оптические интерференционные фильтры, основанные на интерференции света в многослойных тонких пленках (покрытиях) с различными показателями преломления. Тонкопленочный фильтр состоит из нескольких слоев прозрачного диэлектрического материала с различными показателями преломления, нанесенных последовательно друг за другом на оптическую подложку. На каждой границе раздела между слоями из-за различия их показателей преломления часть падающего светового пучка отражается обратно. Этот отраженный свет усиливает или подавляет падающий (отраженная волна интерферирует с падающей) в зависимости от длины волны. Надлежащим образом подобрав показатель преломления и толщину каждого слоя, можно получить фильтр, который будет пропускать любой заданный диапазон длин волн и отражать все остальные.

К основным параметрам оптических фильтров относятся:

- тип ОВ,
- полоса пропускания,

- полоса задерживания,
- переходная полоса
- вносимое затухание в полосе пропускания,
- затухание в полосе задерживания,
- возвратные потери.

Для современных интерференционных фильтров типовые значения вносимых потерь составляют 0.5-0.8 дБ, затухания в полосе задерживания 25-50 дБ, а возвратные потери 50 дБ. У узкополосных оптических фильтров полоса пропускания имеет 1-8 нм, а у широкополосных достигает 60 нм.

### 6.8. Оптические изоляторы.

Оптический изолятор служит для передачи оптического излучения только в одном направлении, в котором он имеет небольшое вносимое затухание порядка 0.5-1.2 дБ. Для света распространяющегося в противоположном направлении оптический изолятор имеет затухание порядка 16-45 дБ. Они обычно используются для подавления отраженных от неоднородностей волоконного тракта сигналов, которые могут нарушить работу одномодового лазера, а также для подавления остаточного излучения накачки в оптических усилителях.

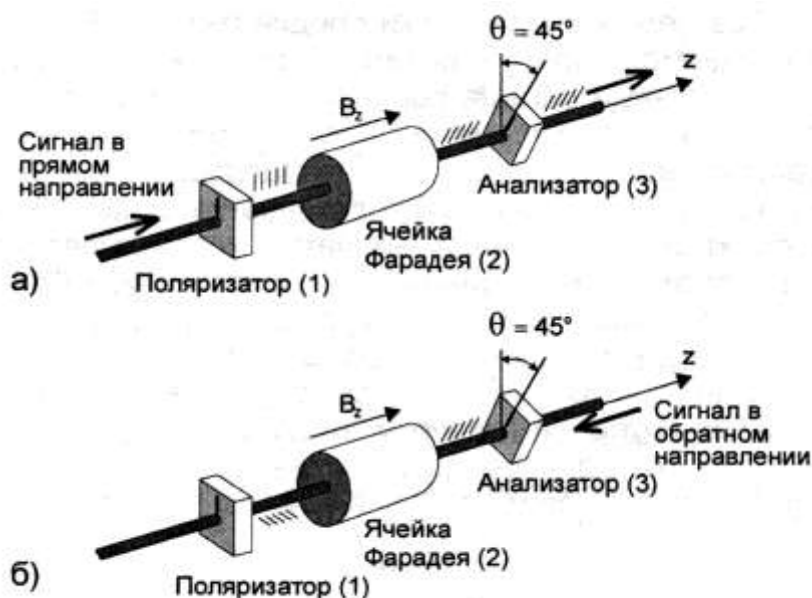


Рис. 6.37. Схема оптического изолятора.

На входе оптического изолятора (рис. 6.37) перпендикулярно световому пучку устанавливается первый поляризатор, который имеет две ортогональные оси в плоскости поляризатора: пропускания и задерживания. На выходе из поляризатора свет имеет линейную поляризацию с направлением вектора  $E$ , определяемым осью пропускания поляризатора.

Далее линейно поляризованный свет проходит далее через ротатор (ячейку Фарадея<sup>7</sup>), который поворачивает вектор  $E$  на  $45^\circ$  независимо от направления распространения света. поэтому затем свет беспрепятственно проходит через второй поляризатор - анализатор.

Отраженный свет имеет ту же поляризацию, что и прямое излучение и также беспрепятственно проходит через анализатор. В ячейке Фарадея его вектор  $E$  поворачивается еще на  $45^\circ$ , то есть суммарный поворот плоскости поляризации отраженного света по сравнению с прямым

<sup>7</sup> Эффект Фарадея: при распространении в веществе линейно поляризованного света вдоль силовых линий магнитного поля наблюдается поворот плоскости поляризации на угол  $\theta = \beta \cdot H \cdot l$ , где  $\beta$  – постоянная Верде,  $H$  - напряженность магнитного поля,  $l$  – путь, который луч прошел в веществе.



составит  $90^\circ$  и отраженный свет оказывается поляризованным в плоскости задерживания первого поляризатора. Поэтому первый поляризатор не пропустит отраженный свет.

Изолятор характеризуется вносимым затуханием (прямого излучения), затуханием отраженного излучения, возвратными потерями, центральной длиной волны, на которой обеспечивается максимальная разность затуханий в обратном и прямом направлениях, и диапазоном длин волн в котором эта разность лежит в допустимых пределах. Для защиты лазеров от обратных отражений используются узкополосные (10-20 нм), а для оптических усилителей широкополосные (до 60 нм) оптические изоляторы. Возвратные потери изолятора обычно превышают 55 дБ.

### 6.9. Оптические циркуляторы.

Оптический циркулятор (рис. 6.38) представляет собой 3-х портовое устройство с изолированными однонаправленными портами, обладающее возможностью разделения встречных лучей света и распределения их по соответствующим портам: сигнал с порта 1 циркулятора передается на порт 2 и с порта 2 на порт 3.

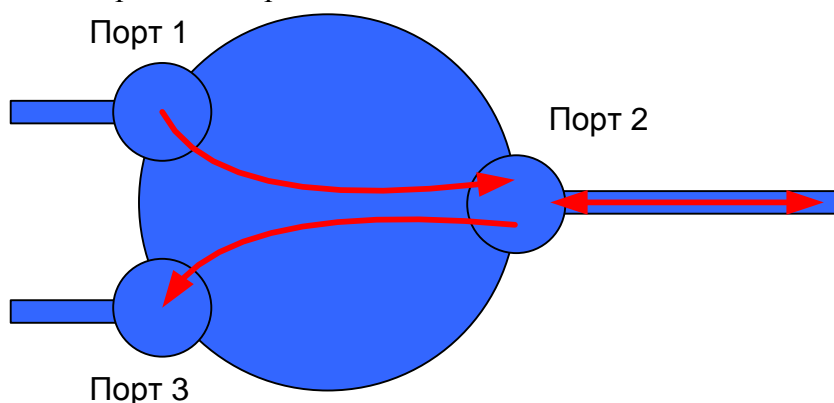


Рис. 6.38. Оптический циркулятор.

В основе работы оптического циркулятора лежит следующая особенность распространения света в оптической среде: световые волны, поляризованные в различных плоскостях, распространяясь в одной и той же среде, не взаимодействуют. Данное утверждение верно и для световых волн с одинаковой длиной волны.

Оптическая схема «классического» циркулятора представлена на рис. 6.39. В качестве поляризаторов используются двулучепреломляющие элементы из кристалла рутила. В конструкции циркулятора также присутствуют ячейка Фарадея, поворачивающая плоскость поляризации луча на  $45^\circ$  независимо от направления его распространения, (см. п. 6.8) и полуволновая пластина, поворачивающая плоскость поляризации луча на  $+45^\circ$  или  $-45^\circ$  в зависимости от направления его распространения.

На рис. 6.39а показано, как через циркулятор проходит луч света, вошедший через порт 1. На поляризатор 1 луч падает нормально. При прохождении через этот элемент входной пучок разделяется на два луча с ортогональной поляризацией – обыкновенный (о-луч) и необыкновенный (е-луч), при этом о-луч не меняет направление распространения, а е-луч отклоняется от первоначального направления на угол  $\alpha$ . Направление поляризации лучей показано на рисунке в кружках.

На выходе ячейки Фарадея плоскости поляризации обоих лучей поворачиваются на  $+45^\circ$ . Полуволновая пластина поворачивает плоскости поляризации обоих лучей еще на  $+45^\circ$ . В результате о-луч и е-луч оказываются поляризованными в плоскостях, перпендикулярных плоскостям их поляризации на выходе поляризатора 1. Поэтому е-луч проходит через поляризатор 2 без изменения направления, а о-луч отклоняется от первоначального направления на угол  $\alpha$ . В результате на выходе поляризатора 2 оба луча сложатся и будут выведены в порт 2.



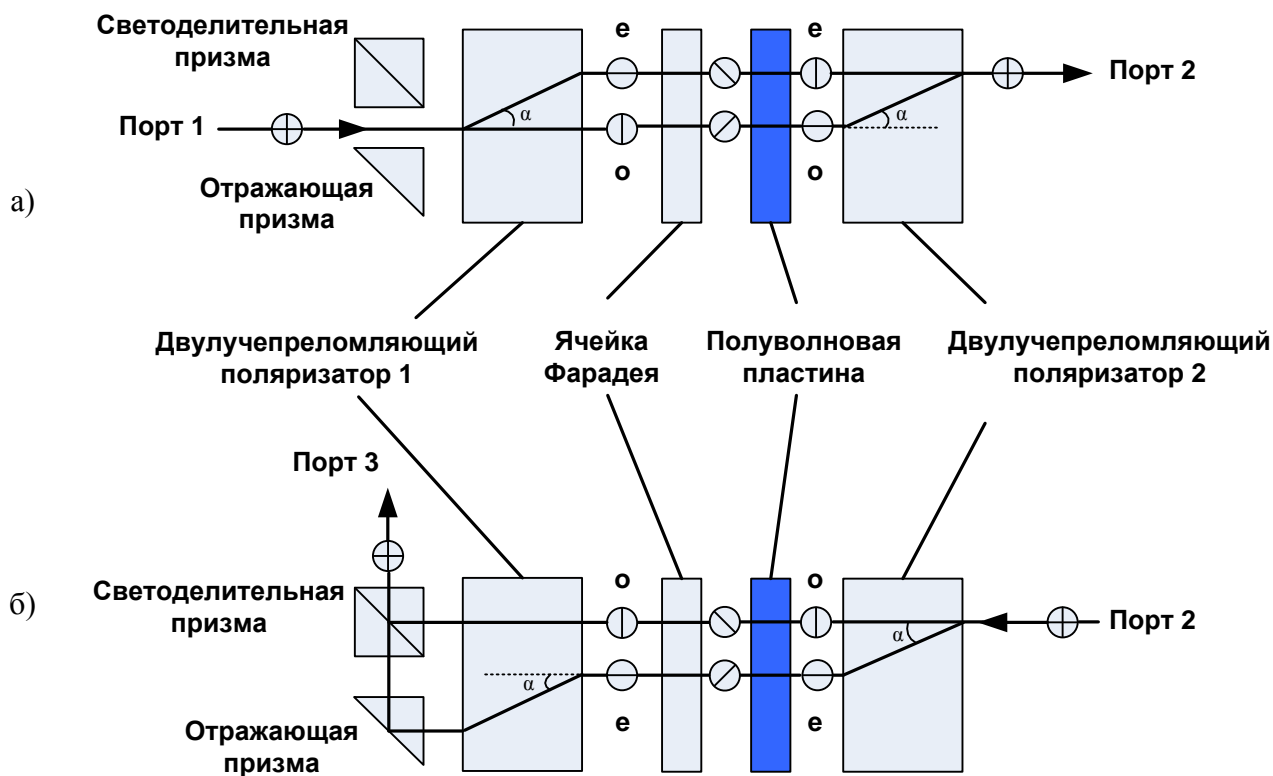


Рис. 6.39. Оптическая схема циркулятора.

На рис. 6.39б показано, как через циркулятор проходит луч света, вошедший через порт 2. На поляризатор 2 луч падает нормально. При прохождении через поляризатор 2 он разделяется на о-луч и е-луч. О-луч не меняет направление распространения, а е-луч отклоняется от первоначального направления на угол  $\alpha$ . Полуволновая пластина поворачивает плоскости поляризации обоих лучей на  $-45^\circ$ . В ячейке Фарадея плоскости поляризации обоих лучей поворачиваются на  $+45^\circ$  и оказываются поляризованными также, как на выходе поляризатора 2.

Проходя через поляризатор 1, о-луч в соответствии со своей поляризацией не меняет направление распространения, а е-луч отклоняется от первоначального направления на угол  $\alpha$ . За поляризатором 1 о-луч через светоделительную призму выходит в порт 3, е-луч меняет направление распространения в отражающей призме и через светоделительную призму также выходит в порт 3.

Оптические циркуляторы могут иметь одно или два окна пропускания, рассчитанные на передачу сигналов на длинах волн 1310 и 1550 нм. Вносимые циркулятором потери составляют 0.8-1.6 дБ, а возвратные потери – 40-45 дБ.

Оптические циркуляторы наиболее часто используются для организации дуплексной связи по одному ОВ (рис. 6.40). На рис. 6.40а показана схема организации одного дуплексного канала на длине волн  $\lambda_1$  с помощью двух циркуляторов. На рис. 6.40б показана схема организации двух дуплексных каналов на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  с помощью четырех циркуляторов. В этой схеме используются оптические циркуляторы с двумя окнами пропускания. Длины волн объединяются в одном ОВ с помощью широкополосного устройства WDM.

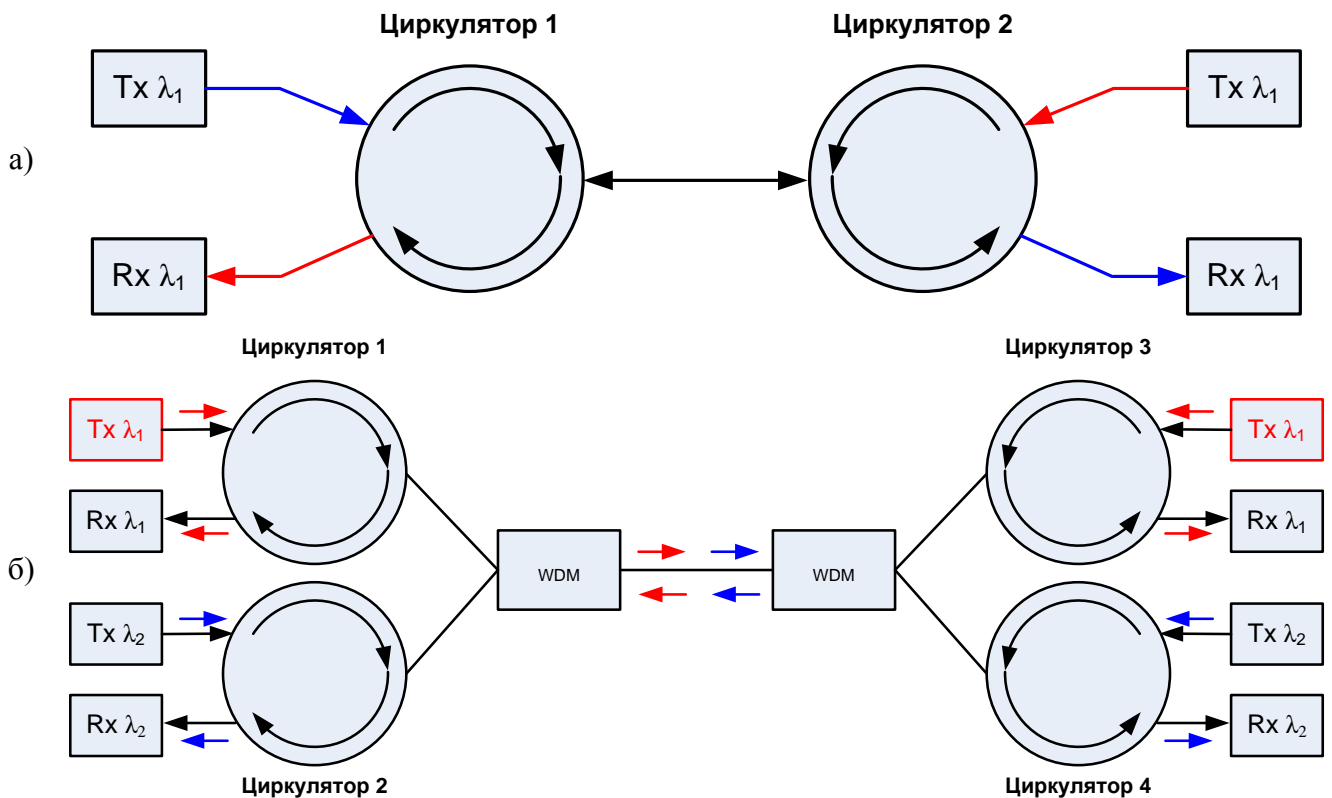


Рис. 6.40. Использование циркуляторов для организации дуплексной связи по одному ОВ на одной длине волны: а – организация одного канала, б – организация двух каналов.

### 6.10. Оптические аттенюаторы.

Аттенюаторы используются для уменьшения мощности оптического сигнала. Такая необходимость возникает при передаче как цифровых, так и аналоговых сигналов. При передаче цифровых сигналов избыточный уровень сигнала на приеме приводит к перегрузке приемника, а следовательно к увеличению межсимвольных искажений и вероятности ошибок. При передаче аналоговых сигналов перегрузка приемника приводит к нелинейным искажениям и при передаче телевизионных изображений к ухудшению качества изображения. Широкое применение аттенюаторы находят при измерении параметров различных компонентов ВОЛС.

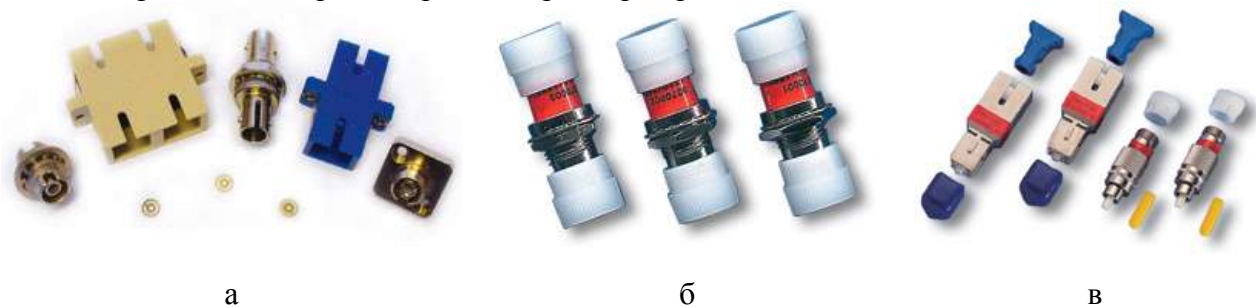


Рис. 6.41. Фиксированные аттенюаторы розетка-розетка (а, б) и вилка-розетка (в).

Различают аттенюаторы с фиксированным и переменным затуханием. Фиксированные аттенюаторы (рис. 6.41) имеют установленное изготовителем значение затухания, величина которого может составлять 0, 5, 10, 15, 20 дБ или другие значения. Затухание может вноситься посредством радиальных смещений или изменения воздушного зазора двух ОВ, а также с помощью поглощающего фильтра, встроенного в зазор между ОВ. Существует разнообразные конструкции фиксированных аттенюаторов: аттенюаторы шнуры, аттенюаторы розетки и атте-

нюаторы переходники, устанавливаемые между розеткой и шнуром. Атенюаторы изготавливаются для установки в разъемы типов ST, SC, FC и других.

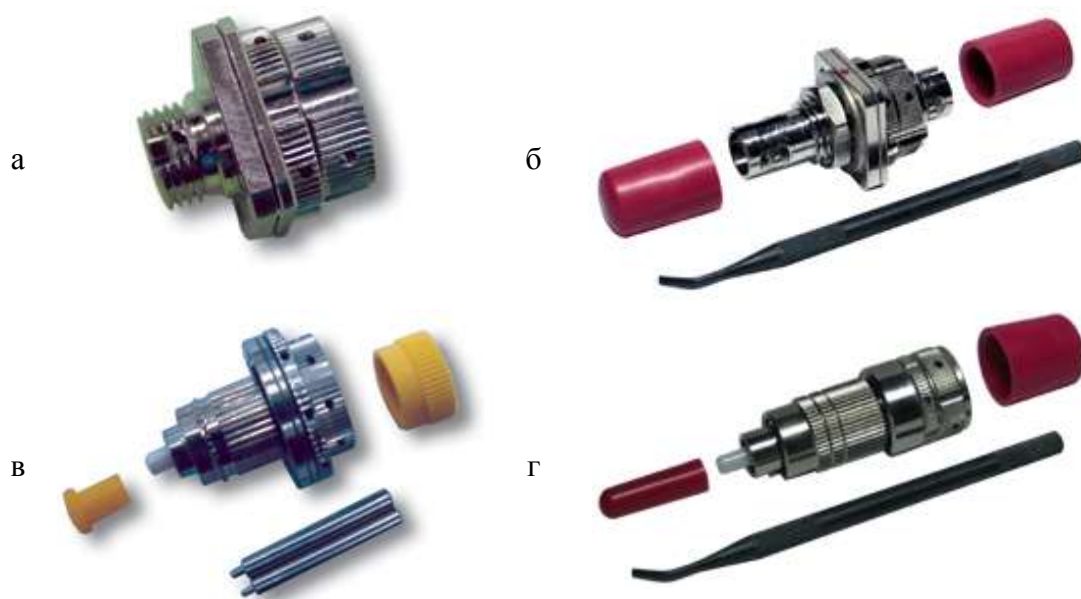


Рис. 6.42. Переключаемые аттенюаторы розетка-розетка (а, б) и вилка-розетка (в, г).

Атенюаторы с переменным затуханием (рис. 6.42) позволяют изменять величину затухания в пределах 0-20 (50) дБ в одномодовых и многомодовых волоконных трактах. Существуют конструкции переменных аттенюаторов с плавным и ступенчатым изменением затухания. Величина затухания может устанавливаться вручную с помощью регуляторов на передней панели аттенюатора или контролироваться с помощью измерения мощности излучения.

Вносимым затуханием переменного аттенюатора принято называть величину начального затухания порядка 0.5-1 дБ. Для увеличения возвратных потерь аттенюаторов применяют накопечники с угловым физическим контактом (АРС). Возвратные потери аттенюаторов обычно превышают 50 дБ.

### 6.11. Компенсаторы дисперсии.

Известно, что длина регенерационного участка волоконно-оптической линии связи может ограничиваться одним из двух параметров – затуханием или дисперсией<sup>8</sup>. Если ограничивающим фактором является хроматическая дисперсия, существует возможность увеличить длину регенерационного участка путем компенсации хроматической дисперсии.

В п. 6.3.2.3 отмечалось, что хроматическая дисперсия может быть как положительной, так и отрицательной. Из (6.16) видно, что хроматическая дисперсия независимо от знака проявляется уширением оптического импульса при распространении его по ОВ. Уширение возникает из-за того, что в ОВ разные спектральные составляющие импульса распространяются с различными скоростями. В результате, проходя по ОВ, оптический импульс приобретает **чирпинг** – дополнительную частотную модуляцию. Однако при положительной дисперсии, когда скорость длинноволновых составляющих спектра выше скорости коротковолновых, чирпинг положительный, а при отрицательной дисперсии, когда скорость коротковолновых составляющих спектра выше скорости длинноволновых, чирпинг отрицательный (рис. 6.43). Таким образом, существует возможность прямой компенсации дисперсии путем чередования отрезков ОВ с положительной и отрицательной хроматической дисперсией (рис. 6.44).

<sup>8</sup> Принципы расчета длины регенерационного участка будут рассмотрены в разделе 9.

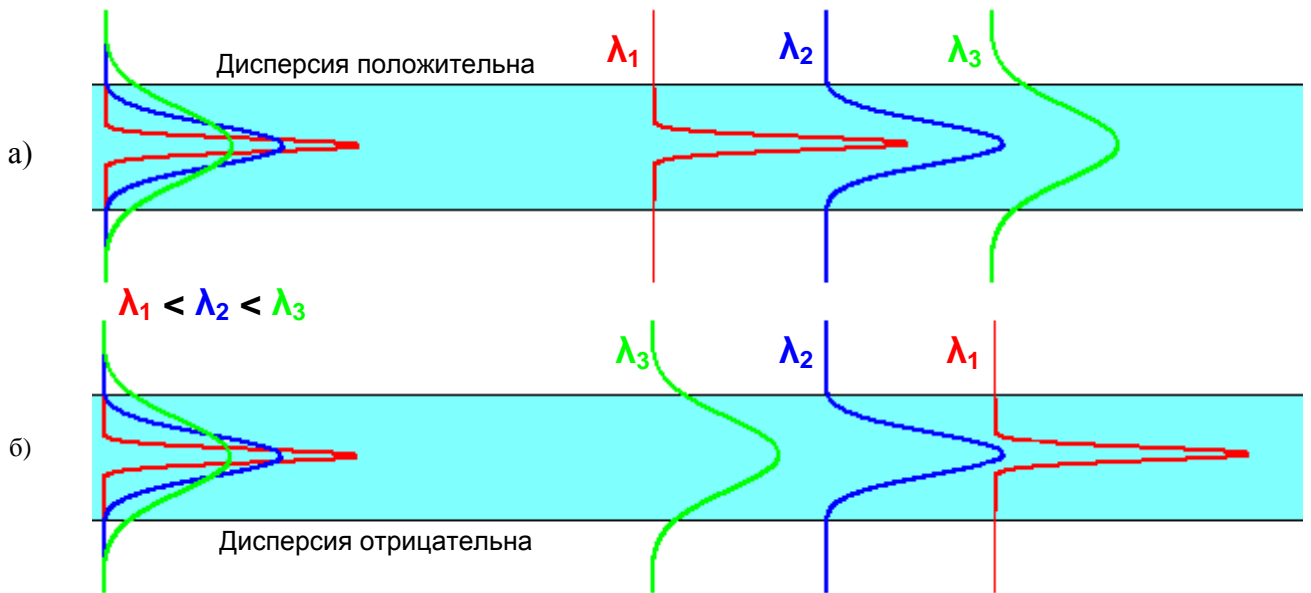


Рис. 6.43. Проявление хроматической дисперсии разного знака: а – положительной, б - отрицательной.

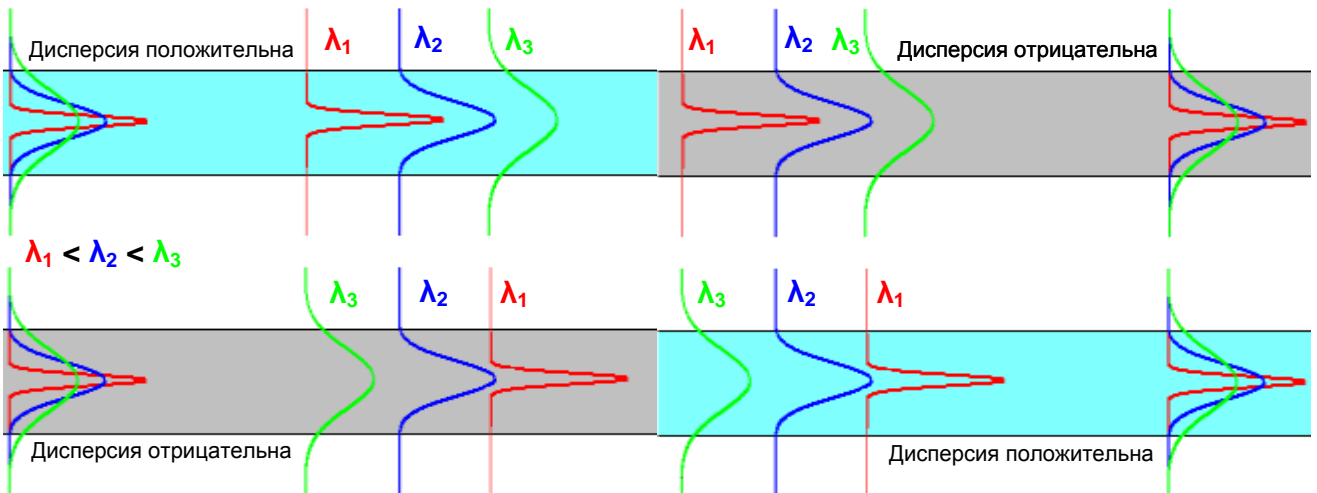


Рис. 6.44. Принцип компенсации хроматической дисперсии.

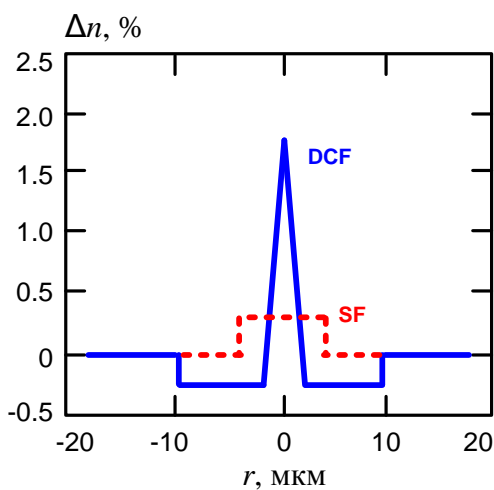


Рис. 6.45. Профиль показателя преломления волокна DCF.

Задача компенсации хроматической дисперсии актуальна в первую очередь для линий, построенных на основе стандартных одномодовых волокон, которые вблизи длины волны 1550 нм обладают значительной положительной дисперсией. С этой целью было разработано специальное ОВ для компенсации дисперсии – **Dispersion Compensation Fiber (DCF)**. Профиль показателя преломления у этого волокна имеет узкий центральный пик, окруженный кольцом с меньшим показателем преломления (рис. 6.45). За счет такого профиля это волокно имеет отрицательную дисперсию, величина которой по модулю в 5 раз превышает дисперсию стандартного волокна, а наклон соответствует наклону дисперсионной характеристики стандартного волокна (рис. 6.46). Волокно DCF позволяет компенсировать дисперсию в окнах прозрачности S, C и L.

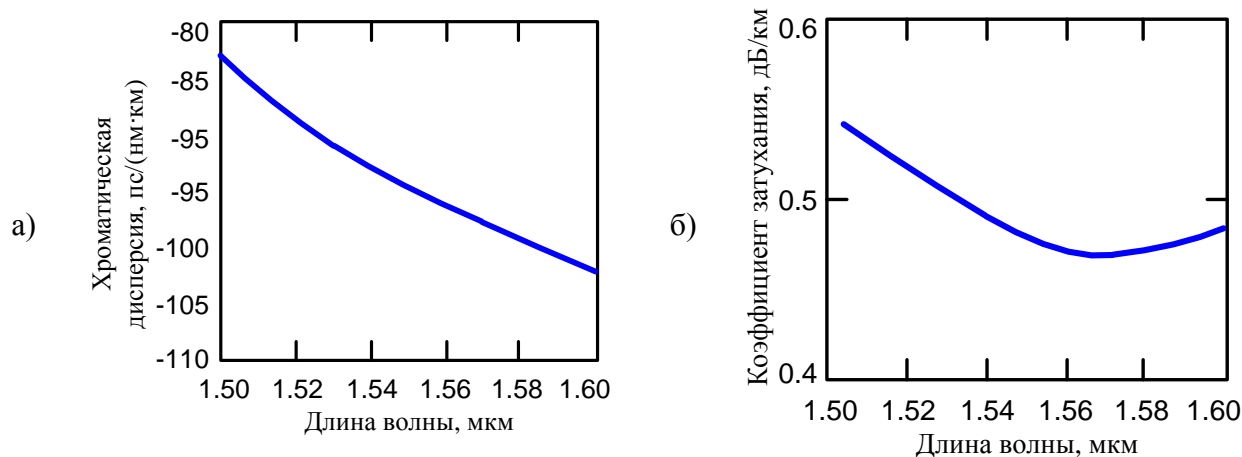


Рис. 6.46. Параметры волокна DCF: а – хроматическая дисперсия, б – коэффициент затухания.

Волокно DCF укладывается в виде бухты в специальные модули — **компенсаторы дисперсии** (Dispersion Compensation Module – DCM). Характеристики некоторых модулей приведены в табл. 6.7.

Табл. 6.7. Параметры компенсаторов дисперсии на основе DCF

<b>Фирма-производитель</b>	<b>Corning</b>				
Тип модуля	DCM-20	DCM-40	DCM-60	DCM-80	DCM-95
Компенсируемая длина линии, км	20	40	60	80	95
Дисперсия волокна модуля, пс/нм	-329±5	-658±10	-988±10	-1317±15	-1564±15
Наклон дисперсии, пс/нм <sup>2</sup>	н/д	н/д	н/д	н/д	н/д
Вносимое затухание, дБ	<3,2	<5,0	<6,8	<8,6	<10,0
Эффективность модуля, пс/нм/дБ	102,8	131,6	145,3	153,2	156,4
Среднее значение поляризационно-модовой дисперсии, пс	<0,8	<1,1	<1,4	<1,5	<1,6
<b>Фирма-производитель</b>	<b>Lucent Technologies</b>				
Тип модуля	DK-40	DK-60	DK-80		
Компенсируемая длина линии, км	40	60	80		
Дисперсия волокна модуля, пс/нм	-680±21	-1020±31	-1360±41		
Наклон дисперсии, пс/нм <sup>2</sup>	<-1,2	<-1,9	<-2,5		
Вносимое затухание, дБ	<5,2	<7,0	<8,9		
Эффективность модуля, пс/нм/дБ	130,82	145,72	152,82		
Среднее значение поляризационно-модовой дисперсии, пс	<0,6	<0,75	<0,9		

В качестве компенсаторов дисперсии могут быть использованы и другие пассивные компоненты, также имеющие отрицательную хроматическую дисперсию, например волоконные брэгговские решетки с переменным периодом.

Компенсаторы дисперсии могут устанавливаться в стойку с аппаратурой SDH или WDM или непосредственно в соединительную муфту на трассе магистральной линии.

## 6.12. Кроссовое оборудование.

Оптический кросс – это специальная коммутационная коробка, предназначенная для защиты мест сварки оптического кабеля, обеспечивающая простое и удобное структурирование сети. В кроссе ОВ волоконно-оптического кабеля выводятся на оптические розетки с использованием пигтейлов. Дальнейшее соединение с активным оборудованием обеспечивается с помощью патч-кордов.

Основные требования к оптическому кроссовому оборудованию определены Минсвязи России в РД 45.064-99 "Оборудование кабельное оконечное. Общие технические требования". В соответствии с этим документом оптические кроссы должны обеспечивать:

- концевую заделку ОК, не вызывающую снижения его характеристик передачи и надежности, а также крепление силовых элементов его сердечника;
- укладку запасов длин оптического волокна с радиусом изгиба не менее 30 мм;
- фиксацию защитных гильз соединений оптического волокна;
- идентификацию оптических волокон и их переадресацию (повторное выполнение соединения волокон линейного кабеля со шнурами типа pigtail);
- возможность выполнения монтажа и перемонтажа оборудования при доступе к нему только с фронтальной стороны;
- размещение адаптеров оптических соединителей на панелях или стенках оборудования с возможностью доступа к ним с обеих сторон;
- идентификацию (маркировку) оптических соединителей;
- возможность установки оптических соединителей основных типов (FC, ST, SC и др.) и армированных оптических станционных кабелей;
- механическую защиту и идентификацию оптических соединителей и подключаемых к ним оптических станционных кабелей;
- выполнение внутренних коммутаций (шлейфов) ОК, подключаемых к кроссовому оборудованию;
- возможность установки кроссового оборудования шкафного и стоечного исполнений и ряд "стенка к стенке".

Оптические кроссы настенного типа (рис. 6.47) обладают небольшой емкостью портов и могут устанавливаться как на узлах связи, так и в других точках распределения - в подъездах многоквартирных домов, на чердаках и пр. Кроссы настенного типа имеют конструкцию с запирающейся крышкой. Такие кроссы обеспечивают удобное распределение оптического кабеля и дополнительную защиту от несанкционированного доступа.

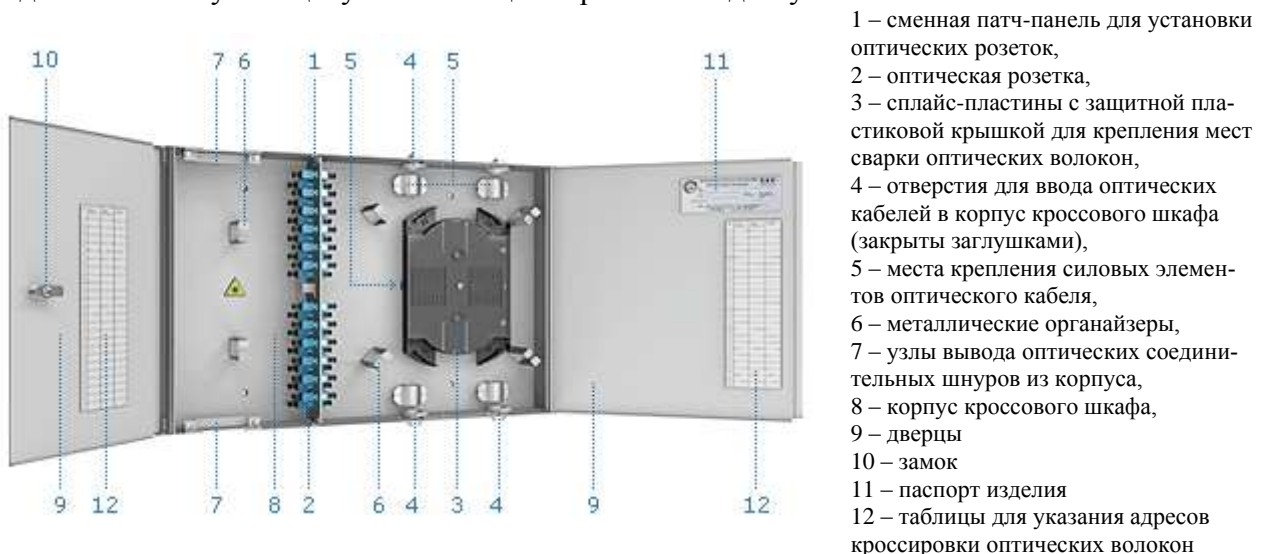


Рис. 6.47. Кросс оптический настенного типа.





- 1 – сменные кронштейны для крепления корпуса в телекоммуникационных шкафах и стойка
- 2 – съёмные патч-панели для установки оптических адаптеров
- 3 – оптическая розетка
- 4 – сплайс-пластины с защитной пластиковой крышкой
- 5 – пластиковые органайзеры для выкладки запасов модулей оптического кабеля и пиг-тейлов
- 6 – отверстия для ввода оптического кабеля в корпус кросса
- 7 – узел ввода и крепления оптического кабеля
- 8 – защитный пластиковый экран
- 9 – съёмный органайзер
- 10 – корпус оптического кросса
- 11 – таблица для указания адресов кроссировки волокон
- 12 – паспорт изделия

Рис. 6.48. Кросс оптический стоечного типа.

Оптические кроссы стоечного типа (рис. 6.48) используются, как правило, при распределении кабелей с большим числом волокон и применяются на узлах связи. Такие кроссы представляют из себя металлический блок высотой от 1 до 4U. Кроссы комплектуются крепежом для установки в стандартную стойку 19" или 21". Обычно в одном оптическом кроссе размещается не более 144 оптических розеток, а корпус имеет не более 8 кабельных вводов.

