

Я. В. АЛИШЕВ

МНОГОКАНАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

Допущено
Министерством высшего и среднего
специального образования БССР
в качестве учебного пособия
для студентов вузов,
обучающихся по специальности
«Многоканальная электросвязь»

Минск
«Высшая школа»
1986

ББК 32.883я73

A50

УДК 621.39.029.7(075.8)

Рецензенты: кафедра радиоуправления и связи Рязанского радиотехнического института и Т. П. Петручек, зав. кафедрой многоканальной электросвязи Харьковского института радиозлектроники, канд. техн. наук, доцент.

2402040000—116
А—————38—86
М 304(05)—86

© Издательство «Высшая школа»,
1986.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Проблема передачи информации в оптическом диапазоне рассматривается во многих книгах и журнальных статьях, однако каждая из них посвящена решению конкретных задач и рассчитана на специалистов, исследующих определенную узкоспециальную область. Учебных пособий, в которых освещались бы с единой точки зрения все аспекты многоканальных систем передачи применительно к оптическому диапазону, пока нет.

Данная книга является первой попыткой создания такого пособия по курсу «Многоканальные системы передачи оптического диапазона». Основой ее послужили лекции, которые автор в течение ряда лет читал студентам Минского радиотехнического института. В ней нашли отражение работы автора и коллектива кафедры многоканальной электросвязи по разработке систем передачи оптического диапазона, исследованию их помехоустойчивости и конструированию измерительных приборов для них, а также результаты обобщения материалов, опубликованных в отечественной и зарубежной печати. При этом автор стремился по возможности упростить изложение основ квантовой теории источников оптического излучения и сделать его доступным для студентов.

Учебное пособие соответствует программе курса и предназначено для студентов радиотехнических вузов и вузов связи. Оно может быть полезным аспирантам и инженерно-техническим работникам, занимающимся исследованием и разработкой лазерных информационных систем, а также широкому кругу специалистов, интересующихся использованием многоканальных систем передачи оптического диапазона.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить за помощь, оказанную при написании учеб-

ного пособия, коллег по кафедре кандидата физико-математических наук В. Ф. Юрьева, кандидатов технических наук В. Е. Ямайкина и А. А. Марьянкова. Он выражает искреннюю признательность рецензентам — лауреату Государственной премии СССР, доктору технических наук, профессору В. И. Поповкину, доктору физико-математических наук, профессору В. А. Степанову, а также кандидату технических наук доценту Т. П. Петручке за тщательный просмотр рукописи и полезные замечания, способствовавшие улучшению изложения материала.

Все критические замечания и рекомендации просим направлять по адресу: 220048, г. Минск, проспект Машерова, 11, издательство «Вышэйшая школа».

Автор

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

АДР — дигидрофосфат аммония
АИГ — лазеры на алюмоиттриевом гранате
АМ — амплитудная модуляция
АРК — аппаратура разделения каналов
АТС — автоматическая телефонная станция
ВИМ — изменение положения импульсов во времени
ВКУ — вынесенный коммутационный узел
ВМ — возбудитель модулятора
ВОК — волоконно-оптический кабель
ВОЛС — волоконно-оптическая линия связи
ВОСС — волоконно-оптическая система связи
Д — дефлектор
ДЗ — дихроичное зеркало
ДКУ — декодирующее устройство
ДМ — демодулятор
ДН — диаграмма направленности
ДУ — дифференциальный усилитель
З — зеркало
ЗГН — зеркало грубого наведения
ЗК — защитное кольцо
ИА — излучающая апертура
ИГЛ — импульсные газовые лазеры
ИИ — источник информации
ИК — инфракрасный
ИКМ — импульсно-кодовая модуляция
ИСЗ — искусственный спутник Земли
ИФ — интерференционный фильтр
КВ — коротковолновый
КДР — дигидрофосфат калия
КЛСС — космическая лазерная система связи
КНД — коэффициент направленного действия
КСИ — коллиматор солнечного излучения
КУ — кодирующее устройство
ЛГ — лазерный гетеродин
ЛЗ — линия задержки
ЛФД — лавинный фотодиод
МС — матрица светодиодов
НИР — научно-исследовательская работа
НС — низкоорбитальный спутник
ОКГ — оптический квантовый генератор
ОМ — оптический модулятор
ОР — оптический распределитель
ОСК — оптика сканирования

ОСМ — оптический смеситель
ОТН — оптика точного наведения
ОФЛ — оптика формирования луча
ПВ — призма Волластона
ПИ — получатель информации
ПМ — поляризационная модуляция
ПНЧ — поднесущая частота
ППЛ — полупроводниковый лазер
ПУ — пороговое устройство
ПЧ — промежуточная частота
ПЭУ — пьезоэлектрическое устройство
РКУ — радиоканал управления
РЛС — радиолокационная станция
СВЧ — сверхвысокочастотный
СЗ — сканирующее зеркало
СИД — светоизлучающий диод
СО — согласующая оптика
СП — следящий привод
СС — синхронный спутник
СхС — синхросигнал
Т — телескоп
УВ — усилитель-выравниватель
УЗ — ультразвуковой
УПО и С — устройство поиска, обнаружения и слежения
УПЧ — усилитель промежуточной частоты
УФ — ультрафиолетовый
ФАР — фазированные антенные решетки
ФВ — фазовращатель
ФИМ — фазоимпульсная модуляция
ФЛР — фазированные лазерные решетки
ФМ — фазовая модуляция
ФП — фотоприемник
ФС — фокусирующая система
ФЭУ — фотоэлектронный умножитель
ЦС — центральная станция
ЧИМ — частотно-импульсная модуляция
ЧМ — частотная модуляция
ШИМ — широтно-импульсная модуляция
ШЭД — шаговый электродвигатель
ЭОД — электрооптический дефлектор

ВВЕДЕНИЕ

Коммунистическая партия и Советское правительство уделяют огромное внимание развитию систем передачи информации. В настоящее время в сетях связи страны используются системы, по которым можно передавать одновременно 1920 телефонных разговоров. Разработаны и проходят испытания системы связи, рассчитанные на передачу 3600 и 10 800 телефонных каналов. Однако даже такие системы могут не справляться со все возрастающим объемом передаваемой информации. Согласно прогнозам, в ближайшем будущем для передачи информации потребуются линии связи с информационной емкостью от 300 до 1000—2000 Мбит/с. Создание таких линий радиотехническими средствами — проблема весьма сложная. Поэтому ученые и инженеры как за рубежом, так и в нашей стране работают над созданием систем связи оптического диапазона, которые могут обеспечить передачу телевизионных изображений по нескольким программам или десятков и сотен тысяч телефонных разговоров одновременно.

Разработчиков средств передачи информации привлекают два основных достоинства лазерных систем — огромная информационная емкость и возможность получения остронаправленного излучения при сравнительно малых габаритах излучающих устройств.

Использование средств оптического диапазона позволит повысить объем передаваемой информации на несколько порядков, а за счет высокой направленности излучения требуемая мощность оптического передатчика по сравнению с мощностью передатчика СВЧ диапазона снизится примерно до 10^6 раз.

Эти преимущества лазерных систем вызвали большой интерес специалистов. Например, в США разработкой систем и конструированием приборов занимаются почти во всех крупнейших аэрокосмических компаниях, во многих фирмах, специализирующихся в области радио-

электроники («Хьюджес», «Локхид», «Сильвания», RCA, «Дженерал электрик» и др.); теоретическими исследованиями занимаются вузы (Калифорнийский, Иллинойский, Пенсильванский, Станфордский университеты, Массачусеттский технологический институт и др.). Обширные программы реализуются в многочисленных организациях НАСА и Министерства обороны США.

В настоящее время действуют экспериментальные лазерные системы связи. Опубликовано много исследований как по разработке, так и по применению таких систем. Однако для практической реализации лазерных линий связи самостоятельного значения необходимо еще решить ряд проблем, например таких, как создание сверхширокополосных высокоэффективных модуляторов, приемников длинноволновой части оптического диапазона, световодов с достаточно малыми потерями, разработка быстродействующих устройств сканирования лучей с целью отыскания корреспондента, а также образование большого числа каналов (т. е. обеспечение многоканальности). Нельзя считать завершенной и разработку теоретических основ лазерной связи. Специфика оптического диапазона заключается в том, что оптическая связь развивается на стыке нескольких наук. При разработке теории необходимо учитывать законы не только электромагнетизма, но также физической оптики и квантовой механики.

Наличие указанных проблем вызывает у некоторых специалистов скептическое отношение к лазерной связи. Однако нет сомнения, что со временем эти затруднения будут преодолены. Кроме того, вопрос о применении лазерных систем не следует сводить к тому, могут они или не могут полностью заменить существующие средства связи; их надо рассматривать как средства связи, которые нужно использовать там, где существующие системы либо не могут быть применены, либо их применение недостаточно эффективно. Одной из перспективных в настоящее время является лазерная многоканальная связь в условиях космического пространства. Такие системы могут обеспечить как огромную информационную емкость, так и сверхбыстродействие. Другое применение — это лазерная многоканальная телефонная связь с использованием оптических кабелей в условиях широкоразветвленной городской сети, а также широкополосные цифровые системы лазерной связи между крупными вычислительными центрами.

Современные многоканальные системы связи рассчитаны на передачу различных видов информации. Для лазерных многоканальных систем также нет ограничений на вид передаваемой информации. Кроме того, они не только обеспечивают возможность увеличения числа более дешевых каналов связи, но и позволяют резко улучшить качество передаваемых сообщений, особенно при передаче информации систем цветного телевидения, т. е. решить задачу приведения в более полное соответствие систем связи со зрительными способностями человека.

В разработке основных элементов лазерных систем связи — оптических квантовых генераторов — ведущая роль наряду с американскими принадлежит советским ученым. Так, в 1959 г. академикам Н. Г. Басову и А. М. Прохорову была присуждена Ленинская премия за разработку нового принципа генерации и усиления радиоволн, а в 1964 г. они вместе с американским ученым Ч. Таунсом были удостоены Нобелевской премии за фундаментальные исследования в области квантовой электроники. Этому практическому открытию предшествовал огромный, длительный труд многих ученых в различных странах мира.

Так, немецкий физик-теоретик М. Планк 14 декабря 1900 г. в зале заседаний Немецкого физического общества прочел свой доклад о прерывном характере излучения и поглощения света. В тот день мало кто понял величие его предположения. Признание пришло позже. Теперь можно утверждать, что теория квантовых приборов и ведет свое начало от гипотезы Планка. В дальнейшем эта гипотеза была развита в квантовую теорию света А. Эйнштейном. В 1917 г. он, пользуясь постулатами Н. Бора, показал, что атом, находящийся в возбужденном состоянии (на верхнем энергетическом уровне), может отдать свою энергию в виде самопроизвольного (спонтанного) или вынужденного (индуцированного) излучения под действием внешнего электромагнитного поля.

В середине 20-х годов XX столетия в Копенгагене, в институте Бора, была создана интернациональная школа физиков. Беспрецедентное в истории науки содружество ученых позволило решить многие теоретические проблемы. Так, в 1926 г. Э. Шрёдингером было получено уравнение, описывающее состояние микрочастиц с учетом их волновых и корпускулярных свойств. Это уравнение легло в основу новой области физики — квантовой механики.

Обсуждение экспериментов по определению орбиты электрона привело В. Гейзенберга к соотношению неопределенностей, являющемуся количественным выражением ограниченности представлений классической физики. В 1939—1941 гг. советский ученый В. А. Фабрикант впервые обратил внимание на возможность усиления света за счет индуцированного излучения.

Логическим завершением этих идей явилось создание в 1954—1955 гг. практически действующих квантовых генераторов электромагнитных волн сантиметрового диапазона — молекулярных генераторов на пучке молекул аммиака (Н. Г. Басов, А. М. Прохоров — в СССР; Ч. Таунс, Дж. Гордон, Х. Цайгер — в США), а первым практически действующим квантовым генератором оптического диапазона был рубиновый лазер, разработанный Т. Мейманом в 1960 г. В 1961 г. А. Джаван создал газовый лазер непрерывного действия, в 1962 г. под руководством академика Н. Г. Басова и члена-корреспондента АН СССР Б. М. Вула была реализована идея сотрудников Физического института АН СССР по созданию оптических квантовых полупроводниковых генераторов.

В настоящее время уже создано значительное количество типов оптических квантовых генераторов, серийно выпускаемых промышленностью как у нас, так и за рубежом. Эти лазеры работают в различных участках оптического диапазона — инфракрасном, видимом и ближнем ультрафиолетовом. Например, в Институте физики АН БССР под руководством академика Б. И. Степанова создан один из первых в нашей стране оптических квантовых генераторов на органических красителях «Радуга» с возможностью перестройки в широком диапазоне частот.

Достоинства систем оптического диапазона — огромная информационная емкость и высокая направленность — объясняются весьма важными свойствами, присущими излучениям квантовых приборов: высокими когерентностью, монохроматичностью и стабильностью частоты. По степени когерентности квантовые излучатели не уступают другим источникам электромагнитного поля, используемым в СВЧ диапазоне, и намного превосходят все известные до сих пор в оптике источники излучения.

Благодаря высокой монохроматичности и стабильности излучения лазеры можно использовать для создания

ближних, дальних и сверхдальних (в том числе космических) линий многоканальной связи. Сверхузкая направленность излучения позволяет резко снизить мощность передающих устройств. Задачей ближайшего будущего является разработка и внедрение многоканальных систем передачи информации оптического диапазона, отличающихся огромной информационной емкостью и большой помехоустойчивостью. Крупным достижением является возможность создания волоконно-оптических линий связи в условиях крупных городов для соединения городских телефонных станций, информационно-вычислительных комплексов, а в дальнейшем и для магистральных междугородных линий.

1. КВАНТОВЫЕ СИСТЕМЫ

1.1. Основное свойство и характеристика квантовых систем

Квантовой системой (или *микросистемой*) называется совокупность элементарных частиц вещества — молекул, атомов, электронов, взаимодействующих между собой и с внешним электромагнитным полем.