Оптический кросс стоечного типа может иметь выдвигающуюся панель. Выдвижная конструкция позволяет избежать необходимости изъятия кросса для внесения изменений в конфигурацию. При работе с такими кроссами требуется учитывать запас кабеля, необходимый для движения кросса.

Существуют также миниатюрные оптические кроссы, применяемые в локальных точках коммутации, на которых требуется распределение малого количества портов. Широкий выбор оптических кроссов связан с разнообразием конструкций и размеров.

### 6.13. Кабельные вставки.

Оптическая кабельная вставка (ОКВ) - предназначена для восстановления работы ВОЛС при повреждении ВОК. Оптические кабельные вставки разделяются на постоянные (ПОКВ) и временные (ВОКВ).

ПОКВ предназначены для организации постоянной схемы восстановления ВОЛС. Для ПОКВ, как правило, используется ВОК той же марки и емкости, что и поврежденный. В соответствии с РД 45.211-2001 длина ПОКВ должна составлять не менее 50 м.

ВОКВ используются для организации временной схемы восстановления ВОЛС. В зависимости от вида повреждения оптического кабеля восстановление его по временной схеме осуществляется с помощью одно- или многоэлементных временных вставок (классифицируемых по числу отрезков ВОК, составляющих вставку).

В соответствии с РД 45.211-2001 при устройстве временных вставок ВОК следует прокладывать по земле, по опорам существующих воздушных линий связи, радиофикации, деревьям и кустам. При затоплении местности кабель может быть проложен в обход водной преграды.

Одноэлементная ВОКВ организуется в случае локального механического повреждения ВОК, когда место повреждения можно определить визуальным путем, но монтаж постоянной вставки не может быть выполнен в нормативные сроки.

Одноэлементная ВОКВ представляет собой отрезок ОК из эксплуатационного запаса для данной линии, концы которого подготовлены для сращивания с поврежденным линейным ВОК. Это существенно упрощает переход от временной схемы организации связи к постоянной и сокращает время такого перехода.

Для ВОКВ может быть использован специальный малогабаритный ВОК наружной прокладки длиной около 50 м (что достаточно при устранении локальных повреждений линейного



ОК). Специальный кабель для ВОКВ обычно имеет сердечник трубчатой конструкции. Малый диаметр и масса специального кабеля, легко позволяют оперативно восстанавливать поврежденные участки ВОЛС. Специальный ВОК должен обладать повышенной стойкостью к внешним воздействующим факторам.



Рис. 6.49. Одноэлементная ВОКВ со специальным ВОК.

Одноэлементная ВОКВ со специальным ВОК представлена на рис. 6.49. Такая ВОКВ комплектуется двумя муфтами с оптическими кассетами для укладки сростков ОВ. Она предназначена для наружной прокладки и эксплуатации при температуре окружающего воздуха от минус 40 до 70°C и при относительной влажности воздуха до 100% при 25°C.

В случае протяженного участка повреждений линейного ВОК может быть также использована одноэлементная ВОКВ протяженностью вплоть до строительной длины линейного ОК.

Соединение ОВ поврежденного ОК и кабеля ВОКВ осуществляется с помощью механических соединителей или сварки.

Многоэлементная ВОКВ организуется, когда:

- повреждение носит локальный и скрытый характер, т.е. его нельзя определить визуально, и время на определение места повреждения и устранение аварии превышает норму на восстановление ОК по постоянной схеме;
- повреждение ОК имеет значительную протяженность (от 200 м до 7 км) или имеется несколько повреждений одной или нескольких соседних строительных длин;
- доступ к месту аварии затруднен.

Конструктивные особенности многоэлементных ВОКВ должны обеспечивать развертывание вставки ручным способом, без необходимости применения специальных механизмов.

На рис. 6.50 аварийно транспортируемый кабельный комплект (АТТК) на основе многоэлементной ВОКВ. АТТК состоит из последовательно соединенных функционально независимых кабельных секций, каждая из которых представляет собой металлический барабан с размещенным на нем специальным ВОК. Подключение АТТК производится путем сращивания ОК поврежденного ВОК к ОВ АТТК с использованием механических соединителей, входящих в состав устройства подключения.

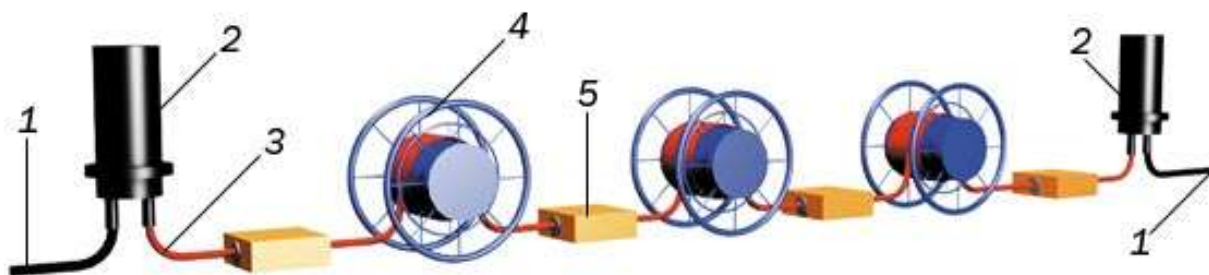


Рис. 6.50. Аварийно транспортируемый кабельный комплект: 1 – аварийный ВОК, 2 – оптические муфты, 3 - устройство подключения, 4 – кабельная секция, 5 – узел защиты мест соединений.

## 5. Волоконно-оптические усилители на основе редкоземельных элементов

### 5.1. Общие сведения об оптических усилителях

Оптический усилитель (ОУ) непосредственно усиливает проходящий оптический сигнал без преобразования его в электрический. Его основное назначение – компенсация потерь на усилительном участке волоконно-оптического линейного тракта (ВОЛТ). Использование ОУ позволяет отказаться от промежуточных регенераторов и значительно увеличить протяженность регенерационного участка, состоящего из нескольких усилительных участков. Значительным преимуществом ОУ перед регенераторами является возможность усиления многочастотного сигнала с плотным спектральным уплотнением (DWDM).

Установка в ВОЛТ оптических усилителей позволяет существенно удешевить оборудование волоконно-оптических систем связи (ВОСС). До начала 90-х годов единственным способом компенсации потерь на отдельных участках ВОЛТ было применение регенераторов. Регенератор работает по схеме: прием оптического сигнала - оптоэлектрическое преобразование - электрическое усиление - регенерация (распознавание и восстановление) электрического сигнала - электрооптическое преобразование - передача оптического сигнала.

В современных ВОСС восстановление (регенерация) сигнала происходит в, так называемых, 3R регенераторах. Акроним 3R означает, что электрический сигнал с амплитудной модуляцией регенерируется (восстанавливается) не только по амплитуде (Reamplifying) и по форме (Reshaping) импульсов, но и по положению импульсов на временной шкале (Retiming). Регенерация носит пороговый характер: когда напряжение сигнала в схеме сравнения в момент принятия решения больше порогового значения, то восстанавливается «1», а если оно меньше, то восстанавливается «0» (рис. 5.1). Слабые возмущения сигнала при этом устраняются полностью, что и обуславливает высокую помехозащищенность цифровых ВОСС. В силу случайной природы шумов вероятность появления сильного возмущения всегда отлична от нуля, поэтому полностью восстановить цифровой сигнал невозможно и существует некоторая вероятность битовых ошибок (BER), которая должна быть меньше допустимой величины, например  $10^{-12}$ . Вероятность ошибок быстро уменьшается с увеличением отношения сигнал/шум.



Рис. 5.1. Схема появления ошибки при восстановлении бинарного сигнала с модуляцией по интенсивности с NRZ кодированием; (а) сигнал на входе в линию, (б) сигнал на входе в регенератор, (в) сигнал на выходе регенератора.

На рис. 5.2 показан приемник оптического сигнала, который может входить в состав регенерационного или оконечного пункта. После приема цифрового оптического сигнала его преобразования в электрический сигнал в усилителе фототока (УФТ) и усилителе напряжения (УН) он поступает на вход 3R регенератора. Для нормальной работы регенератора амплитуды импульсных сигналов обычно должны составлять хотя бы доли вольта. В состав регенератора входят: усилитель ограничитель (УО - LIA, Limiting Amplifier) с корректирующим фильтром,  $D$  – триггер и схема выделения (восстановления) тактовой частоты (CRC, Clock Recovery Circuit). УО выравнивает амплитуды импульсов, обостряет их фронты. На второй вход УО подается пороговое

напряжение. К выходу УО присоединен вход  $D$  – триггера, который в момент прихода стробимпульса устанавливается в состояние логической «1», если напряжение на выходе УО больше определенного уровня и в состояние «0», если напряжение на выходе УО меньше определенного уровня. На выходе  $D$  – триггера образуется восстановленный сигнал. На рис. 5.1б. показано, как возникла ошибка (вместо «1» восстановился «0»).

При скоростях передачи  $B \leq 10$  Гбит/с в приемных устройствах ВОСС предварительные ОУ обычно не используют, а в качестве фотоприемника применяют р-і-п ФД или лавинные фотодиоды (ЛФД). При увеличении скоростей передачи до  $B=40$  и более Гбит/с вместо УН, который становится сверхвысокочастотным (СВЧ) устройством и изготовить который становится сложно, используют предварительный ОУ на входе ФД с большой мощностью насыщения ( $P_{max} \geq 10$  мВт). Это позволяет получить необходимую амплитуду импульсов на входе регенератора без использования УН. Отметим, что широко распространенные р-і-п ФД на основе InGaAs при таких мощностях входят в насыщение.

Р-і-п ФД для современных ВОСС помимо большой мощности насыщения  $P_{max}$  должны обладать также большими значениями чувствительности  $S$  и полосы пропускания  $\Delta f$ . Качество быстродействующих ФД часто характеризуют произведением  $S \Delta f$ .

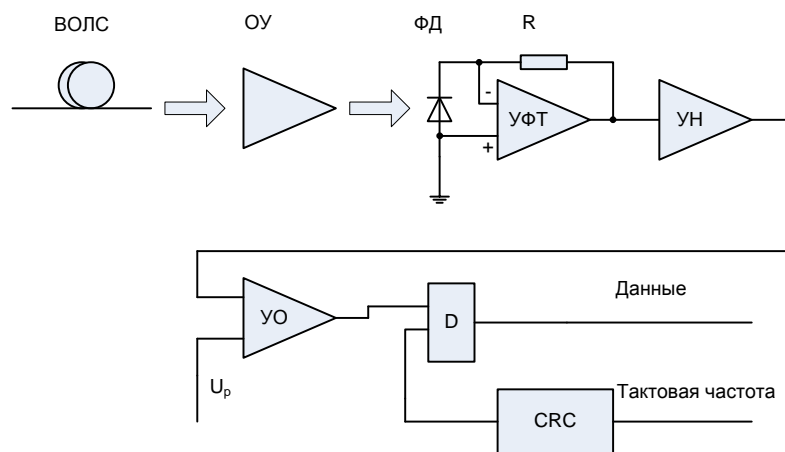


Рис. 5.2. Схема цифрового приемника оптических сигналов

В настоящее время в стадии разработки и исследования находятся чисто оптические регенераторы. Они должны стать одним из основных устройств для полностью оптических ВОСС.

Использование ОУ в ВОСС позволяет значительно увеличить длину регенерационного участка, за счет разбивки его на несколько усилительных участков. Это уменьшает число регенераторов в ВОЛТ и упрощает схему связи.

Все ОУ являются нелинейными устройствами. Типовые зависимости выходной оптической мощности от входной и коэффициента усиления от выходной оптической мощности показаны на рис. 5.3а. ОУ могут использоваться (рис. 5.3б) в качестве предусилителя на входе фотоприемного устройства (ФПУ) (область А на рис. 5.3а) и усилителя мощности (бустера) на выходе источника излучения (область В на рис. 5.3а).

Установка перед оптическим приемником предварительного ОУ позволяет уменьшить вклад в суммарный шум ФПУ со стороны собственно фотоприемника и усилителя фототока за счет увеличения оптического сигнала на входе ФПУ. Это позволяет значительно увеличить длину регенерационного участка. К оптическому предусилителю предъявляются требования высокой линейности, большого коэффициента усиления и малого уровня шума (таблица 5.1).

Использование ОУ мощности на выходе регенератора позволяет увеличить длину участка регенерации за счет повышения мощности сигнала при той же пороговой мощности ФПУ. К ОУ мощности предъявляется основное требование большой выходной

мощности (десятки и сотни мВт). Требования к высокой линейности и низким шумам не являются жесткими (таблица 5.1).

Для компенсации затухания в линейном волоконно-оптическом тракте может использоваться каскадное включение линейных ОУ (рис.5.3б). К линейному ОУ одновременно предъявляются требования высокого коэффициента усиления и линейности, малых шумов и большой выходной мощности. Обычно линейный усилитель является многокаскадным, содержащим, как минимум, два каскада: предусилитель и усилитель мощности.

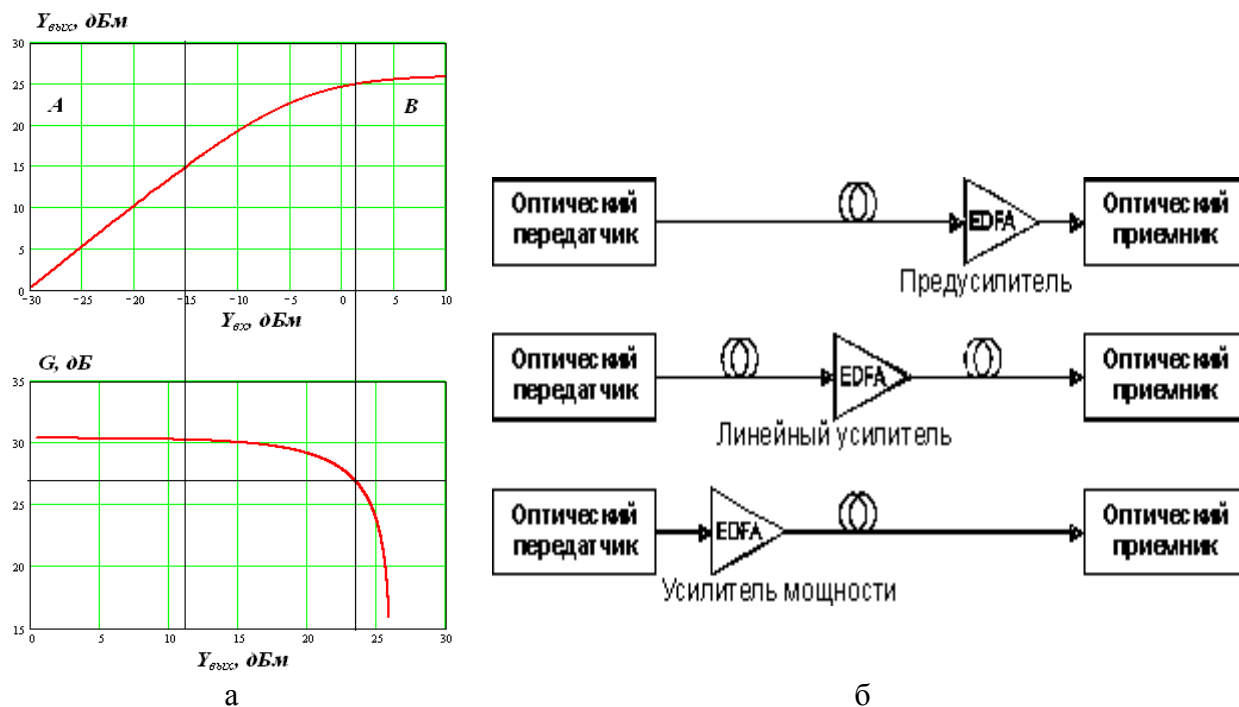


Рис. 5.3. Зависимость уровней выходной оптической мощности от входной и коэффициента усиления от выходной мощности (а) и применение оптических усилителей в ВОЛТ.

В таблице 5.1 указана степень значимости некоторых параметров ОУ в зависимости от их назначения.

Таблица 5.1. Сравнительные параметры ОУ различного назначения

Параметр	Предусилитель	Линейный усилитель	Усилитель мощности
Коэффициент усиления	высокий	средний	низкий
Коэффициент шума	низкий	средний	высокий
Мощность насыщения	низкая	средняя	высокая
Нелинейность	низкая	средняя	высокая

Существуют разные типы ОУ. Общая классификация ОУ и диапазоны длин волн, в которых они используются, показаны на рис. 5.4.

Из рисунка видно, что существует принципиальная возможность усиливать оптические сигналы во всем диапазоне длин волн, используемых для оптической связи. Для усиления в диапазонах длин волн 1530–1570 нм (С-диапазон) и 1570-1610 нм (L-диапазон), которые используют системы DWDM, применяют структуры на основе эрбия.

Это могут быть структуры, выполненные в виде ОВ (EDFA) или в виде планарных волноводов (EDWA). В диапазонах 1260-1360 нм и 1450-1490 нм используют ОВ, легированные редкоземельными элементами: празеодимом (PDFFA) и тулием (TDFA), соответственно. Полупроводниковые усилители (SOA) используют в диапазонах 1260-1360 нм и 1500-1550 нм. Во всем диапазоне от 1260 до 1650 нм могут использоваться распределенные рамановские усилители (RFA), использующие в качестве активной среды телекоммуникационные ОВ.

Наиболее распространенными ОУ в настоящее время являются:

- Усилители на основе специальных оптических волокон (ОВ), легированных редкоземельными элементами (причем наибольшее распространение получили эрбиевые усилители EDFA),
- Усилители, использующие вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) в кварцевых ОВ для усиления оптических сигналов (рамановские усилители RFA),
- Полупроводниковые усилители (SOA) с конструкцией, подобной лазерным диодам с резонатором Фабри-Перо.

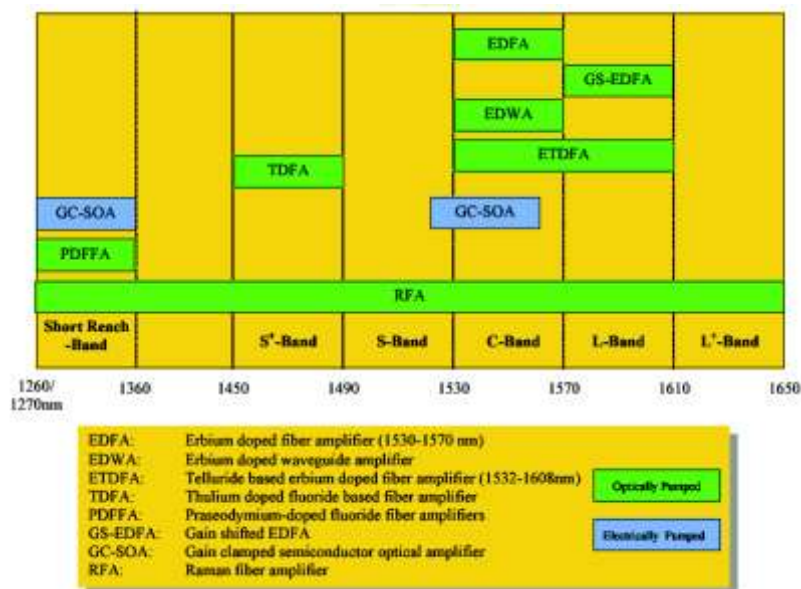


Рис. 5.4. Классификация оптических усилителей

Различают дискретные и распределенные ОУ. Дискретные ОУ представляют собой электронно-оптические блоки относительно небольших размеров. Полупроводниковые и эрбиевые ОУ относят к дискретным. Рамановские ОУ часто используют в качестве активной среды рабочее ОВ и тогда их считают распределенными, но в некоторых случаях они могут выполняться и в виде дискретных ОУ, использующих в качестве активной среды специальные ОВ, например типа DCF, компенсирующие дисперсию стандартного одномодового ОВ.

## 5.2. Принцип действия волоконно-оптических усилителей на основе специальных оптических волокон (ОВ), легированных редкоземельными элементами

Усилительной средой волоконно-оптических ОУ является специальное ОВ, которое в процессе изготовления легируется редкоземельными металлами. Ионы этих металлов создают активную среду для усиления оптического излучения в диапазоне длин волн, соответствующем полосе поглощения легирующего материала.

Первый ОУ на неодимовом стекле (не на ОВ) при длине волны 1.06 мкм был впервые продемонстрирован в 1960 году, а в 1987 году стало известно о создании



оптического усилителя на легированном эрбием ОВ (EDFA-Erbium-doped fiber amplifier) с рабочей длиной волны 1.55 мкм.

До сих пор наибольшее распространение в качестве активной среды для волоконно-оптических усилителей имеют ОВ, легированные эрбием. Эрбиевое волокно содержит, также, как и обычное одномодовое ОВ, сердцевину легированную германием или другим веществом, увеличивающим показатель преломления, диаметром 3-6 мкм и оболочку из чистого кварца диаметром 125 мкм. Центральная часть сердцевины диаметром примерно 2 мкм дополнительно легирована ионами эрбия. Концентрация ионов эрбия составляет  $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , что обеспечивает длину используемого активного ОВ от нескольких единиц до нескольких десятков метров. Защитное покрытие диаметром 250 мкм имеет большой коэффициент преломления и эффективно выводит из оболочки постороннее излучение. Эрбиевые ОВ имеют большую числовую апертуру 0.2-0.35 и малый диаметр сердцевины. Для уменьшения потерь при их стыковке с традиционными одномодовыми ОВ используют линзовые устройства или фоконы. Эрбиевые ОВ имеют очень большое затухание для волн сигнала (2.5-8 дБ/м) и накачки (1.6-6 дБ/м).

Рассмотрим принцип работы ОУ на основе трехуровневой модели активных частиц находящихся в сердцевине ОВ. Известно, что в соответствии с квантовыми представлениями энергия активных частиц принимает дискретную совокупность уровней. Уровень с наименьшей возможной энергией называют основным. Возможные энергетические уровни представляют в виде диаграммы. На рис. 5.5а показана упрощенная трехуровневая квантовая система. На диаграмме показаны уровни с энергиями соответствующих состояний  $W_3 > W_2 > W_1$  и с населенностями  $N_i$ , которые определяются числом частиц на данном энергетическом уровне в единице объема.

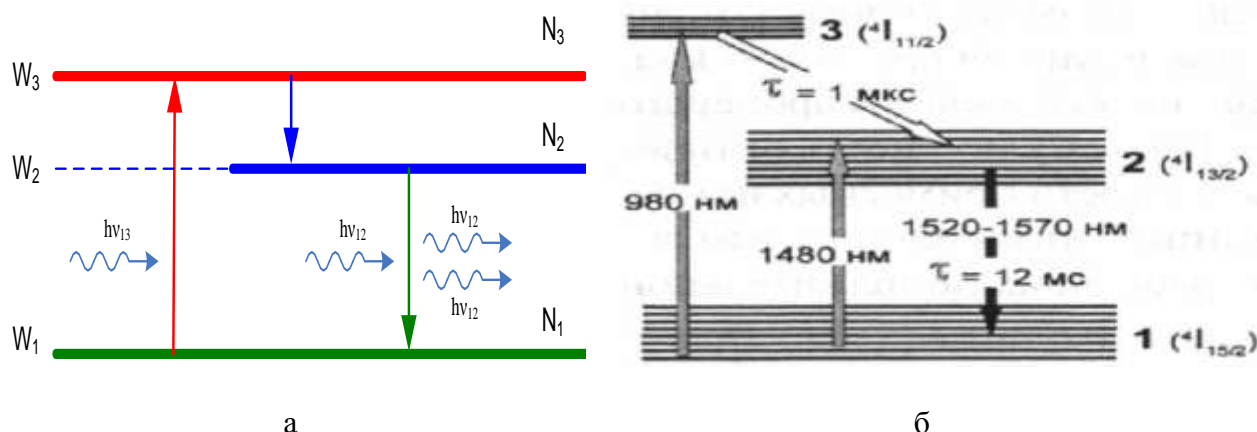


Рис. 5.5. Трехуровневая квантовая система.

В соответствии с основным принципом квантовой механики, сформулированным Вольфгангом Паули, на одном энергетическом уровне не могут находиться разные частицы. Поэтому отдельные уровни, показанные на рис. 5.5а, распадаются на множество подуровней, образующих полосы, как показано на рис. 5.5б. Каждый из трех уровней может характеризоваться средней энергией  $W_1, W_2, W_3$  и населенностью  $N_1, N_2, N_3$ .

Переход с 1 (основного) уровня (полосы) на другой, например 3 уровень возможен при поглощении квантов (фотонов) с энергиями, лежащими в некоторой полосе. Можно ввести понятие средней энергии фотона  $W_{13}$  и частоты  $\nu_{13}$

$$W_{13} = h\nu_{13} = W_3 - W_1, \quad (5.1)$$

где  $h = 6.63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} = 4.14 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{с}$  - постоянная Планка.

Это излучение мы будем называть излучением накачки.

Переходы с более высоких уровней, например с 3 уровня на 2 и со 2 уровня на 1 также сопровождаются излучением квантов. Это могут быть фотоны или фононы. Обычно

фотонами называют кванты света УФ, видимого или ближнего ИК диапазона, фонами называют кванты теплового (инфракрасного) излучения с большой длиной волны.

Для рассматриваемой квантовой системы переходы с третьего уровня на второй сопровождаются спонтанным (самопроизвольным) излучением фононов. Переходы со второго уровня на первый сопровождаются излучением фотонов. Оно может быть как спонтанным, так и вынужденным (индуцированным, стимулированным).

Рассмотрим спонтанное излучение. Возбужденное состояние частицы является неустойчивым и через некоторое время пребывания на верхнем уровне она самопроизвольно под действием внутренних возмущений, совершает переход на нижний энергетический уровень с испусканием кванта. При этом частоты фотонов лежат в некотором диапазоне, начальные фазы волновых пакетов, направления распространения и состояние поляризации имеют случайный характер. Излучение при этом носит шумовой (некогерентный) характер и не может использоваться для усиления или генерации когерентного света. Для каждого спонтанного перехода может быть введена величина  $\tau_{ij}$  среднего времени жизни (времени релаксации). Она определяет время, в течение которого первоначальная населенность верхнего уровня уменьшается в  $e \approx 2.73$  раз. Время релаксации для различных переходов может лежать в широком диапазоне значений от  $10^{-2}$  до  $10^{-9}$ . Для эрбиевого ОВ  $\tau_{32}=1$  мкс, а для  $\tau_{21}=12$  мс. Уровень 2 можно назвать метастабильным. Такие уровни могут долго сохранять высокую концентрацию (населенность). Именно такие уровни используются для усиления и генерации излучения.

Под действием фотонов накачки частицы переходят с 1 уровня на 3 (вспомогательный) уровень, который обладает малым временем релаксации. Переход с 3 уровня на 2 происходит с малой задержкой и без излучения фотонов. Населенность второго (метастабильного) уровня возрастает и начинает выполняться условие

$$N_2 > N_1. \quad (5.2)$$

Возникает так называемая инверсная населенность для 2 уровня.

Для создания инверсной населенности используется система энергетической накачки. В качестве накачки можно использовать излучение лазера соответствующей длины волны для создания фотонов нужной энергии. В трехуровневой квантовой системе для накачки обычно используют излучение с длиной волны  $\lambda=980$  нм. Возможна также, так называемая двухуровневая схема накачки, когда излучение накачки переводит квантовые частицы в верхние подуровни второго уровня. В этом случае используется накачка с длиной волны 1480 нм. Обычно для накачки используется излучение мощностью 20-500 мВт (13-27 дБм).

Если рассмотренная квантовая система с инверсной населенностью метастабильного второго уровня облучается квантами со средней энергией фотона  $W_{12}$  и частотой  $\nu_{12}$ . Эти кванты можно рассматривать как оптический сигнал, который мы хотим усилить. В принципе эти кванты могут, как поглощаться, вызывая переходы на более высокий уровень (рис. 5.6б), так и вызывать вынужденное излучение на той же частоте (рис. 5.6а). Причем при инверсной населенности вероятность возникновения вынужденных фотонов значительно больше, чем вероятность поглощения. В этом случае излученные кванты когерентны, то есть имеют ту же частоту, фазу, поляризацию и направление, что и вызвавший излучение квант. Это процесс когерентного оптического усиления. Таким образом, излучение накачки отдает свою энергию сигналу. Процесс усиления носит распределенный характер.

К сожалению, в этой схеме могут возникать в результате спонтанных переходов фотоны имеющие частоту сигнала. При дальнейшем распространении по активному ОВ эти спонтанные фотоны усиливаются, образуя усиленное спонтанное излучение (УСИ), которое имеет постоянную и шумовую составляющие интенсивности (мощности) излучения. УСИ выходит из эрбиевого ОВ в обе стороны. Попадая вместе с полезным сигналом на фотоприемник, УСИ ухудшает отношение сигнала к шуму.



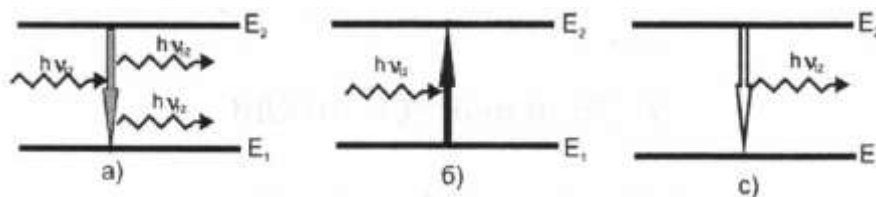


Рис. 5.6. Квантовые переходы при взаимодействии фотона сигнала: вынужденный переход с испусканием дополнительного фотона сигнала (а), вынужденный переход с поглощением фотона сигнала (б), спонтанный переход с испусканием фотона (в)

Для практической реализации оптического эрбиевого усилителя излучение накачки вводится в то же ОВ, по которому распространяется сигнал с помощью ответвителя WDM. Использование для объединения излучений сигнала и накачки ответвителя WDM обусловлено тем, что такой ответвитель обеспечивает минимальные вносимые потери, как для накачки, так и для сигнала. В зависимости от направления распространения излучения сигнала и накачки различают попутную (рис. 5.7а), встречную (рис. 5.7б) и двунаправленную накачки (рис. 5.7 а и б). В результате взаимодействия излучения сигнала и накачки она отдает свою энергию сигналу.

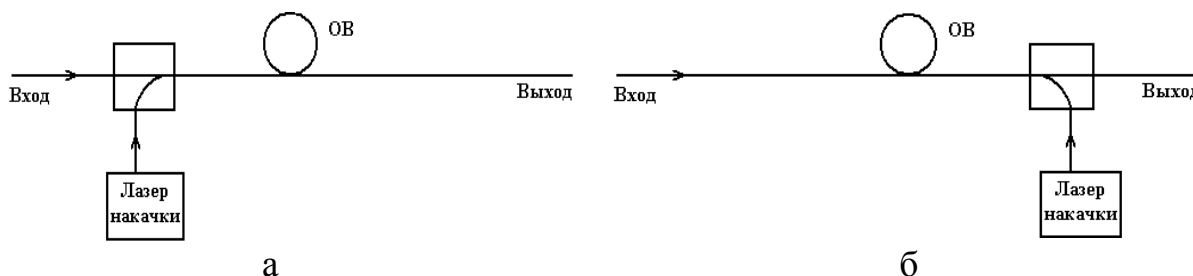


Рис. 5.7. Упрощенные схемы накачки волоконных ОУ.

Под эффективностью накачки понимают прирост коэффициента усиления  $G$  в дБ при увеличении мощности накачки  $P_p$  в мВт на наиболее крутом участке характеристики  $G(P_p)$ . В принципе для накачки эрбиевого ОУ могут использоваться и другие длины волн. В таблице 5.2 приведены сведения о них и эффективности накачки.

Таблица 5.2. Эффективность накачки эрбиевых ОУ

Длина волны, нм	980	1480	664	532	827
Максимальная эффективность накачки, дБ/мВт	11	6.3	3.8	2.0	1.3

Длина волны отсечки эрбиевых ОВ находится в пределах 800-950 нм, т.е. для излучения накачки с длинами волн 980 и 1480 нм они являются одномодовыми. Нелинейное взаимодействие излучений сигнала и накачки происходит в легированной эрбием центральной части сердцевины.

### 5.3. Коэффициент перекрытия. Сечения рассеяния.

Эффективность взаимодействия излучения накачки с ионами эрбия определяется коэффициентом перекрытия, который равен доли мощности излучения сигнала, проходящей через площадь поперечного сечения ( $\pi R^2$ ) распределения ионов эрбия в сердцевине ОВ (рис. 5.8) [2].

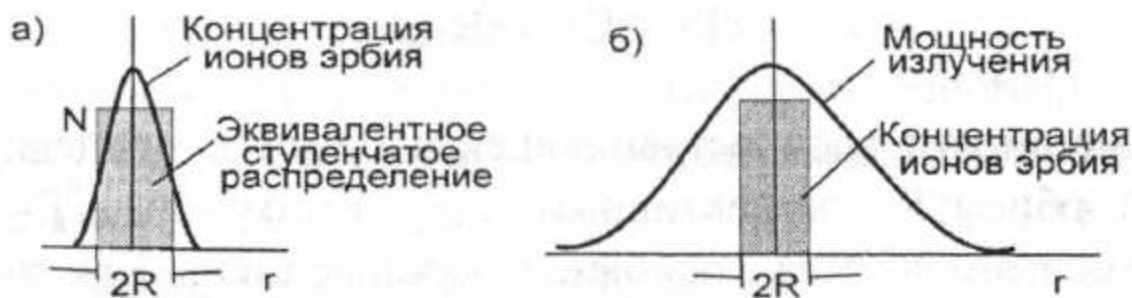


Рис. 5.8. Распределения концентрации ионов эрбия (а) и мощности излучения (б) в поперечном сечении волокна

В приближении, когда функция распределения ионов эрбия в поперечном сечении ОВ аппроксимирована ступенчатой функцией с диаметром  $2R$ , а распределение интенсивности основной моды волокна описывается функцией Гаусса

$$I(r) = \frac{P_0}{\pi \cdot r_{pm}^2} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{r_{pm}^2}\right), \quad (5.3)$$

выражение для коэффициента перекрытия представляется в виде [2]:

$$\Gamma = 1 - \exp\left(-\frac{R^2}{r_{pm}^2}\right) \quad (5.4)$$

где  $r_{pm}$  — радиус модового пятна.

При  $R \ll r_{pm}$ , как видно из (5.4), коэффициент перекрытия равен отношению площади сердцевинки к площади модового пятна:

$$\Gamma = \frac{\pi \cdot R^2}{\pi \cdot r_{pm}^2}. \quad (5.4a)$$

Он получается тем больше, чем большая часть моды содержится в части сердцевинки ОВ, легированной эрбием.

Зависимость коэффициента перекрытия от длины волны излучения и числовой апертуры волокна определяется зависимостью радиуса модового пятна  $r_{pm}$  от нормированной частоты ОВ

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a \cdot NA \quad (5.5),$$

где  $a$  — радиус сердцевинки ОВ.

Радиус модового поля  $r_{pm}$  может быть рассчитан с помощью формулы:

$$\frac{r_{pm}}{2 \cdot a} = 0.65 + 1.619 \cdot V^{-1.5} + 2.879 \cdot V^{-6} \quad (5.5a)$$

(точность формулы 1% при  $1.2 < V < 2.4$ ) [6].

При  $V < 2.5$  для оценок удобно использовать приближенную формулу:

$$\frac{r_{pm}}{R} \cong \frac{5.2}{V}. \quad (5.5b)$$

С ее помощью получаем приближенное выражение для радиуса модового пятна:

$$r_{pm} \cong \frac{0.4 \cdot \lambda}{NA} \quad (5.5b)$$

Оценим интенсивность излучения в области эрбиевого ОВ, легированного эрбием. Оно выражается через оптическую мощность  $P$  соотношением:

$$\langle I \rangle = \frac{\Gamma \cdot P}{\pi \cdot R^2}, \quad (5.6)$$

## Тема 5. Волоконно-оптические усилители на основе редкоземельных элементов.

где  $\Gamma \cdot P$  — доля мощности, распространяющейся в центральной части сердцевины ОВ, легированной эрбием;  $R$  — эффективный радиус этого участка;  $\Gamma$  — коэффициент перекрытия этого участка с основной модой ОВ. Таким образом, коэффициент перекрытия  $\Gamma$  учитывает неоднородность распределения оптической мощности в поперечном сечении ОВ. Как видно из (5.6), средняя интенсивность получается тем больше, чем больше коэффициент перекрытия и чем меньше площадь поперечного сечения распределения ионов эрбия. Поэтому в оптических усилителях используются ОВ с малой площадью модового пятна и соответственно с большой числовой апертурой.

Усилительная способность эрбиевого ОВ зависит от соотношения вероятностей вынужденного излучения (переход с уровня 2 на 1) и вынужденного поглощения (переход с уровня 1 на 2). Для расчета вероятностей индуцированных переходов вводят понятия сечений рассеяния, которые имеют размерность  $\text{м}^2$  [2]. Усредненные по поперечному сечению ОВ вероятности индуцированных переходов записываются в виде:

$$\text{для вынужденного излучения } W_{iz} = \frac{\sigma_{iz} \cdot \langle I \rangle}{h \cdot \nu} = \sigma_{iz} \cdot \langle F \rangle \quad (1/c) \quad (5.7a)$$

$$\text{и для вынужденного поглощения } W_{pg} = \frac{\sigma_{pg} \cdot \langle I \rangle}{h \cdot \nu} = \sigma_{pg} \cdot \langle F \rangle \quad (5.7b)$$

где  $\sigma_{pg}$  и  $\sigma_{iz}$  - сечения рассеяния для вынужденного поглощения и излучения.

Вероятности пропорциональны средней плотности фотонов ( $1/(\text{м}^2 \text{ с})$ )

$$\langle F \rangle = \langle I \rangle / (h \cdot \nu), \quad (1/(\text{м}^2 \text{ с})) \quad (5.8)$$

где  $\langle I \rangle$  - средняя интенсивность излучения в легированной эрбием части сердцевины ОВ ( $\text{Вт/м}^2$ ).

В геометрической интерпретации сечения поглощения  $\sigma_{pg}$  можно полагать, что поток фотонов рассеивается на мишенях с эффективной площадью  $\sigma_{pg}$ . Аналогично можно представить сечение излучения  $\sigma_{iz}$  в виде эффективной площади, с которой происходит излучение от точечных излучателей. Спектры сечений для перехода 1-2 и 1-3 ионов эрбия в кварцевом волокне с сердцевиной, легированной германием с добавкой алюминия, приведены на рис. 5.9.

Отметим, что в поперечном направлении ОВ вероятности индуцированных переходов получаются разными, так как интенсивность основной моды в этом направлении не постоянна. Поэтому при строгих расчетах характеристик волоконного усилителя необходимо проводить интегрирование не только по продольной координате ОВ, но и по поперечным координатам.