Основным свойством квантовых систем является дискретность (прерывность) энергетических состояний, т. е. внутренняя энергия их может иметь лишь строго определенные квантовые значения. Примеров, доказывающих прерывность состояний микросистем, можно было бы привести множество. Однако прежде чем этот факт был установлен, прошли многие годы. Ученые размышляли, дискутировали. В частности, Н. Бор, будучи твердо убежден в том, что «электронное строение атома Резерфорда управляется с помощью кванта действия», писал: «По законам механики, чтобы электрон в планетарном атоме Резерфорда не упал на ядро, он должен вокруг него вращаться. В то же время по законам электродинамики он должен при этом излучать энергию и в конце концов все равно упасть на ядро. Нужно запретить ему падать на ядро!». Рассуждая таким образом, он сформулировал свои знаменитые постулаты, суть которых заключается в том, что в атоме существуют орбиты, вращаясь по которым, электрон не излучает; излучение же происходит только при переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую.

Современная теория, как мы увидим далее, не нуждается в таком утверждении и вообще не считает дискретность состояний обязательным признаком квантовой системы. Тем не менее для определенных условий постулаты Бора и до сего времени являются справедливыми.

Энергия атома определяется расстоянием между электроном и ядром: чем дальше электрон от ядра, тем большей энергией обладает он, а значит, и вся квантовая система. Высший уровень энергии соответствует

отрыву электрона от атома — это уровень *ионизации*. Если электрон находится на самой внутренней орбите, его энергия (и энергия атома) будет наименьшей. Такое состояние атома называется *основным* или *нормальным*. Остальные уровни соответствуют *возбужденным* состояниям атома.

В реальных условиях приходится иметь дело с микро-системами, состоящими из очень большого числа атомов или молекул. Поэтому необходимо учитывать взаимное влияние атомов и их взаимодействие с внешним электромагнитным полем. В результате взаимодействия частиц и вследствие их теплового хаотического движения изменяются их положения и расширяются уровни энергии. Вместо фиксированных значений энергии появляются целые области или полосы с непрерывным ее значением.

Если квантовая система находится в состоянии термодинамического равновесия, среднее число атомов на том или ином уровне, т. е. *населенность уровня*, подчиняется закону Больцмана:

$$N_i = BN_0 \exp\left(-\frac{W_i - W_0}{kT}\right), \quad (1.1)$$

где N_i — число частиц на уровне с энергией W_i ; B — множитель, зависящий от абсолютной температуры T ; N_0 — общее число частиц данного рода в квантовой системе; k — постоянная Больцмана; W_0 — начальный (основной) уровень энергии квантовой системы.

Прологарифмировав соотношение (1.1) и решив его относительно T , получим $T = -(W_i - W_0)/(Bk \ln N_i/N_0)$.

Обычно на верхнем уровне энергии W_i всегда меньше частиц, чем на нижнем [это видно из формулы (1.1)], поэтому логарифм — отрицательная величина, а температура — положительная. В оптических квантовых генераторах (ОКГ), как мы увидим далее, создаются условия, когда на верхнем энергетическом уровне находится больше частиц, чем на нижнем. Тогда логарифм принимает положительное значение ($N_i/N_0 > 1$), а температура становится отрицательной.

Отрицательная температура характеризует неравновесные системы, которые называются *системами с инверсной населенностью*. Термическое равновесие восстанавливается при переходе электронов с верхних, возбужденных, состояний на нижнее, основное. Эти переходы могут совершаться спонтанно (самопроизвольно) по истечении 10^{-5} — 10^{-10} с или под действием внешних сил

(вынужденно). Вынужденные переходы называются еще *стимулированными* или *индуцированными*.

В основе принципа работы ОКГ лежит явление вынужденного, или индуцированного, излучения. При исследовании процессов, происходящих в ОКГ, главными являются два вопроса: как обеспечить возбужденное состояние вещества, а значит, и возможность усиления электромагнитных волн; какие процессы происходят при взаимодействии электромагнитного поля с веществом? Полный анализ этих вопросов требует привлечения квантовой теории, которая наиболее точно описывает динамику микросистем. Однако в той или иной задаче можно использовать приближенные методы, в частности статистический подход к анализу квантово-механических явлений. В этом случае исходными данными являются система энергетических уровней и вероятности переходов между ними.

Квантовые переходы между состояниями системы описываются кинетическими уравнениями, определяющими изменение во времени населенности уровней, плотности энергии (фотонов) в веществе. Решение системы кинетических уравнений позволяет проанализировать механизм процессов возбуждения активной среды, определить условия, при которых возможно усиление и генерирование колебаний, выбрать оптимальные параметры ОКГ и т. д.

Достоинства статистического метода — простота математического аппарата, тесная связь математического исследования с физической, качественной картиной процесса. Вместе с тем этот приближенный метод не позволяет детально проанализировать спектр колебаний, квантовые флуктуации поля излучения и др. Строгое решение этих задач возможно только при использовании квантовой теории.

1.2. Двойственный характер электромагнитного излучения и вещества

В классической теории процесс излучения представляется как непрерывное перемещение электромагнитных волн, характеризующихся частотой колебаний ν , длиной волны λ и скоростью c . Эти величины связаны равенством

$$c = \nu\lambda. \quad (1.2)$$

В противоположность классической теории М. Планк предположил, что электромагнитное излучение испускается и поглощается

отдельными порциями энергии — квантами излучения. Энергия квантов определяется по формуле $W = \hbar\omega$.

В дальнейшем гипотеза Планка была развита Эйнштейном в квантовую теорию, в которой излучение рассматривается как поток летящих со скоростью света c квантов (фотонов). Интенсивность излучения определяется числом фотонов в единице объема. Открытие давления света русским ученым известным создателем московской школы физиков П. Н. Лебедевым позволило Эйнштейну прийти к заключению, что квант света — фотон — наряду с энергией обладает количеством движения p . Направление вектора p совпадает с направлением распространения световой волны, а его величина определяется по формуле $p = \hbar\omega/c$, или с учетом равенства (1.2) и $\omega = 2\pi\nu$ получим $p = 2\pi\hbar/\lambda$.

Какими бы необычными ни были представления о квантах электромагнитной энергии, введенные Планком, они еще не вызывали переворота в методе теоретического поиска. После работ Планка и Эйнштейна представление о дискретности излучения вошло в физическую картину мира. Это был революционный шаг, поскольку старая картина мира после введения нового элемента взрывалась изнутри. Но на классические методы построения картины мира идеи Планка не оказали непосредственного влияния. Дальнейшее развитие физики было связано с попытками создать квантовую картину физического мира, пользуясь классическим подходом.

Известно множество явлений, происходящих при взаимодействии света с веществом, которые необъяснимы с точки зрения волновой теории света и подтверждают квантовые представления. С другой стороны, многие явления, связанные с интерференцией, дифракцией и поляризацией света, полностью объясняются на основе представлений о волновом характере распространения света. Дальнейшие исследования показали, что корпускулярно-волновая двойственность лежит в самой природе вещей. Современная физика располагает большим количеством неоспоримых фактов, подтверждающих, что не только свет, но и вещество, и в частности микрочастицы — электроны, атомы, молекулы, обладают двойственной природой.

Впервые гипотеза о волновых свойствах частиц была высказана французским физиком Луи де Бройлем в 1924 г. Идея де Бройля может быть коротко выражена так: движение любой частицы с массой m и скоростью v (т. е. обладающей количеством движения $p = mv$) связано с распространением монохроматического колебания. Длина волны этого волнового процесса называется *длиной волны де Бройля* и определяется по формуле

$$\lambda = 2\pi\hbar/p. \quad (1.3)$$

Появление гипотезы — процесс нелогичный, но как только гипотеза высказана, строгие законы логики позволяют извлечь из нее все следствия. Одно из них: если волновые свойства микрочастиц существуют, то их можно обнаружить и измерить. Их действительно обнаружили. Еще в 1922 г. по заказу американской фирмы «Бэлл телефон» К. Дэвиссон, изучая отражение электронных пучков от поверхности металлов, заметил какие-то аномалии. После работ де Бройля в 1925 г. ученик М. Борна В. Эльзассер предположил, что эти аномалии объясняются электронными волнами. А в 1927 г. К. Дэвиссон вместе с А. Джермером подтвердили гипотезу де Бройля новым опытом: волновые свойства электронов были обнаружены при дифракции электронного пучка, падающего на поверхность монокристалла. В даль-

нейшем формула (1.3) была проверена и подтверждена в явлениях дифракции более тяжелых частиц — атомов и молекул.

Формула де Бройля проста, как и формула Планка, и закон всемирного тяготения Ньютона. Такие открытия на первый взгляд просты, но, в истории развития человечества их считанное количество, и они меняют основы нашего мышления. О том, насколько парадоксальной казалась идея де Бройля, говорит такой факт: в 1925 г. Эйнштейн писал М. Борну о диссертации де Бройля: «Прочтите ее! Хотя и кажется, что ее писал сумасшедший, написана она солидно».

Представления де Бройля сыграли огромную роль на начальных этапах развития квантовой механики. Они обосновали естественность аналогии между описанием фотонов и электронов и позволили перенести квантовые характеристики, введенные для фотона, на электроны и другие частицы атома. Картина физического мира, предложенная де Бройлем, обеспечила выбор аналоговых моделей и разработку конкретных теоретических схем, объясняющих волновые свойства электронов.

Открытие волновых свойств вещества еще раз показало ограниченность классической теории движения частиц — механики Ньютона. Подтверждение корпускулярно-волновой природы вещества потребовало пересмотра старых понятий и представлений о движении частиц. Так, в опытах, где проявляются волновые свойства частиц, неприменимо понятие траектории движения. Экспериментаторы вновь и вновь убеждались, что электрон при движении в атоме не подчиняется законам электродинамики.

Весной 1925 г. по приглашению Н. Бора в Копенгаген из Мюнхена приехал В. Гейзенберг. В Дании он сразу же попал в обстановку научных споров, в среду ученых, для которых физика была главным делом жизни. Здесь он понял неожиданную истину: нельзя представлять движение электрона в атоме как движение маленького шарика по траектории. Нельзя, потому что электрон не шарик, а нечто более сложное, и проследить движение этого «нечто» столь же просто, как движение бильярдного шара, нельзя.

Итак, предположение о существовании траектории частицы не может быть согласовано с опытными данными, доказывающими волновые свойства частиц, и, следовательно, классические представления о частицах и их движении в применении к малым частицам должны быть пересмотрены и изменены. Двойственная корпускулярно-волновая природа микрочастиц не позволяет для описания их свойств использовать, например, волновое уравнение Максвелла, следующее из электромагнитной теории света, или уравнение механики Ньютона для классических частиц — макротел.

Уравнение, позволяющее описать поведение микрочастиц, было предложено Э. Шрёдингером в 1926 г. Как мы увидим в дальнейшем, уравнение Шрёдингера, записанное для определенной микросистемы, отражает причинность (квантово-статистическую закономерность) в поведении ее элементов.

1.3. Основное уравнение квантовой механики

Важным переходным этапом от классической теории к квантовой явилась теория Бора, которая основывается на двух его постулатах:

1) атомы могут длительное время находиться только

в определенных, так называемых стационарных, состояниях. Энергии стационарных состояний $W_1, \dots, W_n$ образуют дискретный спектр;

2) при переходе атома из одного стационарного состояния с энергией W_i в другое состояние с энергией W_j ($W_i > W_j$) происходит излучение кванта света, причем $\omega = (W_i - W_j)/\hbar$.

Однако недостатки теории Бора выявились уже при применении ее даже к простейшему атому — атому водорода: определяя правильно значения частот спектральных линий, она не давала возможности вычислять их интенсивности. Теория не давала информации о поляризации и когерентности излучения, не объясняла мультиплексный характер спектров сложных элементов и явления дифракции частиц.

Дальнейшее развитие науки привело к созданию квантовой теории. Рассмотрим основное уравнение этой теории.

Распространяющуюся в определенном направлении x плоскую монохроматическую волну с частотой ω и длиной λ обычно записывают в виде

$$\psi(x, t) = A \cos(\omega t - 2\pi x/\lambda),$$

где A — амплитуда колебания. Представим волну в комплексной форме:

$$\psi(x, t) = A \exp(-j(\omega t - 2\pi x/\lambda)).$$

Пусть волновая функция $\psi(x, t)$ характеризует волну де Бройля, соответствующую движению частицы в направлении x с энергией W и количеством движения p . Тогда мы можем заменить волновые параметры ω и λ корпускулярными характеристиками согласно уравнениям, выражающим корпускулярно-волновую двойственность частиц: $W = \hbar\omega$; $p = 2\pi\hbar/\lambda$. Отсюда $\omega = W/\hbar$; $\lambda = 2\pi\hbar/p$. Тогда функция $\psi(x, t)$ примет вид

$$\psi(x, t) = A \exp\left(-\frac{j}{\hbar}(Wt - px)\right), \quad (1.4)$$

где j — мнимая единица.

Составим дифференциальное уравнение, которому удовлетворяет функция $\psi(x, t)$, вычислив ее частные производные по времени t и координате x : $\partial\psi/\partial t = -(j/\hbar) \times (W\psi)$; $\partial\psi/\partial x = (j/\hbar)(p\psi)$; $\partial^2\psi/\partial x^2 = -(p^2/\hbar^2)\psi$.