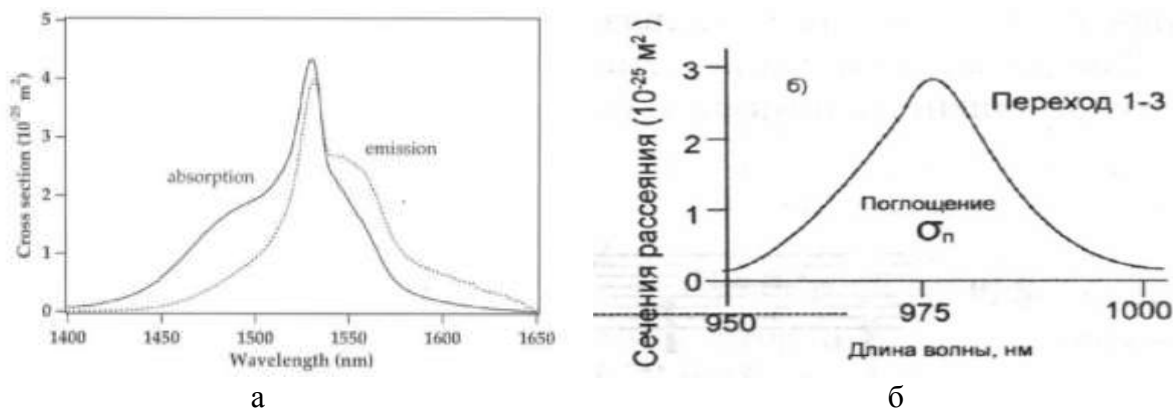


Рис. 5.9. Спектры сечений поглощения и испускания ионов эрбия в кварцевом стекле: а) переход между основным 1 и метастабильным состоянием 2; б) переход между основным и возбужденным состоянием 3

Как видно из рис. 5.9а, для перехода 1-2 сечение поглощения на  $\lambda=1480$  нм равно примерно  $\sigma_{pg}=1.5 \cdot 10^{-25}$  м<sup>2</sup>. Для перехода 1-3 в максимуме на  $\lambda=980$  нм сечение поглощения почти в 2 раза больше:  $\sigma_{pg}=2.7 \cdot 10^{-25}$  м<sup>2</sup>. Но этот максимум достаточно острый, что увеличивает требования к стабильности длины волны ЛД накачки. Для перехода 1-2 на  $\lambda=1480$  нм выполняется условие  $\eta = \frac{\sigma_{iz}}{\sigma_{pg}} < 1$ , т.е. вероятность поглощения

превышает вероятность излучения, что и позволяет эффективно осуществлять накачку на этой длине волны через этот переход. Сечение испускания на  $\lambda=980$  нм (рис. 5.9б) не приводится, так как концентрация ионов эрбия в состоянии 3 мала, т.к. они быстро релаксируют в состояние 2 без излучения.

Сечения  $\sigma_{iz}$  и  $\sigma_{pg}$  лазерного перехода совпадают в середине диапазона на  $\lambda_0=1535$  нм. В коротковолновой части диапазона  $\eta = \frac{\sigma_{iz}}{\sigma_{pg}} < 1$ , а в длинноволновой части

$\eta = \frac{\sigma_{iz}}{\sigma_{pg}} > 1$ . Соответственно вероятность поглощения коротковолнового излучения

больше вероятности испускания и наоборот, вероятность испускания длинноволнового излучения больше вероятности поглощения. Эти различия обусловлены тем, что населенность верхних энергетических уровней в силу распределения Больцмана меньше населенности нижних уровней (рис. 5.10).

Величина  $\eta$ , учитывая, что время установления ( $\sim 1$  мс) теплового равновесия на уровне 2 (в мультиплексе 2) заметно меньше времени перехода  $\tau_{sp} \sim 10$  мс, определяется простым выражением [2]:

$$\eta = \frac{\sigma_{iz}}{\sigma_{pg}} = \exp\left[\frac{h \cdot (\nu - \nu_0)}{kT}\right], \quad (5.9)$$

где  $h$  - постоянная Планка;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура волокна;  $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ ,  $\lambda_0 \approx 1535$  нм - длина волны, на которой  $\eta=1$ . Зависимость  $\eta$  от  $\lambda$  при комнатной температуре приведена на рис. 5.11. Соотношение (5.9) устанавливает однозначную связь между сечениями испускания и поглощения. Измерить спектр поглощения проще, чем спектр испускания. По измеренному спектру поглощения с помощью (5.9), можно рассчитать спектр испускания.

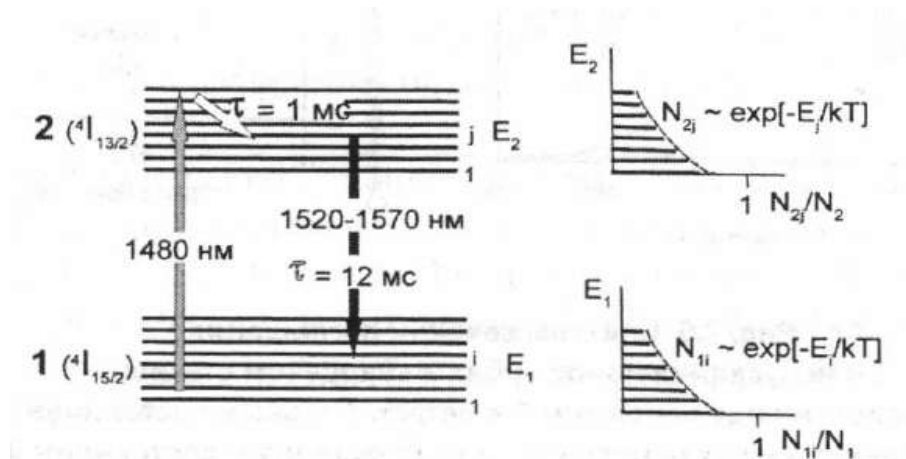


Рис. 5.10. Основное 1 и метастабильное 2 состояния иона эрбия в кварцевом стекле. Населенность их энергетических уровней описывается распределением Больцмана

Ширина спектра испускания ионов эрбия, внедренных в сердцевину ОВ, заметно превышает ширину спектра испускания свободного иона эрбия. Определяющее влияние материала сердцевины ОВ на спектр испускания связано с тем, что ионы эрбия окружены молекулами этого материала. Под действием молекул окружения уровни энергии ионов расщепляются на подуровни (рис. 5.10). Величина расщепления и определяет ширину полосы излучения. Наиболее широким спектром испускания обладают ионы эрбия в стекле, легированном германием с добавкой алюминия [2]. Причем в первом приближении этот спектр уширен однородно. В ОВ, сердцевина которых легирована только Ge, в спектре испускания наблюдаются два пика. Добавка Al уменьшает амплитуду длинноволнового пика так, что в спектре испускания образуется полка шириной примерно 20 нм (1535...1555 нм) (рис. 5.9а).



Рис. 5.11. Зависимость отношения сечения испускания к сечению поглощения от длины волны

#### 5.4. Спектры усиления

Спектр усиления (поглощения), показанный на рис. 5.12 определяется результирующим сечением рассеяния  $\sigma$

$$\sigma_y = \frac{N_2}{N} \cdot \sigma_{iz} - \frac{N_1}{N} \cdot \sigma_{pg} = n_2 \cdot \sigma_{iz} - n_1 \cdot \sigma_{pg}, \quad (5.10)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  концентрации ионов эрбия на 1 и 2 уровнях, соответственно,  
 $N = N_1 + N_2$  (5.11)

- концентрация ионов эрбия в ОВ.

$$n_1 = \frac{N_1}{N} \text{ и } n_2 = \frac{N_2}{N} \quad (5.12)$$

- относительные концентрации ионов эрбия на 1 и 2 уровнях, соответственно.

Относительная концентрация ионов эрбия на 2 уровне изменяется от  $\gamma=0$  (концентрация ионов эрбия на уровне 2 равна 0) до  $\gamma=1$  (все ионы эрбия перешли на уровень 2). При выключенной накачке населенность состояния 2 практически нулевая и усилитель интенсивно поглощает свет. При 50% инверсии населенностей ОВ в усилителе просветляется ( $\sigma_{iz}/\sigma_{pg}=1$ ) на длине волны  $\lambda \sim 1535$  нм, поглощает свет в коротковолновой части диапазона ( $\sigma_{iz}/\sigma_{pg} < 1$ ) и усиливает свет в длинноволновой части диапазона ( $\sigma_{iz}/\sigma_{pg} > 1$ ).

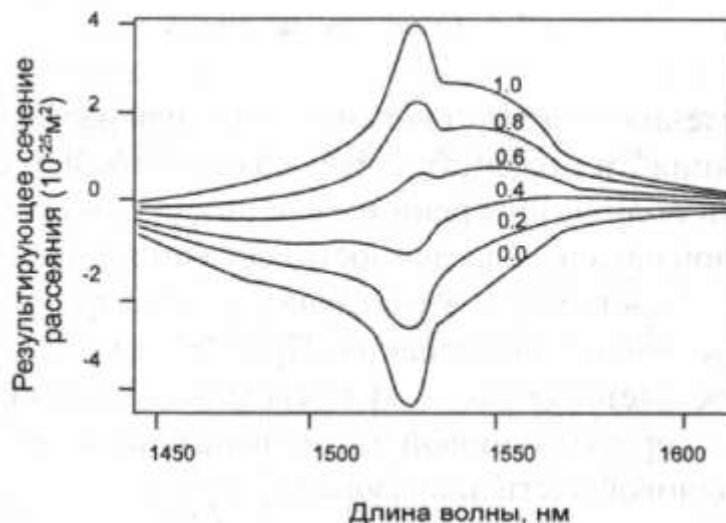


Рис. 5.12. Спектральная зависимость результирующих сечений усиления/поглощения эрбиевого ОВ при разных значениях относительной средней населенности  $\gamma$  метастабильного состояния 2. Верхняя кривая – населенность 100 % ( $\gamma=1$ ), нижняя кривая – населенность 0 % ( $\gamma=0$ ).

Полагаем, что изменения мощности излучения сигнала происходит только в области сердцевинки, легированной ионами эрбия. Приращение мощности на участке сердцевинки ОВ длиной  $dz$  общей площадью  $\pi \cdot R^2$  равно разности между излучаемой и поглощаемой мощностями:

$$dP_c/dz = P_c(z) \cdot \Gamma(z) \cdot (n_2 \cdot \sigma_{iz} - n_1 \cdot \sigma_{pg}) = g(z) \cdot P_c, \text{ Вт/м} \quad (5.13)$$

где  $n_1 = N_1/N$  и  $n_2 = N_2/N$ , причем  $n_1 + n_2 = 1$ ;

$\Gamma(z)$  — коэффициент перекрытия;

$$g(z) = \Gamma_c \cdot [n_2 \cdot (\sigma_{iz} + \sigma_{pg}) - \sigma_{pg}] = \Gamma_c \cdot N \cdot \sigma_y(z) \quad (5.14)$$

усилительная способность, 1/м.

В оставшейся части сердцевинки поглощением на участке  $dz$  можно пренебречь. В выражении (5.14) мы также пренебрегли спонтанным излучением в области легированной ионами эрбия, так как оно не когерентно с усиливаемым сигналом, а также изменением населенности состояний 1 и 2 в поперечном направлении. В дальнейшем рассмотрении это спонтанное излучение будет учтено как усиленное спонтанное излучение (УСИ).

При  $n_2=1$  результирующее сечение равно сечению испускания  $\sigma_{iz}$ , а при  $n_2=0$  — сечению поглощения  $\sigma_{pg}$ . Спектры результирующего сечения (или иначе спектры усилительной способности) при разных значениях средней населенности приведены на рис. 5.12.

Большее распространение в литературе, посвященной теории эрбиевых усилителей, получила форма записи через максимальные показатели усиления

$$g^* = \Gamma_c \cdot N \cdot \sigma_{iz} \quad (5.15)$$

и поглощения

$$\alpha^* = \Gamma_c \cdot N \cdot \sigma_{pg} \cdot \quad (5.16)$$

Тогда для усилительной способности можно записать:

$$g(z) = n_2(z) \cdot (g^* + \alpha^*) - \alpha^* = \Gamma_c \cdot N \cdot [n_2(z) \cdot (\sigma_{iz} + \sigma_{pg}) - \sigma_{pg}] \cdot \quad (5.17)$$

Это выражение будем использовать в дальнейшем при расчете коэффициента усиления.

Оценим коэффициент усиления  $G$  в эрбиевом ОВ длиной  $L$ , интегрируя (5.14)

$$G = \exp \left[ \int_0^L g(z) \cdot dz \right] = \exp \left\{ \int_0^L \Gamma_c \cdot N \cdot [n_2(z) \cdot (\sigma_{iz} + \sigma_{pg}) - \sigma_{pg}] \cdot dz \cdot \right\} \quad (5.18)$$

Запишем выражение (5.19) с учетом (5.18)

$$G = \exp \left\{ \int_0^L [n_2 \cdot (g^* + \alpha^*) - \alpha^*] \cdot dz \cdot \right\} = \quad (5.19a)$$

$$\exp \left\{ (g^* + \alpha^*) \cdot \int_0^L n_2 \cdot dz - \alpha^* \cdot L \right\} = \exp \left\{ L \cdot [(g^* + \alpha^*) \cdot \langle n_2 \rangle - \alpha^*] \right\}$$

$$\text{где } \langle n_2 \rangle = \frac{1}{L} \cdot \left[ \int_0^L n_2 \cdot dz \right] \quad (5.19б)$$

- усредненная по длине  $L$  эрбиевого волокна относительная населенность состояния 2.

Для того чтобы с помощью (5.19а) найти численное значение коэффициента усиления, кроме показателей  $g^*$  и  $\alpha^*$  необходимо знать еще и величину  $\langle n_2 \rangle$  которая зависит от мощности накачки, сигнала и усиленного спонтанного излучения, а также от длины волны накачки и сигнала, длины волокна и т.д. Учесть все эти факторы удастся только путем численных методов расчета EDFA [2]. Задача усложняется при использовании многоканального сигнала и многочастотной накачки.

Отметим, что при малых сигналах величина  $\langle n_2 \rangle$  зависит только от излучения накачки и не зависит от направления распространения сигнала. При усилении же сильного сигнала коэффициент усиления может зависеть от направления сигнала, так как в этом случае величина  $\langle n_2 \rangle$  зависит от его мощности.

Как видно из рис. 5.12, при уменьшении  $\langle n_2 \rangle$  усилительная способность уменьшается, усиление становится более однородным, а максимум усиления смещается в длинноволновую сторону. Поэтому для того чтобы получить необходимое значение коэффициента усиления в длинноволновом диапазоне (диапазоне  $L$ ), приходится увеличивать длину ОВ. Спектры коэффициента усиления, рассчитанные при оптимально подобранной длине ОВ в приближении слабого сигнала [2], приведены на рис. 5.13. Из этого рисунка видно, что максимально широкая полка получается при  $\langle n_2 \rangle = 0,4$ , а при  $\langle n_2 \rangle = 0,3$  спектр усиления смещается в длинноволновый диапазон  $L$ .

На практике важно корректировать изменение наклона полки в спектре усиления. Эти изменения возникают в длинной линии из-за изменения потерь в ОВ и мощности накачки в усилителях. Для коррекции наклона спектра между двумя оптическими усилителями, входящими в состав линейного усилителя, помещается аттенюатор [2]. Наклон полки корректируется путем изменения мощности накачки в одном из усилителей, а изменение величины коэффициента усиления - изменением потерь в аттенюаторе.



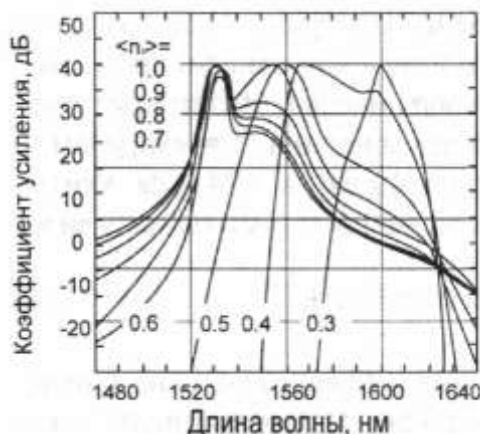


Рис. 5.13. Спектры коэффициентов усиления при разных значениях средней населенности метастабильного состояния 2 и оптимально подобранной длине эрбиевого ОВ

Спектр усиления ОУ удобно измерять путем сканирования длины волны монохроматического сигнала (рис. 5.14а). При сканировании слабого (пробного) сигнала ( $p_{вх} = -40$  дБм) форма спектра усиления совпадает с одной из кривых, приведенных на рис. 5.12, для фиксированного значения средней населенности  $\langle n_2 \rangle$ . В этом случае эффектом насыщения сигнала можно пренебречь и величина  $\langle n_2 \rangle$  не зависит от длины волны и мощности сигнала. При сканировании сильного сигнала ( $p_{вх} = 0$  дБм) форма спектра усиления получается плоской и не совпадает ни с одной из кривых, приведенных на рис. 5.12. Объясняется это тем, что при сканировании мощного источника излучения ( $p_{вх} = 0$  дБм) величина  $\langle n_2 \rangle$  уменьшается из-за эффекта насыщения сигнала (рис. 5.14б). Сильнее всего  $\langle n_2 \rangle$  уменьшается вблизи пиков усиления (например, на 1530 нм), и спектр усиления получается более плоским. Плоский спектр усиления (такой, как на рис. 5.14б, при  $p_{вх} = 0$  дБм) – это то, что нужно для DWDM системы. Казалось бы, он достигается автоматически при работе в режиме сильного насыщения. Но это не так. Дело в том, что в DWDM системе длины волн передатчиков фиксированы и распределены в широком диапазоне длин волн. Поэтому при насыщении усилителя многоканальным сигналом  $\langle n_2 \rangle$  примет какое-то определенное значение, не зависящее от длины волны. Форма спектра усиления будет определяться этим значением  $\langle n_2 \rangle$  и совпадет с одной из кривых на рис. 5.12. Поэтому в DWDM системе, для того чтобы сделать спектр усиления EDFA более плоским, приходится использовать оптические фильтры для выравнивания спектра (GFF).

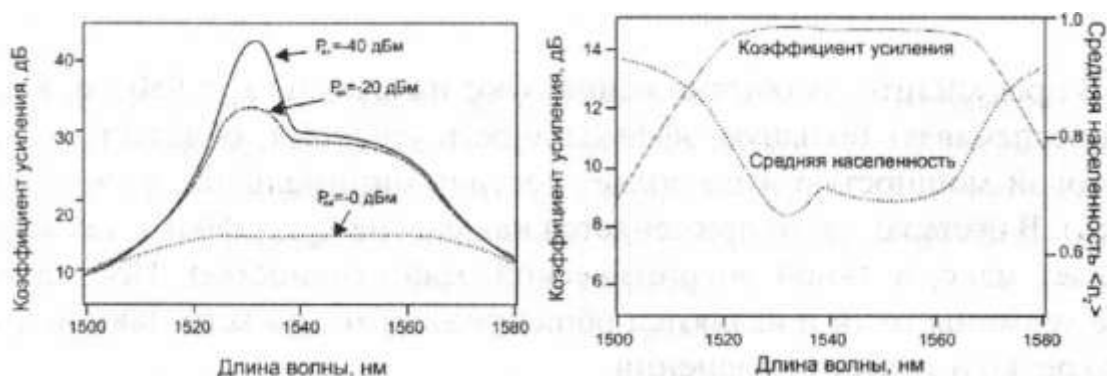


Рис. 5.14. Спектры коэффициента усиления при входной мощности -40 дБм, -20 дБм, и 0 дБм (а). Спектры коэффициента усиления и средней населенности  $\langle n_2 \rangle$  при входной мощности 0 дБм (б).

Для того чтобы уменьшить величину усиленного спонтанного излучения (УСИ) усилитель делают двухкаскадным, с оптическим фильтром между каскадами. Это

уменьшает уровень спонтанного излучения на входе второго каскада. Таким образом, удается достичь коэффициента усиления  $\sim 50$  дБ [2].

### 5.5. Эффективность усиления

В предусилителях обычно используют накачку на длине волны 980 нм, так как она обеспечивает большую эффективность усиления, обладает меньшей пороговой мощностью и позволяет достичь минимального шум-фактора ( $\sim 3$  дБ). В бустерах часто применяется накачка на длине волны 1480 нм, так как она обладает максимальной энергетической эффективностью. Приведенные выше термины, хотя и являются общепринятыми, но встречаются достаточно редко и требуют пояснений.

*Эффективность усиления (обусловленная длиной волны накачки).* На рис 5.14 приведены наилучшие результаты, полученные при исследовании эффективности накачки на длинах волн накачки 532 нм, 664 нм, 820 нм, 980 нм и 1480 нм [2]. Эффективность усиления измеряется в единицах дБ/мВт и определяется, как тангенс угла касательной, проведенной из начала координат к графику зависимости коэффициента усиления от мощности накачки.

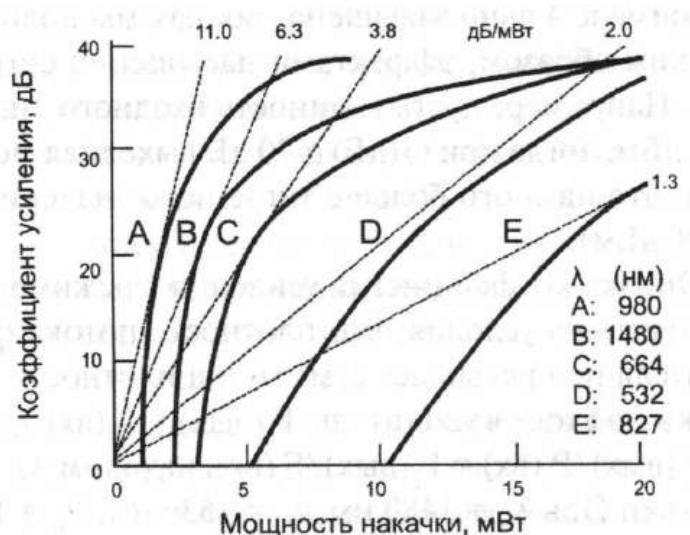


Рис. 5.15. Зависимости коэффициента усиления от входной мощности накачки (лучшие результаты на 1992 г.)

Как видно из рис. 5.15, высокое значение коэффициента усиления может быть получено при накачке EDFA практически на любой длине волны, соответствующей полосе поглощения эрбиевого волокна. Но наименьшая мощность накачки требуется на длинах волн 980 нм и 1480 нм, на которых мало поглощение накачки в возбужденном состоянии ионов эрбия [2]. Максимальная эффективность усиления  $\sim 11$  дБ/мВт достигается при накачке на длине волны 980 нм.

### 5.6. Шум фактор

Спонтанное излучение возникает во всех сечениях эрбиевого ОВ, однако спонтанное излучение, распространяющееся в одном направлении с сигналом возникающее на входе усилителя, распространяясь вдоль всего активного волокна, усиливается сильнее, чем излучение, возникающее в его последующих частях. Поэтому основной вклад в результирующее спонтанное излучение вносит излучение, возникающее в начальном участке ОВ длиной  $\approx 1/g$  (эффективная длина по усилению эрбиевого ОВ). Отметим, что существует также эффективная длина для любого ОВ  $\approx 1/\alpha$ . В любом случае эффективная длина определяет расстояние  $1/\alpha$ , на котором проявляются нелинейные явления, или расстояние  $1/g$ , на котором проявляется усиление. Это означает, что

существует оптимальная длина эрбиевого ОВ, а дальнейшее увеличение длины не имеет смысла.

Оценим мощность УСИ, возникающего на выходе усилителя, которое выражается через коэффициент усиления  $G$  и шум-фактор  $F$  следующим образом

$$P_{sp}(\nu) = h \cdot \nu \cdot \Delta\nu \cdot [F \cdot (G(\nu) - 1) + 1], \quad (5.20)$$

где  $\Delta\nu$  - полоса частот, в которой измеряется мощность спонтанного излучения.

Шум-фактор, в предположении, что инверсия постоянна по длине ОВ, равен [2]:

$$F = 2 \cdot n_{sp} \cdot (G - 1) / G + 1 / G, \text{ где } n_{sp} = n_2 / [n_2 - (\sigma_{pg} / \sigma_{iz}) \cdot n_1]. \quad (5.21a)$$

При  $G \gg 1$  можно считать  $F \cong 2 \cdot n_{sp} = 2 \cdot n_2 / [n_2 - (\sigma_{pg} / \sigma_{iz}) \cdot n_1]. \quad (5.21б)$

Накачка на  $\lambda_p=980$  нм позволяет почти полностью инвертировать состояния 1 и 2 ( $N_2 \rightarrow N_1, N_I \rightarrow 0$ ). В этом случае достигается минимальное значение  $F \approx 2$  (3 дБ). Поэтому накачка на  $\lambda=980$  нм применяется в тех случаях, когда необходим маломушмкий усилитель.

### 5.7. Энергетическая эффективность накачки

Для усиления сигнала на входе в линию и в выходных каскадах линейных усилителей применяются оптические усилители мощности (бустеры). Их качество характеризуется энергетической эффективностью накачки (PCE - Power Conversion Efficiency) и величиной максимальной выходной мощности сигнала  $P_{вых}$ . Большая энергетическая эффективность позволяет использовать для накачки менее мощные и более дешевые источники излучения. Это весьма существенно, так как заметная доля стоимости оптического усилителя приходится на источник накачки. **Энергетическая эффективность накачки** равна отношению приращения мощности сигнала к мощности накачки [2]:

$$PCE = (P_{вых} - P_{вх}) / P_p \cong P_{вых} / P_p \quad (5.22)$$

Для того чтобы обеспечить высокую энергетическую эффективность, необходимо, чтобы практически все фотоны накачки передали свою энергию фотонам сигнала. Отношение числа фотонов сигнала  $m_c$ , появившихся в процессе усиления сигнала, к числу  $m_p$  поглощенных фотонов накачки за определенный интервал времени  $\Delta T$  называется **квантовой эффективностью накачки**:

$$QCE = m_c / m_p. \quad (5.23)$$

Подставив в (5.22)

$$P_{вых} = m_c \cdot h \cdot \nu_c / \Delta T = m_c \cdot h \cdot c / (\lambda_c \cdot \Delta T) \text{ и } P_p = m_p \cdot h \cdot \nu_p / \Delta T = m_p \cdot h \cdot c / (\lambda_p \cdot \Delta T),$$

выразим PCE через QCE:

$$PCE = \lambda_p / \lambda_c \cdot QCE. \quad (5.24)$$

Из (5.24) видно, что при одном и том же значении QCE величина PCE тем больше, чем больше длина волны накачки. Максимальная величина QCE при накачке на  $\lambda_p=1480$  нм и на  $\lambda_p=980$  нм примерно одинакова (~80%, табл. 5.3). Поэтому для достижения максимальной энергетической эффективности целесообразнее использовать накачку на  $\lambda_p=1480$  нм, а не накачку на  $\lambda_p=980$  нм, обладающую максимальной эффективностью усиления. Максимальная энергетическая эффективность, достигнутая при накачке на  $\lambda_p=1480$  нм, - порядка 86%, а при накачке на  $\lambda_p=980$  нм - порядка 55%. Энергетическая эффективность накачки зависит от направления накачки, и ее максимальное значение достигается при встречной накачке [2] (рис. 5.16).

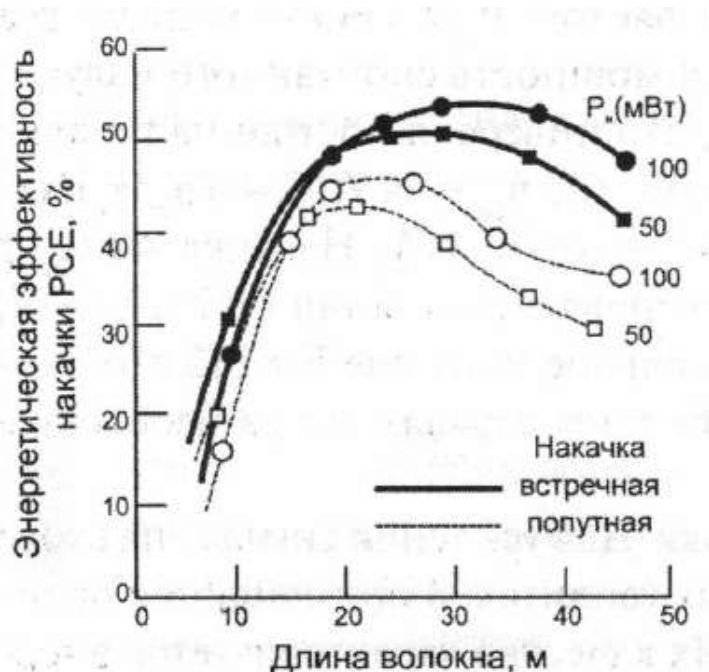


Рис. 5.16. Зависимости энергетической эффективности накачки от длины волокна для попутной и встречной накачек

Накачка эрбиевых усилителей осуществляется с помощью WDM ответвителя излучением одномодового ЛД с максимальной выходной мощностью порядка нескольких десятков-сотен мВт. Мощность ограничивается тем, что для эффективного ввода излучения в одномодовое ОВ необходимо использовать относительно маломощные одномодовые ЛД.

### 5.8. Пороговая мощность накачки

Под пороговой мощностью накачки понимается мощность, при которой населенность составляет 50%, т.е. эрбиевое ОВ становится прозрачным. Из рис. 5.17 видно, что для предусилителей и усилителей мощности используются эрбиевые ОВ различной конструкции.

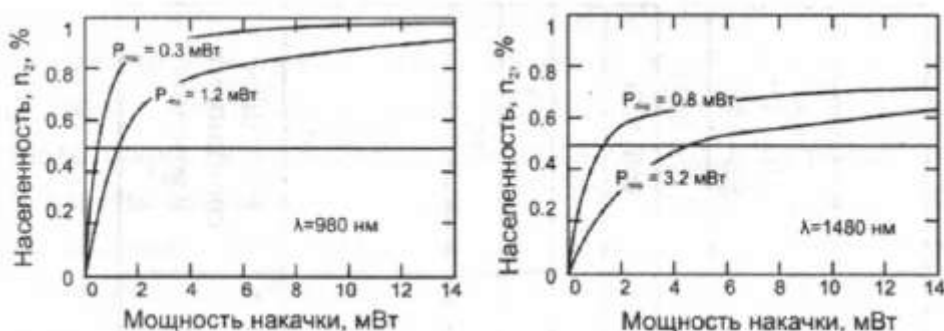


Рис. 5.17. Зависимость относительной населенности метастабильного состояния 2 от мощности накачки. Верхняя кривая для оптического предусилителя, нижняя для усилителя мощности.

### 5.9. Типы эрбиевых волокон

Требования, предъявляемые к параметрам эрбиевых ОВ, зависят от режима работы оптического усилителя. Предусилитель и усилитель с удаленной оптической накачкой (РОПА) работают обычно в ненасыщенном режиме. Мощность сигнала в них мала, так как она используется для усиления слабых сигналов. Мощность спонтанного излучения в них также мала, так как для получения малой величины шум-фактора необходимо, чтобы

усилители не находились в режиме самонасыщения. Усилитель мощности (бустер) работает в режиме глубокого насыщения мощностью сигнала. Влияние спонтанного излучения при этом мало, так как при глубоком насыщении усилителя его коэффициент усиления сильно уменьшается. Одним из основных требований для этих усилителей является высокая энергетическая эффективность накачки (PCE). Линейный усилитель занимает промежуточное положение между двумя этими типами усилителей: в нем нельзя пренебрегать мощностью сигнала и усиленного спонтанного излучения и, кроме того, необходима высокая PCE. Параметры основных типов эрбиевых ОВ, применяемых в оптических усилителях, приведены в табл. 5.3 [2].

Волокна 1-го типа используются в предусилителях ФПУ и усилителях с удаленной оптической накачкой (ROPA). Волокна изготавливаются с малым диаметром модового пятна (малым радиусом сердцевины и большой числовой апертурой), что приводит к увеличению интенсивности излучения и эффективности усиления. Из-за большой числовой апертуры ОВ увеличиваются потери, вызванные релеевским рассеянием, и уменьшается энергетическая эффективность накачки PCE. В данном случае это не так существенно, так как такие ОВ используются для усиления слабых сигналов. Кроме того, влияние потерь уменьшается за счет увеличения концентрации ионов эрбия, так как при этом оптимальная длина ОВ уменьшается.

Таблица 5.3

Типы промышленных эрбиевых волокон, используемых в усилителях [24]

Типы волокон	1	2	3	4	5
Пик поглощения (дБ/м) на $\lambda = 1530$ нм на $\lambda = 980$ нм	3,0–6,0 2,5–6,0	2,0–5,0 1,4–4,5	2,0–5,0 1,4–4,5	2,0–5,0 1,4–4,5	8,0–14,0 5,6–14,0
Числовая апертура	$\geq 0,33$	$0,29 \pm 0,03$	$0,23 \pm 0,03$	$0,17 \pm 0,03$	$0,29 \pm 0,04$
Длина волны отсечки (мкм)	800–950	800–950	800–950	800–950	800–950
Радиус сердцевины (мкм)	$\leq 1,1$	1,0–1,4	1,3–1,8	1,6–2,6	0,9–1,5
Диаметр модового пятна (мкм)	$\leq 4,0$	3,6–5,2	4,9–6,3	6,0–9,0	3,6–5,2
Потери на $\lambda = 1550$ нм (дБ/км)	$\leq 30$	$\leq 8$	$\leq 8$	$\leq 4$	15
Квантовая эффективность					
Накачка 100 мВт на 980 нм, %	71	78	80	80	65
Накачка 500 мВт на 980 нм, %	44	56	64	74	45
Накачка 100 мВт на 1480 нм, %	79	83	82	78	65
Применения	Предусилитель с удаленной оптической накачкой	Пре-дусилитель, 1-й каскад линейного усилителя	Бустер, 2-й каскад линейного усилителя	Мощный бустер	Источник спонтанного излучения

Волокна 2-го типа используются в первых каскадах линейных усилителей и в должны обладать одновременно большой эффективностью усиления и высокой энергетической эффективностью накачки. Диаметр модового пятна у них больше, а концентрация ионов эрбия меньше. Соответственно эффективность усиления у них больше, а энергетическая эффективность накачки меньше, чем у волокон 1-го типа.

В волокнах 3-го и 4-го типа диаметр модового пятна больше, чем у волокон 2-го типа. С увеличением диаметра модового пятна уменьшаются интенсивность накачки и влияние нелинейных эффектов, ограничивающих энергетическую эффективность в мощных бустерах, например таких эффектов, как поглощение накачки возбужденными состояниями ионов эрбия (ESA - Exited State Absorption).

### Литература

нм по полувысоте, достигается при использовании в качестве добавки алюминия. Поэтому этот элемент стал необходимой составляющей материала сердцевины эрбиевых ОВ. Кварцевое стекло, легированное алюминием называют алюмосиликатным.

Основным источником шума в ОУ является усиленное спонтанное излучение. Усиленное спонтанное излучение возникает из-за того, что активная среда оптического усилителя генерирует вторичные фотоны не только в результате попадания возбуждающего излучения усиливаемого сигнала, но и в ответ на фотоны, возникающие в результате самопроизвольного перехода частиц с верхнего уровня на нижний. Для уменьшения шума, вызванного усиленным спонтанным излучением, сигнал на выходе оптического усилителя фильтруют с помощью полосового оптического фильтра.

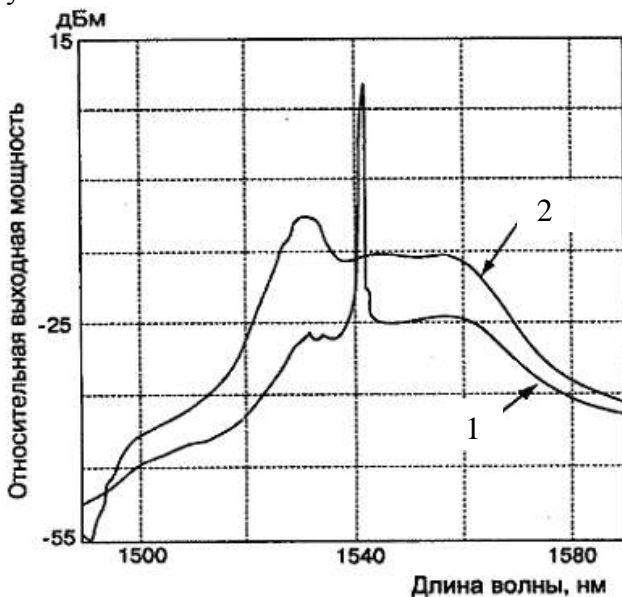
Рассчитать мощность усиленного спонтанного излучения (УСИ) на выходе ОУ после фильтрации можно следующим образом:

$$P_n = 2h\nu_s \cdot \Delta\nu \cdot F_n \cdot (G-1) \quad (8.3)$$

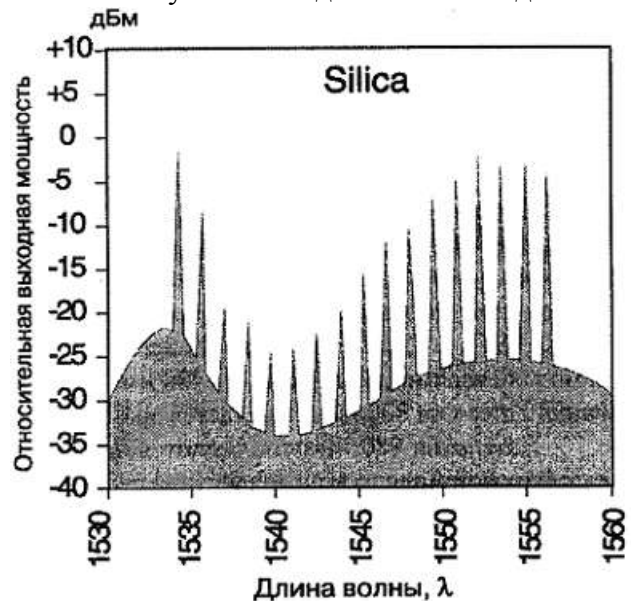
где  $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с - постоянная Планка,  $\nu_s$  - частота сигнала,  $\Delta\nu$  - ширина спектра оптического фильтра,  $G$  - коэффициент усиления на частоте  $\nu_s$ ,  $F_n$  - шум-фактор.

Максимальный уровень УСИ будет при отсутствии усиливаемого сигнала. Изменение УСИ с частотой или длиной волны отражает изменение усиления ОУ.

На рис. 8.6 показаны амплитудно-волновые характеристики (АВХ) эрбиевого оптического усилителя с учетом усиленного спонтанного излучения. Из рис. 8.6 следует, что оптическое усиление значительно изменяется в используемом диапазоне длин волн.



а



б



Рис. 8.6. Амплитудно-волновые характеристики эрбиевого ОУ:

а – при отсутствии входного сигнала (1), при одной несущей с уровнем –6 дБм;

б – при многоканальном входном сигнале.

Это приводит к значительным трудностям при усилении сигналов в системах спектрального уплотнения с различными несущими. При прохождении многоканального сигнала по длинной линии через ряд усилителей информация в каналах с меньшим усилением может оказаться потерянной.

Для выравнивания амплитудно-волновой характеристики могут использоваться:

- оптические фильтры со специально сформированной зависимостью поглощения от длины волны,
- разделение общей полосы пропускания оптического усилителя на диапазоны и параллельное включение узкополосных усилителей,
- каскадное соединение оптических усилителей на активированных ОВ и усилителей на основе эффекта Рамана.