Если в формуле кинетической энергии $W = mv^2/2$ за-

менить величину скорости v величиной движения по формуле $p = mv$, то кинетическая энергия

$$W = p^2/(2m). \quad (1.5)$$

Тогда $\frac{\partial \psi}{\partial t} = -j \frac{p^2}{2\hbar m} \psi$, т. е. производная функции $\psi(x, t)$ по времени t с точностью до постоянного множителя равна второй производной $\psi(x, t)$ по координате x . В этом можно убедиться, умножив левую и правую части выражений для частных производных на соответствующие множители: $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{p^2}{\hbar^2} \psi$ на $-\frac{\hbar^2}{2m}$; $\frac{\partial \psi}{\partial t} = -j \frac{p^2}{2\hbar m} \psi$ на $j\hbar$. После умножения получим: $-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{p^2}{2m} \psi$; $j\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{p^2}{2m} \psi$. Правые части этих выражений равны, значит, равны и левые части, т. е.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = j\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}. \quad (1.6)$$

В общем случае движения частицы в произвольно выбранном направлении вектор количества движения обладает тремя составляющими: p_x, p_y, p_z . Тогда соответствующая этому направлению распространения плоская волна де Бройля будет функцией всех трех координат и времени, и вместо выражения (1.4) будем иметь

$$\psi(x, y, z, t) = A \exp(-j/\hbar(Wt - p_x x - p_y y - p_z z)).$$

Формулу (1.5) можно переписать в виде

$$W = (1/(2m))(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2),$$

и вместо дифференциального уравнения (1.6) для $\psi(x, y, z, t)$ получим

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) = j\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}. \quad (1.7)$$

Это уравнение является основным уравнением квантовой механики и называется *волновым уравнением Шрёдингера для частного случая движения частицы в отсутствие внешних сил*.

При наличии внешнего потенциального поля сил, в котором частица будет обладать наряду с кинетической также и потенциальной энергией $U(x, y, z)$, уравнение (1.7) обобщается следующим образом:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right) + U\Psi = j\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}. \quad (1.8)$$

Сумму трех вторых производных по координатам x , y , z кратко обозначают символом ∇^2 , и уравнение (1.8) можно записать так:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U\Psi = j\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}.$$

Эта общая форма волнового уравнения для одной частицы была найдена Шрёдингером путем развития аналогии между уравнениями оптики и механики. Известно, что в большом числе оптических явлений можно волновую оптику приближенно заменить геометрической, пользуясь понятием лучей. Сопоставляя геометрическую оптику с классической механикой, Шрёдингер получил волновое уравнение механики как аналог уравнения волновой оптики.

Наиболее важной особенностью уравнения Шрёдингера является наличие мнимой единицы перед производной $d\Psi/dt$. В классической физике уравнения первого порядка по времени не имеют периодических решений — они описывают необратимые процессы. Благодаря мнимости коэффициента при $d\Psi/dt$ уравнение Шрёдингера, будучи уравнением первого порядка по времени, может иметь и периодические решения.

В заключение сделаем несколько замечаний относительно ограничений применимости волнового уравнения Шрёдингера. Прежде всего отметим, что в нем не отражена степень свободы, проявляющаяся в наличии собственного момента количества движения частицы (спина). Следовательно, явления, связанные с проявлением спина, не могут объясняться уравнением (1.8). Далее заметим, что используемое нами при составлении уравнения соотношение (1.5) между кинетической энергией и количеством движения справедливо лишь при условии малой по сравнению со скоростью света скорости движения частиц. В теории относительности, являющейся обобщением классической механики на область очень больших скоростей, соотношение (1.5) заменится выражением

$$W = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}. \quad (1.9)$$

При $v \ll c$ выражение (1.9) может быть с помощью

приближенного извлечения корня представлено в виде ряда

$$W \simeq mc^2 + \frac{p^2}{2m} - \frac{p^4}{8m^3c^2} + \dots$$

Тогда, пренебрегая третьим и следующим членами разложения, мы получим с точностью до постоянной mc^2 классическую формулу кинетической энергии.

Полное волновое уравнение микрочастиц с учетом релятивистского характера движения и спина было получено в 1929 г. П. Дираком.

1.4. Физический смысл волновой функции. Соотношение неопределенностей

В классической механике мы интересуемся траекториями частиц и их движением по этим траекториям. С понятием движения частицы по траектории связано предположение о существовании у частицы в каждый момент времени определенной координаты x и определенного импульса p_x . Первая указывает положение частицы, а второй — как изменяется это положение в течение бесконечно малого интервала времени:

$$x + dx = x + (p_x/m)(dt) = x + v_x dt,$$

где m — масса; v_x — скорость частицы.

В классической механике частицы в ансамбле представляются с вполне определенными импульсами и координатами. В микромире механические величины находятся в иных отношениях, чем в макромире, и взаимоотношение между локализацией частицы и ее импульсом отличается от классического.

Вопрос о природе волновой функции непрост и в свое время вызвал много споров. Теперь он представляется достаточно ясным, и поэтому нет необходимости возвращаться к существу многочисленных дискуссий, посвященных ему.

Волновая функция ψ не имеет непосредственного физического смысла и не может рассматриваться как волна в пространстве. На основании рассмотренного выше мы принимаем, что вероятность местонахождения частицы определяется интенсивностью волн, т. е. квадратом амплитуды ψ . Считая, однако, что ψ может быть комплексной величиной, а вероятность должна быть всегда действ-

вительной и положительной, необходимо брать за меру интенсивности не ψ^2 , а квадрат модуля ψ , т. е. $|\psi|^2$.

Кроме того, следует заметить, что вероятность найти частицу в окрестности точки с координатами x, y, z зависит, конечно, от размеров выбираемой области пространства. Таким образом, с помощью волновой функции возможно лишь вероятностное описание движения микро-частиц: мы можем лишь предсказать вероятность того, что в определенный момент частица будет находиться в определенной области пространства. При использовании теории квантовой механики иное описание движения частиц, кроме вероятностного, невозможно. Вероятностный характер описания явлений микромира — принципиальная особенность квантовой механики.

Эта ее особенность не связана с наличием большой совокупности частиц, с помощью которых вероятностные предсказания могут быть проверены. Квантовая механика применима для описания поведения отдельных частиц (например, поведения электрона в атоме водорода), так как статистические закономерности квантовой механики являются результатом проявления внутренних свойств микрочастиц.

На основе статистического толкования волновой функции в квантовой механике разработаны правила для вычисления вероятностей и средних значений физических величин, которые в классической механике выражаются через координаты и скорости. Можно поставить вопрос так: какова точность измерений с помощью волновой функции координат и скорости частицы для заданного момента времени?

Пусть, например, кривая (рис. 1.1) представляет график распределения вероятности значений координаты x для некоторого момента времени. Промежуток Δx , в котором лежит большая часть площади, ограниченной кривой, можно принять за некоторую условную меру величины разброса результатов измерений координаты x (здесь мы предполагаем, что функция нормируема, т. е. вся площадь конечна). Вероятность локализации частицы

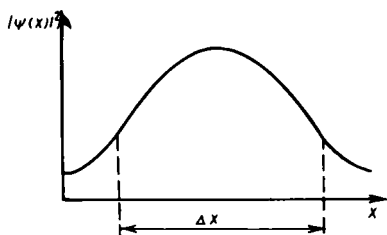


Рис. 1.1.

за пределами Δx мала, и с подавляющей вероятностью мы обнаружим ее в этом промежутке.

Аналогичным способом можно определить меру разброса Δp результатов измерения количества движения в направлении x . Более точное математическое исследование показывает, что определенные выше Δx и Δp подчинены соотношению

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar. \quad (1.10)$$

Это соотношение, впервые установленное в 1927 г. Гейзенбергом путем анализа экспериментов по измерению координат и количества движения, не может быть сколь угодно малым, т. е. не существует такого состояния частицы, которое соответствовало бы вполне определенным значениям координат и количества движения для одного и того же момента времени.

Соотношение Гейзенберга, называемое *принципом неопределенности*, является одним из самых фундаментальных следствий современной квантовой механики. Оно представляет количественное выражение ограниченности классической механики. Суть его заключается в принципиальной невозможности измерения с одинаковой точностью двух сопряженных величин. Неопределенность (неточность) измерений этих величин не связана с несовершенством измерительных приборов или методики измерений, а следует из природы исследуемого объекта.

Квантово-механическое объяснение строения и свойств объектов и явлений в микромире является непростой задачей, тем более что некоторые крупные западные физики — представители копенгагенской школы: Бор, Гейзенберг, Дирак и др., принимавшие решающее участие в разработке этой теории, внесли в изложение ее основ немало философской путаницы и идеалистических извращений. Неприменимость или ограниченная применимость некоторых понятий классической физики к квантово-механическим явлениям привела отдельных ученых к отрицанию причинности в физике микромира. Между тем развитие квантовой теории чрезвычайно обогатило научное знание и позволило объяснить в соответствии с диалектико-материалистическим учением многие физические явления окружающего мира. Эта теория явилась методом более глубокого по сравнению с предыдущими теориями проникновения в сущность материальных процессов и более точным их отражением, что в свою очередь лиш-

ний раз подтверждает неисчерпаемую сложность материального мира.

В то же время научный прогресс нередко используется для возрождения и поддержания идеалистических философских систем. Открытие новых форм и свойств материи, обнаруживающих неприменимость и ограниченность некоторых установившихся понятий и представлений, рассматривается идеалистами разных оттенков как доказательство условности и непрочности научного познания, а также обоснования идеалистического мировоззрения и агностицизма.

Объективность соотношения (1.10) заключается в том, что в правой части его находится универсальная постоянная, не зависящая от свойств конкретных приборов или отдельного вида материи. Формулировка соотношения неопределенностей как невозможности одновременно измерения координат и скорости встречается в ряде книг и, будучи понимаема буквально, без оговорок, дает повод для идеалистических утверждений об ограниченности научного познания, невозможности проникновения в сущность явлений. Согласно материалистической теории познания, принципиально непознаваемых объектов не существует. Речь идет лишь о том, что электрон не имеет определенных значений импульса и координаты, а не о том, что мы не можем их одновременно измерить.

Указанное соотношение (1.10) ограничивает лишь применимость классической механики и связанных с нею представлений. Оно показывает, что природа частиц более сложна, чем тот абстрактный образ «твердого шарика», который мы создали на основе исследований с макроскопическими телами и которым мы раньше пользовались в классической теории.

Означает ли это, что классическая механика неверна и должна быть заменена квантовой механикой? Конечно, нет! Каждая новая теория представляет новую ступень в познании мира, более глубокое применение его закономерностей и обычно охватывает более широкую область явлений, включая в себя в то же время старую теорию. Некоторое представление о границах области, в которой применялась классическая механика, можно получить из соотношения неопределенностей. По определению количества движения $p = mv$, мы можем представить Δp в виде $\Delta p = m\Delta v$ и переписать соотношение неопределенностей так: $\Delta x \cdot \Delta v \geq h/m$. Отсюда видно, что произведение неопределенностей координат и

скорости зависит от массы тела и для частиц, обладающих большой массой, будет очень мало.

Признание соотношения неопределенностей отражением действительных свойств материальных объектов, экспериментально подтвержденных законом природы, подрывает основы связываемых с ним идеалистических положений о границах познания. Соотношение неопределенностей отражает корпускулярно-волновую природу частиц, и установление этого наряду с другими понятиями и результатами квантовой механики является важным шагом в познании свойств материального мира. Абсолютизация прибора в процессе познания является идеалистическим извращением или метафизическим отрывом от условий познавательной деятельности, не чем иным, как «приборным идеализмом».

В классической теории учитывается, что влияние прибора на макроскопический объект имеет строго разграничительную линию и может быть сделано сколь угодно малым. Специфика квантовой механики такова, что детализация воздействия прибора на атомный объект может быть осуществлена лишь с точностью, обусловленной существованием кванта действия. Поэтому описание квантовых явлений включает описание существенных взаимодействий между атомными объектами и приборами.

Такие свойства частиц, как заряд, масса покоя, спин, неизменны во всех их проявлениях, не связанных с превращениями, и потому в квантовой механике принимаются как постоянные характеристики. Другие же, как, например, наличие определенных координат, появляются лишь в результате взаимодействия частицы с другими объектами в определенных условиях, в связи с условиями опыта. Такова особенность квантовой теории о единстве мира и всеобщей связи явлений.

1.5. Взаимодействие квантовых систем с электромагнитным полем

Процессы излучения и поглощения энергии представляют результаты взаимодействия квантовых систем с электромагнитным полем. В зависимости от определенных условий квантовые системы могут изменять свои энергетические состояния. При переходе из возбужденного состояния с большей энергией в состояние с мень-

шей энергией происходит излучение. Частота колебаний, излучаемых квантовой системой, определяется разностью энергий начального и конечного состояний и вычисляется по формуле $\omega_{21} = (W_2 - W_1)/\hbar$, где ω_{21} — частота излучаемых колебаний; W_2, W_1 — энергия верхнего и нижнего стационарных состояний.

При поглощении кванта энергии происходит обратный процесс: из состояния с меньшей энергией W_1 система переходит в состояние с энергией W_2 , поглощая излучение с частотой $\omega_{12} = \omega_{21}$.

Причиной изменения состояния энергии квантовой системы являются возмущающие воздействия. Если эти изменения происходят под воздействием внешнего электромагнитного поля, их называют *индуцированным излучением (поглощением)*, если самопроизвольно, — *спонтанным*. Причина последних — внутренние флуктуации, природа которых детально еще не раскрыта.

Определение вероятности переходов возможно при решении уравнения Шрёдингера. Однако квантово-механический подход к анализу переходов в квантовой системе, хотя и позволяет многосторонне оценить процессы излучения и поглощения энергии и учесть все особенности процессов, в математическом отношении весьма сложен, и его использование в инженерной практике затруднительно.

Вместе с тем еще до создания современного математического аппарата квантовой механики Эйнштейном был предложен термодинамический подход к анализу квантовых явлений. Методика Эйнштейна в литературе носит название *вероятностного метода*. Применение этого

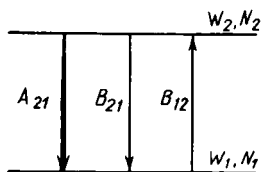


Рис. 1.2.

метода позволяет составить систему кинетических уравнений, определяющих количество переходов в квантовой системе, и рассмотреть ряд основных вопросов кинетики и излучения.

Проанализируем процессы, происходящие в квантовой системе, следуя методике Эйнштейна. Пусть имеется система (рис. 1.2), состоящая из двух энергетических уровней W_1 и W_2 . В этих энергетических состояниях находятся соответственно N_1 и N_2 частиц. Полагаем, что совокупность частиц расположена в электромагнитном поле с плотностью энергии ρ , под действием которого происходят переходы.