Таблица 8.4

Основные параметры	Эрбиевый ОУ	Рамановский ОУ	Полупроводниковый ОУ
Диапазон усиливаемых длин волн, нм	1530 - 1570	1200 - 1600	1460 – 1520
Полоса усиления, нм	30 – 50	<b>40-100</b>	<b>60-100</b>
Длина волны накачки, нм	<b>980</b> <b>1480</b>	1080, 1365, 1395, 1410, 1427, 1450, 1455, 1480, 1487, 1497	<b>840-1560</b>
Коэффициент усиления при малом входном сигнале, дБ	<b>17-45</b>	<b>3-30</b>	<b>15-30</b>
Шум – фактор, дБ	<b>3-6</b>	<b>3-5</b>	<b>5-6</b>
Выходная мощность, мВт	<b>10-2000</b>	<b>10-2000</b>	<b>10-100</b>
Эффективность использования накачки, дБ/мВт	<b>11 (980 нм)</b> <b>6 (1480 нм)</b>	<b>0.08</b>	<b>28</b>
Неравномерность АВХ	<b>значительна</b>	<b>низкая</b>	<b>низкая</b>
Чувствительность усиления к поляризации	<b>незначительна</b>	<b>значительна</b>	<b>значительна</b>

Эффективность использования ОУ определяется максимально допустимой длиной регенерационного участка.

### 8.1.6.1. Длина регенерационного участка без использования ОУ

Для оценки сравнительной эффективности использования оптических усилителей вначале необходимо оценить максимальные длины участков регенерации по затуханию без использования ОУ. Предполагаем, что борьба с хроматической дисперсией все равно должна проводиться, но другими методами. В табл. 8.5 приведены результаты расчетов длин регенерационных участков по затуханию для различных скоростей передачи. Выходная мощность конечных пунктов принималась равной 100 мВт. Шумы источника излучения не учитывались. Расчеты проводились для длины волны 1550 нм. Рассматривалась возможность использования в качестве фотоприемника лавинного диода (ЛФД) с коэффициентом лавинного умножения  $M$ .

Таблица 8.5

Система передачи	STM-1	STM-4	STM-16	STM-64
------------------	-------	-------	--------	--------

Скорость передачи, Гбит/с		0.155	0.62	2.5	10
$M = 1$	$a_{max}$ , дБ	46.3	38.1	29.3	20.4
	$l_{pe}$ , км	187	150	109	68
$M = 10$	$a_{max}$ , дБ	51.9	45.0	37.7	29.6
	$l_{pe}$ , км	209	177	143	106
$M = 30$	$a_{max}$ , дБ	48.9	42.7	36.5	30.2
	$l_{pe}$ , км	199	171	142	113

Из табл. 8.5 видно, что использование ЛФД позволяет увеличить длину регенерационного участка по сравнению с использованием р-і-п фотодиода, а коэффициент лавинного умножения  $M$  может быть оптимизирован.

### 8.1.6.2. Длина регенерационного участка с использованием предварительного ОУ

При тех же исходных данных были проведены расчеты максимальной длины регенерационного участка с использованием предварительного ОУ. В расчетах были использованы следующие параметры ОУ: коэффициент усиления ОУ  $G_{py} = 30$  дБ в полосе  $\Delta\lambda_{\phi} = 0.8$  нм и коэффициент шума  $F = 6$  дБ. Результаты расчетов приведены в табл. 8.6.

Таблица 8.6

Система передачи		STM-1	STM-4	STM-16	STM-64
Скорость передачи, Гбит/с		0.155	0.62	2.5	10
$M = 1$	$a_{max}$ , дБ	72.6	65.4	57.7	49.5
	$l_{pe}$ , км	308	275	240	202

Из таблицы видно, что использование предварительного ОУ позволяет существенно (в 1.6-3 раза или на 120-130 км) увеличить длину регенерационного участка.

### 8.1.6.3. Длина регенерационного участка с использованием каскадного включения линейных дискретных ОУ

Рассмотрим также возможности использования каскадного включения линейных дискретных ОУ. Подразумеваем использование эрбиевых ОУ. Будем полагать, что все линейные ОУ имеют одинаковые параметры. Примем коэффициент усиления линейного ОУ равным  $G_y = 30$  дБ, коэффициент шума равным  $F = 6$  дБ, максимальную мощность равной  $P_m = 100$  мВт (20 дБм) и мощность УСИ  $P_{ASEy} = 2.6$  мВт (4.1 дБм) в полосе  $\Delta\lambda_{УСИ}$ . Вначале полагаем, что оптическая фильтрация в линейных ОУ не используется. Это позволяет их использовать для усиления многочастотных сигналов DWDM в полосе  $\Delta\lambda_{УСИ} = 40$  нм. Максимальное затухание в пределах усилительного участка выбираем равным усилению в линейном ОУ  $a_y = G_y = 30$  дБ. Считаем, что на выходе регенераторов также установлены ОУ мощности с коэффициентом усиления  $G_b = 20$  дБ, коэффициентом шума  $F = 6$  дБ, максимальной выходной мощностью  $P_m = 100$  мВт (20 дБм), мощностью УСИ  $P_{ASEb} = 0.26$  мВт (-5.9 дБм) в полосе  $\Delta\lambda_{УСИ}$ .

Были проведены расчеты максимальных мощностей оптического сигнала и УСИ на входе ФПУ при использовании нескольких линейных ОУ в широкой  $\Delta\lambda_{УСИ} = 40$  нм и узкой  $\Delta\lambda_{\phi} = 0.8$  нм оптических полосах, а также достижимой длины регенерационного участка. Результаты расчетов помещены в табл. 8.7 и показаны в виде диаграммы уровней на рис. 8.20.

Таблица 8.7

Кол-во ОУ, n	УСИ в полосе $\Delta\lambda = 40$ нм		УСИ в полосе $\Delta\lambda = 0.8$ нм		$l_p$ , км
	$P_{ASE}$ , мкВт	$p_{ASE}$ , дБм	$P_{ASE}$ , нВт	$p_{ASE}$ , дБм	
0	0.26	-35.8	5.2	-52.8	112
1	2.8	-25.5	57	-42.5	224
2	5.4	-22.7	108	-39.7	337
3	8.0	-21.0	159	-38.0	449

4	11.0	-19.7	211	-36.8	561
5	13	-18.8	262	-35.8	673
6	16	-18.0	314	-35.0	786
7	18	-17.4	365	-34.4	898

На рис. 8.20 показаны уровни оптического сигнала для одноканальной системы и 10-канальной WDM с суммарной мощностью 100 мВт и уровни УСИ в широкой  $\Delta\lambda_{\text{УСИ}} = 40$  нм и узкой  $\Delta\lambda_{\phi} = 0.8$  нм оптических полосах. Видно, что с увеличением количества усилительных каскадов уровень УСИ и шумов растет, но вклад последующих каскадов в общий шум по сравнению с предыдущими ОУ уменьшается. Из табл. 8.7 следует, что длина регенерационного участка в 1000 км вполне достижима и не является пределом.

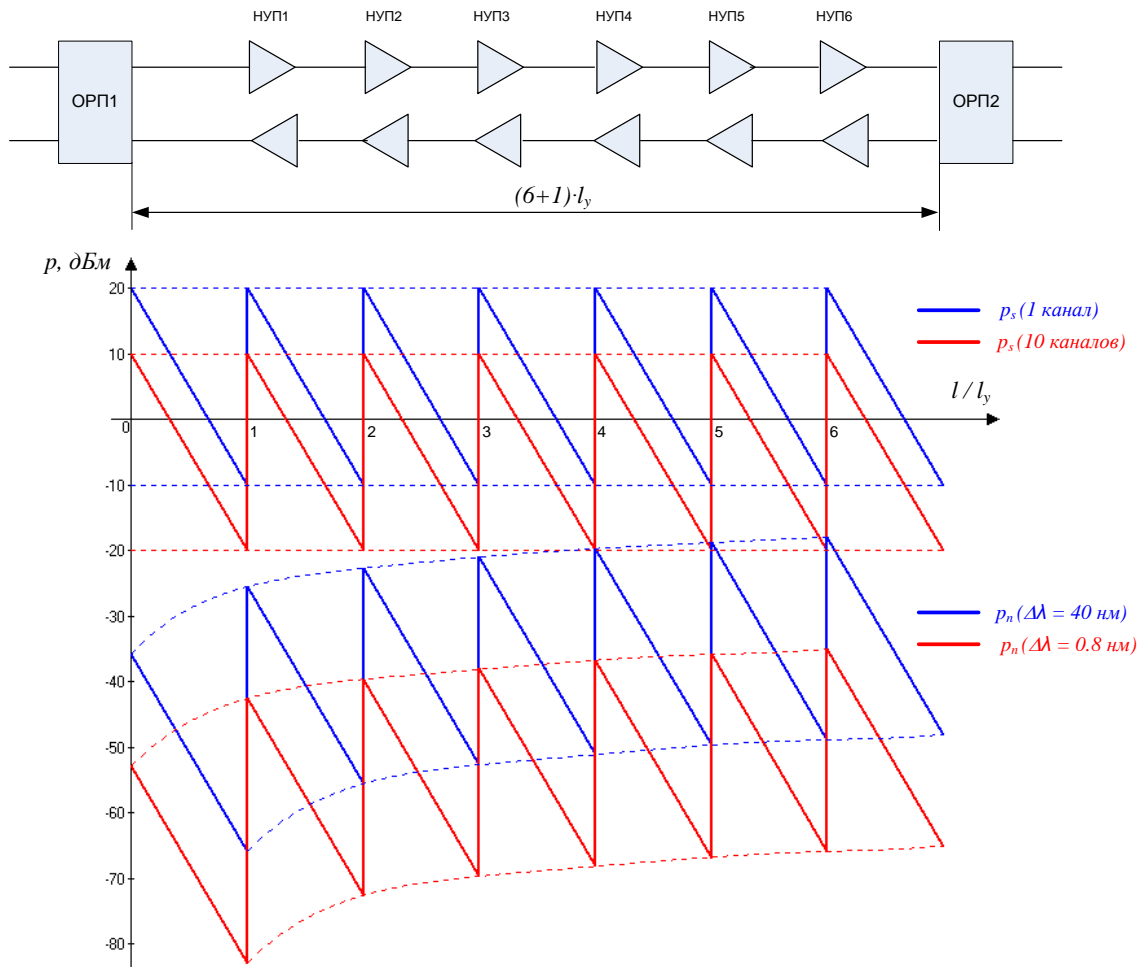


Рис. 8.20. Диаграммы уровней сигнала и шумов на регенерационном участке с 6-ю линейными ОУ

## Сравнительный анализ методов энергетического и когерентного приема цифровых информационных оптических сигналов.

### Введение

#### В1. Общие сведения о фотоприемных устройствах

Существуют два основных метода приема оптических сигналов фотоприемными устройствами (ФПУ) цифровых волоконно-оптических систем связи (ВОСС). Это энергетический прием (ЭП) или прямое фотодетектирование и когерентный прием (КП) или гетеродинное фотодетектирование [1]. Будем полагать, что ФПУ в общем случае содержит некоторую входную оптическую схему, сам фотоприемник (ФП) или несколько ФП, преобразующих оптическую мощность в электрический сигнал (обычно ток), схему усиления и первичной обработки этого сигнала.

Входная оптическая схема может содержать: предварительный оптический усилитель (ОУ), увеличивающий оптический сигнал на входах ФП; оптический демодулятор, преобразующий фазовую или частотную модуляцию входного оптического сигнала в амплитудно-модулированный оптический сигнал; направленные ответвители, интерферометры Маха –Цендера, фазовращатели, устройства временной задержки, смесители оптического входного сигнала с излучением гетеродина для когерентных систем связи [2-4].

В качестве ФП в ФПУ для ВОСС используют р-і-n фотодиоды (PIN ФД) или лавинные фотодиоды (ЛФД) [1].

Схема усиления и первичной обработки сигналов после ФП может содержать усилитель фототока (УФТ), аналоговый корректор и схему регенератора, преобразующего принятый аналоговый сигнал в цифровой.

#### В2. Модуляция оптического излучения в современных ВОСС с DWDM

До рассмотрения методов приема цифровых оптических сигналов кратко рассмотрим методы их формирования в передатчике. Как известно, модулировать излучение источника, в качестве которого обычно используется лазерный диод (ЛД) можно по амплитуде (интенсивности), фазе, частоте и поляризации. По одному оптическому волокну (ОВ) можно передавать один канал (одноканальные системы) с канальной скоростью  $B$  или  $N$  каналов (многоканальные системы) с мультиплексированием в волновой области (DWDM). Тогда суммарная скорость передачи в одном ОВ составит

$$B_{\Sigma} = B \cdot N \quad (B.1)$$

Каждый  $i$  канал характеризуется несущей частотой  $\nu_i$  и шириной спектрального интервала  $\delta\nu$  обычно одинакового для всех каналов. Значения канальных частот  $\nu_i$  и спектральных интервалов  $\delta\nu$  между соседними каналами определяются рекомендациями (в форме частотного плана DWDM) Международного союза электросвязи (МСЭ), которые устанавливают следующие значения  $\delta\nu=100, 50$  и  $25$  ГГц [3]. Для  $N$  – канальной ВОСС можно определить необходимую суммарную полосу частот

$$\delta\nu_{\Sigma} = \delta\nu \cdot N \quad (B.2)$$

Основным критерием качества модуляционного формата в канале ВОСС с DWDM является его спектральная эффективность, которая характеризуется отношением суммарной скорости передачи  $B_{\Sigma}$  к суммарной полосе частот  $\delta\nu_{\Sigma}$  и измеряется в (бит/с)/Гц [2, 3]

$$\gamma = \frac{B_{\Sigma}}{\delta\nu_{\Sigma}} = \frac{B \cdot N}{\delta\nu \cdot N} = \frac{B}{\delta\nu}. \quad (B.3)$$

Спектральная эффективность равна отношению канальной скорости к частотному интервалу между DWDM-каналами  $\delta\nu$  и не зависит от числа каналов.

### В3. Представление модуляционных форматов на фазовой плоскости

Состояние сигнала, как электромагнитной волны, определяется комплексной амплитудой поперечной составляющей напряженности электрического поля  $E$  квазимонохроматического излучения, которую можно разложить на две составляющие  $E_x$  и  $E_y$ , вдоль двух ортогональных осей  $X$  и  $Y$  (рис. В.1а).

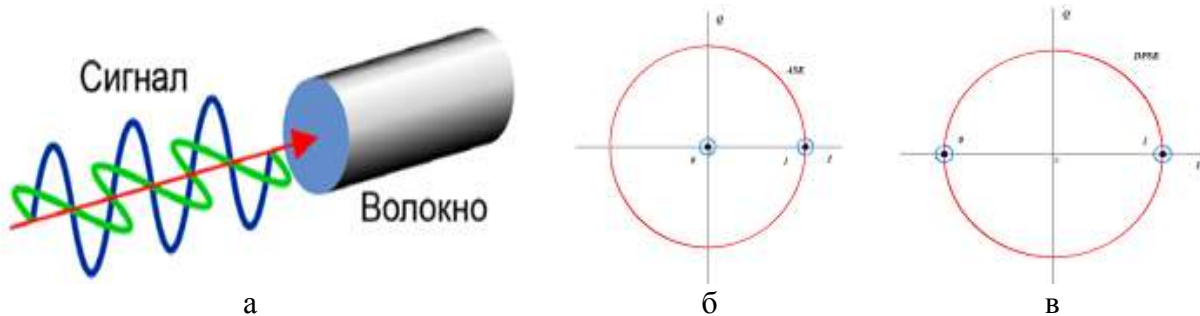


Рис. В.1. Наглядное представление оптического сигнала в волокне (а) и простейшие бинарные сигналы на фазовой плоскости для одной поляризации с амплитудной (б) и фазовой (в) модуляциями

Наглядно состояние сигнала для каждой линейной поляризации можно представить на фазовой плоскости с двумя ортогональными осями: вещественной  $I$  (inphase) и мнимой  $Q$  (quadrature). Рассмотрим простейшие виды бинарной модуляции (манипуляции) несущей частоты: амплитудную (рис. В.1б) и фазовую (рис. В.1в). Состояния волны при передаче логических 1 и 0 определяются положениями конца вектора  $E$  на фазовой плоскости, начало которого лежит в начале координат. Длина вектора определяет амплитуду напряженности, а угол наклона по отношению к вещественной оси  $I$  определяет его фазу. Неопределенность положения конца вектора на фазовой плоскости определяется наличием шумов, которые на диаграмме представлены кружком неопределенности с радиусом равным СКО шума. По фазовым диаграммам можно судить об отношении сигнала к шуму, которое определяется отношением расстояния между концами векторов  $E$ , соответствующими разным состояниям сигнала, к шумовому радиусу. Фазовые диаграммы на комплексной плоскости также называют сигнальными созвездиями, которые пригодны и для более сложных многоуровневых форматов модуляции (рис. В.2).

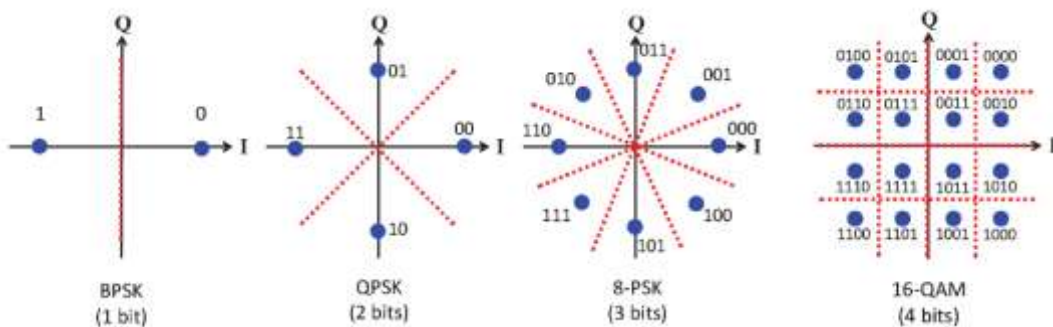


Рис. В.2. Карты созвездий для BPSK, QPSK, 8PSK и 16QAM [2, 3]

Пользуясь фазовыми диаграммами можно показать, что использование бинарной фазовой манипуляции увеличивает расстояние между символами на комплексной плоскости в два раза (на 3 дБ) по сравнению с амплитудной манипуляцией. При этом общая интенсивность излучения при бинарной фазовой манипуляции в два раза больше (на 3 дБ) чем при бинарной модуляции по интенсивности.

Максимальная спектральная эффективность двоичных форматов модуляции составляет 1 бит/с/Гц для одной поляризации, которая называется пределом Найквиста. Форматы модуляции с  $M$  битами информации на каждый символ могут обеспечить максимальную спектральную эффективность  $M$  бит/с/Гц для одной поляризации. На рис. 2.4 показаны карты созвездий для следующих форматов модуляции: бинарная (двухуровневая) фазовая модуляция (BPSK),

четырёхуровневая фазовая модуляция (QPSK), восьмиуровневая фазовая модуляция (8PSK) и шестнадцати уровневая квадратурная модуляция (16QAM). Последний формат модуляции является комбинацией амплитудной и фазовой модуляций. Перечисленные форматы модуляции могут передавать 1 бит на символ для BPSK, 2 бита на символ для QPSK, 3 бита на символ для 8PSK и 4 бита на символ для 16QAM. Каждый символ кодируется с использованием кодов Грея.

#### В4. Фазовые и амплитудные электрооптические модуляторы

Фазовая бинарная манипуляция монохроматического излучения может быть осуществлена в электрооптическом модуляторе (ЭОМ) на эффекте Поккельса. Этот эффект проявляется в изменении показателя преломления некоторых материалов (например, ниобата лития  $\text{LiNbO}_3$ ) под действием электрического напряжения.

Рассмотрим принцип действия и конструкцию ЭОМ (рис. В.3) на основе поперечного эффекта Поккельса [1] в анизотропных средах.

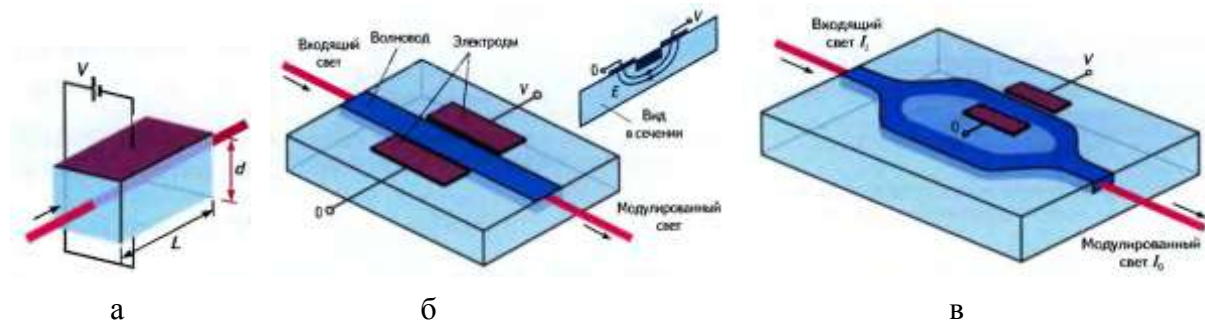


Рис. В.3. Упрощенные конструкции электрооптических фазовых модуляторов: объемная (а), в планарном ОВ (б) и амплитудного модулятора на основе интерферометра Маха-Цандера (в).

Показатель преломления электрооптической среды  $n(E)$  является функцией напряженности электрического поля  $E$ , которую можно разложить в ряд Тейлора. Учитывая только первый член в разложении, получим для  $n(E)$  выражение

$$n(E) = n - 0.5 \cdot a_p \cdot n^3 \cdot E = n - 0.5 \cdot a_p \cdot n^3 \cdot V / d, \quad (\text{В.4})$$

где  $a_p$  – постоянная Поккельса,  $V$  – напряжение, приложенное к ячейке Поккельса,  $d$  – расстояние между электродами.

При подаче на ячейку Поккельса (рис. В.3а) прямоугольного напряжения с размахом  $\Delta V$  и некоторой частотой возникает дифференциальная фазовая модуляция с размахом изменения фазы

$$\Delta\varphi = \frac{\pi \cdot a_p \cdot n^3 \cdot \Delta V \cdot L}{\lambda_0 \cdot d}, \quad (\text{В.5})$$

где  $L$  – длина взаимодействия электрического поля с проходящим излучением с длиной волны  $\lambda_0$ .

Напряжение, при котором  $\Delta\varphi = \pi$ , называют полуволновым.

На рис. В.3б показана конструкция интегрально-оптического ЭОМ, выполненного в виде планарного оптического волновода из ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ). Такой ЭОМ может работать с частотами модуляции до 100 ГГц при полуволновых напряжениях порядка нескольких вольт. Отметим, что такой модулятор может использоваться для многоуровневой фазовой модуляции, например с состояниями  $\Delta\varphi=0, \pi/4, \pi/2, 3/4 \pi, \pi$ .

Фазовая задержка сама по себе не влияет на интенсивность светового пучка. Однако фазовый модулятор (рис. В.3в), помещенный в одно плечо интерферометра Маха-Цендера (ИМЦ), может действовать как амплитудный модулятор. Если входная интенсивность  $I_i$  в интерферометре делится пополам, то интенсивности выходящего  $I_o$  и входящего  $I_i$  света связаны следующим образом

$$I_o = \frac{I_i + I_i \cdot \cos(\Delta\varphi)}{2} = I_i \cdot \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = I_i \cdot \cos^2\left(\frac{\pi \cdot a_p \cdot n^3 \cdot \Delta V \cdot L}{\lambda_0 \cdot d}\right) \quad (\text{В.6})$$

При размахе модулирующего напряжения равном полуволновому значению обеспечивается 100% модуляция. Отметим также, что такой модулятор может использоваться для многоуровневой амплитудной модуляции.

На рис. В.4 показаны структурные схемы и фазовые диаграммы для фазового (ФМ), амплитудного (АМ) и квадратурного (IQ) модуляторов, которые могут быть реализованы с использованием фазового (рис. В.3б) и амплитудного (рис. В.3в) модуляторов.

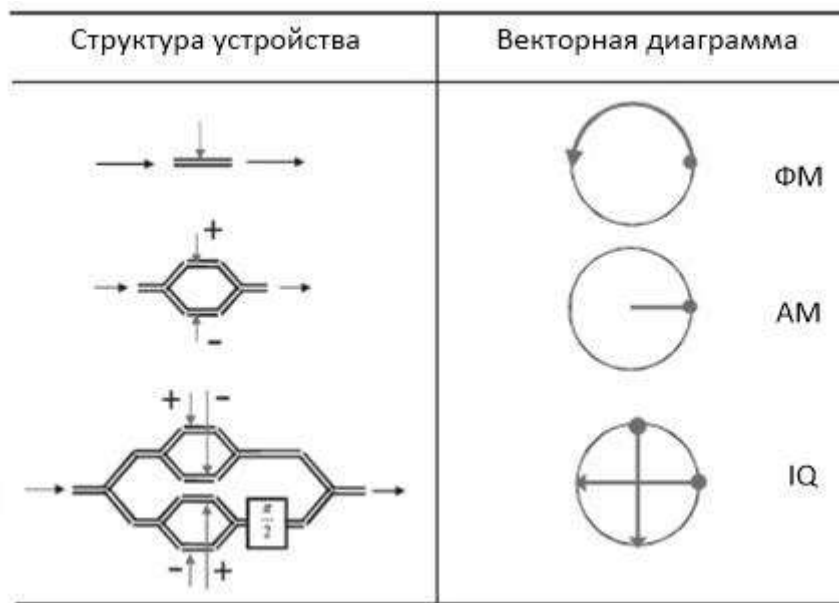


Рис. В.4. Структурные схемы и фазовые диаграммы для фазового (DPSK), амплитудного (АМ) и квадратурного IQ модуляторов.

Оптическая квадратурная модуляция (IQ) (рис. В.4) реализуется с помощью разветвителя, двух интерферометров Маха-Цандера и фазовращателя на угол  $\pi/2$  [4]. Квадратурные составляющие  $I$  и  $Q$  оптической несущей модулируются независимо с помощью IQ модуляторов и пригодны для любых форматов модуляции. IQ модуляторы создаются на подложках из  $\text{LiNbO}_3$  и в настоящее время выпускаются серийно.

## 1. Энергетический прием.

При ЭП цифровых оптических сигналов обычно используется амплитудная манипуляция (АМ) или Amplitude Shift Keying (ASK). В некоторых случаях энергетический прием может использоваться для ВОСС с фазовой манипуляцией (ФМ) с двумя (Differential Phase Shift Keying, DPSK) или четырьмя (Quadrature Phase Shift Keying, QPSK) уровнями фазы. В этом случае перед ФП используется оптическая схема демодулятора, преобразующего ФМ в АМ [4].

Энергетический прием АМ сигналов до последнего десятилетия был основным для всех ВОСС. Он обладает рядом достоинств: он прост в реализации, мало чувствителен к изменениям длины волны (частоты), фазы и состояния поляризации излучения, может использоваться с некогерентными сравнительно широкополосными источниками с прямой модуляцией по интенсивности.



Сравним эффективности использования  $p-i-n$  фотодиода (ФД) и лавинного ФД (ЛФД) для ЭП квазимонохроматических оптических сигналов в течение некоторого интервала времени  $\Delta T$ . Используем квантовый подход [1]. Далее распространим полученные результаты на ВОСП с АМ и модуляцией по интенсивности. При этом можно полагать, что интервал  $\Delta T$  соответствует тактовому интервалу ВОСП и связан со скоростью передачи  $B$

$$B = 1/\Delta T = 2F_p, \quad (1.1)$$

где  $F_p$  – частота первой гармоники самых быстрых изменений сигнала. Можно в первом приближении считать, что для передачи сигналов с АМ со сравнительно небольшими частотными искажениями достаточно иметь полосу частот  $\Delta F$  от 0 до  $F_p$ .

### 1.1. Идеальный $p-i-n$ ФД.

Для приходящего на PIN ФД квазимонохроматического света со средней частотой  $\bar{\nu}$  среднее количество фотонов  $\bar{n}_\phi$  за интервал времени  $\Delta T$  при приеме логической «1» связано со средней оптической мощностью  $P_s$  [1]

$$\bar{n}_\phi = P_s \cdot \Delta T / h \bar{\nu} = \Phi \cdot \Delta T, \quad (1.2)$$

где  $\Phi = P_s / h \cdot \bar{\nu}$  – средний поток фотонов, 1/с,  $h$  – постоянная Планка.

Среднее число  $\bar{m}_\phi$  фотоэлектронов зарегистрированных PIN ФД за интервал времени  $\Delta T$  при приеме логической «1» определяется квантовой эффективностью  $\eta$

$$\bar{m}_\phi = \eta \cdot \bar{n}_\phi. \quad (1.3a)$$

Полный средний ток через  $p-i-n$  ФД  $\bar{i}$  равен сумме фототока

$$\bar{i}_\phi = \bar{m}_\phi \cdot e / \Delta T = e \cdot \eta \cdot \bar{n}_\phi / \Delta T = e \cdot \eta \cdot \Phi, \quad (1.3b)$$

где  $e$  – заряд электрона, и среднего темнового (теплового) тока  $\bar{i}_T$ , который при обратном напряжении на  $p-n$  переходе более 1-2 В не зависит от напряжения (рис. 1.1). Темновой ток уменьшается с уменьшением площади фоточувствительной поверхности и сильно возрастает с увеличением абсолютной температуры PIN ФД. Определим среднее количество  $\bar{m}_T$  темновых электронов, которые проходят через PIN ФД за время  $\Delta T$

$$\bar{m}_T = \bar{i}_T \cdot \Delta T / e = \bar{i}_T / (e \cdot B). \quad (1.4)$$

На рис. 1.2 показана зависимость количества темновых электронов, проходящих через PIN ФД, от темнового тока, для ВОСП с различными скоростями передачи  $B$ .

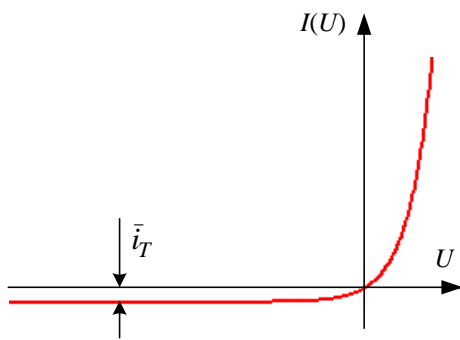


Рис. 1.1. Определение среднего значения темнового тока по вольтамперной характеристике PIN ФД

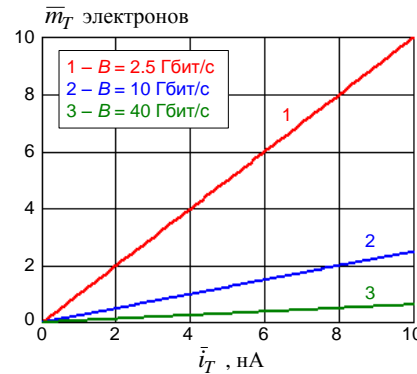


Рис. 1.2. Зависимость среднего количества темновых электронов за один такт ВОСП с различными скоростями от темнового тока.

Среднее количество электронов, проходящих через PIN ФД, будет равно  $\bar{m}_{pn} = \bar{m}_\phi + \bar{m}_T$  при передаче логической «1» и  $\bar{m}_{pn} = m_T$  при передаче логического «0». Будем полагать распределение количества прошедших через PIN ФД электронов пуассоновским.

Для плотности вероятности прохождения за время  $\Delta T$  через PIN ФД именно  $m$  электронов можно записать [1]

$$p(m) = \frac{\bar{m}_{pn}^m \cdot \exp(-\bar{m}_{pn})}{m!}. \quad (1.5)$$

На рис. 1.3 приведены результаты расчета по (1.5).

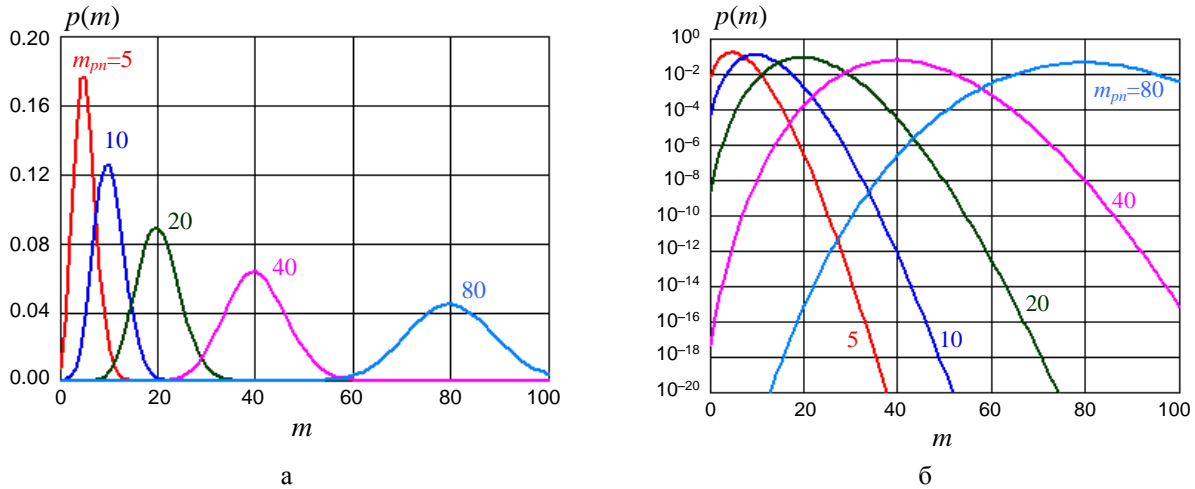


Рис. 1.3. Распределение плотности вероятности количества электронов в линейном (а) и логарифмическом масштабе (б) для распределения Пуассона.

Для распределения Пуассона дисперсия количества электронов за интервал  $\Delta T$  равна среднему числу электронов [1]

$$\sigma_m^2 = \bar{m}_{pn}. \quad (1.6)$$

Для логической «1» дисперсия составляет  $\sigma_{m1}^2 = \bar{m}_\phi + \bar{m}_T$ , а для логического «0» –  $\sigma_{m0}^2 = \bar{m}_T$ . Отношение сигнала к шуму при передаче логической «1» составит:

$$SN_{e\_PD} = \frac{\bar{m}_\phi^2}{\sigma_m^2} = \frac{\bar{m}_\phi^2}{\bar{m}_\phi + \bar{m}_T} = \frac{\bar{m}_\phi}{1 + \bar{m}_T / \bar{m}_\phi}. \quad (1.7)$$

Запишем выражения для токов через PIN ФД при приеме логической «1» –  $\bar{i}_1 = \bar{i}_\phi + \bar{i}_T = (e/\Delta T) \cdot (\bar{m}_\phi + \bar{m}_T) = (e \cdot \eta \cdot \bar{n}_\phi / \Delta T) \cdot (1 + \bar{m}_T / \bar{m}_\phi)$  (1.8а)

логического «0» –  $\bar{i}_0 = \bar{i}_T = e \cdot \bar{m}_T / \Delta T$ . (1.8б)

Запишем выражения для дисперсии тока через PIN ФД при приеме логической «1» –  $\sigma_{i1}^2 = (e/\Delta T)^2 (\bar{m}_\phi + \bar{m}_T) = e \cdot \bar{i}_1 / \Delta T = 2 \cdot e \cdot (\bar{i}_\phi + \bar{i}_T) \cdot F_p$  (1.9а)

логического «0» –  $\sigma_{i0}^2 = (e/\Delta T)^2 \bar{m}_T = e \cdot \bar{i}_T / \Delta T = 2 \cdot e \cdot \bar{i}_T \cdot F_p$  (1.9б)

Выражения (1.9) хорошо известны, как формула Шоттки для дисперсии тока дробового шума для PIN ФД в полосе частот  $F_p$ . Дисперсия определяется средним значением тока через  $p$ - $i$ - $n$  переход.

Из (1.7) следует, что отношение сигнала к шуму при передаче логической «1» достигает максимальной величины для идеального PIN ФД с  $\bar{m}_T = 0$  (без темнового тока):

$$SN_{e\_max} = \bar{m}_\phi. \quad (1.10)$$

Во многих случаях  $\bar{m}_\phi \gg \bar{m}_T$  и величиной  $\bar{m}_T$  можно пренебречь.

Рассмотрим идеальный ФП, полагая, что для безошибочного приема сигнала ему достаточно даже одного фотоэлектрона (метод счета фотонов). Определим минимально возможную вероятность ошибки, как вероятность того, что сигнал был, но не принят (пропуск цели). В принципе существует вероятность того, что сигнала не было, а он принят (ложная тревога). Далее мы получим более точные выражения для вероятности ошибок. А для этой идеальной ситуации вероятность ошибки из (1.5) определяется, как вероятность того, что за тактовый интервал  $\Delta T$  не будет зарегистрировано ни одного фотоэлектрона:

$$p_e = p(0) = e^{-\bar{m}}. \quad (1.10a)$$

Из (1.10a) и (1.2) можно получить выражение для расчета необходимого количества фотонов  $\bar{n}_0$  на тактовый интервал  $\Delta T$  для обеспечения определенной вероятности ошибки пропуска сигнала

$$\bar{n}_0 = -\frac{\ln(p_e)}{\eta} \quad (1.10б)$$

Для обеспечения  $p_e = 10^{-9}$  необходимо в среднем 20.7 фотоэлектронов.

На рис. 1.3а (а) показана зависимость  $\bar{n}_0(p_e)$ , рассчитанная по (1.10б) при различных значениях квантовой эффективности  $\eta$ .

Из (1.10б) и (1.2) можно найти пороговую мощность ФД, ограниченную квантовой природой оптического излучения (идеальная модель оптической системы связи):

$$P_{nop} = \frac{\bar{n}_0 \cdot h\nu}{\Delta T} = -\frac{h\nu}{\eta} \cdot C_p \cdot \ln(p_e), \quad (1.10в)$$

Результаты расчетов приведены на рис. 1.3а (б) и получены при следующих исходных данных:  $p_e = 10^{-12}$ ,  $\eta = 0.8$ .