Вероятность переходов между рассматриваемыми уровнями характеризуется постоянными коэффициентами A_{21} , B_{21} и B_{12} , которые получили название *коэффициентов Эйнштейна*. Рассмотрим физические соображения, на основании которых он ввел эти коэффициенты.

Вероятность спонтанного излучения не зависит от плотности энергии внешнего электромагнитного поля, она должна зависеть лишь от времени: чем больше промежуток времени, тем больше вероятность спонтанного перехода с верхнего уровня на нижний.

Для вероятности спонтанного перехода со второго уровня на первый за время dt получим величину

$$dv_{21}^{cn} = A_{21} dt. \quad (1.11)$$

Из выражения (1.11) следует, что коэффициент Эйнштейна A_{21} представляет вероятность перехода за единицу времени.

Индукированные излучение и поглощение возникают под действием внешнего электромагнитного поля. Физически очевидным является то, что вероятность этих процессов должна быть пропорциональна плотности энергии электромагнитного поля ρ и времени. Поэтому для вероятностей индукированного излучения можно записать следующие соотношения:

$$dv_{21}^{in} = \rho B_{21} dt \text{ для переходов } 2 \rightarrow 1;$$

$$dv_{12}^{in} = \rho B_{12} dt \text{ для переходов } 1 \rightarrow 2.$$

Физический смысл коэффициентов B_{21} и B_{12} состоит в том, что они представляют вероятности индукированного излучения или поглощения за единицу времени, рассчитанные для единичной плотности электромагнитного поля.

Если известны вероятности переходов, то нетрудно составить уравнения, определяющие изменение количества частиц на первом и втором энергетических уровнях.

Изменение частиц dN_2 на втором уровне за время dt

$$dN_2 = -N_2(A_{21} + \rho B_{21})dt + N_1 B_{12} \rho dt. \quad (1.12)$$

Количество частиц на втором уровне уменьшается за счет спонтанного и индукированного излучений и увеличивается за счет поглощения энергии частицами, нахо-

дящимися на первом уровне, и перехода их на второй уровень.

Аналогично можно получить уравнение и для изменения частиц на первом уровне:

$$dN_1 = -N_1 \rho B_{12} dt = N_2 (A_{21} + \rho B_{21}) dt. \quad (1.13)$$

Уравнения (1.12) и (1.13), определяющие изменение количества частиц на энергетических уровнях, носят название *кинетических*.

В этих уравнениях непосредственно не видна квантовая природа явлений; она скрыта в вероятностных коэффициентах A_{21} , B_{21} и B_{12} . Естественно, что в рамках вероятностного метода эти коэффициенты нельзя определить расчетным путем. Детально анализируя состояние квантовой системы, Эйнштейн получил соотношения, связывающие коэффициенты A_{21} , B_{21} и B_{12} и позволяющие вычислить их по экспериментальным данным:

$$B_{21} = (g_1 / g_2) B_{12}; \quad (1.14)$$

$$B_{12} = \frac{\pi^2 c^3}{\hbar \omega_{21}^3 \Delta \omega_{21}} A_{21}, \quad (1.15)$$

где g_1 , g_2 — статистические веса первого и второго уровней (кратности вырождения); c — скорость распространения света; ω_{21} — частота перехода; $\Delta \omega_{21}$ — полоса частот, в пределах которой происходит переход. Обычно экспериментально определяют A_{21} , ω_{21} , $\Delta \omega_{21}$, после чего рассчитывают остальные коэффициенты.

Практическая ценность вероятностного метода заключается в его физической наглядности и математической простоте. Он был предложен Эйнштейном лишь на основе физических соображений. В соответствии с современной теорией он является следствием более полной квантовой теории.

Следует отметить, что переходы могут быть *излучательными* (с излучением электромагнитной энергии в виде фотона) и *безызлучательными* (с выделением теплоты, например в кристаллической решетке, в материале стенок газоразрядных приборов). Излучательные переходы еще носят название *оптических* (все остальные переходы — тепловые и др. — *неоптические*).

В теории ОКГ представляет интерес изучение макросистем, состоящих из M тождественных микросистем (например, атомов и молекул), обладающих отдельным

спектром энергетических состояний. Такой макроскопической системой является активная среда (или активное вещество) ОКГ. Состояние макросистемы можно определить через статистическое распределение составляющих ее микросистем по стационарным энергетическим состояниям.

Для большинства ОКГ наиболее важным является рассмотрение ансамбля слабозаимодействующих микро-частиц. В этом случае макросистема может быть охарактеризована тем же энергетическим спектром, что и каждая отдельная микросистема (атом, молекула).

Изолированная макросистема, находящаяся при постоянной температуре T , стремится к некоторому определенному вероятному состоянию, распределению микросистем по энергетическим уровням. Наиболее вероятное состояние системы — это состояние с наименьшей энергией, так называемое *равновесное*.

Отношение населенностей двух уровней в равновесном состоянии определяется в соответствии с распределением Больцмана [см. формулу (1.1)]. Равновесное состояние является динамическим равновесием. В системе непрерывно происходят переходы с выделением и поглощением энергии. Поглощая энергию, частицы переходят из основного состояния в возбужденное. Через некоторый промежуток времени частица спонтанно возвращается в основное состояние. Среднее время нахождения частицы в возбужденном состоянии называется *временем жизни*. Время жизни частицы есть величина, обратная коэффициенту Эйнштейна для спонтанного излучения: $T_{21} = 1/A_{21}$. Для большинства возбужденных состояний время жизни составляет 10^{-6} — 10^{-8} с. Однако имеются такие состояния, время жизни в которых значительно больше и достигает примерно 10^{-3} с. Такие состояния называются *метастабильными*. На этих уровнях происходит «накопление» частиц, увеличение населенности сверх равновесной.

Изолированная система частиц, находящаяся в любом состоянии, отличающемся от распределения Больцмана для данной температуры, является неравновесной и будет стремиться к состоянию равновесия. Процессы возврата системы в равновесное состояние называются *релаксационными*.

Рассматривая переходы в квантовой системе под воздействием внешнего поля, мы не касались вопроса, каким образом влияют переходы в системе на плотность энер-

гии внешнего поля. Чтобы решить этот вопрос, рассмотрим характер спонтанного и индуцированного излучений. Они качественно различны. Спонтанное излучение возникает под воздействием случайных возмущений. Акты излучения квантов энергии не связаны друг с другом, направления распространения спонтанно излученных квантов и их поляризация произвольны. Такое излучение будет ненаправленным. По отношению к внешнему электромагнитному оно будет некогерентным, шумовым. Индуцированное излучение распространяется в том же направлении, что и вынуждающее внешнее излучение, обладает той же поляризацией и синфазно с ним. Эти свойства индуцированного излучения физически обоснованы. Возмущающее воздействие на квантовую систему изменяется в соответствии с изменением внешнего поля, и переходы в квантовой системе должны следовать за этими изменениями. Внешнее электромагнитное поле как бы синхронизирует излучение квантовой системы.

Поскольку индуцированное излучение синфазно с внешним электромагнитным полем, энергия поля будет увеличиваться за счет индуцированных переходов. {Приращение энергии поля

$$dW = \hbar \omega_{21} N_2 dv_{21}^{\text{ин}} = \hbar \omega_{21} B_{21} N_2 \rho dt,$$

где $\hbar \omega_{21}$ — энергия кванта излучения; N_2 — количество частиц на верхнем уровне; $dv_{21}^{\text{ин}}$ — вероятность индуцированного излучения.

Если индуцированное излучение будет преобладать над поглощением энергии, станет возможным усиление электромагнитного поля с помощью квантовой системы. Эта возможность и реализуется в ОКГ.

Предположим, что рабочее вещество состоит из одинаковых молекул или атомов, обладающих двумя энергетическими уровнями. Электромагнитное поле на частоте перехода ω_{21} с плотностью энергии ρ индуцирует переходы между этими уровнями. Переходы $1 \rightarrow 2$ сопровождаются поглощением:

$$dW_{\text{полг}} = \hbar \omega_{21} N_1 dv_{21}^{\text{ин}} = \hbar \omega_{21} N_1 B_{12} \rho dt.$$

Переходы $2 \rightarrow 1$ сопровождаются выделением энергии, увеличивающей энергию электромагнитного поля:

$$dW_{\text{изл}} = \hbar \omega_{21} N_2 dv_{21}^{\text{ин}} = \hbar \omega_{21} N_2 B_{21} \rho dt.$$

Суммарный эффект взаимодействия определяется разностью величин энергии, излучаемой и поглощаемой квантовой системой. С учетом соотношения (1.14) для результирующей мощности взаимодействия поля и вещества получим

$$dW/dt = \hbar\omega_{21}\rho B_{21}(N_2 - (g_2/g_1)N_1). \quad (1.16)$$

Если $dW/dt > 0$, в результате взаимодействия происходит усиление электромагнитной волны, при $dW/dt < 0$ — ослабление, т. е. поглощение.

Из выражения (1.16) непосредственно следует условие, определяющее принципиальную возможность усиления излучения с помощью данной квантовой системы. Усиление возможно, если

$$N_2 - (g_2/g_1)N_1 > 0. \quad (1.17)$$

Коэффициент усиления пропорционален этой величине.

Для простых, невырожденных уровней ($g_2 = g_1 = 1$) условие (1.17) упрощается: $N_2 - N_1 > 0$.

Внешнее электромагнитное излучение усиливается с помощью квантовой системы, если на верхнем уровне излучаемого перехода находится большее количество частиц, чем на нижнем. Если $N_2 > N_1$, говорят, что вещество обладает отрицательным коэффициентом поглощения.

Усиление, как правило, происходит в полосе частот. Энергетические уровни всегда имеют конечную ширину ΔW . Поскольку спонтанное излучение — явление случайное, то время перехода атома из одного состояния в другое — величина неопределенная.

Неопределенности времени перехода Δt соответствует некоторая неопределенность величины энергии ΔW , причем между Δt и ΔW , согласно принципу неопределенности Гейзенберга, имеет место соотношение $\Delta W \cdot \Delta t \geq \hbar$.

Состояниям с малым временем жизни T_{mn} соответствует малая неопределенность времени перехода Δt и более широкие энергетические уровни. При большом времени жизни ширина энергетических уровней меньше. При переходах между энергетическими уровнями конечной ширины величина квантов энергии может принимать непрерывный ряд значений в пределах некоторого интервала. На рис. 1.3 показаны некоторые переходы между уровнями 2 и 1. При переходе 1 излучается квант наибольшей величины, при переходе 3 — наименьшей. Этому соответствуют и частоты излучения: переход 1 сопровождается наибольшей частотой, переход 3 — наименьшей. Излучаемая квантовой системой мощность макси-

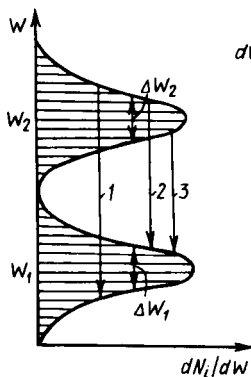


Рис. 1.3.

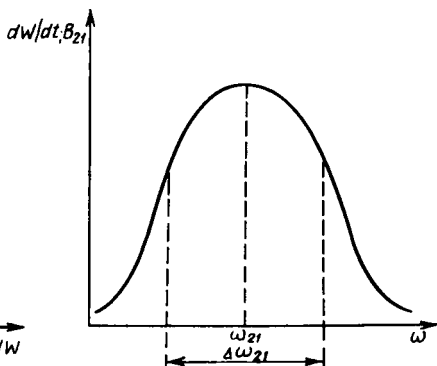


Рис. 1.4.

мальна на частоте $\omega_{21} = (W_2 - W_1)/\hbar$, поскольку плотность распределения частиц по энергиям dN_i/dW максимальна для значений W_2 и W_1 и убывает по обе стороны от них.

Зависимость мощности излучения (поглощения) от частоты называется *спектральной линией излучения (поглощения)*. Примерная ее форма представлена на рис. 1.4. Частотный интервал $\Delta\omega_{21}$, на границе которого мощность излучения уменьшается до половины максимальной величины, называется *шириной спектральной линии*.

Для инвертированной квантовой системы спектральная линия излучения описывает зависимость коэффициента усиления вещества от частоты, точнее, частотную зависимость коэффициента Эйнштейна для индуцированного излучения B_{21} . Ширина спектральной линии характеризует полосу усиливаемых частот.

Наименьшая возможная ширина спектральной линии называется *естественной*. Она непосредственно связана с вероятностью спонтанного излучения. Общая же ширина спектральной линии во много раз превышает естественную. Существенное влияние на расширение спектральной линии оказывает эффект Доплера.

Излучающие атомы непрерывно движутся (в газе) или колеблются (в кристаллической решетке твердого тела) в различных направлениях со случайными скоростями. Поэтому частоты излучения квантовой системы получают случайные по величине доплеровские смещения, и ширина спектральной линии увеличивается. Расширение спектральной линии происходит также вследствие различных релаксационных процессов (кроме спон-

танного излучения), дополнительно сокращающих время жизни атомов в возбужденном состоянии.

В заключение отметим, что для усиления и генерирования колебаний с помощью квантовых систем необходимо подобрать вещество с частотой перехода, близкой к требуемой, и создать избыток активных частиц на верхнем энергетическом уровне излучательного перехода. Получение инверсии населенностей возможно лишь при определенной структуре энергетических уровней вещества. Поэтому важной задачей является подбор активных сред и соответствующих методов инверсии населенностей.

2. ГЕНЕРАТОРЫ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

2.1. Основные параметры и характеристики генераторов оптического излучения

Для оптических систем передачи информации в качестве источников излучения могут быть использованы квантовые генераторы, работающие как в непрерывном, так и в импульсном режимах. Мы не будем рассматривать механизм работы генераторов оптического излучения различных типов, так как он широко освещен в литературе, отметим только, что параметры и характеристики лазеров, представляющие интерес при разработке оптических систем передачи информации, могут быть разделены на спектральные, пространственные и энергетические.