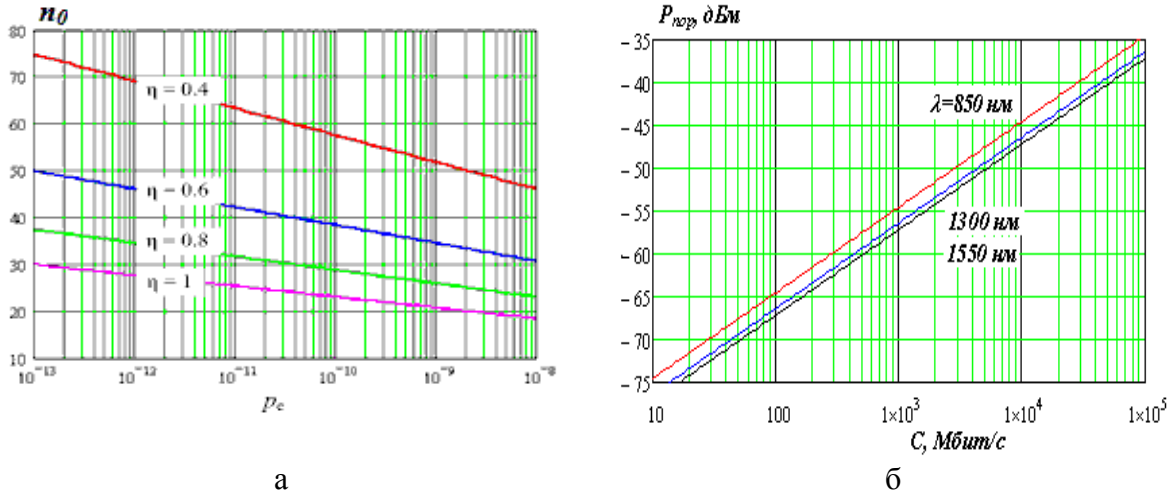


Рис. 1.3а. Зависимость необходимого количества фотонов  $\bar{n}_0$  на тактовый интервал  $\Delta T$  от вероятности ошибки (а) и зависимость пороговой мощности ФД, ограниченной квантовыми шумами источника излучения (б)

## 1.2. Идеальный ЛФД.

Рассмотрим идеальный (нешумящий) ЛФД с коэффициентом лавинного умножения (усиления)  $M$ . Для него фототок, дисперсия и отношение сигнала к шуму при передаче логической «1» будут равны

$$\bar{i}_l = \bar{i}_\phi = e \cdot \bar{M} \cdot \eta \cdot \Phi = e \cdot \bar{M} \cdot \eta \cdot P_s / (h\nu), \quad (1.11)$$

$$\sigma_{il}^2 = 2 \cdot e \cdot \bar{i}_\phi \cdot \bar{M} \cdot F_p = 2 \cdot e^2 \cdot \bar{M}^2 \cdot \eta \cdot F_p \cdot \Phi, \quad (1.12)$$

$$SN_e = \bar{i}_\phi^2 / \sigma_{il}^2 = \bar{i}_\phi^2 / (2e \cdot \bar{i}_\phi \cdot \bar{M} \cdot F_p) = \eta \cdot \Phi / (2F_p) = \bar{m}_\phi. \quad (1.13)$$

Отношение сигнала к шуму не зависит от усиления идеального ЛФД, а чувствительность приемника возрастает в  $M$  раз.

### 1.3. Реальный ЛФД. Учет шумов лавины и темнового тока.

Реальный ЛФД обладает темновым током и шумами лавины, которые характеризуются коэффициентом избыточного шума  $F(\bar{M})$  [1]. Запишем выражения для фототока и его дисперсии при передаче логической 1

$$\bar{i}_l = \bar{i}_\phi = e \cdot \bar{M} \cdot \eta \cdot \Phi = e \cdot \bar{M} \cdot \eta \cdot P_s / (h\nu) = e \cdot \bar{M} \cdot \bar{m}_\phi / \Delta T \quad (1.14)$$

$$\sigma_{il}^2 = 2 \cdot e \cdot (\bar{i}_\phi + \bar{i}_T) \cdot \bar{M} \cdot F_p \cdot F(\bar{M}) = (e / \Delta T)^2 \cdot \bar{M}^2 \cdot (\bar{m}_\phi + \bar{m}_T) \cdot F(\bar{M}) \quad (1.15)$$

Для коэффициента избыточного шума можно записать [1]

$$F(\bar{M}) = \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle M \rangle^2} = 1 + \frac{\sigma_M^2}{\langle M \rangle^2}, \quad (1.16)$$

Отметим, что в выражении (1.15) принято, что темновой ток усиливается в ЛФД также как и сигнал.

При передаче логического нуля полагаем

$$\bar{i}_0 = 0 \text{ и } \sigma_{i0}^2 = (e / \Delta T)^2 \cdot \bar{M}^2 \cdot \bar{m}_T \cdot F(\bar{M}). \quad (1.17)$$

Запишем выражение для отношения сигнала к шуму при передаче логической 1 для ФПУ энергетического приема с ЛФД и с учетом темнового тока

$$SN_{e\_LPD} = \frac{\bar{i}_\phi^2}{\sigma_i^2} = \frac{\bar{i}_\phi^2}{2e \cdot (\bar{i}_\phi + \bar{i}_T) \cdot \bar{M} \cdot F_p \cdot F(\bar{M})} = \frac{\bar{m}_\phi}{(1 + \bar{m}_T / \bar{m}_\phi) \cdot F(\bar{M})}, \quad (1.18)$$

$\bar{M} = \langle M \rangle$  - среднее значение усиления ЛФД,

$\sigma_M^2$  - дисперсия коэффициента усиления ЛФД.

Рассмотрим подробнее функцию  $F(M)$ , которую называют шум - фактором или коэффициентом шума лавинного умножения и которую можно определить по формуле Макинтайра [1]:

$$F(\bar{M}) = \bar{M} \cdot \left[ 1 - (1 - k_\alpha) \cdot \left( \frac{\bar{M} - 1}{\bar{M}} \right)^2 \right] \quad (1.19)$$

$$\text{где } k_\alpha = \frac{\alpha_p}{\alpha_n} \quad (1.20)$$

- коэффициент, определяемый отношением коэффициентов ионизации дырок и электронов, соответственно.

Коэффициенты ионизации представляют собой вероятности ионизации на единицу длины (1/см). Обратные величины  $1/\alpha_p$  и  $1/\alpha_n$  - это средние длины пробега между двумя последовательными актами ионизации. Коэффициенты ионизации растут с увеличением напряженности электрического поля внутри обедненного слоя и падают с ростом температуры, т.к. участвовавшие столкновения с решеткой мешают носителям приобрести необходимую для ионизации энергию. Когда процесс ионизации обусловлен носителями одного типа, например, электронами  $k_\alpha=0$ , то шумы лавины минимальны. Это условие выполняется для ЛФД с размножением одного типа носителей.

При упрощенном рассмотрении мы полагаем, что коэффициенты ионизации постоянны. Они зависят от свойств материала полупроводника и составляют: для Si  $k_\alpha = 0.05-0.1$ , для Ge -  $k_\alpha$  близко к 1 и для AsGa -  $k_\alpha = 0.4-0.5$ .

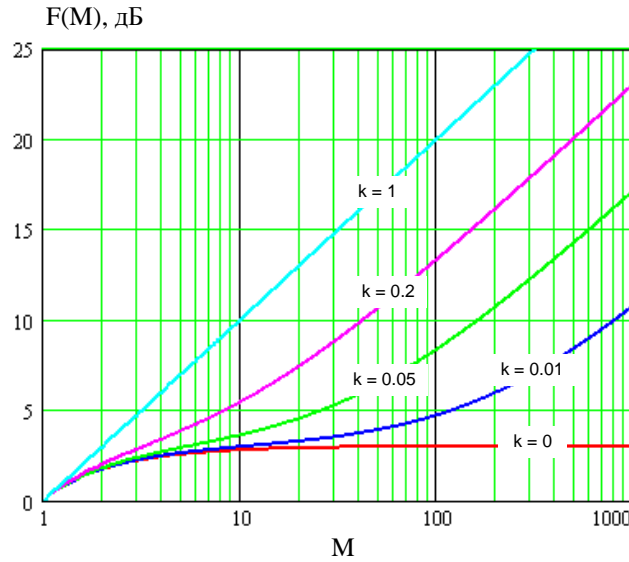


Рис. 1.4. Зависимость коэффициента шума от коэффициента лавинного умножения.

#### 1.4. Использование оптического предусилителя

Для увеличения чувствительности ФПУ с р-і-п ФД можно использовать оптический предусилитель, например ОУ EDFA. Будем полагать, что на вход ОУ приходит в среднем  $\bar{n}_\phi$  фотонов сигнала за интервал времени  $\Delta T$ . ОУ будем характеризовать коэффициентом усиления при малом сигнале  $G$  и шум фактором  $F_n$ . Запишем выражения для среднего количества фотонов сигнала на входе р-і-п ФД  $\bar{n}_{\phi_{pn}}$ , средней мощности усиленного спонтанного излучения (УСИ)  $P_{sp}$  и среднего количества фотонов УСИ  $\bar{n}_{\phi_{sp}}$  на выходе ОУ

$$\bar{n}_{\phi_{pn}} = \bar{n}_\phi \cdot G, \quad P_{sp} = h_p \cdot \nu \cdot \Delta\nu \cdot (G-1) \cdot F_n, \quad \bar{n}_{\phi_{sp}} = (G-1) \cdot F_n \cdot \Delta\nu \cdot \Delta T, \quad (1.20)$$

где  $\Delta\nu$  – полоса пропускания полосового оптического фильтра для сигнала.

Определим количество фотоэлектронов сигнала и УСИ

$$\bar{m}_{\phi_{pn}} = \eta \cdot \bar{n}_\phi \cdot G \quad \bar{m}_{\phi_{sp}} = \eta \cdot (G-1) \cdot F_n \cdot \Delta\nu \cdot \Delta T. \quad (1.21)$$

Полагая, что количества фотоэлектронов сигнала и УСИ подчиняются закону Пуассона, запишем выражения для их дисперсий

$$\sigma_{\phi_{pn}}^2 = \eta \cdot \bar{n}_\phi \cdot G^2 \quad \sigma_{\phi_{sp}}^2 = \eta \cdot (G-1) \cdot F_n \cdot \Delta\nu \cdot \Delta T. \quad (1.22)$$

Запишем выражение для отношения сигнала к шуму при передаче логической «1»

$$\begin{aligned} SN_{e_{-oy}} &= \frac{\eta^2 \cdot \bar{n}_\phi^2 \cdot G^2}{\sigma_{\phi_{pn}}^2 + \sigma_{\phi_{sp}}^2} = \frac{\eta^2 \cdot \bar{n}_\phi^2 \cdot G^2}{\eta \cdot \bar{n}_\phi \cdot G^2 + \eta \cdot (G-1) \cdot F_n \cdot \Delta\nu \cdot \Delta T} = \\ &= \frac{\eta \cdot \bar{n}_\phi}{1 + (G-1) \cdot F_n \cdot \Delta\nu \cdot \Delta T / (\bar{n}_\phi \cdot G^2)} \end{aligned} \quad (1.23)$$

#### 1.5. Учет шумов последующей схемы.

Все избыточные шумы последующей схемы (тепловые в резисторах, шумы транзисторов и других элементов) можно объединить в один источник случайного тока  $i_r$ , приведенного ко входу УФТ. Его среднее значение равно 0, а среднеквадратическое отклонение (СКО)  $\sigma_r$  зависит от температуры, ширины полосы приемника и параметров схемы. Полагаем, что эти шумы распределены нормально по закону Гаусса и имеют математическое ожидание равно 0. Отметим, что шумы схемы учитываются не так, как темновой ток, который имеет некоторое среднее значение  $\bar{i}_T$ . Введем параметр шумов схемы [1]

$$\sigma_q = \sigma_r \cdot \Delta T / e = \sigma_r / (2 \cdot e \cdot F_p), \quad (1.24)$$

который представляет собой СКО количества шумовых электронов накопленных за время  $\Delta T$ .

В простейшем случае источником теплового шума является резистор  $R_L$  в цепи обратной связи УФТ. Учет других источников шума УФТ проведем с помощью коэффициента шума  $k_n > 1$ .

Тогда для СКО шумового тока УФТ и СКО количества шумовых электронов справедливо

$$\sigma_r^2 = 4 \cdot k_b \cdot T_a \cdot F_p \cdot k_n / R_L = 2 \cdot k_b \cdot T_a \cdot k_n / (R_L \cdot \Delta T), \quad (1.25)$$

$$\sigma_q = \sigma_r \cdot \Delta T \cdot \sqrt{k_n} / e = \sqrt{2 \cdot k_b \cdot T_a \cdot \Delta T \cdot k_n / (R_L \cdot e^2)}. \quad (1.26)$$

Для определения максимально допустимой величины сопротивления  $R_L$ , полагаем, что полоса пропускания УФТ  $\Delta F = 1 / (2B)$  ограничивается постоянной времени  $\tau = C_{pn} \cdot R_L$ , где  $C_{pn}$  – емкость  $p$ - $n$  перехода ФП. Для  $R_L$  справедливо

$$R_L \leq 1 / (2\pi \cdot C_{pn} \cdot F_p). \quad (1.27)$$

Учитывая (1.26) и выбирая максимально возможную величину  $R_L$  определим минимальное СКО количества шумовых электронов по (1.26)

$$\sigma_{q\_min} = \sqrt{2 \cdot \pi \cdot C_{pn} \cdot k_b \cdot T_a \cdot k_n / e^2}. \quad (1.28)$$

Видно, что  $\sigma_{q\_min}$  не зависит от  $B$ , но сильно зависит от  $C_{pn}$ . В табл. 1.1 приведены результаты расчетов по выражениям (1.28) и (1.23).

Таблица 1.1.

$B$ , Гбит/с	2.5		10		40	
$\Delta T$ , пс	400		100		25	
$C_{pn}$ , пФ	$R_L$ , Ом	$\sigma_q$	$R_L$ , Ом	$\sigma_q$	$R_L$ , Ом	$\sigma_q$
0.05	2500	450	1250	450	640	450
0.2	640	640	320	640	160	640
0.8	160	900	80	900	40	900

Уточним выражение (1.7) для отношения сигнала к шуму для PIN ФД при передаче логической «1» с учетом шумов схемы

$$SN_{e\_PD} = \frac{\bar{i}_\phi^2}{\sigma_i^2} = \frac{\bar{i}_\phi^2}{\bar{i}_\phi + \bar{i}_T + \sigma_r^2} = \frac{\bar{m}_\phi^2}{\bar{m}_\phi + \bar{m}_T + \sigma_q^2} = \frac{\bar{m}_\phi}{1 + (\bar{m}_T + \sigma_q^2) / \bar{m}_\phi}. \quad (1.29a)$$

Из (1.4) и (1.29a) с учетом рис. 1.1. и табл. 1.1 видно, что для высокоскоростных ВОСС ( $B \geq 2.5$  Гбит/с) влиянием темнового тока можно пренебречь:

$$SN_{e\_PD} = \frac{\bar{i}_\phi^2}{\sigma_i^2} = \frac{\bar{i}_\phi^2}{\bar{i}_\phi + \sigma_r^2} = \frac{\bar{m}_\phi^2}{\bar{m}_\phi + \sigma_q^2} = \frac{\bar{m}_\phi}{1 + \sigma_q^2 / \bar{m}_\phi}. \quad (1.29b)$$

Уточним также выражение (1.18) для отношения сигнала к шуму для ЛФД с учетом шумов схемы и без учета темнового тока при передаче логической «1»

$$\begin{aligned} SN_{e\_LPD} &= \frac{\bar{i}_\phi^2}{\sigma_i^2} = \frac{\bar{i}_\phi^2 \cdot \Delta T}{e \cdot \bar{M}^2 \cdot F(M) + \sigma_r^2} = \frac{\bar{m}_\phi^2 \cdot \bar{M}^2}{\bar{m}_\phi \cdot \bar{M}^2 \cdot F(M) + \sigma_q^2} = \\ &= \frac{\bar{m}_\phi}{F(M) + \sigma_q^2 / (\bar{m}_\phi \cdot \bar{M}^2)}. \end{aligned} \quad (1.30)$$

На рис. 1.5а приведены результаты расчетов отношения сигнала к шуму при передаче логической 1 от количества фотоэлектронов для идеального фотоприемника,  $p$ - $i$ - $n$  ФД и ЛФД. Расчеты проводились по выражениям (1.30) и (1.19), учитывая, что при расчетах  $SN$  для  $p$ - $i$ - $n$  ФД  $\bar{M}=1$ ,  $F(M)=1$ . В идеальном ФП учитывались только квантовые дробовые шумы. В реальном  $p$ - $i$ - $n$  ФД учитывался шум схемы, для которой СКО количества шумовых электронов было равно  $\sigma_q=450$ . В ЛФД дополнительно учитывались шумы лавины и последующей схемы. Коэффициент лавинного умножения составлял  $M=10$ , коэффициент  $k_a=0.4$ . Расчеты проводились для двух значений СКО количества шумовых электронов схемы  $\sigma_q=450$  и  $900$ .

Видно, что ЛФД обеспечивает при малых сигналах значительно большее отношение сигнала к шуму по сравнению с p-i-n ФД. Увеличение количества шумовых электронов незначительно уменьшает отношение сигнала к шуму при использовании ЛФД.

На рис. 1.5б показаны зависимости отношения сигнала к шуму от коэффициента лавинного умножения для различного количества фотоэлектронов и шумовых электронов.

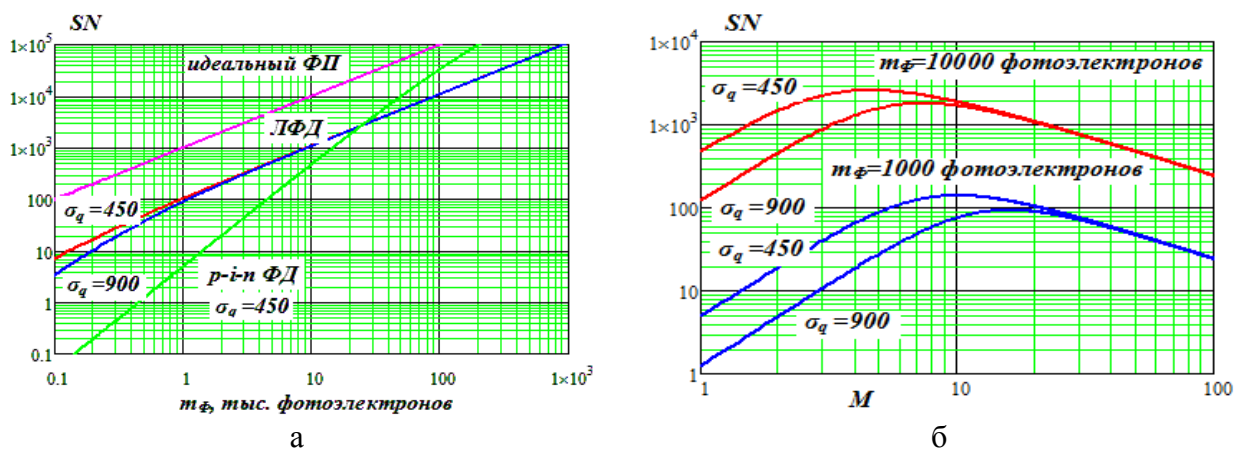


Рис. 1.5. Зависимости отношения сигнала к шуму от количества фотоэлектронов для идеального фотоприемника, p-i-n ФД и ЛФД (а), и от коэффициента лавинного умножения ЛФД (б).

Видно, что зависимости отношения сигнала к шуму от коэффициента лавинного умножения имеют максимум при оптимальном значении коэффициента лавинного умножения, которое зависит количества фотоэлектронов и шумовых электронов схемы. С увеличением количества фотоэлектронов оптимальное значение  $M$  уменьшается, а при увеличении количества шумовых электронов оптимальное значение  $M$  увеличивается.

Из рис. 1.5а видно, что ЛФД при больших входных сигналах начинает уступать по отношению сигнала к шуму p-i-n ФД. Определим, при каком количестве фотоэлектронов это происходит. Для этого приравняем выражение (1.29б) и (1.30) и решим полученное уравнение относительно максимального значения фотоэлектронов  $\bar{m}_\phi$  при котором ЛФД эффективен

$$\max(\bar{m}_\phi) = \frac{\sigma_q^2 \cdot (\bar{M}^2 - 1)}{\bar{M}^2 \cdot (F(\bar{M}) - 1)} \quad (1.31)$$

На рис. 1.6 показаны зависимости максимального количества фотоэлектронов от коэффициента лавинного умножения при различных шумах схемы (рис. 1.6а) для коэффициента ионизации  $k_a = 0.4$  и при различных коэффициентах ионизации (рис. 1.6б) для СКО шумовых электронов схемы  $\sigma_q = 20$ . **Пересчитать и перестроить**

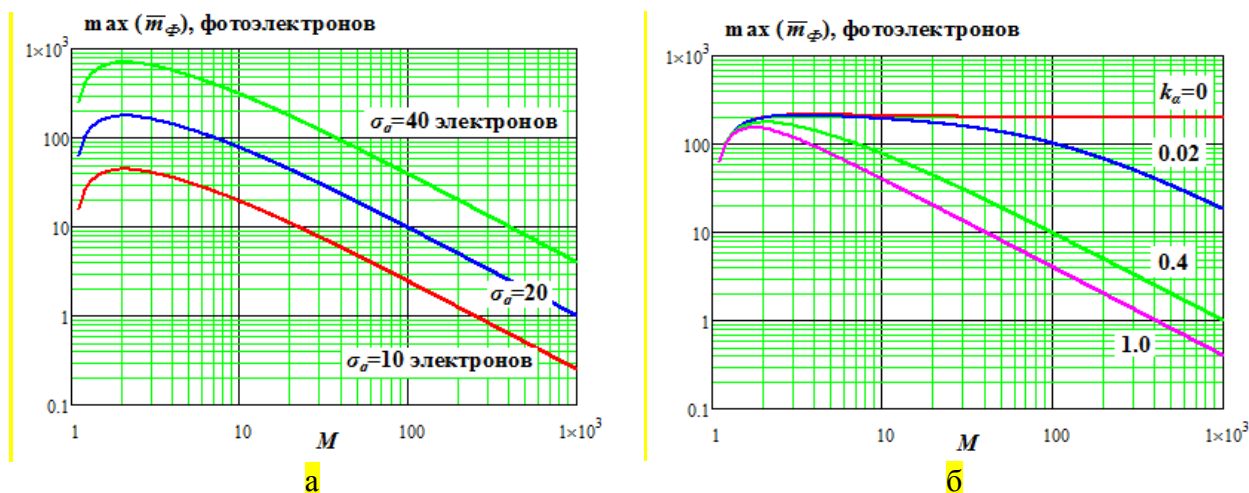


Рис. 1.6. Зависимости максимального количества фотоэлектронов от коэффициента лавинного умножения при различных шумах схемы (а) и при различных коэффициентах ионизации (б)



Видно, что с увеличением  $M$  максимальное количество фотоэлектронов уменьшается. Оно также уменьшается при уменьшении шумов схемы. Наиболее эффективными ЛФД являются те, в которых в процессе размножения участвуют преимущественно электроны.

Видно, что с увеличением шумов схемы эффективность ЛФД растет.

Уточним также выражение (1.23) для отношения сигнала к шуму для ФПУ с оптическим предусилителем с учетом шумов схемы при передаче логической «1»

$$SN_{e_{-oy}} = \frac{\eta \cdot \bar{n}_\phi}{1 + (G-1) \cdot F_n \cdot \Delta\nu \cdot \Delta T / (\bar{n}_\phi \cdot G^2) + \sigma_q^2 / (\eta \cdot \bar{n}_\phi \cdot G^2)}. \quad (1.32)$$

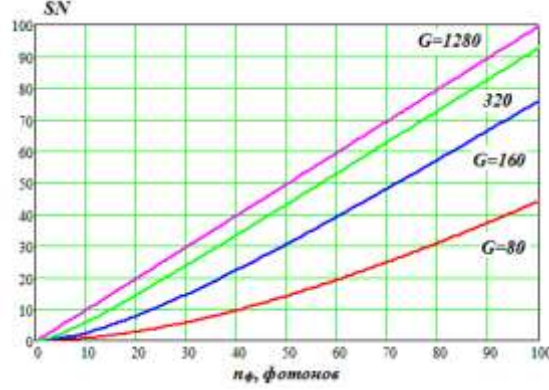


Рис. 1.6а. Зависимости отношения сигнала к шуму от количества фотонов в логической единице на входе оптического предусилителя с различными коэффициентами усиления.

Расчеты проведены для следующих исходных данных  $F_n=4$ ,  $\eta=1$ ,  $\Delta\nu \Delta T=5$ ,  $\sigma_q=900$  шумовых электронов. Видно, что коэффициенте усиления предварительного усилителя более 1000 отношение сигнала к шуму близко к идеальному приемнику.

## 1.6. Оптимизация коэффициента лавинного умножения

Выразим в явном виде зависимость отношения сигнала к шуму в ЛФД от величины коэффициента лавинного усиления  $M$ . Для этого подставим в (1.30) выражение (1.19) для  $F(M)$

$$SN_{e_{-LED}} = \frac{\bar{m}_\phi^2 \cdot \bar{M}^2}{\bar{m}_\phi \cdot \bar{M}^3 \cdot \left[ 1 - (1 - k_\alpha) \cdot \left( \frac{M-1}{M} \right)^2 \right] + \sigma_q^2} = \quad (1.33)$$

$$= \frac{\bar{m}_\phi^2 \cdot \bar{M}^2}{\bar{m}_\phi \cdot \bar{M} \cdot \left[ 2 \cdot \bar{M} - 1 + k_\alpha \cdot (\bar{M} - 1)^2 \right] + \sigma_q^2}$$

На рис. 1.7а показаны результаты расчета по (1.33) зависимостей  $SN_{e_{-LPD}}$  от  $M$ . Видно, что при  $k_\alpha=0$  (идеальный ЛФД)  $SN_e$  растет с увеличением  $M$  и достигает насыщения. Для реального ЛФД ( $k_\alpha > 0$ )  $SN_e$  растет с увеличением  $M$ , достигает максимума и затем уменьшается в результате резкого роста шума усиления. При  $k_\alpha=0$  отношение  $SN_e$  максимально, а при  $k_\alpha=1$  — минимально.

На рис. 1.7б показаны результаты расчета по (1.33) зависимостей  $SN_{e_{-LPD}}$  от  $\bar{m}_\phi$ . При расчете  $SN_e$  для идеальных PIN ФД и ЛФД мы пренебрегли темновыми токами и шумами схемы. Для реальных PIN ФД и ЛФД значение СКО  $\sigma_q$  принималось равным 600.

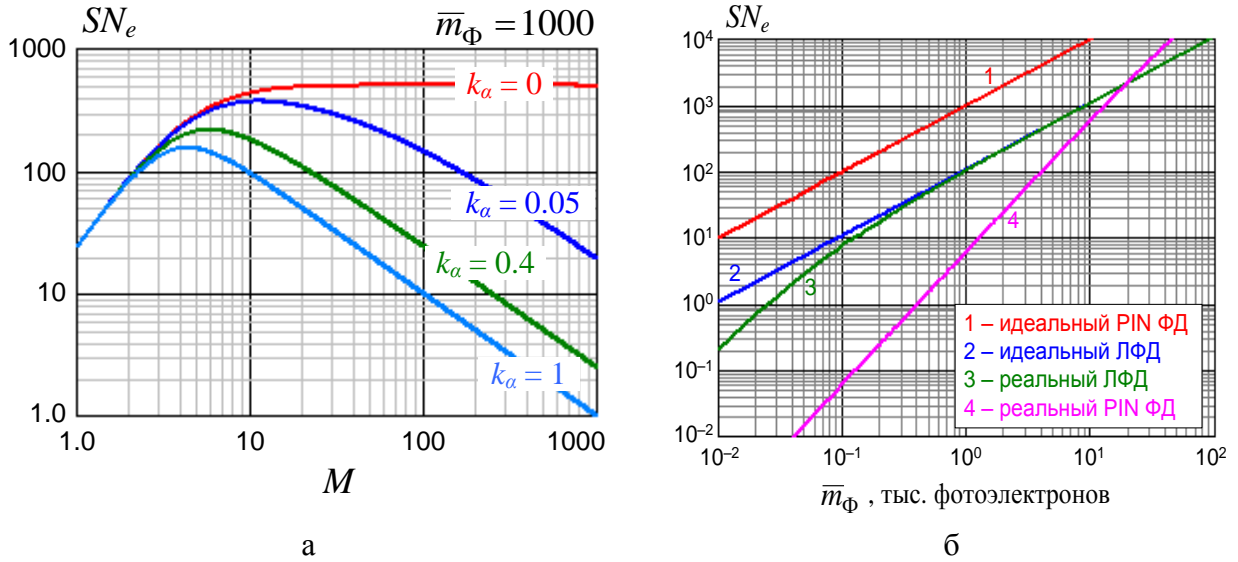


Рис. 1.7. Зависимости  $SN_e$  при передаче логической «1»: а – от  $M$ , б – от  $m_\phi$ .

Исследование выражения (1.33) для отношения сигнала к шуму на экстремум позволило получить аналитические выражения для оптимального коэффициента лавинного умножения  $M_{opt}$  и максимального при данных параметрах отношения сигнала к шуму  $SN_{opt}$ .

$$\bar{M}_{opt} = \sqrt[3]{A - (1 - k_\alpha)} / (3k_\alpha \cdot \sqrt[3]{A}), \tag{1.34}$$

$$SN_{opt} = \frac{\bar{m}_\phi^2 \cdot \bar{M}_{opt}^2}{\bar{m}_\phi \cdot \bar{M}_{opt} \cdot [2 \cdot \bar{M}_{opt} - 1 + k_\alpha \cdot (\bar{M}_{opt} - 1)^2] + \sigma_q^2}, \tag{1.35}$$

где  $A = \sqrt{(1 - k_\alpha) / (9k_\alpha^2) + (1 - k_\alpha^3) / (27k_\alpha^3) + \sigma_q^4 / (k_\alpha^2 \cdot \bar{m}_\phi^2) + \sigma_q^2 / (k_\alpha \cdot \bar{m}_\phi)}$

На рис. 1.8а приведены результаты расчетов  $M_{opt}$  при передаче логической «1» от количества фотоэлектронов. На рис. 1.8б приведены расчеты  $SN_{opt}$  для кремниевого и германиевого ЛФД при СКО количества шумовых электронов равного  $\sigma_q = 600$ . Там же приведены результаты расчетов для идеального ( $\sigma_q = 0$ ) и реального р-и-п ФД ( $\sigma_q = 600$ ). Видно, что использование ЛФД позволяет увеличить отношение сигнала к шуму при малых сигналах и, особенно, при больших шумах последующей схемы.

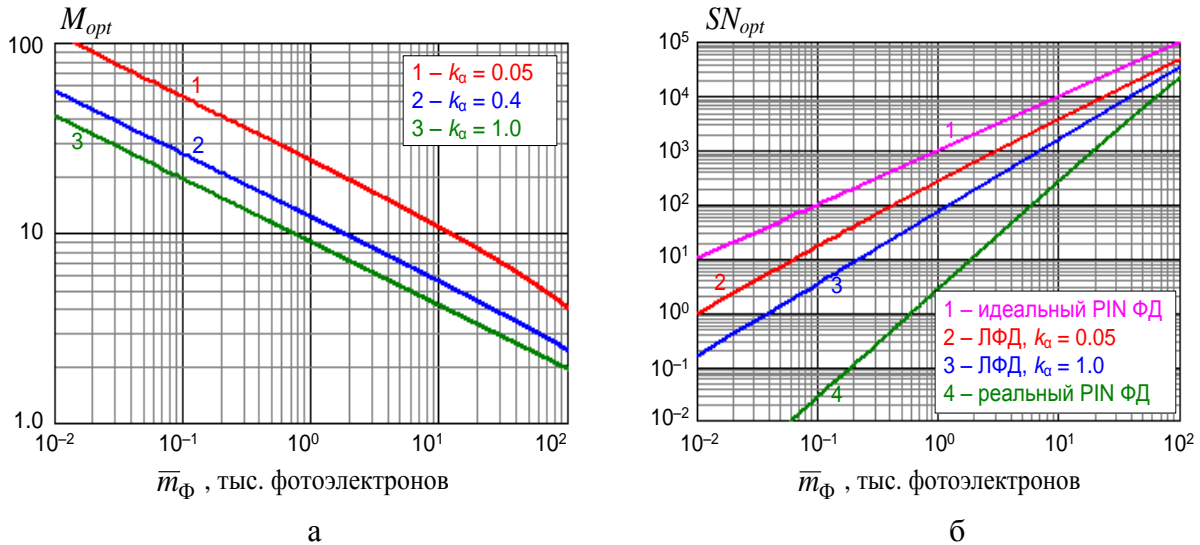


Рис. 1.8. Зависимость оптимального коэффициента лавинного умножения (а) и отношения сигнала к шуму (б) от среднего значения фотоэлектронов для ЛФД и р-и-п ФД.

## 1.7. Обнаружительная способность энергетического ФПУ с ЛФД при бинарном приеме

Полагаем, что при бинарном приеме ФПУ измеряет количество электронов  $s$ , накопленных за каждый бит (например, с помощью сумматора-интегратора) и сравнивает его с заданным пороговым значением  $s_{pr}$ . Если  $s > s_{pr}$  выбирается бит «1», в противном случае выбирается «0». Вероятности ошибок  $p_1$  (регистрация «0» вместо правильной «1») и  $p_0$  (регистрация «1» вместо правильного «0») определяются с помощью двух распределений (рис. 1.9) случайной величины  $s$ , с параметрами

$$\text{для «0»} \quad \text{среднее } \bar{s}_0 = 0, \text{ дисперсия } \sigma_0^2 = \sigma_q^2, \quad (1.36)$$

$$\text{для «1»} \quad \text{среднее } \bar{s}_1 = \bar{m}_\phi \cdot \bar{M}, \text{ дисперсия } \sigma_1^2 = \bar{m}_\phi \cdot \bar{M}^2 \cdot F(M) + \sigma_q^2. \quad (1.37)$$

В этих выражениях темновым током мы пренебрегаем.

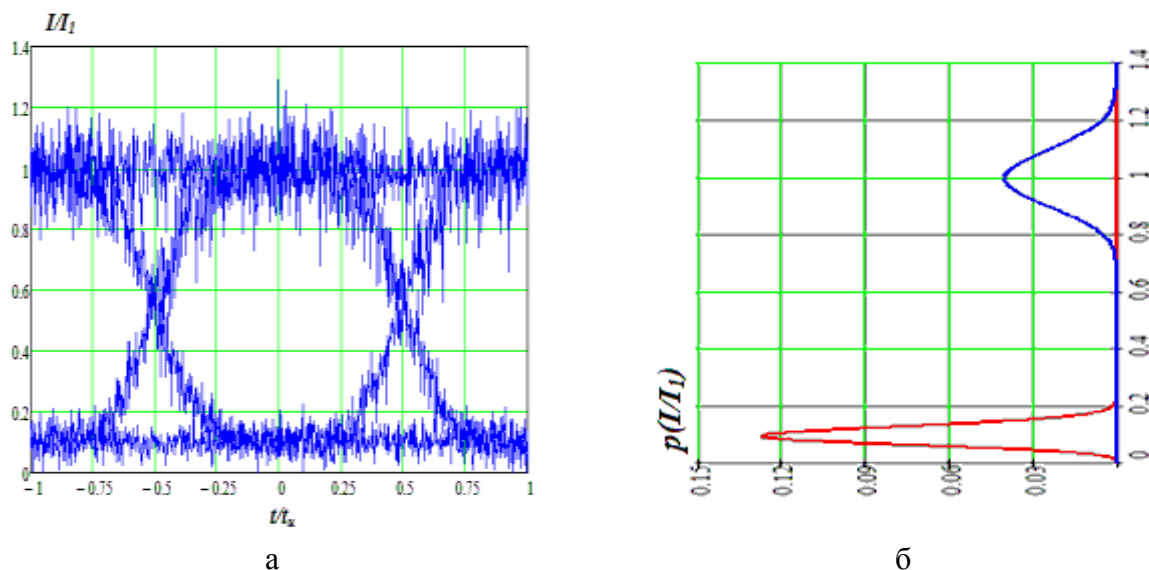


Рис. 1.9. Глаз-диаграмма случайного бинарного сигнала (а) и распределения вероятностей для него (б).

Для бита «0» величина  $s$  равна количеству накопленных за один бит шумовых электронов схемы  $q$ , распределенных по закону Гаусса. Для бита «1» она складывается из двух случайных величин: количества накопленных фотоэлектронов  $m_\phi$ , распределенных по закону Пуассона, и количества накопленных шумовых электронов схемы  $q$ , распределенных по закону Гаусса. Полагаем, что их сумма распределена по Гауссу.

Вероятность  $p_0$  представляет собой интеграл от гауссова распределения  $p(s)$  со средним значением  $\bar{s}_0$  и СКО  $\sigma_0$  в пределах от  $s = s_{pr}$  до  $s = \infty$ . Вероятность  $p_1$  представляет собой интеграл от гауссова распределения  $p(s)$  со средним значением  $\bar{s}_1$  и СКО  $\sigma_1$  в пределах от  $s = -\infty$  до  $s = s_{pr}$ . Порог  $s_{pr}$  выбирается таким, чтобы при одинаковой вероятности «0» и «1» средняя вероятность ошибки  $p_e = 0.5 \cdot (p_0 + p_1)$  была минимальной.

Если  $\sigma_0^2$  и  $\sigma_1^2$  много меньше  $\bar{s}_1 - \bar{s}_0$ , то вероятность ошибки ФПУ с оптимальным порогом решения приближенно равна [1]

$$p_{e\_opt} \approx 0.5 \cdot [1 - \operatorname{erf}(Q/\sqrt{2})], \quad Q \approx (\bar{s}_1 - \bar{s}_0)/(\sigma_0 + \sigma_1), \quad (1.38)$$

где  $Q$  –  $Q$ -фактор,  $\operatorname{erf}(x)$  – функция ошибок:

$$\operatorname{erf}(z) = \left(2/\sqrt{\pi}\right) \cdot \int_0^z \exp(-x^2) \cdot dx. \quad (1.39)$$

На рис. 1.10 показана зависимость  $p_e$  от  $Q$  [1]. Видно, что  $p_e = 10^{-9}$  при  $Q = 6$ .

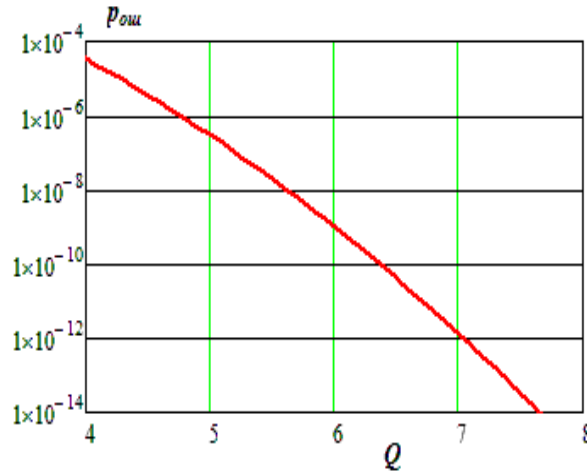


Рис. 1.10. Зависимость вероятности ошибок от Q фактора.

Из (1.38) следует

$$\bar{s}_1 - \bar{s}_0 = Q \cdot (\sigma_0 + \sigma_1). \quad (1.40a)$$

С учетом (1.30), (1.37) из (1.40) после элементарных преобразований получаем

$$\bar{m}_\phi - Q \cdot (\sigma_q / \bar{M}) = Q \cdot \sqrt{(\sigma_q / \bar{M})^2 + \bar{m}_\phi \cdot F(\bar{M})}. \quad (1.40б)$$

Из (1.41) получим для минимально необходимого  $\bar{m}_\phi$  для обеспечения требуемого значения  $Q$  (требуемой вероятности ошибки  $p_e$ )

$$\bar{m}_\phi > 2Q \cdot (\sigma_q / \bar{M}) + Q^2 \cdot F(\bar{M}). \quad (1.40в)$$

Под обнаружительной способностью энергетического ФПУ мы будем понимать минимальное  $\bar{m}_\phi$  на один бит, необходимое для обеспечения заданного значения  $Q$ :

$$\bar{m}_a = 0.5 \cdot (\bar{s}_1 - \bar{s}_0) = 0.5 \cdot \bar{m}_\phi = Q \cdot (\sigma_q / \bar{M}) + 0.5 \cdot Q^2 \cdot F(\bar{M}). \quad (1.41a)$$

На рис 1.8 показаны зависимости обнаружительной способности  $\bar{m}_a$  от  $\bar{M}$  для различных значений  $\sigma_q$ . Расчеты проводились для  $Q = 6$  и двух значений  $k_a = 0.05$  и  $0.4$ .

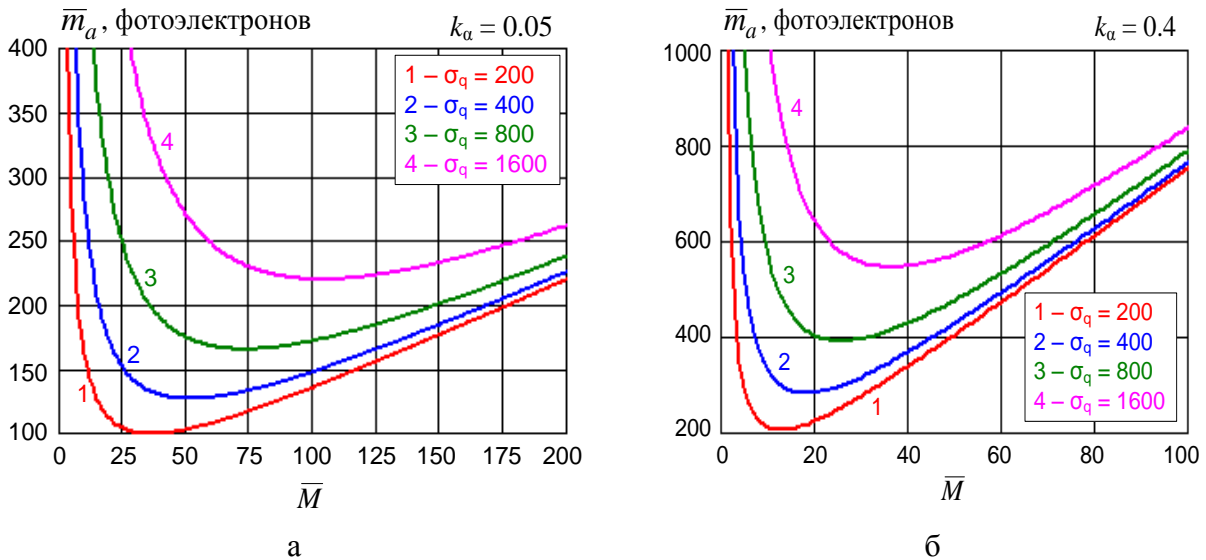


Рис. 1.11. Зависимости обнаружительной способности ФПУ с ЛФД на основе Si (а) и InGaAs (б).

Для PIN ФД из (1.43) получаем:

$$\bar{m}_{a\_PD} = 0.5 \cdot (\bar{s}_1 - \bar{s}_0) = 0.5 \cdot \bar{m}_\phi = Q \cdot \sigma_q + 0.5 \cdot Q^2. \quad (1.41б)$$

Из (1.43) следует, что оптимальный коэффициент лавинного умножения  $\bar{M}_{opt}$  для ФПУ с ЛФД, обеспечивающий минимальное значение  $\bar{m}_a = \bar{m}_{a\_opt}$ :

$$\bar{M}_{opt} = \sqrt{1 + (\sigma_q - 3)/(3 \cdot k_\alpha)}. \quad (1.42)$$

На рис. 1.12 показаны результаты расчетов зависимостей  $\bar{M}_{opt}$  по (1.42) и  $\bar{m}_{a\_opt} = \bar{m}_a(\bar{M}_{opt})$  по (1.41б) для  $Q = 6$  от  $\sigma_q$ . Для сравнения на рис. 1.12б приведены также результаты расчета  $\bar{m}_a$  для ФПУ с PIN ФД. Видно, что ФПУ с ЛФД обладают лучшими параметрами в присутствии шумов схемы.

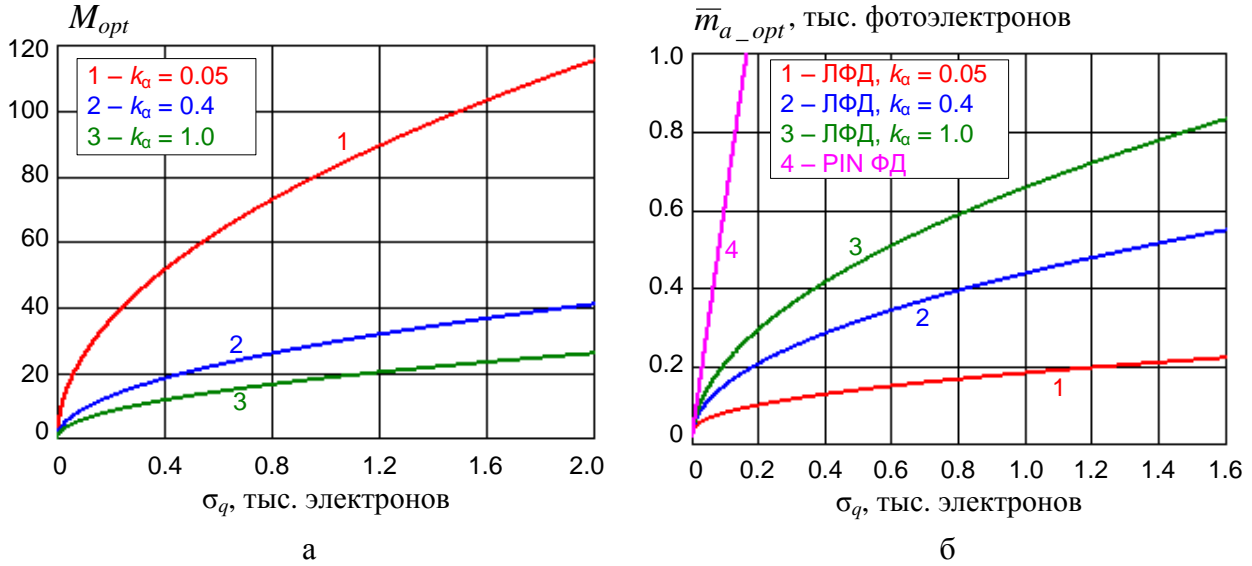


Рис. 1.12. Зависимости оптимального коэффициента лавинного умножения (а) и оптимальной обнаружительной способности ФПУ (б) с ЛФД на основе Si ( $k_\alpha=0.05$ ), InGaAs ( $k_\alpha=0.4$ ) и Ge ( $k_\alpha=1$ ).

В заключение определим обнаружительную способность идеального ФП при бинарном приеме сигналов с АМ. Запишем выражения аналогичные (1.36) и (1.37)

$$\text{для «0» среднее } \bar{s}_0 = 0, \text{ дисперсия } \sigma_0^2 = 0, \quad (1.43a)$$

$$\text{для «1» среднее } \bar{s}_1 = \bar{m}_\phi, \text{ дисперсия } \sigma_1^2 = \bar{m}_\phi. \quad (1.43b)$$

Запишем выражение для Q фактора идеального ФП

$$Q \approx (\bar{s}_1 - \bar{s}_0) / (\sigma_0 + \sigma_1) = \bar{m}_\phi / \sqrt{\bar{m}_\phi} = \sqrt{\bar{m}_\phi}. \quad (1.44)$$

Тогда минимально необходимое для обеспечения заданного  $Q$  – фактора количество фотоэлектронов составит

$$\bar{m}_\phi = Q^2, \quad (1.45a)$$

а обнаружительная способность

$$\bar{m}_a = 0.5 \cdot (\bar{s}_1 - \bar{s}_0) = 0.5 \cdot \bar{m}_\phi = 0.5 \cdot Q^2, \quad (1.45b)$$

что при  $Q=6$   $\bar{m}_a = 18$  фотоэлектронов.

## 1.8. Обнаружительная способность энергетического ФПУ с оптическим предусилителем при бинарном сигнале

Следуя рассуждениям в разделе 1.7, определим параметры случайной величины  $s$ , с параметрами

$$\text{для «0» среднее } \bar{s}_0 = 0, \text{ дисперсия } \sigma_0^2 = \sigma_q^2 + \sigma_{sp}^2 = \sigma_q^2 + \eta \cdot (G-1) \cdot F_n \cdot \Delta\nu \cdot \Delta T, \quad (1.46)$$

$$\text{для «1» среднее } \bar{s}_1 = \eta \cdot \bar{n}_\phi \cdot G = \bar{m}_\phi \cdot G,$$

$$\text{дисперсия } \sigma_1^2 = \bar{m}_\phi \cdot G^2 + \sigma_q^2 + \eta \cdot (G-1) \cdot F_n \cdot \Delta\nu \cdot \Delta T = \bar{m}_\phi \cdot G^2 + \sigma_0^2. \quad (1.47)$$

Используя (1.40а) получим

$$\bar{m}_\phi - Q \cdot \sqrt{\sigma_0^2 / G^2} = Q \cdot \sqrt{\bar{m}_\phi + \sigma_0^2 / G^2}. \quad (1.48)$$

Возведем в квадрат левую и правую части выражения (1.48) и после преобразования получим уравнение

$$\bar{m}_\phi^2 - 2\bar{m}_\phi \cdot Q \cdot \sqrt{\sigma_0^2 / G^2} + Q^2 \cdot \sigma_0^2 / G^2 = Q^2 \cdot (\bar{m}_\phi + \sigma_0^2 / G^2), \quad (1.49)$$

из которого получим

$$\bar{m}_\phi = Q^2 + 2Q \cdot \sqrt{\sigma_0^2 / G^2} = Q^2 + 2Q \cdot \sigma_0 / G. \quad (1.50)$$

Следуя (1.43) определим обнаружительную способность энергетического ФПУ с оптическим предусилителем

$$\bar{m}_a = 0.5 \cdot (\bar{s}_1 - \bar{s}_0) = 0.5 \cdot \bar{m}_\phi = Q^2 / 2 + Q \cdot \sigma_0 / G. \quad (1.51)$$

Для  $Q = 6$   $\bar{m}_a = 18$  фотоэлектронов. **Нужны графики.**

### 1.9. Энергетический прием оптических сигналов с фазовой модуляцией

В настоящее время существуют ВОСС с фазовой манипуляцией DPSK и QPSK и энергетическим приемом. В этих ВОСС один символ несет 1 бит (DPSK) или 2 бита (QPSK). Эти форматы модуляции могут использовать следующие способы кодирования: без возвращения к нулю (NRZ) и с возвращением к нулю (RZ).

Рассмотрим структурную схему ФПУ для ВОСС с фазовой манипуляцией DPSK (рис. 1.13). Она включает два Х – образных НО между которыми образуется волоконно-оптический интерферометр Маха – Цандера (ИМЦ). В одно плечо ИМЦ включено устройство задержки сигнала на время равное одному такту ВОСС  $\Delta T$  (длительности одного символа).

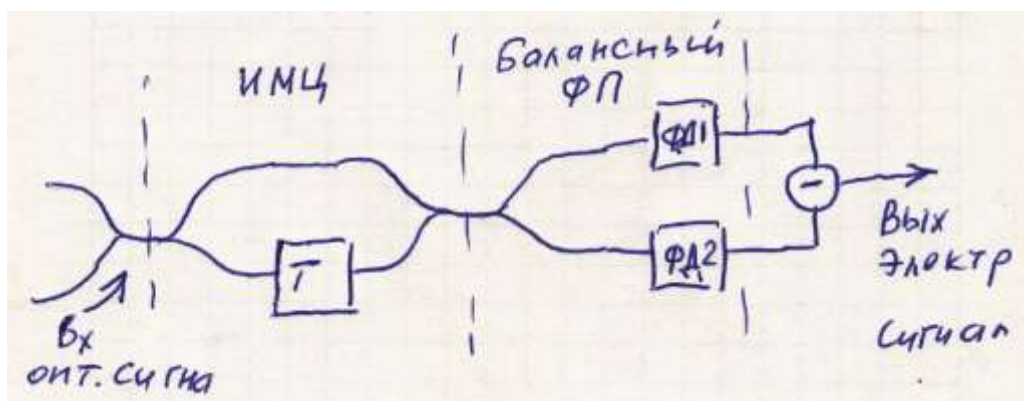


Рис.1.13. Структурная схема приемника сигналов с модуляцией DPSK

На рис. 1.14а показан бинарный сигнал NRZ DPSK. Там же показана фазовая диаграмма такого сигнала, показывающая, что сигналы логической «1» и «0» имеют одинаковую мощность, а фазы отличаются на 180 градусов. Для приема таких сигналов используется демодулятор, т.е. преобразователь фазовой манипуляции в амплитудную. Он представляет собой ИМЦ, показанный на рис. В.3в. После ИМЦ сигналы с одинаковыми фазами складываются, образуя сигнал логической единицы, а сигналы в противофазе подавляются, образуя сигнал логического нуля. В результате сигналы с фазовой модуляцией приобретают модуляцию по интенсивности (рис. 1.14б) и могут регистрироваться обычным балансным ФП с энергетическим приемом. В качестве ФП могут использоваться р-и-п ФД и ЛФД. Как было ранее показано ЛФД обеспечивает большую обнаружительную способность и его использование при наличии шумов схемы предпочтительнее. Также очень эффективно использование оптического предусилителя. Эти вопросы нами уже рассмотрены.

Теперь рассмотрим более подробно сигналы поступающие на ФД1 и ФД2 (рис. 1.13). Полагаем потери по интенсивности на каждом идеальном НО равными 3 дБ (2 раза). Напомним,

что каждый НО добавляет  $180^\circ$  сдвиг по фазе к одному из двух выходов для одного из сигналов, поступающих на него. Мы полагаем, что сигнал текущего такта ( $i$ -ый бит) поступает с сохранением фазы на ФД1 и ФД2, а задержанный на тактовый интервал  $\Delta T$  сигнал ( $j$ -ый бит) на первый выход ФД1 идет с сохранением фазы, а на другой ФД2 в противофазе. С учетом сказанного запишем выражения для напряженностей электрического поля оптического сигнала на входах ФД1 и ФД2

$$E_{1si}(t, z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \left\{ E_{ms} \cdot \cos[\omega_s \cdot t + \varphi_{si} + \delta_i] + E_{ms} \cdot \cos[\omega_s \cdot t + \varphi_{sj} + \delta_j] \right\}, \quad (1.54a)$$

$$E_{2si}(t, z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \left\{ E_{ms} \cdot \cos[\omega_s \cdot t + \varphi_{si} + \delta_i] - E_{ms} \cdot \cos[\omega_s \cdot t + \varphi_{sj} + \delta_j] \right\}, \quad (1.54б)$$

где  $\delta_i$  и  $\delta_j$  – случайный набег фазы сигнала в  $i$  и  $j$  тактах сигнала.



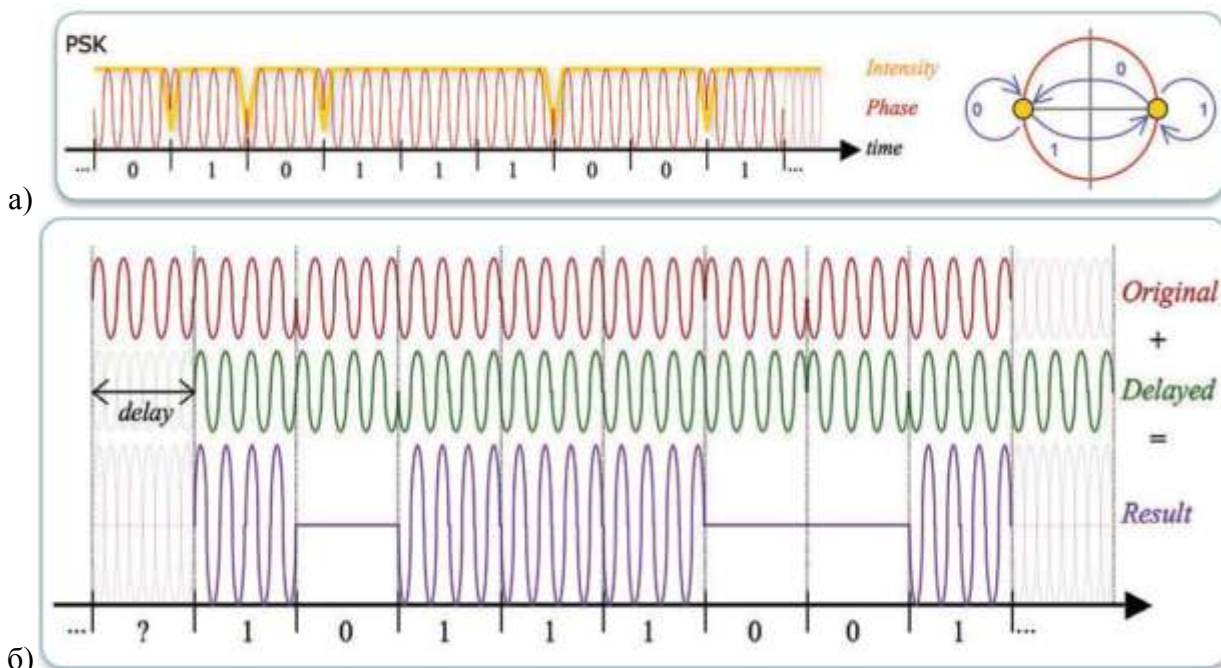


Рис. 1.14. Временные и фазовые диаграммы сигнала NRZ DPSK (а) и преобразование фазовой модуляции в амплитудную (б).

Полагаем также, что каждый ФД выполняет возведение в квадрат напряженности электрического поля оптического сигнала (1.54), фильтрует высокие оптические частоты и усредняет сигнал в пределах одного такта длительностью  $\Delta T$ .

С учетом сделанных допущений и используя (1.54), запишем выражения для усредненных в пределах одного такта токов на выходах ФД1 и ФД2.

$$I_{\phi 1} = 0.5 \cdot S \cdot P_s \cdot [1 + \cos(\varphi_{si} - \varphi_{sj} + \delta_i - \delta_j)], \quad (1.55a)$$

$$I_{\phi 2} = 0.5 \cdot S \cdot P_s \cdot [1 - \cos(\varphi_{si} - \varphi_{sj} + \delta_i - \delta_j)], \quad (1.55b)$$

где  $S$  – чувствительность ФД по току,

$$P_s = \frac{E_{ms}^2 \cdot A_{\phi}}{2Z_v} \quad (1.55b)$$

- мощность сигнала,

$A_{\phi}$  – площадь фоточувствительной поверхности ФП,  $Z_v = \sqrt{\mu \cdot \mu_0 / (\varepsilon \cdot \varepsilon_0)}$  – волновое сопротивление среды.

Запишем выражения для разностного тока на выходе балансного ФП

$$I_{\phi} = I_{\phi 1} - I_{\phi 2} = S \cdot P_s \cdot \cos(\varphi_{si} - \varphi_{sj}), \quad (1.56)$$

Разность фаз  $\varphi_{si} - \varphi_{sj}$  может принимать 2 значения 0 и  $\pi$ , а выходной ток при этом может принимать значения  $I_{\phi} = \pm S \cdot P_s$ , которые соответствуют логической «1» и «0».

Постоянная составляющая фототока балансного приемника составляет

$$I_{\phi 0} = S \cdot P_s. \quad (1.57)$$

Отношение сигнала к шуму при приеме логической «1» и обнаружительная способность при энергетическом приеме сигналов DPSK для идеального ФП составляет

$$SN_{e\_DPSK} = \frac{I_{\phi}^2}{\sigma_n^2} = \frac{S^2 \cdot P_s^2}{2e \cdot I_{\phi 0} \cdot \Delta F} = \frac{S^2 \cdot P_s^2}{2e \cdot S \cdot P_s \cdot \Delta F} = \frac{S \cdot P_s \cdot \Delta T}{e} = \bar{m}_{\phi} \quad (1.58)$$

$$\bar{m}_{a\_DPSK} = 0.5 \cdot (\bar{s}_1 - \bar{s}_0) = \bar{m}_{\phi}.$$

По обнаружительной способности использование бинарной ФМ дает выигрыш в 2 раза по сравнению с бинарной АМ при энергетическом приеме.

Рассмотрим детектор с оптической задержкой для приема сигналов QPSK. Сигнальное созвездие для этого формата модуляции приведено на рис. В.2. В такой схеме один символ несет 2 бита, используя 4 положения на комплексной плоскости. В этом случае можно удвоить битовую скорость, сохраняя символьную скорость, или при той же скорости в два раза уменьшить полосу частот. Сигнал QPSK можно также рассматривать как сигнал с квадратурной амплитудной модуляцией 4-QAM, содержащий синфазную ( $I$ ) и квадратурную составляющую ( $Q$ ). Приемник QPSK состоит из двух балансных ФП (рис. 1.15), на выходах которых формируются сигналы  $I$  и  $Q$ . Каждый балансный ФП подобен приемнику DPSK, но содержит помимо устройства задержки на один такт (символ) еще фазовращатель оптического сигнала на угол  $\pi/4$ .

Полагаем, что амплитуды сигналов в текущем и в предыдущем тактах сигнала QPSK одинаковы и равны  $E_{ms}$  частотная и амплитудная модуляции отсутствуют, а фазы сигнала в текущем и предыдущем тактах равны  $\varphi_{si}$  и  $\varphi_{sj}$ , соответственно. Индексы  $i$  и  $j$  могут принимать 4 значения от 0 до 3. Такой приемник сравнивает фазу передаваемого сигнала с фазой предыдущего символа и восстанавливает передаваемые данные, которые были дифференциально закодированы в передатчике. С помощью двух таких параллельно работающих приемников, мы можем демодулировать компоненты IQ на отдельные сигналы без использования гетеродина.

Рассмотрим сигналы поступающие на ФД. Полагаем потери по интенсивности на каждом НО равными 3 дБ (2 раза). Это соответствует общему уменьшению амплитуды напряженности поля в  $2 \cdot \sqrt{2}$  раза. Напомним, что каждый НО добавляет  $180^\circ$  сдвиг по фазе к одному из двух выходов для одного из сигналов, поступающих на него. С учетом сказанного запишем выражения для напряженностей поля на входах ФД1 – ФД4

$$E_{1si}(t, z) = \frac{1}{2 \cdot \sqrt{2}} \cdot \{E_{ms} \cdot \cos[\omega_s \cdot t + \pi + \varphi_{si}] + E_{ms} \cdot \cos[\omega_s \cdot t + \pi + \pi/4 + \varphi_{sj}]\}, \quad (1.59a)$$

$$E_{2si}(t, z) = \frac{1}{2 \cdot \sqrt{2}} \cdot \{E_{ms} \cdot \cos[\omega_s \cdot t + \varphi_{si}] - E_{ms} \cdot \cos[\omega_s \cdot t + \pi/4 + \varphi_{sj}]\}, \quad (1.59б)$$

$$E_{3si}(t, z) = \frac{1}{2 \cdot \sqrt{2}} \cdot \{E_{ms} \cdot \cos[\omega_s \cdot t + \pi + \varphi_{si}] + E_{ms} \cdot \cos[\omega_s \cdot t + 2\pi - \pi/4 + \varphi_{sj}]\}, \quad (1.59в)$$

$$E_{4si}(t, z) = \frac{1}{2 \cdot \sqrt{2}} \cdot \{E_{ms} \cdot \cos[\omega_s \cdot t + \varphi_{si}] + E_{ms} \cdot \cos[\omega_s \cdot t - \pi/4 + \varphi_{sj}]\}. \quad (1.59г)$$

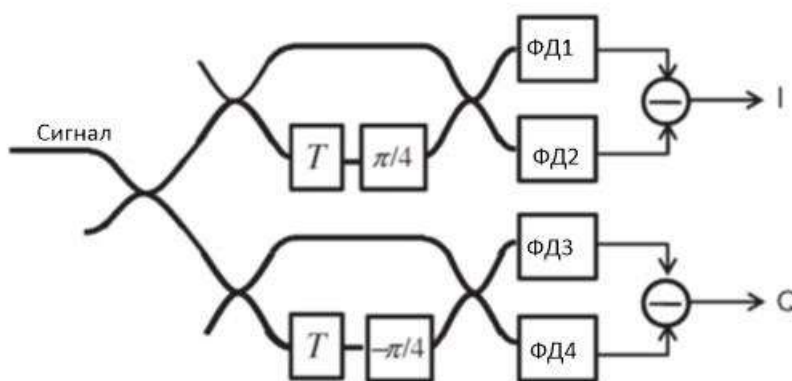


Рис.1.15. Структурная схема приемника сигналов с модуляцией QPSK

Предположим, что  $i$ -ый символ имеет определенную фазу (например, ориентирован вдоль оси  $I$ ). В зависимости от разности фаз  $\Delta\varphi = \varphi_{si} - \varphi_{sj}$  между текущим и предыдущим символом возможны следующие четыре случая:

первый  $\Delta\varphi=0$ , второй  $\Delta\varphi=\pi/2$ , третий  $\Delta\varphi=-\pi/2$  и четвертый  $\Delta\varphi=\pi$ .

Полагаем также, что каждый ФД выполняет возведение в квадрат напряженности электрического поля оптического сигнала, фильтрует высокие оптические частоты и усредняет сигнал в пределах одного такта длительностью  $\Delta T$ . С учетом сделанных допущений и с учетом

фиксированного сдвига фаз  $\pm\pi/4$  в плечах интерферометра Маха–Цандера (рис. 1.15), используя выражение (1.59) и (1.55в), запишем выражения для усредненных в пределах одного такта токов на выходах ФД1 – ФД4.

$$I_{\varphi 1} = 0.25 \cdot S \cdot P_s \cdot [1 + \cos(\varphi_{si} - \varphi_{sj} - \pi/4)], \quad (1.60a)$$

$$I_{\varphi 2} = 0.25 \cdot S \cdot P_s \cdot [1 - \cos(\varphi_{si} - \varphi_{sj} - \pi/4)], \quad (1.60б)$$

$$I_{\varphi 3} = 0.25 \cdot S \cdot P_s \cdot [1 - \cos(\varphi_{si} - \varphi_{sj} + \pi/4)], \quad (1.60в)$$

$$I_{\varphi 4} = 0.25 \cdot S \cdot P_s \cdot [1 + \cos(\varphi_{si} - \varphi_{sj} + \pi/4)], \quad (1.60г)$$

Запишем выражения для токов на выходе двух балансных ФП

$$I_I = I_{\varphi 1} - I_{\varphi 2} = 0.5 \cdot S \cdot P_s \cdot \cos(\varphi_{si} - \varphi_{sj} - \pi/4), \quad (1.61a)$$

$$I_Q = I_{\varphi 3} - I_{\varphi 4} = 0.5 \cdot S \cdot P_s \cdot \cos(\varphi_{si} - \varphi_{sj} + \pi/4). \quad (1.61б)$$

Информация об изменении фазы в текущем такте по сравнению с предыдущим определяется сочетанием знаков токов  $I_I$  и  $I_Q$ . В таблице 1.2 показана связь между изменением фазы и знаками токов фотоприемников.

Таблица 1.2. Алгоритм работы демодулятора QPSK		
$\Delta\varphi = \varphi_{si} - \varphi_{sj}$ , рад	Знаки токов	
	$I_I$ (3.9a)	$I_Q$ (3.9б)
0	+	+
$\pi/2$	+	-
$\pi$	-	-
$-\pi/2$	-	+

Такие системы большой протяженности с DWDM и QPSK модуляцией (IQ) и дифференциальной демодуляцией нашли практическое применение.

Хотя прямое детектирование в схемах с оптическими задержками успешно используется для демодуляции сигналов DPSK с  $M=1$  (количество уровней  $2^M$ ) и для сигналов QPSK с  $M=2$ , дальнейшее увеличение  $M$  считается не целесообразным.

### 1.10. Сравнение энергетических ФПУ по обнаружительной способности

В таблице 1.2 приведены результаты расчетов обнаружительной способности различных ФПУ с ЭП бинарных сигналов при различных скоростях передачи с использованием выражений (1.43), (1.44), (1.45) и (1.53).

Таблица 1.2.

Скорость передачи, $C_p$		2.5 Гбит/с	10 Гбит/с	40 Гбит/с
СКО шумовых электронов		225	450	900
Тип ФПУ	Параметр $k_a$	Обнаружительная способность $m_a$ , фотон/бит (пороговая мощность мВт) при $\eta=1$		
Идеальный ФП с АМ	-	18 ( $9.2 \cdot 10^{-5}$ )	18 ( $9.2 \cdot 10^{-5}$ )	18 ( $9.2 \cdot 10^{-5}$ )
Идеальный ФП с ФМ	-	9 ( $4.6 \cdot 10^{-5}$ )	9 ( $4.6 \cdot 10^{-5}$ )	9 ( $4.6 \cdot 10^{-5}$ )
p-i-n ФД	-	1500 ( $4.8 \cdot 10^{-4}$ )	2900 ( $3.7 \cdot 10^{-3}$ )	5000 ( $2.6 \cdot 10^{-2}$ )
Si ЛФД	0.05	100 ( $3.2 \cdot 10^{-5}$ )	125 ( $1.6 \cdot 10^{-4}$ )	160 ( $8.2 \cdot 10^{-4}$ )
InGaAs ЛФД	0.4	250 ( $8 \cdot 10^{-5}$ )	300 ( $3.8 \cdot 10^{-4}$ )	425 ( $2.2 \cdot 10^{-3}$ )
p-i-n ФД с ОУ	-	18 ( $9.2 \cdot 10^{-5}$ )	18 ( $9.2 \cdot 10^{-5}$ )	18 ( $9.2 \cdot 10^{-5}$ )

Отметим, что при расчетах обнаружительной способности распределение суммы фотоэлектронов и шумовых электронов считалось нормальным, а реально надо было рассматривать композицию двух законов распределения, т.е. Гаусса и Пуассона. Это допущение приводит к ошибкам при малой сумме фотоэлектронов и шумовых электронов. Точные расчеты показывают, что для идеального ФП обнаружительная способность будет равна 10 фотоэлектронам ( $5.1 \cdot 10^{-5}$  мВт).

К идеальному ФП по обнаружительной способности приближается ФПУ с предварительным ОУ. Даже лучшие ФПУ с ЛФД уступают по обнаружительной способности идеальному ФП и ФПУ с предварительным ОУ. Наилучшими параметрами обладают кремниевые ЛФД. Далее следуют арсенид-галлиевые и германиевые ЛФД.

Отметим, что при использовании фазового оптического демодулятора ФПУ с ЭП позволяют осуществлять детектирование сигналов с ФМ [4], например DPSK и QPSK. При этом обнаружительная способность в два раза улучшается.

Далее рассмотрим возможности когерентного приема.

## 2. Когерентный прием оптических сигналов в системах DWDM

### 2.1. Общие сведения о параметрах электромагнитной световой волны

До теоретического анализа гетеродинного приема напомним базовые сведения об электромагнитных волнах в однородной среде. В соответствии с волновой теорией света он представляет собой поперечную электромагнитную волну, которая характеризуется двумя ортогональными векторами напряженности электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей, соотношение между которыми определяется свойствами среды распространения.

$$\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot E^2 = \mu \cdot \mu_0 \cdot H^2, \quad (2.1)$$

где  $\mu_a = \mu \cdot \mu_0$  - абсолютная магнитная проницаемость,  $\mu$  - относительная магнитная проницаемость,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м - магнитная постоянная,

$\varepsilon_a = \varepsilon \cdot \varepsilon_0$  - абсолютная диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м - электрическая постоянная.

В оптике принято рассматривать только одну из составляющих поля, а именно вектор  $\vec{E}$ . Модуль вектора  $\vec{H}$  в случае необходимости можно определить из (2.1), учитывая, что вектор  $\vec{H}$  перпендикулярен вектору  $\vec{E}$  и направлению распространения электромагнитной волны

$$H = \frac{E}{Z_v} = E \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0}{\mu \cdot \mu_0}}, \quad (2.2)$$

где  $Z_v$  - волновое сопротивление среды, которое равно 376 Ом для вакуума, а для кварца 251 Ом.

Рассмотрим простейшую монохроматическую незатухающую волну постоянной интенсивности с частотой  $\omega$  с линейной поляризацией, распространяющуюся в однородной среде с показателем преломления  $n$  вдоль оси  $z$

$$\vec{E}(z,t) = \vec{E}_m \cdot \cos(\omega t - k \cdot z + \varphi), \quad (2.3)$$

где  $\omega = 2\pi \cdot \nu$  - круговая частота, рад/с,  
 $\nu$  - частота, Гц,

$k = \frac{2\pi \cdot n}{\lambda_0}$  - постоянная распространения волны, рад/м,

$\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$  - длина волны в вакууме, м,

$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \cdot \varepsilon_0}}$  - скорость света в вакууме, м/с,

$k \cdot z - \varphi = \Phi$  - текущая фаза волны при  $t=0$ , рад.

Показатель преломления среды  $n$  из-за дисперсии зависит от частоты излучения  $\nu$

$$n(\nu) = \frac{c}{\sqrt{\mu_a \cdot \varepsilon_a(\nu)}} = \frac{c}{V(\nu)}, \quad (2.4)$$

где  $V(\nu)$  - скорость света в данной среде.

Для прозрачных диэлектриков, таких как кварцевое стекло,  $\mu=1$ , а  $n^2 = \varepsilon$ .

Интенсивность электромагнитной волны может быть определена, как векторное произведение векторов напряженностей электрического и магнитного поля по выражению

$$I = \langle \vec{E} \cdot \vec{H} \rangle. \quad (2.5)$$

С учетом (2.1) для интенсивности волны (Вт/м<sup>2</sup>) получим

$$I = \frac{E_m^2}{2} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_a}{\mu_a}} = \frac{E_m^2}{2} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0}{\mu \cdot \mu_0}}, \quad (2.6)$$

Для однородного пучка излучения с площадью поперечного сечения  $A_0$  общая мощность излучения составит

$$P = I \cdot A_0. \quad (2.7)$$

## 2.2. Основные принципы когерентного приема.

### 2.2.1. Особенности когерентного приема оптических сигналов

Основным доводом в пользу перехода от ВОСС с ЭП к системам с КП является возможность использования различных видов модуляции: амплитудной (АМ), фазовой (ФМ), частотной и поляризационной, а также их комбинаций, например квадратурной амплитудной модуляции (КАМ). Отметим, что все известные ФП дают отклик на поток фотонов и мало чувствительны к оптической фазе, частоте несущей и состоянию поляризации [2, 3].

Для определения параметров вектора напряженности электрического поля в световой волне передаваемого сигнала можно ее смешать с когерентным опорным оптическим полем со стабильной фазой от дополнительного источника излучения (гетеродина) и детектирования суперпозиции двух оптических полей фотоприемником. В результате интерференции сигнального и опорного полей на фоточувствительной площадке регистрируемый фототок содержит информацию об амплитуде, частоте и фазе сигнального поля. В данной работе в основном рассматривается КП сигналов с амплитудной, фазовой и поляризационной модуляциями.

Такой метод детектирования называется оптическим гетеродинированием, оптическим смешением, фотосмешением, световыми биениями или когерентным оптическим гетеродинированием. Когерентный оптический приемник является оптическим аналогом супергетеродинного радиоприемника. Волны сигнала и гетеродина в гетеродинном приемнике имеют разные частоты ( $\nu_s$  и  $\nu_g$ ). Когда  $\nu_s = \nu_g$  приемник называется гомодинным. Все когерентные системы оптической связи используют высококогерентные, квазимонохроматические источники излучения, одномодовые ОВ и гетеродинные или гомодинные приемники. Использование гетеродинного и гомодинного приема позволяет значительно повысить чувствительность ФПУ.

По сравнению с энергетическими приемниками прямого детектирования гетеродинные и гомодинные приемники имеют следующие преимущества:

- Возможность электронной компенсации хроматической и поляризационно-модовой дисперсии.
- Увеличение отношения сигнала к шуму примерно на 3 дБ по сравнению с идеальным нешумящим приемником прямого детектирования. Реальный выигрыш от использования КП значительно больше и может составлять 10-15 дБ, если не используются оптические предусилители.
- Малая чувствительность КП к нежелательному фоновому излучению.
- При достаточной мощности гетеродина гетеродинный и особенно гомодинный методы приема позволяют достичь квантового предела детектирования.

Недостатками КП являются технические сложности обеспечения: согласования на поверхности ФП волновых фронтов, фаз и поляризаций излучений сигнала и гетеродина, высокой стабильности несущей частоты сигнала и частоты гетеродина.

В настоящее время для источников излучения сигнала и гетеродина используют высокостабильные полупроводниковые лазеры с решетками Брэгга и электронной подстройкой частоты. Для внешней модуляции оптического сигнала, смешивания сигнала и гетеродина, фильтрации, внесения фазовых сдвигов и временных задержек успешно используются устройства интегральной оптики.

Методы когерентного приема оптических сигналов известны и исследовались уже более 40 лет. Однако до коммерческого использования дело не доходило. Все попытки обеспечить требуемую долговременную стабильность частоты, фазы и состояния поляризации излучения источника сигнала и гетеродина не увенчались успехом [2-4]. Первые практические системы когерентного приема появились только в первом десятилетии 21 века. В этих системах отказались от долговременной стабильности оптических источников сигнала и гетеродина, учитывая, что передаваемая информация содержится в изменениях параметров излучения происходящих за время тактового интервала (или небольшого количества интервалов) длительностью десятки – сотни пс. Все изменения сигнала, происходящие медленно, а таковыми являются процессы в ОВ и источниках излучения при изменяющихся воздействиях окружающей среды, таких как температура, давление, влажность окружающей среды, механические сжатия, растяжения, изгибы, вибрации и т.п., могут быть отфильтрованы и исключены при обработке сигналов в реальном масштабе времени.

В данном разделе рассмотрены принципы работы и упрощенные структурные схемы когерентных ВОСС с КП, использующих различные виды модуляции. Выполнен их анализ, определены качество связи, обнаружительная способность и отношение сигнала к шуму. Проведено сравнение ВОСС с ЭП и КП.

### 2.2.2. Обобщенный цифровой когерентный оптический сигнал

Рассмотрим обобщенный цифровой оптический сигнал, который получен из квазимонохроматического линейно поляризованного света с несущей частотой  $\omega_s = 2\pi\nu_s$ . Будем рассматривать ФМ и КАМ. Причем ФМ может быть описана в рамках КАМ. Полагаем, что символьная скорость передачи равна  $B$  определяет тактовый интервал  $\Delta T = 1/B$ .

Запишем выражение для напряженности электрического поля  $E$  в электромагнитной волне источника для некоторой точки на расстоянии  $z$  в выбранном такте цифрового оптического сигнала с КАМ, который может иметь  $N$  уровней амплитуды от  $n=1$  до  $N$  и  $L$  уровней фазы от  $l=1$  до  $L$

$$E_{snl}(t, z) = E_{msn} \cdot \cos[\omega_s \cdot t - k \cdot z + \varphi_{sl}], \quad (2.8)$$

где  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  - постоянная распространения,

$\varphi_{s0} = -kz$  - набег фазы при прохождении сигналом расстояния  $z$ ,

$\varphi_{sl}$  - фаза сигнала с номером  $l$ .

### 2.2.3. Гетеродинный приемник цифрового когерентного сигнала

Для гетеродинного приема в принципе достаточно одного ФП. Однако удобнее использовать два ФП, объединенных в один балансный приемник (рис. 2.1) [4].