К *спектральным характеристикам* относятся длина волны (частота) излучения, ширина спектра излучаемых колебаний, интервал временной когерентности. *Пространственные характеристики* — это прежде всего диаметр светового пучка, угловая расходимость луча или диаграмма направленности, определяемая как телесный угол, в котором распространяется большая часть передаваемого излучения. К *энергетическим характеристикам* можно отнести мощность излучения, пороговую мощность возбуждения, потребляемую мощность и коэффициент полезного действия.

Спектральные характеристики источников излучения определяют возможность прохождения излучения через различные среды (атмосферу, воду, световолокна, оптические элементы), величины угла расходимости и минимальный размер сфокусированного пятна, а также какие фотоприемники или оптические материалы следует применять в системах передачи информации. Энергетические и пространственные характеристики излучения определяют дальность действия системы в целом, а также выбор элементов и узлов, формирующих диаграмму направленности излучения. Кроме рассмотренных, важны такие эксплуатационные параметры, как рабочая температура, время готовности источников излучения к работе, ресурс работы и надежность.

Рабочая температура является в ряде случаев ограничивающим фактором при использовании источников оптического излучения в системах передачи информации. Одни источники излучения работают в условиях комнатной температуры, другие — в условиях охлаждения, иногда до температур, близких к абсолютному нулю (2—4 К). Момент готовности к работе определяется временем установления стабильного режима с заданными характеристиками излучения начиная с момента включения. Ресурс работы и надежность работы источников излучения являются не только техническими, но также и одними из основных экономических критериев оценки качества системы. Поэтому необходимо стремиться к использованию в системах передачи информации источников излучения с большим ресурсом и высокой надежностью.

Для многоканальных систем передачи информации оптического диапазона можно использовать генераторы как когерентного, так и некогерентного излучения. Наиболее широко из когерентных источников применяются газовые и полупроводниковые лазеры, а также твердотельные лазеры на алюмоиттриевом гранате. Из некогерентных источников излучения распространены светодиоды (электролюминесцентные и суперлюминесцентные диоды).

2.2. Газовые ОКГ

Передатчики на газовых лазерах наиболее универсальны. Они позволяют получить большие выходные мощности (до десятков киловатт) в непрерывном режиме, широкий диапазон волн излучения, высокую стабильность частоты. В эксплуатации они, как правило, не требуют сложных систем охлаждения, надежны и долговечны.

Активный элемент газового лазера представляет стеклянную или кварцевую трубку (кювету), диаметр которой колеблется от миллиметра до нескольких сантиметров, а длина — от единиц и десятков сантиметров до нескольких метров. Газовая кювета располагается в ОКГ между двумя зеркалами.

Газовые лазеры можно классифицировать по различным признакам. В зависимости от состава рабочего вещества, энергетические уровни которого используются

для получения инверсии, различают атомарные, ионные и молекулярные лазеры; по диапазону генерируемого излучения — ультрафиолетовые, видимые и инфракрасные; по роду активного вещества — гелий-неоновые, аргоновые, на углекислом газе и др.; по режиму работы — непрерывные, импульсные, одномодовые, одночастотные и т. п. Классификация по роду активного вещества представляется наиболее целесообразной: она практически определяет рабочий диапазон длин волн, примерную мощность, условия эксплуатации, что наиболее важно знать специалистам, связанным с передачей информации.

Рассмотрим основные характеристики гелий-неонового ОКГ.

На рис. 2.1 показаны энергетические диаграммы гелия и неона. Излучение происходит при переходах между уровнями $3s \rightarrow 2p$, $3s \rightarrow 3p$, $2s \rightarrow 2p$. Остальные переходы безызлучательные.

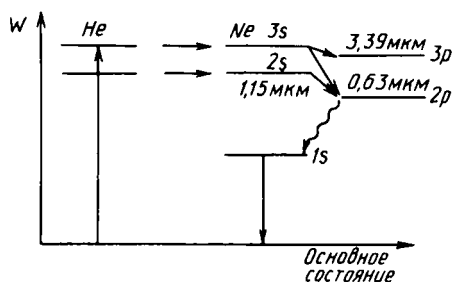


Рис. 2.1.

Энергетические характеристики газового лазера — мощность излучения $P_{изл}$ и КПД — зависят от следующих факторов: мощности накачки P_n ; пропускания зеркал резонатора τ_z ; диаметра газоразрядной трубки d .

Характер зависимости $P_{изл} = f(P_n)$ (рис. 2.2) объясняется следующим: при малой мощности накачки газовый разряд еще слабый, преобладающее число атомов неона находится в основном состоянии, происходит весьма эффективная передача энергии возбуждения атомов гелия к атомам неона, и мощность излучения $P_{изл}$ растет.

С ростом мощности накачки P_n одновременно протекают два процесса: увеличивается число возбужденных атомов гелия и происходит заселение верхних энергетических уровней неона. Первый процесс способствует увеличению мощности излучения, второй препятствует, потому что снижается эффективность передачи энергии от

гелия к неону и обеспечить инверсию населенностей сложнее вследствие увеличения количества частиц на нижних уровнях $2s$ и $2p$ излучательных переходов неона $2s \rightarrow 2p$, $3p \rightarrow 3s$, $3s \rightarrow 2p$. При некотором уровне накачки величины инверсии и мощности излучения максимальны. Превышение этого уровня накачки приводит к уменьшению излучаемой мощности.

Таким образом, механизм генерации колебаний ограничивает величину мощности, которая может быть достигнута в гелий-неоновом лазере. На практике эти лазеры

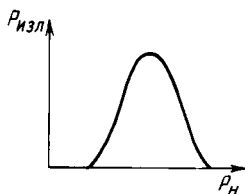


Рис. 2.2.

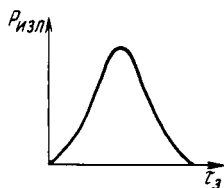


Рис. 2.3.

имеют мощность, не превышающую нескольких десятков милливатт.

Достижение максимальной выходной мощности связано также с выбором пропускания τ_3 полупрозрачного зеркала ОКГ. При малых пропусканиях мощность излучения мала, поскольку связь генератора с внешним пространством незначительна, а при больших пропусканиях ухудшаются условия самовозбуждения, и при некотором пропускании зеркал генерация срывается, так как условия баланса амплитуд не выполняются (рис. 2.3).

Важным моментом является существование уровня $1s$. Из-за большого времени жизни этого уровня на нем происходит накопление атомов в результате радиационных переходов с нижнего лазерного уровня. Атомы в состоянии $1s$ сталкиваются с электронами разряда и возвращаются обратно на нижний лазерный уровень $2s$. Это уменьшает разность населенностей. Из состояния $1s$ атомы релаксируют в основное состояние, главным образом за счет столкновений со стенками трубки. Поэтому усиление на переходе $3 \rightarrow 2$ возрастает при уменьшении диаметра газоразрядной трубки.

Из наиболее важных характеристик источников оптического диапазона необходимо отметить поляризацию излучения. Эта характеристика, как увидим далее, может быть с успехом использована для повышения помехо-

устойчивости систем передачи информации методом поляризационной селекции сигналов. В газовых лазерах плоскополяризованное излучение может быть получено выполнением среза излучающего торца трубки под углом Брюстера.

Срок службы газовых лазеров ограничивается специфическими процессами в разряде, которые ведут к разрушению состава рабочей смеси. Основным таким процессом является поглощение (сорбция) газа в разряде стенками трубки и электродами. Вследствие этого давление газа по мере работы уменьшается, что ведет к снижению мощности генерации. КПД таких лазеров примерно составляет 0,1 %.

Несмотря на относительно малые мощность и КПД, гелий-неоновые лазеры весьма перспективны для решения задач создания многоканальных линий лазерной связи. Несомненными преимуществами их являются: острая направленность излучения; высокая монохроматичность (возможно получение одночастотного режима); большая стабильность излучаемых колебаний.

Для увеличения мощности излучения в последнее время стали применять ионные лазеры. В этих генераторах в отличие от гелий-неоновых используются не атомные переходы, а переходы между возбужденными состояниями ионов. Оказалось, что такие лазеры способны генерировать гораздо большую мощность, благодаря тому что рабочие состояния ионных переходов располагаются на энергетической диаграмме значительно выше, а вероятности ионных переходов, как правило, больше, чем вероятности атомных переходов.

Наибольшее распространение из ионных ОКГ непрерывного действия получили аргонные лазеры. Мощность генерации, получаемая на трубках длиной 30—50 см, составляет несколько ватт. Есть сообщения о достижениях мощности излучения 30—50 и даже 120—150 Вт.

Основными недостатками газовых лазеров, использующих атомные и ионные переходы, являются низкий КПД и сравнительно небольшая мощность излучения. Малая эффективность накачки их связана главным образом с тем, что вероятный рабочий уровень очень высоко расположен над исходным состоянием, с которого идет возбуждение. Поэтому в процессе возбуждения принимает участие лишь незначительная доля общего числа электронов. Другими словами, в них мала эффективность электронного механизма накачки.

Для повышения КПД перспективно использование низкорасположенных энергетических уровней, в частности колебательных, которые располагаются значительно ближе друг к другу, чем электронные. Это обуславливает выгодность использования переходов между колебательными состояниями для генерации. Однако генерация при этом возможна на более низких частотах, чем при использовании электронных переходов.

Рассмотрим молекулярный газовый лазер, работающий на смеси азота и углекислого газа. Схема нижних колебательных состояний молекул CO_2 и N_2 показана на рис. 2.4.

Генерация возникает на переходах $4 \rightarrow 3$ и $4 \rightarrow 2$, что соответствует длинам волн 10,6 и 9,6 мкм. Считается,

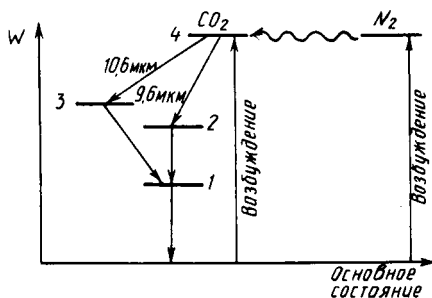


Рис. 2.4.

что возбужденное состояние азота характеризуется большой населенностью. При взаимодействии возбужденных молекул азота с молекулами CO_2 , находящимися в основном состоянии, возможна передача возбуждения, ведущая к преимущественному заселению состояния 4. Так возникает инверсия на переходах $4 \rightarrow 3$, $4 \rightarrow 2$.

В лазере на смеси CO_2 и N_2 достигнуты максимальные для газовых генераторов мощности (до 5 кВт в непрерывном режиме). Добавка в смесь гелия еще более увеличивает мощность генерации (доходящей до 10 кВт). КПД генераторов на CO_2 достаточно высок (6—10 %).

Газовые лазеры могут работать и в импульсном режиме. Генерация получена на нескольких сотнях линий в чрезвычайно широком диапазоне от вакуумной ультрафиолетовой области спектра (0,16 мкм) до субмиллиметрового диапазона.

Основной интерес к импульсному режиму связан с применением в газовых лазерах мощного импульсного

разряда. Это позволило поднять мощность генерации гелий-неонового лазера на три порядка (примерно до 100 Вт).

Импульсный метод возбуждения оказался чрезвычайно важным и в известной мере универсальным средством получения инверсии в газовом разряде. В качестве активных сред применяются пары металлов и газообразные соединения. В настоящее время импульсная генерация наблюдается на многих химических элементах. Никакой другой метод возбуждения не позволяет пока достичь таких результатов. Максимальная пиковая мощность импульсных газовых лазеров (ИГЛ) непрерывно растет и в настоящее время достигает 2,5 МВт. При одинаковой пиковой мощности энергия, затрачиваемая на возбуждение ИГЛ в режиме свободной генерации, на 2—3 порядка меньше, чем в случае лазеров на твердом веществе с оптической накачкой. Пороговая энергия ИГЛ также намного ниже и составляет, как правило, десятые и даже сотые доли джоуля.

Дополнительные достоинства ИГЛ — простота устройства, надежность, невысокая стоимость (используются легкодоступные газы). Для гелий-неоновых лазеров наиболее подходящим является переход $2s \rightarrow 2p$ (1,15 мкм). Мощность в импульсе составляет несколько сотен ватт при длительности импульсов около 1 мкс. Перспективным является использование и лазеров на смеси CO_2 и N_2 (10,6 мкм) в импульсном режиме, мощность излучения которых — сотни киловатт в импульсе.

Отечественной промышленностью выпускается множество различных типов гелий-неоновых лазеров. Аргон-овые лазеры конструктивно менее отработаны, чем гелий-неоновые, поэтому их эксплуатационные характеристики хуже. Наиболее мощными являются газодинамические лазеры на CO_2 , которые развивают в непрерывном режиме мощность около 60 кВт при многомодовом излучении и 30 кВт в одномодовом. В зарубежной печати сообщалось о достижении мощности 160 кВт, но и это не предел: газодинамические лазеры могут развить мощность в непрерывном режиме до 10^6 кВт.

Для повышения мощности в импульсном режиме в лазерах на CO_2 увеличивается давление газовой смеси. Это, кроме того, позволяет получить ультракороткие импульсы длительностью до 10^{-11} с, благодаря чему можно повысить эффективность многоканальных систем передачи информации с временным разделением каналов. КПД

в лазерах с высоким давлением газовой смеси достигает примерно 25 %.

2.3. Источники некогерентного оптического излучения

Для многоканальных систем волоконно-оптической связи в ряде случаев целесообразно использовать оптические генераторы некогерентного излучения. Эти источники малогабаритны, недороги и обладают достаточно хорошими характеристиками. В настоящее время существуют два типа твердотельных некогерентных источника излучения, перспективных для оптических волоконных систем связи: электролюминесцентные (светоизлучающие) диоды и суперлюминесцентные диоды. Рассмотрим кратко эти источники излучения.

Светоизлучающий диод (СИД) излучает некогерентный свет, возникающий при рекомбинации носителей в $p-n$ -переходе. Он характеризуется оптической мощностью, излучаемой в единичный телесный угол с единичной площади, и быстродействием. Зависимость выходной световой мощности от входного тока линейна в большом диапазоне. Разработаны светодиоды различных конструкций.