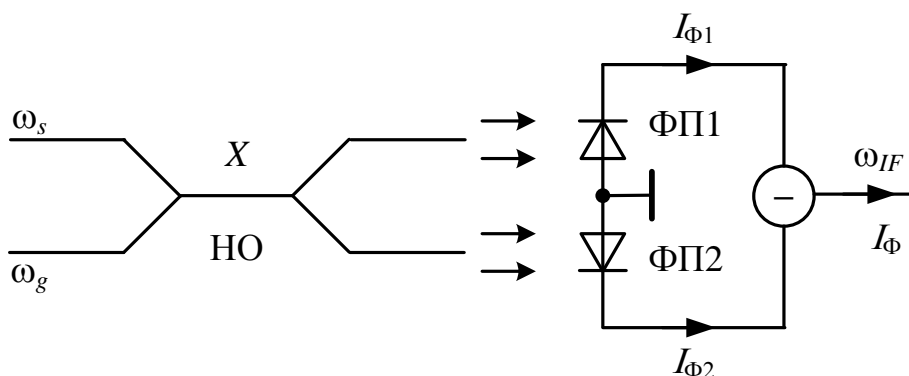


Рис. 2.1. Схема входного устройства гетеродинного ФПУ, включающая балансный ФП и НО



На один вход смесителя, представляющего собой  $X$ -образный направленный ответвитель (НО), поступает ослабленное в линейном оптическом тракте (ЛОТ) излучение цифрового оптического сигнала (2.8).

На второй вход смесителя поступает сравнительно мощное излучение гетеродина, частота которого  $\omega_g$  смещена относительно несущей частоты сигнала  $\omega_s$  на величину, которая превышает верхнюю частоту модулирующего сигнала  $\Omega$ , но ниже верхней частоты чувствительности ФП

$$E_g(t) = E_{mg} \cdot \cos[\omega_g \cdot t + \varphi_{g1}], \quad (2.9)$$

где  $E_{gm}$  – амплитуда напряженности поля гетеродина (обычно  $E_{gm} \gg E_{msn}$  для любого  $n$ ),  $\varphi_{g1}$  – фаза гетеродина при  $t = 0$ .

$X$ -образный НО разделяет поровну излучение сигнала и гетеродина между двумя выходами на ФП. Причем напряженности поля сигнала передаются на выходы без изменения фазы, а напряженности поля гетеродина передаются на один выход без изменения фазы, а на второй в противофазе [2, 4].

Запишем выражения для напряженностей интерферирующих полей на площадках двух ФП

$$\begin{aligned} E_{1snl}(t, z) &= (I/\sqrt{2}) \cdot \{E_{msn} \cdot \cos[\omega_s \cdot t - k \cdot z + \varphi_{sl}] + E_{mg} \cdot \cos[\omega_g \cdot t + \varphi_{g1}]\}, \\ E_{2snl}(t, z) &= (I/\sqrt{2}) \cdot \{E_{msn} \cdot \cos[\omega_s \cdot t - k \cdot z + \varphi_{sl}] - E_{mg} \cdot \cos[\omega_g \cdot t + \varphi_{g1}]\}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Математически токи ФП определяются выражениями аналогичными (1.55)

$$I_{\phi 1nl} = S \cdot \frac{E_{1snl}^2 \cdot A_{ef}}{Z_v} \quad \text{и} \quad I_{\phi 2nl} = S \cdot \frac{E_{2snl}^2 \cdot A_{ef}}{Z_v}. \quad (2.11)$$

Выразим мощности сигнала и гетеродина через амплитуды напряженностей

$$P_{sn} = \frac{E_{msn}^2 \cdot A_{ef}}{2Z_v} \quad \text{и} \quad P_g = \frac{E_{mg}^2 \cdot A_{ef}}{2Z_v}. \quad (2.12)$$

Из (2.10) с учетом (2.11) и (2.12) можно получить выражения для токов ФП, полагая, что ФП не воспринимают оптические частоты, но воспринимают разностную радиочастоту  $\omega_{IF} = |\omega_s - \omega_g|$

$$\begin{aligned} I_{\phi 1nl} &= 0.5 \cdot S \cdot \left[ P_{sn} + P_g + 2 \cdot \sqrt{P_{sn} \cdot P_g} \cdot \cos[\omega_{IF} \cdot t + \varphi_{sl} - \varphi_{g1}] \right], \\ I_{\phi 2nl} &= 0.5 \cdot S \cdot \left[ P_{sn} + P_g - 2 \cdot \sqrt{P_{sn} \cdot P_g} \cdot \cos[\omega_{IF} \cdot t + \varphi_{sl} - \varphi_{g1}] \right]. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Для разностного тока балансного ФП можно записать:

$$I_{\phi nl} = I_{\phi 1nl} - I_{\phi 2nl} = 2 \cdot S \cdot \sqrt{P_{sn} \cdot P_g} \cdot \cos(\omega_{IF} \cdot t + \varphi_{sl} - \varphi_{g1}), \quad (2.14)$$

При этом полезный выходной сигнал удваивается, а нежелательная постоянная составляющая в выходном сигнале подавляется.

В выражениях (2.13)–(2.14) не учитывается набег фазы за счет распространения сигнала, который имеет постоянную составляющую  $kz$  и случайные флуктуации за счет внешних воздействий на ОВ. Это сделано для упрощения перечисленных и дальнейших выражений. Без потери общности этот набег фазы можно учесть начальной фазой гетеродина  $\varphi_{g1}$ .

Принятый сигнал (2.14) сохраняет информацию об амплитуде и фазе сигнала. Далее он преобразуется в напряжение, которое усиливается в полосовом усилителе промежуточной частоты (УПЧ) с шириной полосы не менее  $2\Omega$ :

$$u_{snl} = U_{msn} \cdot \cos(\omega_{IF} \cdot t + \varphi_{sl} - \varphi_{g1}), \quad (2.15)$$

где  $U_{msn} = 2 \cdot S \cdot R_L \cdot K_u \cdot \sqrt{P_{sn} \cdot P_g}$  – амплитуда напряжения,  $R_L$  – сопротивление в цепи обратной связи трансимпедансного УФТ (сопротивление нагрузки ФП),  $K_u$  – коэффициент усиления УПЧ.

На рис. 2.2а показаны спектры оптического сигнала с верхней частотой модуляции  $\Omega$ , излучения гетеродина с частотой  $\omega_g$  и преобразованного сигнала с центральной частотой  $\omega_{IF}$ . Ширина спектра преобразованного сигнала такая же, как у исходного сигнала и равна  $2\Omega$ .

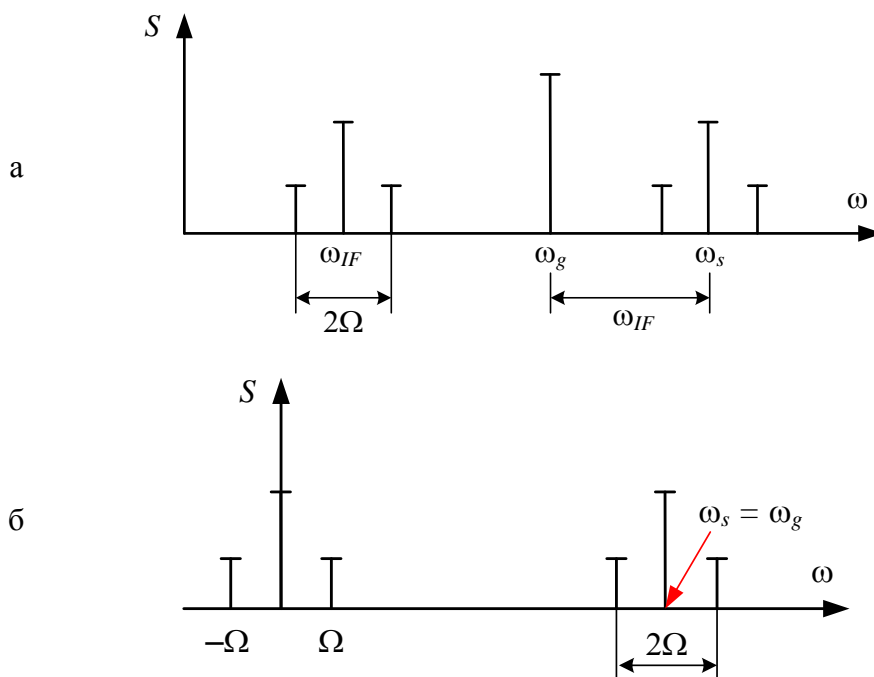


Рис. 2.2. Спектры оптического сигнала, излучения гетеродина и преобразованного сигнала для гетеродинного (а) и гомодинного (б) приема.

Сигнал промежуточной частоты может детектироваться с помощью амплитудного, фазового или частотного детекторов. Для демодуляции КАМ сигналов также может использоваться квадратурный синхронный демодулятор (рис. 2.3). После УПЧ сигнал поступает одновременно на два умножителя УМ1 и УМ2. На вторые входы умножителей поступают напряжения от опорного электрического гетеродина ГУН (генератора, управляемого напряжением) с частотой  $\omega_{IF}$ , которые сдвинуты по фазе на  $\pi/2$ :

$$u_{g1} = U_{mg} \cdot \cos(\omega_{IF} \cdot t + \varphi_{g2}) \text{ и } u_{g2} = U_{mg} \cdot \sin(\omega_{IF} \cdot t + \varphi_{g2}). \quad (2.16)$$

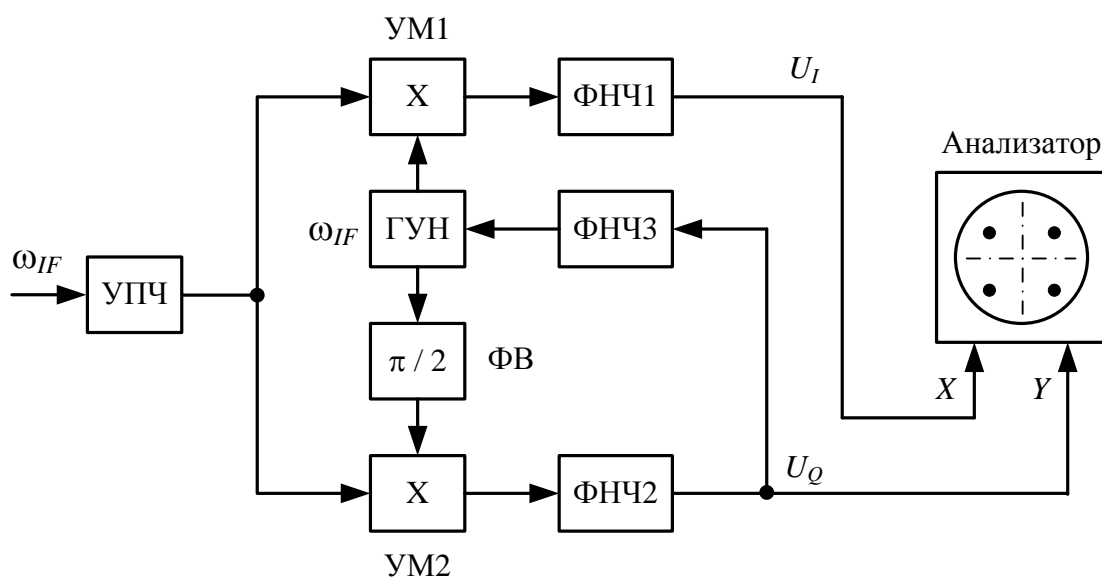


Рис. 2.3. Схема демодулятора гетеродинного приемника в электрическом тракте

Запишем выражения для напряжений на выходах фильтров нижних частот (ФНЧ1 и ФНЧ2) с верхней частотой  $\Omega$ , которые фильтруют сигналы после УМ1 и УМ2. Первое выражение соответствует синфазной составляющей

$$U_{Inl} = k \cdot U_{msn} \cdot U_{mg} \cdot \cos(\varphi_{sl} - \varphi_{g1} - \varphi_{g2}), \quad (2.17a)$$

а второе квадратурной составляющей сигнала

$$U_{Qnl} = k \cdot U_{msn} \cdot U_{mg} \cdot \sin(\varphi_{sl} - \varphi_{g1} - \varphi_{g2}), \quad (2.17б)$$

где  $k$  – коэффициент преобразования умножителя.

Постоянные времени ФНЧ1 и ФНЧ2 должны быть минимальны, но достаточны для усреднения сигналов в пределах одного такта с длительностью  $\Delta T$ . Вместо этих ФНЧ можно использовать накопители сигнала также в пределах одного такта.

Для анализа и наглядного представления сигнала с квадратурной модуляцией используют фазовую плоскость. Подавая напряжение  $U_{Inl}$  на вход  $X$  (ось  $I$ ) осциллографа, а напряжение  $U_{Qnl}$  на вход  $Y$  (ось  $Q$ ), получим на экране фазовые диаграммы (сигнальные созвездия). На рис. В.2 показаны фазовые диаграммы для различных форматов КАМ.

Из-за наличия фазовых сдвигов в первом (оптическом)  $\varphi_{g1}$  и втором (электрическом)  $\varphi_{g2}$  гетеродинах сигнальные созвездия повернуты на угол  $\varphi_{g1} + \varphi_{g2}$ . Используя то обстоятельство, что среднее значение фазы сигнала равно  $\overline{\varphi_{sl}} = 0$  за достаточно большой интервал времени (значительно превышающий тактовый интервал  $\Delta T$ ) можно подстроить частоту и фазу ГУН для выполнения условия  $\langle \varphi_{g1} + \varphi_{g2} \rangle = 0$  с помощью фазовой автоматической подстройки частоты (ФАПЧ). Для этого надо на вход ГУН через ФНЧ3 подать напряжение  $U_{Qnl}$ . При этом среднее значение  $\overline{U_{Qnl}}$  по многим тактовым интервалам будет поддерживаться равным 0, а выражения (2.17a) и (2.17б) примут вид

$$U_{Inl} = k \cdot U_{msn} \cdot U_{mg} \cdot \cos(\varphi_{sl}), \quad U_{Qnl} = k \cdot U_{msn} \cdot U_{mg} \cdot \sin(\varphi_{sl}) \quad (2.18)$$

Постоянная времени ФНЧ3 должна быть намного больше постоянных времени ФНЧ1 и ФНЧ2 и значительно меньше периодов изменения внешних влияющих факторов. Вместо ФНЧ3 также может использоваться накопитель сигнала в пределах выбранного (достаточно большого) количества тактов.

### 2.2.3. Гомодинный приемник цифрового когерентного оптического сигнала

Разновидностью гетеродинного приема оптических сигналов (2.8) является гомодинный прием, при котором частота гетеродина (2.9) выбирается равной несущей частоте сигнала  $\omega_g = \omega_s$ .

На рис. 2.2б показан спектр сигнала с двумя боковыми полосами, спектр гетеродина и спектр преобразованного сигнала. При формальном применении принципов преобразования частоты у нас должны возникать отрицательные частоты, которые физически не реализуется. Информация о сигнале при простейшем гомодинном приеме с одним гетеродином частично теряется.

Аналогичные проблемы уже возникали при синхронном детектировании электрического сигнала промежуточной частоты в гетеродинном приемнике (см. предыдущий параграф 2.2.2). Для полного восстановления модулирующего сигнала там был использован электрический гетеродин с промежуточной частотой с двумя выходами со сдвигом по фазе на  $\pi/2$  и два синхронных детектора (рис. 2.3).

Для полного восстановления модулирующего сигнала с КАМ используется схема, показанная на рис. 2.4. Излучения сигнала, выходящего из ЛОТ, и гетеродина смешиваются на ФП с помощью  $90^\circ$  оптического гибрида [2, 4], к выходам которого подключаются четыре ФП. Первый и второй ФП образуют первый, а третий и четвертый – второй балансные ФП.

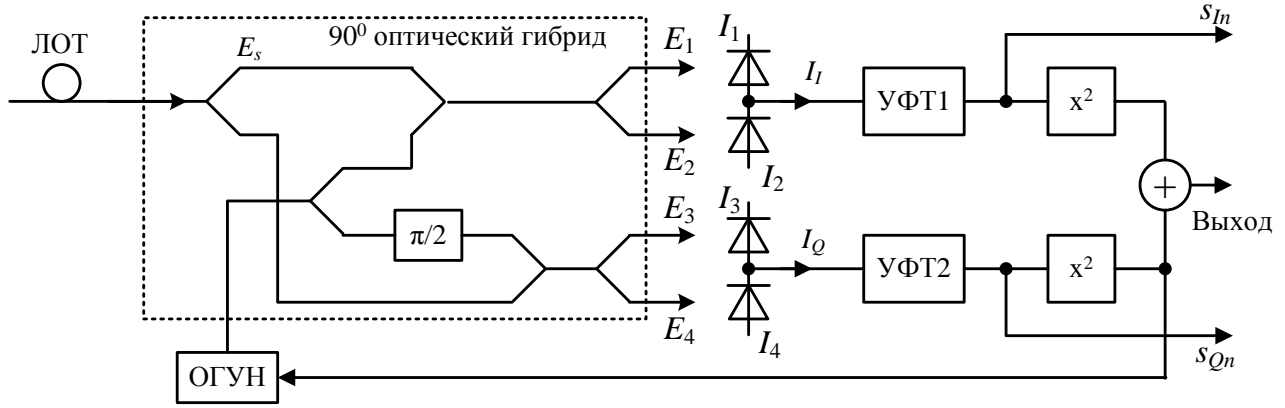


Рис.2.4. Структурная схема цифрового гомодинного приемника сигналов с КАМ

Представим напряженности полей сигнала и гетеродина в виде комплексных амплитуд

$$\dot{E}_{snl} = E_{msn} \cdot \exp(j \cdot \varphi_{sl}), \quad \dot{E}_g = E_{mg} \cdot \exp(j \cdot \varphi_g). \quad (2.19)$$

В выражении (2.19) полагается, что оптический сигнал не имеет начальной фазы. Случайные изменения фазы сигнала без потери общности можно учесть в случайных флуктуациях фазы гетеродина.

Запишем выражения для напряженностей полей на входах ФП, учитывая свойства НО в идеальном  $90^\circ$  гибриде

$$\begin{aligned} \dot{E}_1 &= 0.5 \cdot (\dot{E}_{snl} + \dot{E}_g), & \dot{E}_2 &= 0.5 \cdot (\dot{E}_{snl} - \dot{E}_g) \\ \dot{E}_3 &= 0.5 \cdot (\dot{E}_{snl} + j \cdot \dot{E}_g), & \dot{E}_4 &= 0.5 \cdot (\dot{E}_{snl} - j \cdot \dot{E}_g). \end{aligned} \quad (2.20)$$

Запишем выражение для тока первого ФП, учитывая подавление (фильтрацию) им оптических частот

$$\begin{aligned} I_{\phi 1nl} &= 0.25 \cdot S \cdot A_\phi / Z_v \cdot \text{Re} \left[ \left( E_{msn} \cdot \exp(j\omega_o t + \varphi_{sl}) + E_{mg} \cdot \exp(j\omega_o t + \varphi_g) \right) / \sqrt{2} \right]^2 = \\ &= 0.25 \cdot S \cdot A_\phi / Z_v \cdot \left[ 0.5 \cdot E_{msn}^2 + 0.5 \cdot E_{mg}^2 + E_{msn} \cdot E_{mg} \cdot \cos(\varphi_{sl} - \varphi_g) \right] = \\ &= 0.25 \cdot S \cdot \left[ P_{sn} + P_g + 2 \cdot \sqrt{P_{sn} \cdot P_g} \cdot \cos(\varphi_{sl} - \varphi_g) \right]. \end{aligned} \quad (2.21a)$$

Аналогично для токов второго, третьего и четвертого ФП получаем:

$$I_{\phi 2nl} = 0.25 \cdot S \cdot \left[ P_{sn} + P_g - 2 \cdot \sqrt{P_{sn} \cdot P_g} \cdot \cos(\varphi_{sl} - \varphi_g) \right], \quad (2.21б)$$

$$I_{\phi 3nl} = 0.25 \cdot S \cdot \left[ P_{sn} + P_g + 2 \cdot \sqrt{P_{sn} \cdot P_g} \cdot \sin(\varphi_{sl} - \varphi_g) \right], \quad (2.21в)$$

$$I_{\phi 4nl} = 0.25 \cdot S \cdot \left[ P_{sn} + P_g - 2 \cdot \sqrt{P_{sn} \cdot P_g} \cdot \sin(\varphi_{sl} - \varphi_g) \right]. \quad (2.21г)$$

Токи на выходах первого (синфазная составляющая) и второго (квадратурная составляющая) балансных приемников:

$$I_{Inl} = I_{\phi 1nl} - I_{\phi 2nl} = S \cdot \sqrt{P_{sn} \cdot P_g} \cdot \cos(\varphi_{sl} - \varphi_g), \quad (2.22a)$$

$$I_{Qnl} = I_{\phi 3nl} - I_{\phi 4nl} = S \cdot \sqrt{P_{sn} \cdot P_g} \cdot \sin(\varphi_{sl} - \varphi_g). \quad (2.22б)$$

Для постоянных составляющих токов ФП можно записать:

$$I_{0In} = I_{02n} = I_{03n} = I_{04n} = 0.25 \cdot S \cdot \left[ P_{sn} + P_g \right]. \quad (2.23)$$

Из (2.22a) и (2.22б) можно получить выражение для комплексной амплитуды демодулированного электрического сигнала (фототока), которое эквивалентно комплексной амплитуде оптического сигнала:

$$I_{Cnl} = I_{Inl} + j \cdot I_{Qnl} = S \cdot \sqrt{P_{sn} \cdot P_g} \cdot \exp[j \cdot (\varphi_{sl} - \varphi_g)]. \quad (2.24)$$

Выходные токи (2.22) преобразуются в напряжения в УФТ1 и УФТ2. Если подать их на входы X и Y осциллографа то можно наблюдать сигнальные созвездия, которые даже при точном совпадении несущей частоты сигнала  $\omega_s$  и частоты гетеродина  $\omega_g$  из-за случайных

флуктуаций фазы сигнала будут вращаться на фазовой плоскости. Для обеспечения возможности точной подстройки частоты и фазы гетеродина он выполняется в виде оптического генератора, управляемого напряжением (ОГУН), включенным в схему ФАПЧ, работу которой опишем позже.

#### 2.2.4. Гомодинный приемник цифрового когерентного оптического сигнала с многоуровневой АМ

Рассмотрим потенциальные возможности гомодинного приемника при детектировании сигналов с многоуровневой АМ. В этом случае сигналы в разных битах должны отличаться только мощностью излучения  $P_{sn}$ . Однако сигналы гомодинного приемника (2.22) зависят также от случайных изменений фазы в ЛОТ.

Эта проблема может быть решена преобразованием токов балансных ФП (2.22а) и (2.22б) в напряжения с помощью УФТ, возведением этих напряжений в квадрат с последующим суммированием в сумматоре, как показано в схеме рис. 2.5. Запишем для выходного напряжения сумматора для бита с  $n$ -ым уровнем

$$U_{sn} = R_L^2 \cdot k_m \cdot (I_{In}^2 + I_{Qn}^2) = R_L^2 \cdot k_m \cdot S^2 \cdot P_{sn} \cdot P_g, \quad (2.25)$$

где  $R_L$  – коэффициент передачи трансимпедансного УФТ,

$k_m$  – коэффициент передачи умножителя по напряжению.

Видно, что выходной сигнал сумматора линейно зависит от мощности входного при АМ и не зависит от разности фаз сигнала и гетеродина.

Для стабилизации средней частоты ОГУН, используется ФАПЧ, которая поддерживает среднее значение частоты гетеродина равной несущей частоте сигнала с учетом изменений средней фазы сигнала. Для этого необходимо поддерживать нулевое среднее значение напряжения на квадратурном выходе за сравнительно большое количество тактов сигнала

$$\bar{U}_{Qnl} = R_L^2 \cdot k_m \cdot I_{Qnl}^2 = R_L^2 \cdot k_m \cdot S^2 \cdot P_{sn} \cdot P_g \cdot \sin^2(\varphi_{sl} - \varphi_g) = 0 \quad (2.26a)$$

При подаче этого сигнала на вход управления ОГУН через ФНЧ (рис. 2.5) выполняется условие для среднего значения разности фаз сигнала и гетеродина

$$\langle \varphi_{sl} - \varphi_g \rangle = 0. \quad (2.26b)$$

Постоянная времени ФНЧ определяет интервал усреднения.

При работающей ФАПЧ выражения (2.22) для многоуровневой АМ примут вид

$$I_{In} = S \cdot \sqrt{P_{sn} \cdot P_g} \text{ и } I_{Qn} = 0, \quad (2.27)$$

Сигнал АМ  $I_{In}$  можно снимать с синфазного выхода (первого балансного приемника).

Постоянная составляющая тока балансного приемника (2.16) будет равна

$$I_{0n} = 0.5 \cdot S \cdot [P_{sn} + P_g] \quad (2.28)$$

Для дисперсии тока дробового шума балансного ФП можно записать

$$\sigma_0^2 = 2 \cdot e \cdot I_{0n} \cdot \Delta F = e \cdot S \cdot (P_{sn} + P_g) \cdot \Delta F, \quad (2.29)$$

Для сравнения гомодинного приема с энергетическим рассмотрим отношение сигнала к шуму при передаче логической «1» при бинарной АМ и выразим его через количество фотонов

$$SN_{gm} = \frac{I_l^2}{\sigma_0^2} = \frac{S^2 \cdot P_s \cdot P_g}{e \cdot S \cdot (P_s + P_g) \cdot \Delta F} \approx \frac{S \cdot P_s \cdot 2\Delta T}{e \cdot (1 + P_s / P_g)} = \frac{2\eta \cdot \bar{n}_\phi}{1 + \bar{n}_\phi / \bar{n}_g}, \quad (2.30a)$$

где  $\bar{n}_s$ ,  $\bar{n}_g$  – количество фотонов сигнала и гетеродина, приходящих на ФП за время  $\Delta T$  при передаче логической «1».

Учитывая, что обычно  $P_g \gg P_s$  можно полагать, что отношение сигнала к шуму мало зависит от мощности гетеродина и стремится к величине [1]

$$SN_{gm_{max}} = 2\eta \cdot \bar{n}_s = 2\bar{m}_\phi. \quad (2.30b)$$

Сравнение последнего выражения с выражением (1.10) для отношения сигнала к шуму при энергетическом приеме с использованием идеального р-и-п ФД показывает, что отношение сигнала к шуму при гетеродинном приеме, как минимум в 2 раза (на 3 дБ) больше.

Продолжим сравнение когерентного и энергетического приема оптических сигналов с учетом шумов схемы. Для энергетического ФПУ с учетом шумов схемы справедливо (1.29б) для PIN ФД и (1.30) для ЛФД. ФПУ с ЛФД обеспечивает большой выигрыш по сравнению с PIN ФД при сравнительно малых сигналах и значительных шумах схемы. Учет шумов лавины в ЛФД с высоким усилением, в пределе полностью подавляющим шумы схемы, позволяет получить максимальное отношение сигнала к шуму при энергетическом приеме

$$SN_{eAPD} = \frac{\bar{m}_\phi}{F(M)} = \frac{\eta \cdot \bar{n}_\phi}{F(M)}. \quad (2.31)$$

Из рис. 1.3 видно, что даже для лучших ЛФД  $F(M) > 6$  дБ (4 раза). Реально отношение сигнала к шуму в ФПУ с ЭП будет в 10-15 раз меньше по сравнению с ФПУ с КП.

Из (2.30а) получим выражение для отношения сигнала к шуму при гомодинном приеме с учетом шумов схемы

$$SN_{gm} = \frac{I_{\phi 1}^2}{\sigma_{01}^2} = \frac{2 \cdot \bar{m}_\phi}{1 + \bar{n}_\phi / \bar{n}_g + \sigma_q^2 / (\eta \cdot \bar{n}_g)} = \frac{2 \cdot \eta \cdot \bar{n}_\phi}{1 + \bar{n}_\phi / \bar{n}_g + \sigma_q^2 / (\eta \cdot \bar{n}_g)}. \quad (2.32)$$

На рис. 2.5 показаны зависимости количества фотонов гетеродина, которые приходится на один бит для различных скоростей передачи. Видно, что даже при сравнительно небольших мощностях гетеродина (доли мВт) уже можно пренебречь шумами схемы, которые обычно не превышают 1000 шумовых электронов на бит (см. табл. 1.1). Таким образом, реальный гомодинный приемник даже при учете шумов схемы по своим параметрам приближается к идеальному и для него отношение сигнала к шуму определяется (2.30б).

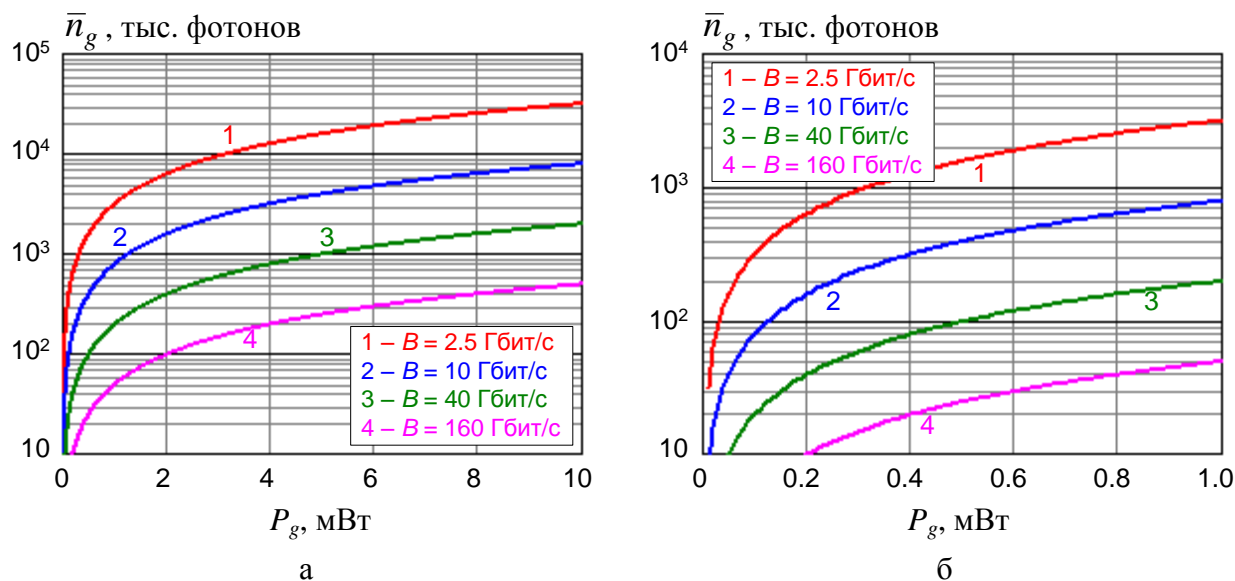


Рис. 2.5. Зависимости количества фотонов гетеродина на один бит от мощности гетеродина для различных скоростей передачи

### 2.2.5. Учет поляризации излучения сигнала и гетеродина

Отметим, что при рассмотрении взаимодействия излучений сигнала и гетеродина мы полагали, что их излучения линейно и одинаково поляризованы. В общем случае они могут быть поляризованы по-разному. Для исключения зависимости чувствительности приемника от состояния поляризации входного сигнала можно использовать схему, показанную на рис. 2.6 [4]. Фактически она включает два уже рассмотренных приемника (рис. 2.4) для каждой из двух ортогональных поляризаций принятого сигнала. Входной сигнал, имеющий произвольное состояние поляризации, разделяется на две линейно поляризованные ортогональные

компоненты с помощью поляризационного расщепителя (Polarization Beam Splitter, PBS). Необходимо, чтобы излучение гетеродина делилось PBS примерно поровну. Это можно обеспечить выбором азимута линейной поляризации излучения гетеродина равным  $\pi/4$  по отношению к осям PBS (т.е. поворотом лазерного диода) или установкой между гетеродином и PBS фазовой четвертьволновой пластинки, преобразующей линейную поляризацию в круговую. Отметим, что использование PBS в модуляторе передатчика и в когерентном приемнике позволяет вдвое увеличить битовую скорость передачи при той же символьной.

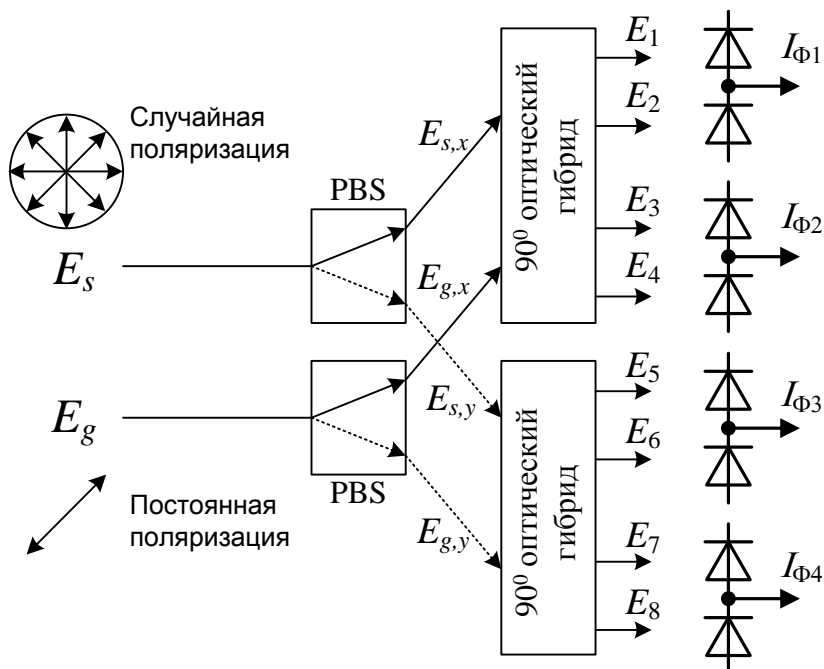


Рис. 2.6. Структурная схема оптической части гетеродинного (гомодинного) приемника с чувствительностью, не зависящей от состояния поляризации входного сигнала

Пусть в передатчике модулируется оптическая несущая, имеющая одну определенную поляризацию. Состояние поляризации в ОМ ОБ хаотически изменяется, поэтому на входе приемника состояние поляризации может быть любым. Запишем выражения для X и Y поляризаций в приемнике после PBS

$$\begin{bmatrix} E_{s,x} \\ E_{s,y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\alpha} \cdot E_{sm} \cdot \exp(j\delta) \\ \sqrt{1-\alpha} \cdot E_{sm} \end{bmatrix} \cdot \exp(j\omega_s \cdot t) \quad (2.33)$$

где  $\alpha$  - отношение мощности двух компонентов поляризации, и  $\delta$  разность фаз между ними. Эти параметры зависят от двулучепреломления в ОБ и изменяются во времени. С другой стороны, излучение гетеродина делится поровну между X - и Y - компонентами, для которых можно записать

$$\begin{bmatrix} E_{g,x} \\ E_{g,y} \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} E_{gm} \\ E_{gm} \end{bmatrix} \cdot \exp(j\omega_g \cdot t) \quad (2.34)$$

Два  $90^\circ$  оптических гибрида на рис. 2.6 генерируют электрические поля  $E_1, \dots, E_8$  на сдвоенные приемники ФД1-ФД8:

$$E_{1,2} = \pm \frac{1}{2} \cdot (E_{s,x} - E_{g,x}) = \pm \frac{1}{2} \cdot (E_s \cdot \sqrt{\alpha} - E_g), \quad (2.35a)$$

$$E_{3,4} = \pm \frac{1}{2} \cdot (E_{s,x} - jE_{g,x}) = \pm \frac{1}{2} \cdot (E_s \cdot \sqrt{\alpha} - jE_g), \quad (2.35b)$$



$$E_{5,6} = \pm \frac{1}{2} \cdot (E_{s,y} - E_{g,y}) = \pm \frac{1}{2} \cdot (E_s \cdot \sqrt{1-\alpha} - E_g), \quad (2.35\text{в})$$

$$E_{7,8} = \pm \frac{1}{2} \cdot (E_{s,y} - jE_{g,y}) = \pm \frac{1}{2} \cdot (E_s \cdot \sqrt{1-\alpha} - jE_g). \quad (2.35\text{г})$$

Для фототоков балансных ФП от 1 до 4 можно записать

$$I_{\phi 1\_nl} = S \cdot \sqrt{\frac{\alpha \cdot P_{S\_n} \cdot P_g}{2}} \cdot \cos[\varphi_{s\_l} - \varphi_g + \delta] \quad (2.36\text{а})$$

$$I_{\phi 2\_nl} = S \cdot \sqrt{\frac{\alpha \cdot P_{S\_n} \cdot P_g}{2}} \cdot \sin[\varphi_{s\_l} - \varphi_g + \delta] \quad (2.36\text{б})$$

$$I_{\phi 3\_nl} = S \cdot \sqrt{\frac{(1-\alpha) \cdot P_{S\_n} \cdot P_g}{2}} \cdot \cos[\varphi_{s\_l} - \varphi_g] \quad (2.36\text{в})$$

$$I_{\phi 4\_nl} = S \cdot \sqrt{\frac{(1-\alpha) \cdot P_{S\_n} \cdot P_g}{2}} \cdot \sin[\varphi_{s\_l} - \varphi_g] \quad (2.36\text{г})$$

Из выражений (2.36) можно записать комплексные амплитуды двух фототоков для двух ортогональных состояний поляризации вдоль осей X и Y

$$I_{\phi X\_nl} = I_{\phi 1\_nl} + jI_{\phi 2\_nl} = S \cdot \sqrt{\frac{\alpha \cdot P_{S\_n} \cdot P_g}{2}} \cdot \exp\{j[\varphi_{s\_l} - \varphi_g + \delta]\} \quad (2.37\text{а})$$

$$I_{\phi Y\_nl} = I_{\phi 3\_nl} + jI_{\phi 4\_nl} = S \cdot \sqrt{\frac{(1-\alpha) \cdot P_{S\_n} \cdot P_g}{2}} \cdot \exp\{j[\varphi_{s\_l} - \varphi_g]\} \quad (2.37\text{б})$$

В принципе оба выражения содержат одну и ту же информацию об амплитуде и фазе сигнала при приеме некоторого конкретного символа. Однако они отличаются значениями амплитуд из-за случайных флуктуаций состояния поляризации излучения сигнала на выходе ОВ ( $\alpha$ ) и случайных флуктуаций фазы сигналов с ортогональными поляризациями ( $\delta$ ). Задачей обработки сигналов с ФП является определение величин  $\alpha$  и  $\delta$ , а также их использование для коррекции принятых сигналов. Обработка может быть осуществлена аналоговыми или цифровыми методами. Мы рассмотрим алгоритм и его аналоговую реализацию. Схема обработки (рис. 2.7) вырабатывает управляющие сигналы для ФАПЧ оптического гетеродина, компенсаторов случайных колебаний амплитуд (в электрическом тракте) и фазовых сдвигов (в оптическом тракте) ортогонально поляризованных компонентов.

Рассмотрим структурную схему обработки электрического сигнала для оптической схемы рис. 2.6, которая показана на рис. 2.7. Она включает четыре балансных ФП (ФП1-ФП4), выходные токи (2.36) которых несут информацию о синфазной и квадратурной составляющих оптического сигнала с КАМ. Токи от приемников ФП1 и ФП2 определяют одну поляризацию сигнала (X), а ФП3 и ФП4 ортогональную поляризацию (Y).

Для определения коэффициента  $\alpha$  формируются сигналы пропорциональные квадратам всех токов балансных ФП, которые попарно суммируются для двух ортогональных состояний поляризации

$$I_X^2 = I_{1X}^2 + I_{2X}^2 = \frac{\alpha \cdot S \cdot P_{S-n} \cdot P_g}{2} \cdot [\cos^2(\varphi_{s-l} - \varphi_g + \delta) + \sin^2(\varphi_{s-l} - \varphi_g + \delta)] = \frac{\alpha \cdot S \cdot P_{S-n} \cdot P_g}{2},$$

$$I_Y^2 = I_{1Y}^2 + I_{2Y}^2 = \frac{(1-\alpha) \cdot S \cdot P_{S-n} \cdot P_g}{2} \quad (2.38a)$$

После усреднения по многим периодам тактовой частоты в ФНЧ мы получим средние величины

$$\bar{I}_X^2 = \frac{\alpha \cdot S \cdot \bar{P}_{S-n} \cdot P_g}{2} \quad \text{и} \quad \bar{I}_Y^2 = \frac{(1-\alpha) \cdot S \cdot \bar{P}_{S-n} \cdot P_g}{2}, \quad (2.38б)$$

сумма которых

$$\bar{I}_{XY}^2 = \frac{S \cdot \bar{P}_{S-n} \cdot P_g}{2} \quad (2.38в)$$

не зависит от  $\alpha$ .

С помощью двух делителей « $\div$ » и устройств для извлечения корня « $\sqrt{x}$ » мы определяем коэффициенты передачи устройств коррекции поляризационной нестабильности « $\frac{I}{\sqrt{\alpha}}$ » и « $\frac{I}{\sqrt{1-\alpha}}$ ».

Для нормальной работы поляризационно нечувствительного гомодинного приемника необходимо стабилизировать частоту и фазу гетеродина с помощью ФАПЧ, которая управляет частотой ОГУН. Сигнал управления снимается с выхода квадратурной составляющей сигнала, например, с X поляризации. Нормальная работа ФАПЧ обеспечивает выполнение условия для среднего значения фазы для X поляризации

$$\langle \bar{\varphi}_{s-l} - \varphi_g + \delta \rangle_X = 0. \quad (2.39a)$$

При этом среднее значение фазы для Y поляризации с работающей ФАПЧ будет равно

$$\langle \bar{\varphi}_{s-l} - \varphi_g \rangle_Y = \langle -\delta \rangle_Y. \quad (2.39б)$$

Для подавления нежелательного сдвига фаз между поляризационными составляющими сигнала можно управлять дополнительным сдвигом фазы сигнала в нижнем 90 градусном гибриде с помощью ячейки Пококельса, как показано на рис. 2.8. Величина необходимого дополнительного фазового сдвига определяется средним сигналом на квадратурном выходе, который при работающей ФАПЧ гетеродина и системе компенсации поляризационной нестабильности составляет

$$\bar{I}_{QY} = S \cdot \sqrt{\frac{\bar{P}_{S-n} \cdot P_g}{2}} \cdot \sin(-\delta) \quad (2.40a)$$

Алгоритм работы системы компенсации нежелательного среднего фазового сдвига сигнала в нижнем 90 градусном гибриде обеспечивает выполнение условия

$$\bar{I}_{QY} = S \cdot \sqrt{\frac{\bar{P}_{S-n} \cdot P_g}{2}} \cdot \sin(-\delta) = 0 \quad \text{или} \quad \delta = 0 \quad (2.40б)$$

В результате совместной работы системы автоматической подстройки частоты и фазы гетеродина (ФАПЧ), систем компенсации поляризационной и фазовой нестабильностей

принимаемого сигнала, а также с учетом сложения синфазных и квадратурных составляющих с разными поляризациями из (2.37) получим для выходных сигналов

$$I_{I_{nl}} = S \cdot \sqrt{2 \cdot P_{S_n} \cdot P_g} \cdot \cos(\varphi_{s_1}) \quad I_{Q_{nl}} = S \cdot \sqrt{2 \cdot P_{S_n} \cdot P_g} \cdot \sin(\varphi_{s_1}) \quad (2.41)$$

Таким образом, представленные на рис. 2.6-2.8 схемы обработки сигнала позволяют выделить сигналы с КАМ без поляризационных и фазовых искажений сигнала в оптическом тракте.

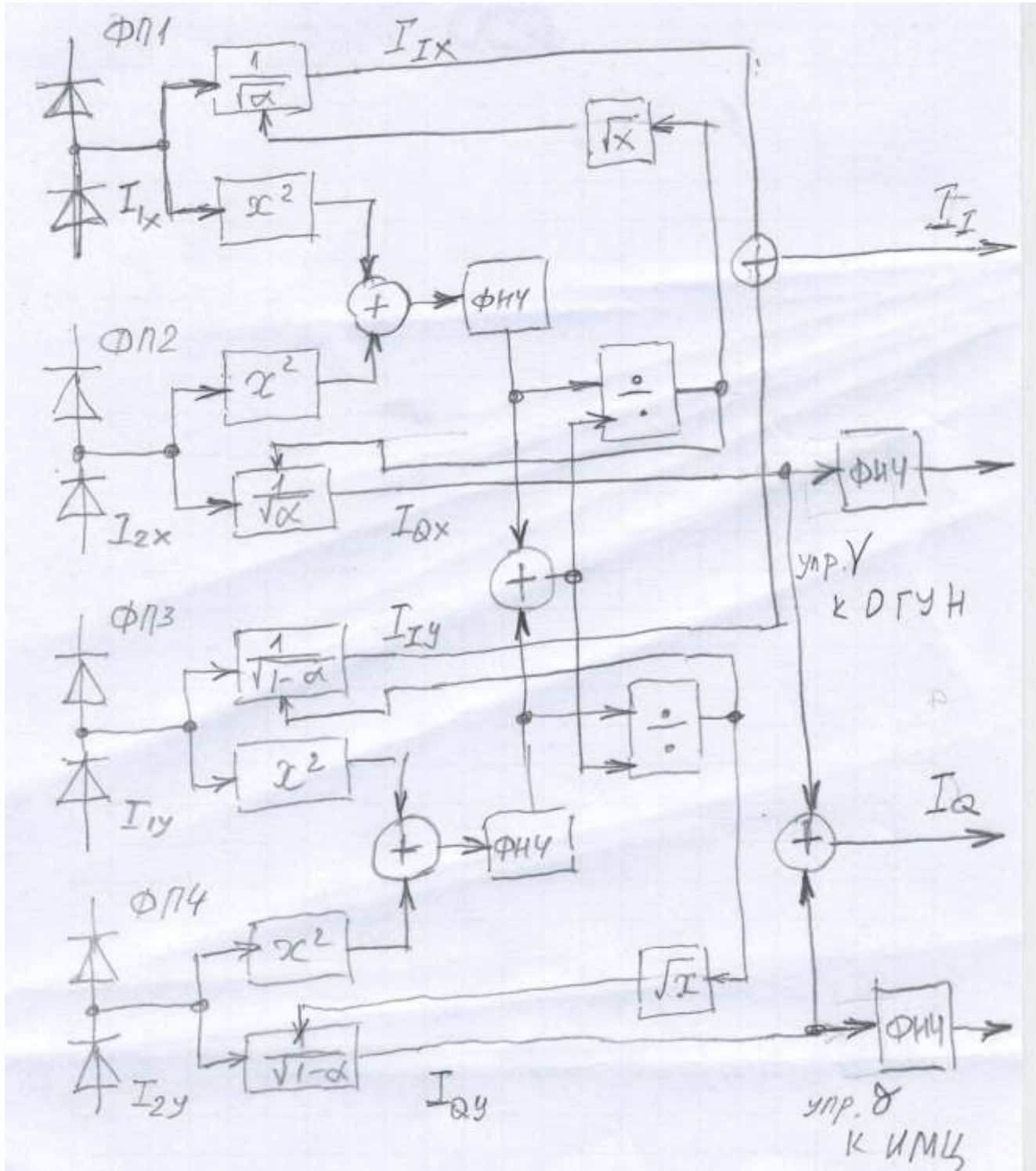


Рис. 2.7. Структурная схема обработки электрического сигнала для оптической схемы рис. 2.6.

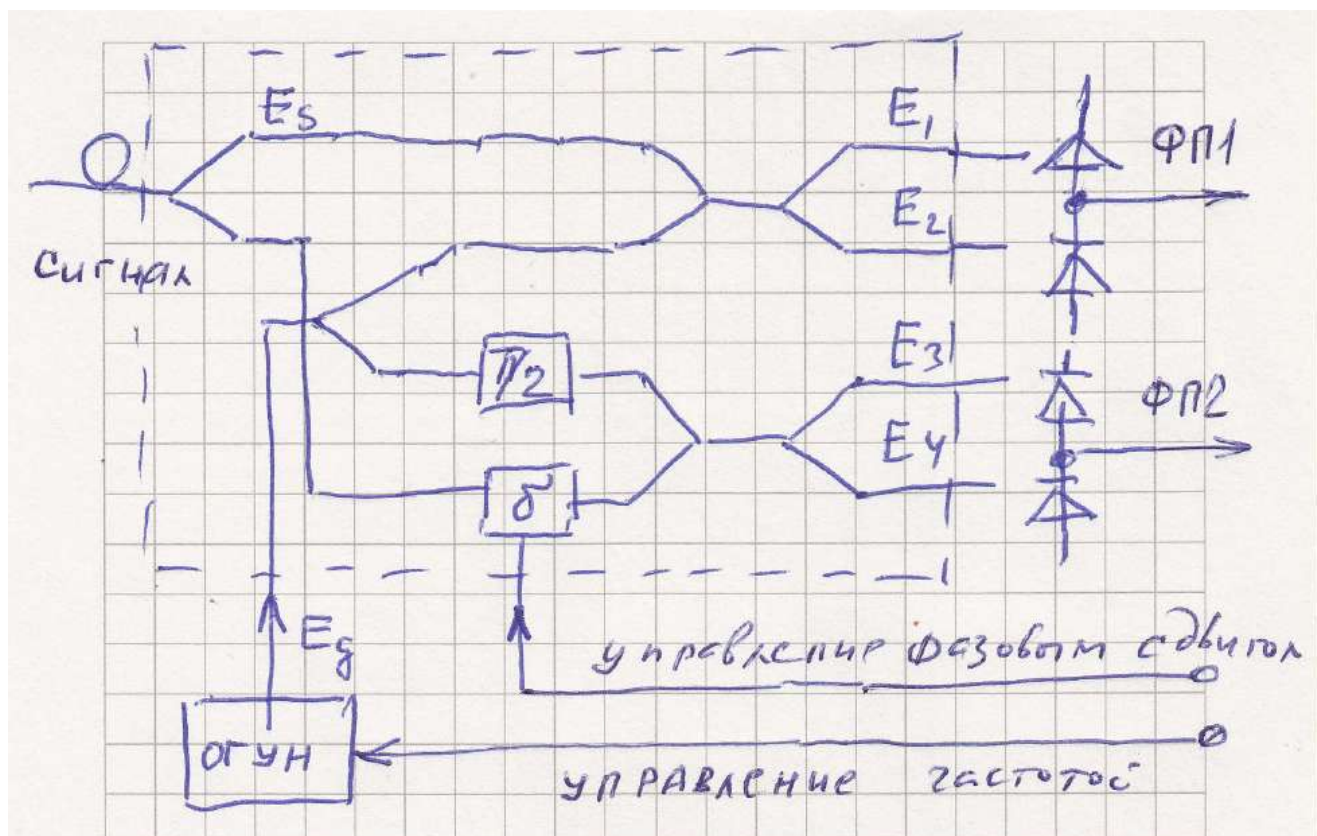


Рис. 2.8. Оптоэлектронные элементы системы ФАПЧ гетеродина (ОГУН) и системы компенсации фазового сдвига между разными поляризациями сигнала.

### 2.2.6. Обнаружительная способность гомодинного приемника цифрового сигнала с амплитудной модуляцией

Используя выражения (2.22а) и (2.22б) определим среднее количество фотоэлектронов в бите для двух балансных ФП, т.е. для синфазной и квадратурной составляющих сигнала [1] в схеме рис. 2.5.

$$\bar{s}_{Inl} = \eta \cdot \sqrt{\bar{n}_{sn} \cdot \bar{n}_g} \cdot \cos(\varphi_{sl} - \varphi_g), \quad \bar{s}_{Qnl} = \eta \cdot \sqrt{\bar{n}_{sn} \cdot \bar{n}_g} \cdot \sin(\varphi_{sl} - \varphi_g). \quad (2.42)$$

Из (2.23) следует, что дисперсии количества фотоэлектронов для одного и того же бита в балансных ФП будут равны

$$\sigma_{In}^2 = \sigma_{Qn}^2 = 0.5 \cdot \eta \cdot (\bar{n}_{sn} + \bar{n}_g) \approx 0.5 \cdot \eta \cdot \bar{n}_g. \quad (2.43)$$

Выражения (2.42) и (2.43) позволяют исследовать обнаружительные способности для широкого класса многоуровневых сигналов, используемых в ВОСС, с КАМ и, в частности, с многоуровневыми АМ и ФМ.

Для ВОСС с бинарной АМ и гомодинным приемом можно принять для бита «0»  $s_0 = 0$ , а для бита «1»  $s_1 = \eta \cdot \sqrt{\bar{n}_s \cdot \bar{n}_g}$ . Определим величину  $Q$  – фактора и минимальное количество фотоэлектронов на бит при передаче логической «1»

$$Q = \frac{s_1 - s_0}{2\sigma} = \frac{\eta \cdot \sqrt{\bar{n}_s \cdot \bar{n}_g}}{\sqrt{\eta \cdot \bar{n}_g} / 2} = \sqrt{2\bar{n}_s \cdot \eta}, \quad (2.44)$$

$$\bar{n}_s = \frac{Q^2}{2\eta}. \quad (2.45)$$

Обнаружительная способность в фотоэлектронах при этом будет равна

$$\bar{m}_{a\_gm} = \eta \cdot \frac{n_s}{2} = \frac{1}{2} Q^2 \quad (2.46)$$

и для  $Q=6$  составит 18 фотоэлектронов.

### 2.2.7. Обнаружительная способность гомодинного приемника цифрового сигнала с фазовой модуляцией

Рассмотрим потенциальные возможности ВОСС с гомодинным приемом и бинарной ФМ. В этом случае для синфазного и квадратурного сигналов можно записать

$$s_{I-1} = \eta \cdot \sqrt{\bar{n}_s \cdot \bar{n}_g} \cdot \cos(\varphi_{s-1} - \varphi_g) \text{ и } s_{I-0} = -\eta \cdot \sqrt{\bar{n}_s \cdot \bar{n}_g} \cdot \cos(\varphi_{s-0} - \varphi_g), \quad (2.47)$$

$$s_{Q-1} = \eta \cdot \sqrt{\bar{n}_s \cdot \bar{n}_g} \cdot \sin(\varphi_{s-1} - \varphi_g) \text{ и } s_{Q-0} = -\eta \cdot \sqrt{\bar{n}_s \cdot \bar{n}_g} \cdot \sin(\varphi_{s-0} - \varphi_g). \quad (2.48)$$

Отметим, что при эффективно работающей ФАПЧ при приеме логической «1»  $\varphi_{s-1} - \varphi_g = 0$  и  $\sin(\varphi_{s-1} - \varphi_g) = 0$ , а при приеме логического «0»  $\varphi_{s-0} - \varphi_g = \pi$  и  $\sin(\varphi_{s-0} - \varphi_g) = 0$ . Сигнал с фазовой манипуляцией можно снимать с выхода УФТ1

$$\bar{s}_{I-1} = \eta \cdot \sqrt{\bar{n}_{sn} \cdot \bar{n}_g} \text{ и } \bar{s}_{I-0} = -\eta \cdot \sqrt{\bar{n}_{sn} \cdot \bar{n}_g}. \quad (2.49)$$

При этом напряжение на выходе УФТ2 будет равно 0.

Определим величину  $Q$  – фактора и минимальное количество фотоэлектронов на бит при передаче логической «1»

$$Q_I = \frac{s_{I-1} - s_{I-0}}{2\sigma} = \frac{2 \cdot \eta \cdot \sqrt{\bar{n}_s \cdot \bar{n}_g}}{2 \cdot \sqrt{\eta \cdot \bar{n}_g / 4}} = 2 \cdot \sqrt{\eta \cdot \bar{n}_s}, \quad (2.50)$$

$$\bar{n}_s = \frac{Q_I^2}{4 \cdot \eta} \quad (2.51)$$

Обнаружительная способность гомодинного приемника с фазовой манипуляцией в фотоэлектронах при этом будет равна

$$\bar{m}_{a-g} = \frac{s_{I-1} + s_{I-0}}{2 \cdot \eta} = \frac{Q_I^2}{4} \quad (2.52)$$

и для  $Q=6$  составит 9 фотоэлектронов, т.е. в два раза меньше, чем у гомодинного приемника с АМ.

Можно также показать, что гетеродинный приемник имеет отношение сигнала к шуму аналогичное (2.236) в 2 раза меньше, а обнаружительную способность аналогичную (2.37) в 2 раза больше за счет в 2 раза большей полосы требуемой для приема оптического сигнала [1].

В таблице 2.1 [1] приведены предельные обнаружительные способности в фотонах на бит для идеальных ФП с ЭП и КП при различных форматах бинарной модуляции (манипуляции).

Таблица 2.1.

Формат модуляции	Прямое детектирование	Гомодинный прием	Гетеродинный прием
Амплитудный	10	18	36
Фазовый	-	9	18
Частотный	-	-	36

Следующий этап развития когерентных ВОСС открылся внедрением цифровых микропроцессорных сигнальных процессоров (ЦСП) для высокоскоростной цифровой обработки сигнала в системах связи. В области радиосвязи, цифровые методы давно и широко используются в передатчиках и приемниках. На рис. 1.14 показаны схемы передатчика RF (а), и приемника (б) со встроенными цифровыми сигнальными процессорами (ЦСП).

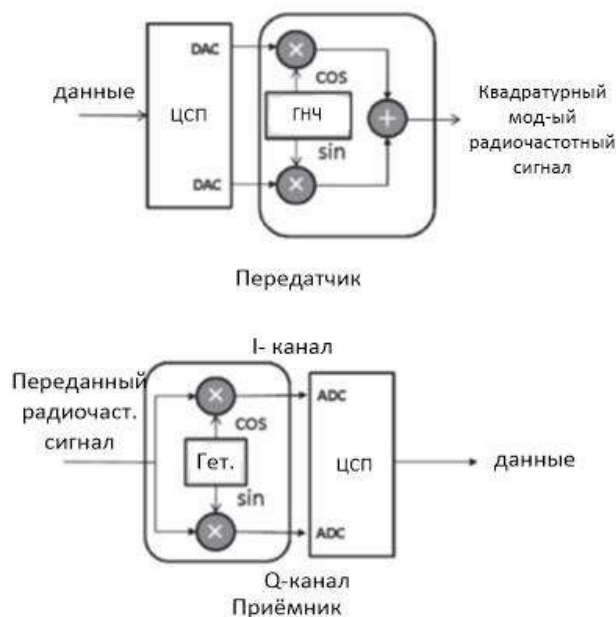


Рис. 1.14. Структурные схемы передатчика и приемника с сигнальными процессорами

В передатчике с помощью цифро-аналогового преобразователя (DAC) цифровые данные преобразуются в двухканальные аналоговые сигналы, которые модулируют несущую (ГНЧ) квадратурными компонентами (I и Q) сигнала. В приемнике, передаваемый радиочастотный сигнал, смешивается с сигналом гетеродина, и компоненты I и Q демодулируются. Квадратурные составляющие (I и Q данные) преобразуются в цифровой вид с помощью аналого-цифровых преобразователей (ADC), а символы декодируются в ЦСП. Системы связи с ЦСП в передатчике и приемнике обеспечивают, так называемую, «программно-управляемую радиосвязь».

Если радиочастотный модулятор на рис. 1.14(а) и смеситель на рис. 1.14(б) заменить оптическими аналогами, оптическим IQ модулятором и фазочувствительным гомодинным приемником, соответственно, мы получим, показанные на рис. 1.15, схемы оптического передатчика и приемника с использованием цифрового процессора.

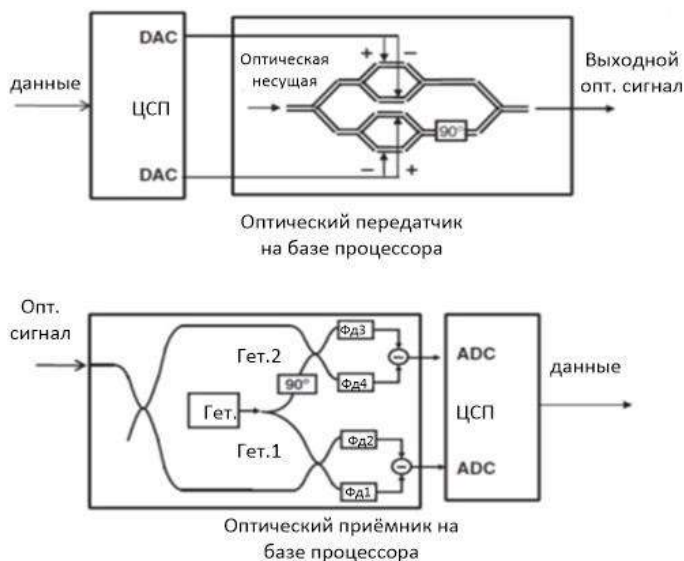


Рис. 1.15. Структурные схемы оптического передатчика и приемника с сигнальными процессорами

Современные разработки высокоскоростных цифровых интегральных микросхем обеспечили возможность обработки электрического сигнала в ЦСП и извлечения I и Q компонент комплексной амплитуды оптической несущей при гомодинном приеме сигналов при

высокой стабильности гетеродина. Были продемонстрированы ВОСП со скоростью 20 Гбит/с с модуляцией QPSK в передатчике. Для демодуляции использовался гомодинный приемник с фазовой диверсификацией и последующей цифровой оценкой фазы несущей с помощью сигнального процессора. Такой приемник получил название «цифровой когерентный приемник».

Отметим, что использование оптической фазовой автоподстройки частоты (OPLL), при которой фаза гетеродина подстраивается к фазе несущей по-прежнему трудно реализуема из-за задержек в петле обратной связи. В то же время цифровая обработка сигнала в ЦСП становится все более быстрой и представляет простые и эффективные средства оценки фазы несущей. Очень быстрое отслеживание фазы несущей в ЦСП улучшает и резко повышает стабильность по сравнению со схемой ФАПЧ (OPLL) (рис. 1.7).

Для сравнения гетеродинного и гомодинного приема определим мощности шумов, полагая, что основным источником шума является ток  $I_{dr}$  дробового шума ФД, который характеризуется СКО  $\sigma^2(I_{dr})$  и определяется постоянной составляющей фототока  $I_{ph0}$  через  $p$ - $n$  переход. Запишем выражение для постоянной составляющей фототока

$$I_{ph0} = S \cdot (P_g + P_{s0}), \quad (2.13)$$

где  $P_{s0}$  – постоянная составляющая мощности сигнала.

Учитывая, что мощность гетеродина  $P_g$  существенно больше постоянной составляющей мощности сигнала  $P_{s0}$ , можно полагать, что постоянная составляющая фототока ФД в основном определяется мощностью гетеродина.

Тогда для мощностей шумов при гетеродинном и гомодинном приеме можно записать

$$\begin{aligned} P_{en}^{gt} &= \sigma^2(I_{dr}) \cdot R_d = 2 \cdot e \cdot I_{ph0} \cdot R_d \cdot 2F = 4 \cdot e \cdot S \cdot (P_g + P_{s0}) \cdot R_d \cdot F, \\ P_{en}^{gm} &= \sigma^2(I_{dr}) \cdot R_d = 2 \cdot e \cdot I_{ph0} \cdot R_d \cdot F = 2 \cdot e \cdot S \cdot (P_g + P_{s0}) \cdot R_d \cdot F. \end{aligned} \quad (22)$$

В выражениях (22) принято, что полоса частот, в которой происходит накопление шумов при гомодинном приеме, равна  $F$  (полоса частот), а при гетеродинном в два раза больше  $2F$  (полоса частот УПЧ).

Оценим величины отношения сигнала к шуму для гетеродинного и гомодинного приема

$$\begin{aligned} \frac{S^{gt}}{N} &= \frac{P_{es}^{gt}}{P_{en}^{gt}} = \frac{S \cdot P_s \cdot P_g}{2 \cdot e \cdot (P_g + P_{s0}) \cdot F} = \frac{S \cdot P_s}{2 \cdot e \cdot (1 + P_{s0} / P_g) \cdot F} \\ \frac{S^{gm}}{N} &= \frac{P_{es}^{gm}}{P_{en}^{gm}} = \frac{2 \cdot S \cdot P_s \cdot P_g}{e \cdot (P_g + P_{s0}) \cdot F} = \frac{2 \cdot S \cdot P_s}{e \cdot (1 + P_{s0} / P_g) \cdot F} \end{aligned} \quad (23)$$

Таким образом, использование гомодинного приема при использовании амплитудной модуляции обеспечивает в 4 раза большее отношение мощностей сигнала к шуму, чем при гетеродинном приеме.

Отметим, что фототок ФД пропорционален количеству падающих за единицу времени фотонов гетеродина и сигнала, а также квантовой эффективности фотоприемника. Когда промежуточная частота намного меньше частот сигнала и гетеродина смесь излучений сигнала и гетеродина можно в первом приближении считать квазимонохроматической с частотой

$$\bar{\nu} = \frac{\nu_s + \nu_g}{2}, \quad (2.8)$$

а полный поток фотонов приходящих на ФД за единицу времени пропорционален суммарной оптической мощности гетеродина и сигнала

$$\Phi = \frac{P}{h \cdot \bar{\nu}},$$



## 2.9. Сравнение когерентного и энергетического приема оптических сигналов при амплитудной модуляции

Рассмотрим отношение сигнала к шуму при энергетическом приеме. Для фототока и мощности сигнала на нагрузке можно записать

$$I_{ph}^{ener}(t) = S \cdot P_s(t) \quad (24)$$

$$P_{es}^{ener} = S^2 \cdot P_s^2 \cdot R_d \cdot \quad (25)$$

Для мощности дробового шума и отношения сигнала к шуму можно записать

$$P_{en}^{ener} = 2 \cdot e \cdot I_{ph0} \cdot R_d \cdot F = 2 \cdot e \cdot S \cdot P_s \cdot R_d \cdot F \quad (26)$$

$$\frac{S^{ener}}{N} = \frac{P_{es}^{ener}}{P_{en}^{ener}} = \frac{S^2 \cdot P_s^2 \cdot R_d}{2 \cdot e \cdot S \cdot P_s \cdot F \cdot R_d} = \frac{S \cdot P_s}{2 \cdot e \cdot F} \quad (27)$$

Сравнение отношения сигнала к шуму при гомодинном и энергетическом приеме показывает, что выигрыш от использования гомодинного приема составляет

$$K_{gom} = \frac{S^{gm}}{N} / \frac{S^{ener}}{N} = \frac{4}{1 + P_{s0} / P_g} \quad (28)$$

Максимальный выигрыш составляет  $K_{gom} = 4$  (6 дБ) при условии  $P_g \gg P_{s0}$ , т.е. при большой мощности гетеродина. Отношения сигнала к шуму при энергетическом и гетеродинном приеме примерно одинаковы.

## 2.10. Когерентный прием сигналов с фазовой модуляцией

Получим из (13) выражение для фототока при фазовой модуляции

$$I_{phv} = 2 \cdot S \cdot \sqrt{P_s \cdot P_g} \cdot \cos[\omega_s - \omega_g \cdot t + \varphi_s(t) - \varphi_g(t)] \quad (28)$$

Если фаза гетеродина тем или иным способом стабилизирована (можно полагать  $\varphi_g=0$ ), то амплитуда промежуточной частоты постоянна, а фаза повторяет изменения фазы модулированного оптического сигнала. При гомодинном приеме выражение (28) можно представить в виде

$$I_{phv} = 2 \cdot S \cdot \sqrt{P_s \cdot P_g} \cdot \cos[\varphi_s(t)] \quad (29)$$

## 2.11. Преимущества гетеродинных и гомодинных приемников

По сравнению с энергетическими приемниками прямого детектирования гетеродинные приемники имеют следующие преимущества:

Возможность измерения оптической фазы и частоты.

Возможность использования в системах связи кроме модуляции по интенсивности амплитудной, частотной, фазовой, поляризационной модуляции и их комбинаций.

Возможность электронной компенсации хроматической и поляризационно-модовой дисперсии.

Увеличение отношения сигнала к шуму примерно на 3 дБ по сравнению с шумящим приемником прямого детектирования.

Малая чувствительность к нежелательному фоновому излучению.

При достаточной мощности гетеродина гетеродинный и особенно гомодинный методы приема позволяют достичь квантового предела детектирования.

Недостатком когерентного приема является техническая сложность обеспечения согласования волновых фронтов и поляризаций на поверхности ФД принимаемого излучения и излучения гетеродина. Частоты и фазы модулируемого источника излучения и гетеродина должны быть достаточно стабильными.

Методы когерентного приема оптических сигналов известны и исследовались уже более 30 лет. Однако до коммерческого использования дело не доходило. Все попытки обеспечить долговременную стабильность частоты, фазы и состояния поляризации излучения источника сигнала и гетеродина не увенчались успехом. Первые практические системы когерентного

приема появились только в первом десятилетии 21 века. В этих системах отказались от долговременной стабильности источников, учитывая, что передаваемая информация содержится в изменениях параметров излучения происходящих за время тактового интервала (или небольшого количества интервалов) длительностью десятки – сотни пс. Все изменения сигнала, происходящие медленно, а таковыми являются процессы в ОБ, изменения температуры источников излучения и т.п., могут быть отфильтрованы и исключены при обработке сигналов в реальном масштабе времени.

## 2.12. Пример современной системы когерентной связи

Одним из наиболее успешных форматов модуляции (таблица 4) является DP QPSK, который использует два ортогональных состояния поляризации  $E_x$  и  $E_y$ , а также четыре состояния фазы, отличающихся на  $\pi/2$ . Схема передающего устройства (рис. 34) содержит одночастотный лазер, излучение которого разделяется в поляризационном сплиттере PBS1 (polarized beam splitter) поровну между двумя ортогональными линейными поляризациями. Каждая поляризация поступает на свой квадратурный модулятор (QPSK) на основе ИМЦ, который в каждой из двух ветвей также имеет ИМЦ с фазовым модулятором, а в одной из них дополнительно фазовращатель на  $\pi/2$ . В результате сигнал на выходе каждого квадратурного модулятора имеет одно из четырех значений фазы (табл. 4). Далее фазомодулированные сигналы с ортогональными поляризациями объединяются PBS2.

Каждый символ переносит 4 бита информации по 2 бита на каждой поляризации, что позволяет в 4 раза уменьшить скорость модулирующих сигналов, подаваемых на модуляторы со 100 Гбит/с до 25 Гбит/с. Сигнал передающего устройства будет иметь скорость 25 Гбод. Реально скорости передачи будут выше на 10-15% за счет использования линейных кодов, корректирующих ошибки FEC (Forward Error Correction). При интервале между каналами 50 ГГц и скорости 100 Гбит/с эффективность составит  $SE=4$  бит/с/Гц.

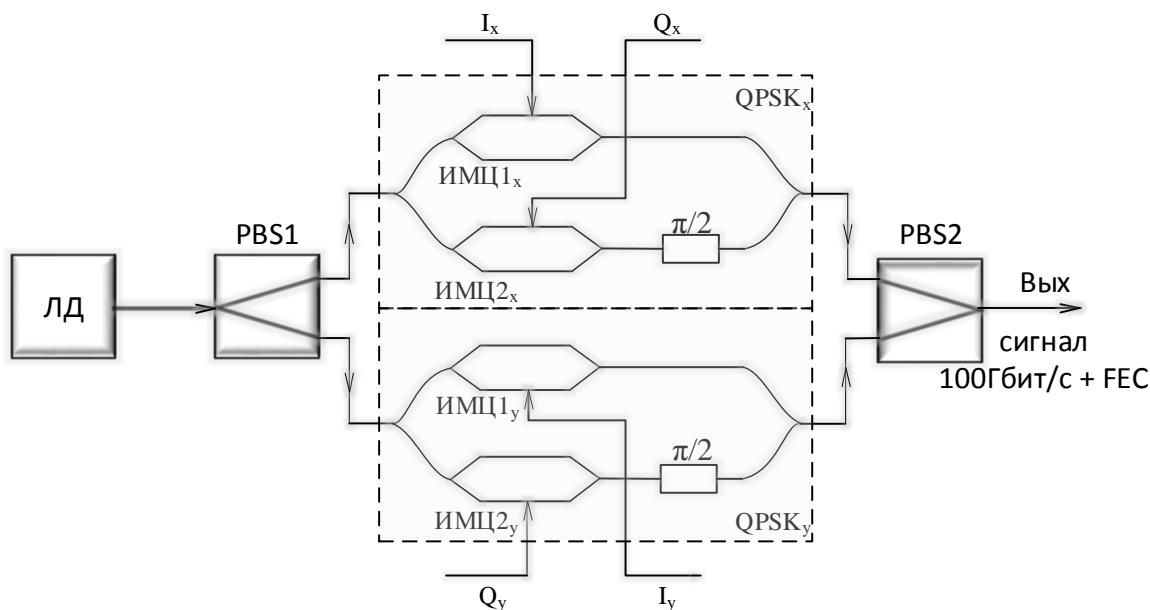


Рис.

34. Упрощенная схема передающего устройства с кодом DP QPSK.

Рассмотрим когерентное ФПУ для сигналов DP QPSK (рис. 35). Входной сигнал ФПУ  $P_s$  с помощью поляризационного сплиттера (PBS1) делится на две ортогональные поляризационные компоненты, каждая из которых смешивается с непрерывным излучением опорного лазера  $P_g$  в двух  $90^\circ$  оптических гибридах ( $90^\circ$  hybrid), которые представляют собой интегральные оптические схемы на основе направленных оптических ответвителей и фазовращателя. На выходе каждого гибрида формируются 4 оптических сигнала, которые являются комбинациями входного оптического сигнала и излучения опорного лазера. Эти сигналы поступают на дифференциальные оптоэлектронные преобразователи (ОЭП),

подключенные к схемам вычитания. На выходах этих схем выделяются аналоговые электрические сигналы  $I_x$ ,  $Q_x$ ,  $I_y$ ,  $Q_y$ , условно соответствующих двум парам квадратурных компонент принятого оптического сигнала (по две компоненты в каждой из двух ортогональных поляризаций). Аналоговые сигналы с выходов балансных фотоприемников оцифровываются в быстродействующих АЦП и поступают в блок цифровой обработки сигналов (ЦОС). Частота дискретизации АЦП выбирается из условия 2 отсчета на 1 Бод, т.е. 50 ГГц. Алгоритм цифровой обработки сигналов когерентного ФПУ можно описать в виде следующей последовательности операций.

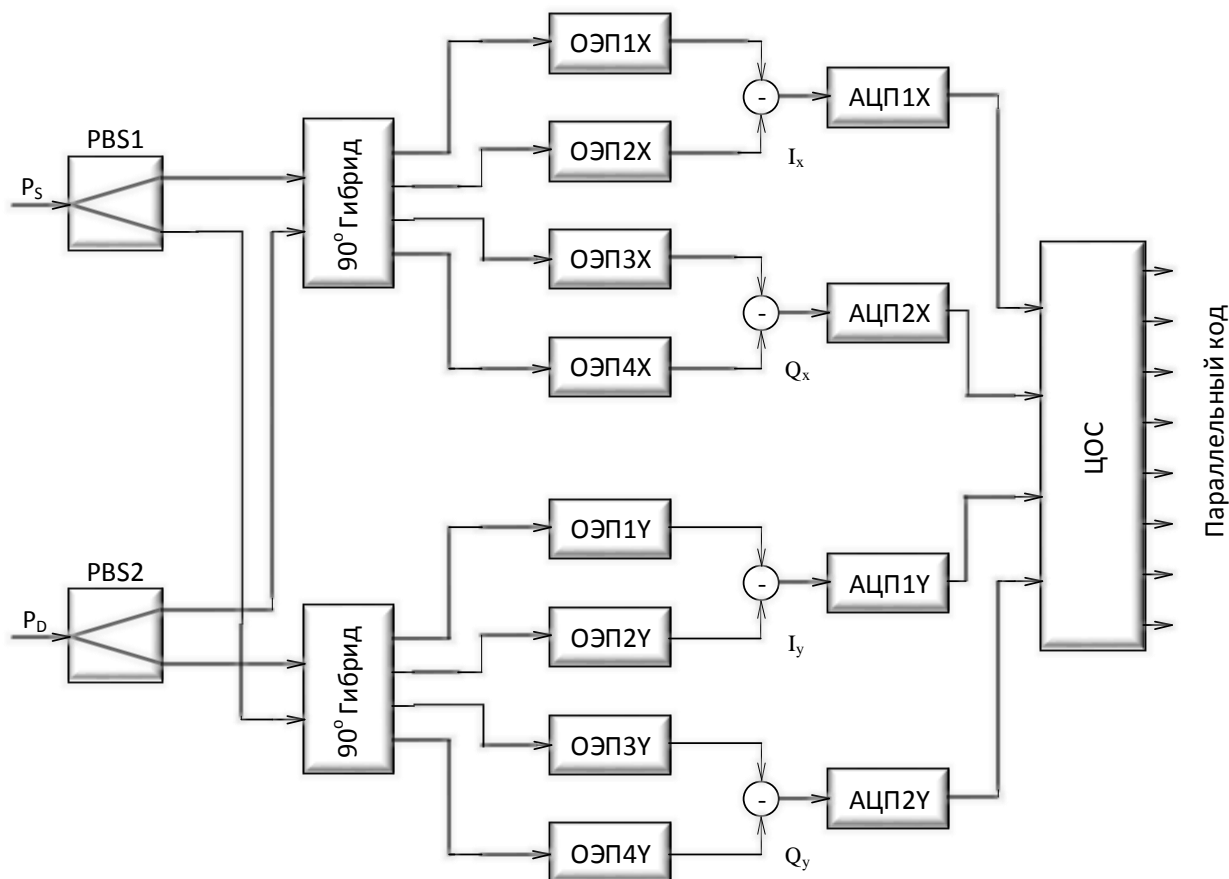


Рис. 35. Упрощенная структурная схема когерентного ФПУ для приема сигналов DP QPSK.

На первом шаге четыре потока символов с АЦП, соответствующие действительным и мнимым частям ( $I$  и  $Q$ ) двух потоков комплексных символов, по одному «комплексному потоку» для каждой поляризации, поступают в блок устранения неточностей входного интерфейса. При этом устраняются: временное рассогласование между четырьмя компонентами сигнала из-за неравенства оптических и электрических путей внутри когерентного ФПУ, неравенство амплитуд этих сигналов из-за различия в величинах токовой чувствительности балансных ФД и отклонения от номинальных значений фазовых задержек в гибриде. На 2 шаге компенсируется хроматическая дисперсия. На 3 шаге оценивается и устраняется разность частот между опорным лазером и оптической несущей принятого сигнала, которая приводит к вращению фазовой диаграммы. На 4 шаге оценивается и компенсируется фазовый шум, после чего определяются значения принятых символов. На последнем этапе применяется алгоритм исправления ошибок (FEC), который позволяет уменьшить коэффициент ошибок (BER) от  $2 \cdot 10^{-2}$  до  $10^{-12}$ .

#### Литература

1. Салех