СИД на одиночном кристалле GaAs типа с присадкой цинка (площадь перехода $7,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$) излучает на длине волны 0,93 мкм; спектральная ширина излучения в рабочем режиме при комнатной температуре лежит в пределах $(25-40)10^{-3}$ мкм; диод можно модулировать в полосе частот до 100 МГц. СИД с куполообразной поверхностью перехода (площадь $3,3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$), излучающий при комнатной температуре на длине 0,9 мкм в полосе $25 \cdot 10^{-3}$ мкм, имеет квантовый выход 7,3 % и быстродействие 1,6 нс.

В настоящее время наибольшее внимание привлекает светодиод, имеющий двойную гетероструктуру типа $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$, полученную методом жидкостной эпитаксии. Это тройное соединение позволяет получить максимум излучения в любой точке спектрального диапазона 0,75—0,9 мкм, где потери в оптическом волокне малы. Положение максимума излучения определяется молярной долей алюминия (значением x).

Светодиоды, имеющие двойную гетероструктуру, по сравнению со светодиодами, имеющими гомоструктуру (диффузионный переход) и одинарную гетероструктуру,

обладают следующими преимуществами: возможен контроль толщины активного слоя, который обеспечивает оптимизацию величины излучения; возможен контроль молекулярного индекса y в излучающем слое $Al_yGa_{1-y}As$, оказывающего влияние на длину волны излучения; возможен контроль молекулярного индекса x в слое $Al_xGa_{1-x}As$, окружающего переход для уменьшения потерь между излучающей областью и оптическим волокном.

В табл. 2.1 приведены характеристики электролюминесцентных диодов малой площади диаметром 50 мкм.

Таблица 2.1

Измеряемый параметр	Диоды		
	с одинарной гетероструктурой	диффузионные	с двойной гетероструктурой
Плотность тока, А/см ²	10 000	15 000	7500
Входной ток для достижения теплового насыщения, А	250—350	400—500	225—250
Энергетическая яркость, Вт/(ср · см ²)	55—75	30—40	60—100
Выходная мощность на конце волокна длиной 30 см, мВт	0,9—1,1	0,5—0,7	1,0—1,7
Время нарастания переднего фронта, нс	8—11	4—6	10—12

Длина волны светового излучения для диодов с двойной гетероструктурой примерно 0,8 мкм, для диффузионных и диодов с одинарной гетероструктурой около 0,9 мкм.

Из табл. 2.1 видно, что диоды с двойной гетероструктурой, кроме ранее отмеченных преимуществ, имеют большую эффективность, определяемую отношением выходной мощности излучения к потребляемой электрической мощности, и большую выходную мощность излучения. Ширина полосы излучения СИД с двойной гетероструктурой по уровню половинной мощности составляет от 0,03 до 0,1 мкм, быстродействие — 10—12 нс, однако быстродействие диодов с двойной гетероструктурой несколько меньше, чем диффузионных диодов с одинарной гетероструктурой. Для диодов с двойной гетероструктурой более остро стоит и проблема отвода теплоты от перехода.

При использовании электролюминесцентных светодиодов на GaAs в волоконно-оптических системах связи

необходимо учесть, что амплитудно-модулированная интенсивность излучения светодиода уменьшается обратно пропорционально частоте модуляции: $\omega \geq 1/\tau_p$ (τ_p — рекомбинационное время жизни носителей). Зависимость интенсивности излучения от частоты определяется выражением

$$I = I_0 / \sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2},$$

где I_0 — интенсивность излучения при действии постоянного тока.

При исследовании диффузионных ZnGaAs электролюминесцентных диодов получены экспериментальные результаты этой зависимости. Зная ход кривой зависимости $I = f(\omega)$, можно определить рекомбинационное время жизни носителей.

Отметим, что подобная зависимость интенсивности излучения от частоты была получена в предположении, что диффузионная длина носителей меньше, чем толщина слоя, в котором протекает рекомбинационный процесс. Для диодов с двойной гетероструктурой, в которых распространение носителей ограничено, это предположение необходимо исключить, и частотная характеристика диодов с двойной гетероструктурой будет иметь несколько другой вид.

Поскольку кварцевое волокно имеет минимальные потери в диапазоне 1,0—1,5 мкм, представляют интерес светодиоды на основе $Zn_xGa_{1-x}As$, работающие в этом диапазоне.

Телесный угол конуса лучей СИД сравнительно велик. Это создает определенные трудности для эффективной связи между ними и оптическими волокнами, имеющими малый диаметр. Решение этой задачи упрощается при использовании светодиодов, генерирующих одновременно спонтанное и стимулированное излучение, спектр которого уже, а энергетическая яркость выше. Такими источниками являются суперлюминесцентные диоды, излучающие через боковую грань; их излучение в направлении, перпендикулярном к плоскости перехода, уже, чем излучение в рассмотренных нами электролюминесцентных диодах.

Структура этого диода аналогична полосковой двойной гетероструктуре инжекционного лазера, разница лишь в том, что для подавления оптической обратной связи убирается одно из зеркал, а обратные волны поглощаются

в резонаторе, что приводит только к однократному усилению излучения. В отличие от лазеров, имеющих тенденцию к многомодовой генерации при больших токах, суперлюминесцентные диоды лучше генерируют моды низкого порядка при большой выходной мощности.

Суперлюминесцентный диод имеет значительное увеличение квантовой эффективности по сравнению со структурами, используемыми ранее. Выходная мощность излучения составляет 2 мВт при токе 250 мА и длине волны $\lambda = 0,8$ мкм. Известны суперлюминесцентные диоды, характеризующиеся большой излучаемой мощностью (до 50 мВт), узкой полосой спектра излучения (до $5 \cdot 10^{-3}$ мкм), полосой модуляции порядка сотен мегагерц, коэффициентом ввода в волокно более 50 % и КПД, примерно равным 1 %.

2.4. Полупроводниковые лазеры

Одним из перспективных источников излучения для волоконно-оптических линий связи являются полупроводниковые лазеры (ППЛ). Основными достоинствами их являются компактность, малые масса и габариты, механическая прочность, простота методов накачки и высокоскоростной прямой модуляции, большой КПД (50—80 %) и хорошее согласование с оптическим волокном. В ППЛ электрическая энергия постоянного тока непосредственно преобразуется в когерентное световое излучение. Благодаря этому они более эффективны. За фундаментальные исследования и разработки ППЛ большая группа советских ученых во главе с академиком Б. М. Вулом в 1964 г. была удостоена Ленинской премии.

Известны несколько способов создания инверсной населенности в ППЛ. Наиболее широко распространен способ инжекции электронов и дырок через p — n -переход. В таком лазере поток электронов движется через переход от материала n -типа к материалу p -типа.

ППЛ создаются на основе легированных p - и n -полупроводников, в которых разрешенные энергетические состояния свободных носителей (электронов в полупроводнике n -типа и дырок в полупроводнике p -типа) представляются волновыми функциями, определяемыми по всему пространству микросистемы. Это приводит к большой степени перекрытия собственных функций $\psi(x, t)$, т. е.

к образованию энергетических зон (валентной зоны, зоны проводимости и запретной зоны), занимающих значительные энергетические интервалы.

Равновесие в распределении электронов и дырок нарушается при приложении к переходу напряжения в прямом направлении. В кристаллах полупроводника p - и n -типов на границе раздела возникает большой градиент концентрации электронов и дырок. Вследствие этого электроны, находящиеся в зоне возбужденных состояний n -области, начнут переходить из этой области на более низкие, «заполненные» дырками, уровни в p -области (такое движение электронов можно представить так же, как движение дырок из p -области в n -область).

По мере диффузии электронов в p -область в этой области поблизости от p — n -перехода образуется отрицательный объемный заряд. Аналогичный положительный объемный заряд образуется в n -области. Образование объемных зарядов приводит к возникновению так называемого потенциального барьера, препятствующего дальнейшей диффузии носителей. Несмотря на наличие объемных зарядов, в целом полупроводник остается нейтральным и находится в состоянии электрического равновесия. Обязательным условием такого равновесия является равенство уровней Ферми для обеих областей полупроводника.

Если к области отрицательного объемного заряда (p -области) приложить положительный потенциал, величина потенциального барьера понизится на величину приложенного напряжения и может стать равной нулю при некотором значении напряжения. В этом случае создаются условия для свободного перемещения электронов проводимости из n -области в p -область, где они могут рекомбинировать с дырками, испуская при этом электромагнитное излучение.

Таким образом, при приложении к переходу напряжения в прямом направлении высота потенциального барьера понижается, электроны и дырки вливаются в смежные p - и n -области, где рекомбинируют друг с другом, и в узкой области p — n -перехода шириной в несколько микрометров возникает электромагнитное излучение.

Процесс рекомбинации протекает очень быстро (10^{-11} — 10^{-12} с). Поэтому для поддержания инверсной заселенности необходимо непрерывно компенсировать убывание неравновесных носителей путем введения (инжекции) электронов в n -область. Такое перемещение носи-

телей осуществляется за счет внешнего источника тока (источника накачки). Поэтому ППЛ получили название инжекционных лазеров. Длительность токового импульса накачки определяет длительность свечения $p-n$ -перехода.

Впервые полупроводниковые лазеры были созданы на $p-n$ -переходе в арсениде галлия. При комнатной температуре лазер работал в импульсном режиме излучения: $\tau_{\text{имп}} = 50$ нс, $P_{\text{имп}} = 20$ Вт. Трудности с обеспечением необходимого теплоотвода сильно ограничивают возможности создания полупроводниковых лазеров для работы при комнатной температуре в непрерывном режиме. Дело в том, что плотность тока накачки должна быть достаточно высокой. Эта плотность исчисляется сотнями и тысячами ампер на квадратный сантиметр и зависит от температуры. Ширина спектра излучения также зависит от величины тока, проходящего через лазерный диод.

Инжекционные лазеры на $p-n$ -переходе обладают следующими достоинствами: компактностью (малыми габаритами и массой); простотой источника накачки (кристалл полупроводника имеет низкое сопротивление — сотые доли ома — в прямом направлении, поэтому для накачки можно использовать низковольтные (1—2 В) источники); высоким КПД (50—80 %); простотой модуляции (изменением питающего тока). К недостаткам относится следующее: сравнительно широкий диапазон разброса значений КПД (от нескольких единиц до десятков процентов); широкий спектр излучения (порядка 5—10⁻³ мкм); сравнительно большой угол расходимости луча (1—10°); незначительная мощность.

Перспективными являются инжекционные лазеры на двойных гетероструктурах, состоящих из слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (с различным значением x), выращенных эпитаксией из жидкой фазы. С помощью пятислойных структур, в которых области локализации носителей и света разделены, удалось уменьшить пороговые плотности тока до 700 А/см² для импульсного режима работы при комнатной температуре, причем это значение не является предельным. Уже созданы высокоэффективные ППЛ, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре. Совпадение диапазона излучаемых волн этих ППЛ с диапазоном минимальных потерь оптического стекловолокна делает их наиболее перспективными для оптической связи.

Возможность управления длиной волны излучения в ППЛ открывает пути для передачи многоканальной

информации по одному волокну путем частотного уплотнения.

В отличие от светодиодов мощность, передаваемая в световолокно от инжекционного лазера, принципиально неограниченна. Высокоэффективная передача мощности в многомодовое волокно может быть осуществлена сближением торца волокна и выходного торца лазера или при использовании волокна со сферическим концом./

Время излучательной рекомбинации носителей, равное примерно 1 нс для GaAs и несколько наносекунд для $Al_xGa_{1-x}As$, уменьшается в режиме вынужденного излучения. Поэтому можно легко осуществить модуляцию инжекционных лазеров с высокой частотой непосредственным изменением тока инжекции.

Серьезная проблема — повышение срока службы инжекционных лазеров. В ряде книг сообщается о разработке лазеров со сроком службы 2000 ч и перспективах его дальнейшего увеличения.

При накачке, обеспечивающей выходную мощность до десятков милливатт, полосковые лазеры с двойной гетероструктурой, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре, как правило, генерируют несколько поперечных и продольных мод (типов колебаний), занимающих спектральный интервал порядка 10^{-4} мкм. Тем не менее уже наблюдался стабильный одномодовый одночастотный выход (мощность 10 мВт) на лазерах с относительно большим (до 10 000 ч) сроком службы. Вместе с тем для этих лазеров характерны случаи катастрофической деградации, приводящие к повышению порога генерации, снижению квантовой эффективности и прекращению непрерывности излучения. Деградация вызывается кристаллическими дефектами в виде темных пятен, проникающих в активную область, а также дефектами в виде безызлучательных темных линий. Эти кристаллические дефекты, образуя неизлучающие зоны, снижают коэффициент усиления, увеличивают потери и повышают скорость рекомбинации, что приводит к концентрации тока в неизлучающих зонах, снижению плотности тока в других зонах и деградации ГПЛ.

Для предотвращения деградации необходимо выбирать бездефектные кристаллы. Снижение дефектов достигается добавками в активную область небольших количеств алюминия, а также при выращивании кристаллов. Эти меры позволяют повысить срок службы полупроводниковых лазеров с двойной гетероструктурой до 10 000 ч

и более. Кроме того, добавление алюминия приближает длину волны излучения лазера к зоне минимальных потерь оптического волокна 0,81—0,85 мкм.

Таким образом, инжекционные лазеры с двойной гетероструктурой можно характеризовать следующими параметрами: излучаемая мощность в многомодовом режиме — до 50 мВт, в одномодовом — до 10 мВт; КПД — 10 %, полоса модуляции — порядка 10^3 МГц; коэффициент ввода излучения в волокно — примерно 50 %. В любом случае спектральная ширина достаточно узка, чтобы не учитывать дисперсию материала волокна при передаче на большие расстояния.

Увеличения мощности ППЛ при комнатной температуре можно достичь, соединяя лазерные диоды в решетку. В одном из экспериментов 12 диодов соединялись друг с другом через теплопоглотители толщиной около 25 мкм. Высота решетки составила 1 мм, при этом p — n -переходы диодов следуют через 75 мкм. Такое устройство позволило получить пиковую мощность 1 кВт при частоте повторения импульсов 1,2 кГц и длительности импульсов 30 нс. В данной конструкции решетка соединялась со сферическим зеркалом, дающим изображение задних граней диодов, т. е. используется суммарная мощность при двустороннем излучении в одном направлении.

Одна из важнейших характеристик ППЛ — поперечные моды излучения, определяющие эффективность согласования их с оптическим волокном.

Поперечные моды излучения лазеров с двойной гетероструктурой возникают в направлении, перпендикулярном к плоскости перехода. Образующийся в этом же направлении диэлектрический волновод создает ограничение излучения, благодаря чему наряду с ограничением растекания носителей снижается порог излучения лазера, становится возможным режим непрерывной работы при комнатной температуре, но, с другой стороны, увеличивается угол расходимости излучения. Обычно для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -лазеров с двойной гетероструктурой толщина активной области выбирается не более 0,5 мкм, угол расходимости излучения в вертикальном направлении в этом случае равен 60° . Поскольку угол восприятия света оптическим волокном составляет всего 10 — 20° , очень трудно добиться эффективного согласования с лучом лазера, имеющим такой большой угол расходимости.

Существуют различные способы уменьшения угла расходимости излучения. Создание отдельных областей

рекомбинации носителей и распространения света позволит добиться снижения вертикального угла расходимости излучения до 15° . Аналогичного эффекта можно добиться за счет создания асимметричной конструкции, изменением количества алюминия по обе стороны от активной области и т. п.

Промышленных типов ППЛ в настоящее время достаточно много, и перспективы их использования в системах передачи информации с улучшением эксплуатационных параметров лазеров можно считать обнадеживающими. Важную роль играют разработки ППЛ на диапазон $1,1—1,5$ мкм. Для оптической дальней связи их можно рекомендовать благодаря приближению к зоне минимальных потерь оптического волокна и чрезвычайно малой дисперсии материала.

2.5. Лазеры на алюмоиттриевом гранате

Инверсное состояние в лазерах на алюмоиттриевом гранате (АИГ) осуществляется по четырехуровневой схеме, что снижает пороговый уровень накачки по сравнению с трехуровневыми системами. Это объясняется тем, что используется инверсия на третьем энергетическом уровне относительно второго, а не основного, на котором всегда настолько большое количество частиц, что достичь инверсии относительно него часто затруднительно. Источники оптического излучения, работающие по четырехуровневой схеме, практически не требуют и охлаждения (например, лазеры на кристаллах АИГ).

Лазеры, использующие в качестве активной среды алюмоиттриевый гранат с присадкой неодима, имеют ряд достоинств, способствующих их применению в волоконно-оптических системах передачи информации: длина волны излучения этих лазеров равна $1,06$ мкм и совпадает с областью малых потерь в кварцевом волокне; поскольку основным механизмом потерь в стекле является рэлеевское рассеяние (меняющееся по закону λ^{-4}), на длине волны излучения АИГ лазера ($\lambda = 1,06$ мкм) потери на рэлеевское рассеяние меньше, чем для инжекционных лазеров ($\lambda = 0,8—0,9$ мкм); полоса излучения АИГ лазера уже, чем инжекционных лазеров, поэтому и дисперсия сигнала за счет материала волокна меньше, т. е. допустима более высокая скорость передачи информации; получить одномодовое одночастотное излучение в них

сравнительно легко; при использовании для накачки светодиодов длительный срок службы.

Маломощные (несколько милливатт) АИГ лазеры имеют малые габариты (длина 1—2 см, диаметр 1—5 мм), накачка осуществляется светодиодом на основе GaAsP или AlGaAs. Из зарубежных сообщений известно о миниатюрном АИГ лазере, стержень которого ($5 \times 0,45$ мм) накачивался с торца светодиода на основе GaAsP. Выход излучения — из противоположного торца. Ожидается, что такие лазеры обеспечат выходную мощность несколько милливатт на одночастотной ТЕМ₀₀-моду.

Перспективность использования светодиодов для возбуждения неодимовых лазеров на гранате объясняется тем, что светодиоды имеют малые габариты и массу, высокий КПД преобразования электрической энергии в световую, кроме того, спектр излучения светодиодов на основе GaAsP очень хорошо согласуется со спектром поглощения неодима в гранате, соответствующим заселению верхнего энергетического уровня. Поэтому применение этих светодиодов позволит создать малогабаритный лазер без охлаждения.

Излучение АИГ лазера (в отличие от ППЛ) не может быть непосредственно модулировано управлением током накачки или потерями резонатора. Это обусловлено тем, что время флуоресценции верхнего лазерного уровня составляет примерно 230 мкс. Поэтому весьма трудно осуществить непосредственную модуляцию с частотами порядка мегагерц, даже с учетом уменьшения времени жизни в процессе вынужденного излучения. По этой причине здесь требуется использование внешних оптических модуляторов. Таким образом, эти лазеры можно характеризовать следующими параметрами: мощность излучения в одномодовом режиме — единицы милливатт, в многомодовом — до 10 мВт; в волокна можно ввести практически всю мощность излучения; КПД их мал (до 1 %).

2.6. Требования к источникам оптического излучения при использовании их в системах космической связи и волоконно-оптических линиях связи

При использовании систем оптической связи в условиях космоса к источникам излучения предъявляются следующие основные требования: достаточная мощность излучения в непрерывном режиме при малых габаритах и массе как источников излучения, так и источников накачки,

а также излучающих устройств (оптических антенн); возможность использования для накачки как автономных источников, так и солнечного излучения; максимальный КПД (отсюда требование минимального потребления энергии и минимального выделения теплоты, что облегчает охлаждение лазера); механическая прочность, виброустойчивость; высокая надежность и достаточно большой ресурс безотказной работы (общее время безотказной работы на орбите должно быть не менее нескольких лет, что требует обеспечения длительности рабочего времени порядка 10^4 — 10^5 ч); высокая монохроматичность и когерентность излучения (для улучшения параллельной направленности (коллимации) луча и обеспечения высокой помехоустойчивости канала связи).

Увеличение мощности источников излучения при использовании их в условиях космоса должно компенсировать ослабление излучения на трассе и обеспечить требуемое отношение сигнал/шум на входе приемника. Достоверных данных об ослаблении излучения в космическом пространстве пока нет. Основное влияние на ослабление, по-видимому, оказывают частицы межпланетной и межзвездной пыли, а также метеоритов, которые, ударяясь об оптические элементы, ухудшают их качество (отражающее и пропускающее свойства оптической поверхности).

Для лазеров, работающих в условиях космоса, важное значение приобретает солнечная накачка. Разработаны такие лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом.

Вопросы надежности и долговечности источников оптического излучения еще ждут решения. Считают, что надежность газовых лазеров соответствует надежности газоразрядных приборов, ППЛ — надежности других полупроводниковых приборов. Для повышения надежности ППЛ необходимо довести до совершенства технологию выращивания кристаллов и улучшить технику отвода теплоты. Кроме того, для предотвращения разрушений поверхности кристалла рекомендуются нанесение защитных пленок и герметизация. Срок службы лазеров, используемых в системах оптической связи, — важнейший фактор, определяющий надежность систем в целом. Поэтому необходимы серьезные разработки, направленные на повышение надежности.

Рабочая температура нередко является ограничивающим фактором при использовании лазеров на летательных аппаратах. Как правило, устройства охлаждения

не прерывного действия имеют большие габариты и массу и потребляют много электроэнергии. Если по условиям эксплуатации применение систем охлаждения невозможно, приходится снижать требования к мощности излучения или переходить на импульсный режим работы.

В таблице 2.2 приводятся некоторые ориентировочные данные лазеров (в непрерывном режиме), наиболее подходящих для космических систем оптической связи.

Таблица 2.2

Тип лазера	λ , мкм	$\Delta\lambda/\lambda$	КПД, %	Непрерывное излучение, Вт ($T = 300$ K)
АИГ: Nd (II гармоника)	0,53	10^{-5}	0,01—0,1	1—2
GaAs или GaAlAs	0,85—0,90	10^{-3} — 10^{-5}	20—40	0,01—0,2
АИГ: Nd (I гармоника)	1,06	10^{-5}	1—3	$1-10^3$
CO ₂	10,6	10^{-9}	2—20	$1-10^3$

Выбор лазера для систем космической связи производится по оптимальной оценке всей совокупности параметров как самого лазера, так и системы в целом.

Требования к источникам оптического излучения при использовании их в волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС) в целом менее жестки. Однако условия достаточной мощности излучения при малых габаритах и массе, а также высокая надежность и долговечность являются неперенными и здесь, поскольку они определяют экономическую целесообразность и возможность хорошего согласования их с ВОЛС.

3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И НАПРАВЛЯЮЩИХ СРЕДАХ

3.1. Ослабление оптического излучения в атмосфере

Основное уравнение систем передачи информации оптического диапазона может быть записано в виде $P_{\text{прд}}/P_{\text{прм}} = L\alpha F$, где $P_{\text{прд}}$, $P_{\text{прм}}$ — мощности на выходе передатчика и на входе приемника; L — затухание в оптических элементах передающего и приемного устройств; α — затухание в свободном пространстве; F — затухание, обусловленное влиянием атмосферы.

Величина L рассчитывается известными в оптике методами без особых принципиальных трудностей. Она может быть определена и экспериментально. В общем случае она составляет 3—10 дБ.

Для расчета величины α можно использовать известную формулу дальности: $\alpha = 4\pi R^2 / (A_{\text{прм}} G_{\text{прд}}) = \lambda^2 R^2 / (A_{\text{прм}} \times \times A_{\text{прд}})$, где R — длина трассы; $A_{\text{прм}}$ — $A_{\text{прд}}$ — апертура приемной и передающей антенн; $G_{\text{прд}}$ — усиление передающей антенны.

Наиболее сложно определить F . Этот параметр заслуживает более подробного рассмотрения. При менение лазеров для передачи информации стимулирует интенсивное развитие исследований распространения в атмосфере электромагнитных волн оптического диапазона. Результаты этих исследований позволяют в настоящее время создать достаточно полную картину переноса оптических сигналов в атмосфере. При распространении в атмосфере оптическая волна испытывает превращения, вызванные молекулярным поглощением и рассеянием атмосферными газами, аэрозольным, комбинационным и резонансным рассеянием, рефракцией, нелинейным взаимодействием излучения со средой. Существенным отличием оптических волн от электромагнитных волн радиодиапазона является сильная зависимость распространения их в атмосфере от ее свойств. При распространении в земной атмосфере оптический сигнал претерпевает следующие изменения: энергетическое ослаб-

ление; флуктуации амплитуды и фазы волны; рефракцию, вызванную вертикальной и горизонтальной неоднородностями атмосферы. Как правило, эти эффекты могут рассматриваться независимо, что позволяет решать сложную задачу распространения оптического сигнала в атмосфере по частям.

Величина F является случайной функцией времени и пространства и поэтому может характеризоваться законом ее распределения или моментами. Вместе с тем в ряде случаев можно рассматривать затухание, предполагая регулярное состояние атмосферы для наилучшего и наихудшего случаев, и найти соответственно минимальное $F_{\min}$ и максимальное $F_{\max}$ значения, а также установить некоторые качественные особенности явления.

Ослабление излучения при прохождении через атмосферу может быть описано уравнением Бугера: $I(v) = I_0(v) \times \exp(-\beta(v)R)$, где $I_0(v)$ — излучение на входе среды, $\beta(v)$ — коэффициент затухания, равный сумме коэффициентов молекулярного поглощения $\beta_{m,n}$ и рассеяния на частицах β_p .

На высотах до 12 км основную роль в поглощении излучения играют молекулы углекислого газа и водяных паров (концентрация водяных паров колеблется от 10^{-3} до 4 % по объему, а углекислого газа от 0,03 до 0,05 %).

Твердые и жидкие включения замутняют атмосферу и играют большую роль в образовании облаков, тумана, являясь ядрами конденсации водяных паров. Главная причина помутнения атмосферы — дым, наземная пыль, бактерии, соли. Над городами, промышленными центрами возникают так называемый слой смога (густой туман с дымом и копотью) и другие образования, связанные с загрязнением воздуха. Известно, что в тумане водяные пары имеют размеры от 0,1 до 50—60 мкм. Наиболее часто встречаются размеры 7—15 мкм при $t > 0^\circ\text{C}$ и 2—5 мкм при $t < 0^\circ\text{C}$. Размер капель в облаках 2—30 мкм, дымки (очень слабый туман) примерно 1 мкм (их количество достигает 40—50 на 1 см^3 , а в сильном тумане — до 50—600 на 1 см^3).

Затухание в «чистой атмосфере» (дальность метеовидимости $s_m \geq 10\text{ км}$) определяется в основном рассеянием в аэрозоле. Параметр s_m для дневных условий определяется как расстояние, на котором фотометрический контраст C_ϕ равен контрастной чувствительности ϵ_0 глаза:

$C_{\phi} = (B_{\phi} - B_{\psi}) B_{\phi} = \epsilon_0$, где B_{ψ} — яркость цели (предмета); B_{ϕ} — яркость фона, на котором наблюдается предмет.

На рис. 3.1 представлены графики коэффициентов пропускания τ_a , обусловленные поглощением молекулами водяного пара (а), двуокиси углерода (б) и озона (в). Эти кривые были сняты с относительно низкой спектральной разрешающей способностью. Поэтому можно считать, что изменение ослабления, показанное на рис. 3.1, представляет грубую картину пропускания. В действительности поглощение в атмосфере резко изменяется при изменении частоты излучения, поскольку спектр молекулярного поглощения имеет линейчатый характер, а не полосовой. Определение такой структуры поглощения в настоящее время является предметом исследований.

На основе графиков, приведенных на рис. 3.1, и при наличии подобных графиков тонкой структуры поглощения можно правильно выбрать несущую частоту ОКГ и сделать вывод о необходимости ее стабилизации в областях с минимальным поглощением. В целом получить точные оценки величин поглощения и рассеяния

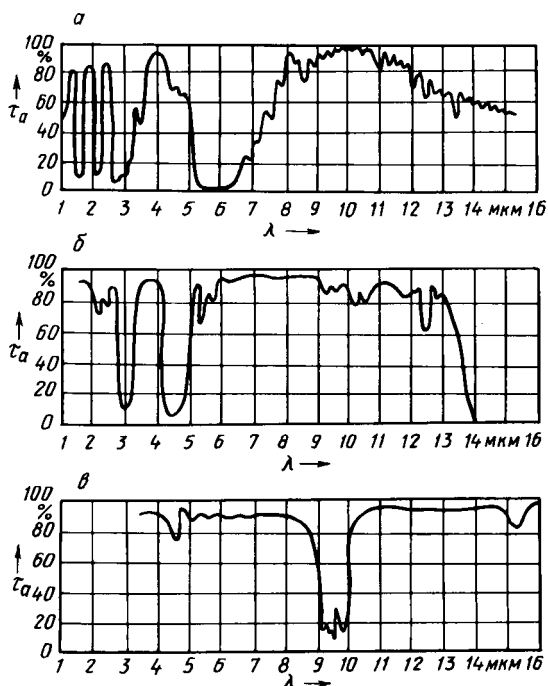


Рис. 3.1.

излучения в атмосфере трудно, поскольку концентрация ее составляющих определяется температурой и давлением, зависящими от географической широты, высоты слоя и состояния погоды. Поэтому продолжают теоретические и экспериментальные поиски с целью получения исчерпывающих сведений об ослаблении излучения лазера в атмосфере.

Необходимо отметить еще один фактор, оказывающий отрицательное влияние на системы передачи информации оптического диапазона, — нарушение когерентности излучения лазера в турбулентной атмосфере, возникающее вследствие завихрения воздуха или наличия ячеек воздуха с различными показателями преломления, что вызывает отклонение центральной оси диаграмм направленности излучения, а в ряде случаев и фазовые искажения волнового фронта. Размеры и число завихрений на пути распространения излучения постоянно меняются из-за воздушных потоков. Вызванные турбулентностью потери примерно пропорциональны длине пути распространения и площади апертуры приемника. Сложность проблемы, связанной с турбулентностью, ставит под сомнение вопрос о возможности супергетеродинного приема в лазерных системах передачи информации в условиях атмосферы.

3.2. Физические принципы распространения излучения в направляющих средах

При прохождении луча света из одной среды в другую на границе раздела сред происходит отражение и преломление (рис. 3.2) света. При этом справедливо соотношение $\sin \alpha_1 / \sin \alpha_2 = n_2 / n_1$, где α_1 , α_2 — угол падения и угол преломления; n_1 , n_2 — показатели преломления сред.

Если луч проходит из среды с бóльшим показателем преломления в среду с меньшим показателем преломления, т. е. $n_1 > n_2$, то $\sin \alpha_2 > \sin \alpha_1$ и $\alpha_2 > \alpha_1$. В этом случае, как видно из рис. 3.2, луч I , падающий под углом α_1 , частично отражается (луч I') и частично проникает в среду с показателем преломления n_2 под углом α_2 (луч I''). При некотором критическом значении $\alpha_{кр}$ угол $\alpha_2 = \pi/2$ и $\sin \alpha_2 = 1$. Угол $\alpha_{кр}$ называется *критическим углом внутреннего отражения*.

Если угол падения $\alpha_1 > \alpha_{кр}$, происходит полное внут-

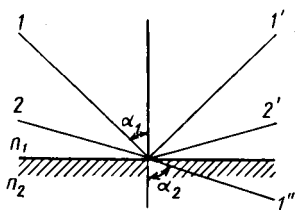


Рис. 3.2.

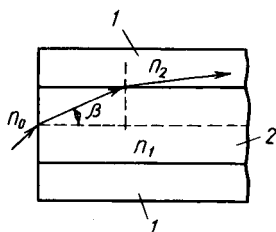


Рис. 3.3.

ренное отражение. Падающий под таким углом луч света 2 полностью отражается от границы раздела сред (луч 2') по законам зеркального отражения с коэффициентом, близким к 1.

Рассмотрим двухслойное волокно (рис. 3.3), состоящее из сердцевинки (центральной жилы) 2 и оболочки 1. Поле направляемой волны сосредоточено в основном в области сердцевинки волокна, некоторая часть поля проникает в оболочку, но оно спадает почти экспоненциально в радиальном направлении от границы сердцевинки. Величина этого поля на наружной поверхности волокна может быть сделана сколь угодно малой. Числовая апертура $A_0 = n \sin \beta$ при данном n определяет максимальный телесный угол конуса лучей, пропускаемых волокном. При превышении этого угла в световолокне с оболочкой не происходит полного внутреннего отражения луча на границе сердцевина — оболочка. Он будет преломляться и распространяться в оболочке, т. е. светонепроницаемость сердцевинки будет нарушена.

Для двухслойного волокна числовая апертура $A_0 = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$. Из этой формулы следует, что чем больше разность между n_1 и n_2 , тем больше числовая апертура и конический пучок лучей с большим телесным углом пройдет через световолокно. Однако максимальное значение n_1 ограничивается светопропусканием используемого материала. Так, для стекол чем больше показатель преломления n , тем меньше их светопропускание. Таким образом, числовая апертура A_0 позволяет оценивать собирающую способность волокна в отношении падающего на него потока излучения: чем больше числовая апертура, тем выше собирающая способность волокна, тем большую интенсивность имеет поток излучения на выходе из волокна.

Обычно цилиндрические волокна изготавливают, используя для сердцевины высокопреломляющие тяжелые флинт, а для оболочки — легкие кроны. Для такой пары стекол при $n_1 = 1,75$ и $n_2 = 1,52$ числовая апертура $A_0 = 0,86$, что соответствует пропусканию лучей с углом при вершине около 2 рад, падающих из воздуха на входной торец световолокна.

Одна из важнейших характеристик световолокна — светопропускание $\tau = \Phi / \Phi_0$, где Φ , Φ_0 — прошедший и падающий световые потоки.

Назовем несколько причин, вызывающих потери излучения при распространении сигнала по световоду.

Первая причина — поглощение и рассеяние в материале волокна. Многочисленные ионы металлов и ионы группы OH, присутствующие в стекле и имеющие электронные переходы, вызывают полосы поглощения. Длина волны пика поглощения и ширина полосы для данного иона могут быть различными для разных составов стекол. Следовательно, технология изготовления стекла оказывает существенное влияние на зависимость потерь волокна от длины волны излучения. Для обеспечения низкого уровня потерь на поглощение требуется высокая чистота материала.

Существует ряд механизмов рассеяния, которые вызывают потери, — рэлеевское рассеяние, так называемое Ми-рассеяние, вынужденное комбинационное рассеяние, рассеяние Мандельштама — Бриллюэна. Рэлеевское рассеяние обусловлено тепловыми флуктуациями на интервалах, меньших длины волны. Ми-рассеяние происходит на неоднородностях, сравнимых по размеру с длиной волны. Вынужденное комбинационное рассеяние и рассеяние Мандельштама — Бриллюэна вызываются нелинейными эффектами. Их влияние сказывается, начиная с некоторого порогового значения мощности излучения. Явление нелинейного взаимодействия между распространяющейся волной и материалом приводит к перекачке мощности первоначальной волны в излучения с другими длинами волн. При передаче сигналов на большие расстояния эти нелинейные эффекты определяют верхний предел уровня мощности, которая может быть передана по каналу связи.

Потери за счет поглощения и рассеяния в материале волокна можно учесть формулой $\alpha_{н,р} = \exp(-\epsilon L)$, где ϵ — показатель ослабления света материалом; L — путь, который луч проходит в волокне.

Вторая причина — потери на входном и выходном торцах оптического волокна за счет отражений (френелевские потери). Эти потери можно учесть формулой

$$\alpha_{\phi} = (1 - \rho_{\phi})^2, \quad (3.1)$$

где ρ_{ϕ} — коэффициент френелевского отражения. Формула (3.1) учитывает ту часть энергии потерь, которая пройдет через оба торца.

Третья причина — потери за счет неполноты отражения от боковых направляющих поверхностей волокна при распространении излучения (неполного внутреннего отражения). Эти потери могут быть весомыми при большой длине оптического волокна и соответственно большом числе отражений. Учесть их можно выражением $\alpha_{\text{отр}} = \rho^m$, где ρ — коэффициент отражения при однократном отражении; m — число отражений. Необходимо отметить, что ρ является сложной функцией углов β . Однако, учитывая его малое изменение, приближенно можно считать ρ постоянной величиной.

Кроме рассмотренных, могут быть и другие, менее существенные причины потерь (рассеяние за счет геометрической вариации размера сердцевинки волокна, рассеяние в оболочке, излучение вследствие искривлений световода и др.). В общем случае расчет светопропускания достаточно сложен. Однако приближенные оценки можно получить, используя вышеприведенные формулы.

Если источник излучения расположен симметрично относительно оси волокна, а интенсивность излучения постоянна, светопропускание можно оценить выражением

$$\tau = (1 - \rho_{\phi})^2 e^{-\epsilon L} \frac{2}{\beta_1^2} \int_0^{\beta_1} \rho^{\frac{L}{d} \beta} d\beta,$$

где β_1 — критический угол; d — диаметр световолокна.

Эта формула справедлива для случая, когда поперечные размеры волокна намного больше длины волны излучения, т. е. $d \gg \lambda$. При $d \simeq \lambda$ световолокна работают как диэлектрические волноводы.

Конический пучок лучей, падающий на входной торец световолокна, дифрагирует на нем и возбуждает внутри сердцевинки и в оболочке дискретный набор отдельных типов волн. Чем меньше размеры d по сравнению с λ , тем меньшее число типов волн может распространяться в световолокне. Таким образом, световолокна

могут быть одномодовыми ($d \simeq \lambda$) и многомодовыми ($d \gg \lambda$).

В световолокне различные типы волн имеют разные фазовые скорости, т. е. испытывают дисперсию и имеют соответственно разные углы по отношению к оси световолокна. Отдельные типы волн, достигая выходного торца, снова испытывают на нем дифракцию, как на диафрагме с отверстием.

Эти особенности затрудняют расчет светопропускания. Представляет интерес определение доли мощности излучения, проходящего через световолокно, для каждого типа волны (конкретного типа λ).

3.3. Типы световолокон

В системах передачи информации оптического диапазона могут быть использованы различные типы световолокон. На рис. 3.4 показаны поперечные сечения наиболее часто используемых типов световолокон и приведены соответствующие профили показателя преломления.

В случаях *а* и *б* сердцевина волокна радиусом a имеет показатель преломления n_1 и окружена оболочкой с несколько меньшим показателем преломления n_2 , причем $N_2 = n_1(1 - \Delta)$, где $\Delta \ll 1$. При таких условиях одномодовый режим распространения может быть достигнут при $\Delta \leq 1\%$, а диаметр центральной жилы примерно равен 5 мкм. Одномодовые волокна, как правило, применяются с одномодовыми источниками — лазерами, они обеспечивают наибольшую полосу пропускания. Для ряда применений могут оказаться весьма желательными некогерентные источники, в этих случаях целесообразно использовать многомодовые волокна (рис. 3.4, *в*).

На рис. 3.4, *в* представлен практически важный вид волокна, распределение состава стекла которого подобрано таким образом, что радиальный профиль показателя преломления изменяется по параболическому закону с максимальным значением по оси: $n = n_1(1 - \Lambda(r_m/a)^2)$, $0 \leq r_m \leq a$, где r_m — расстояние от оси; значение a показано на рис. 3.4, *в*.

Практически значение Δ лежит в пределах 0,01—0,02, а $n_1 \simeq 1,5$. Применительно к оптической связи достоинство волокна с параболическим профилем показателя преломления заключается в пониженной дисперсии по

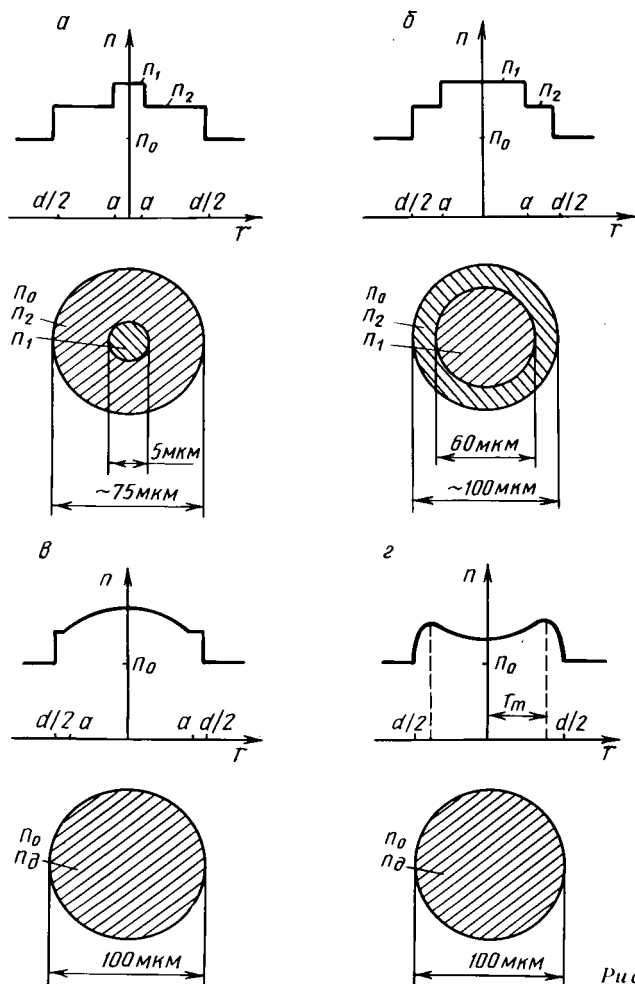


Рис. 3.4.

сравнению с многомодовыми волокнами со ступенчатым профилем показателя преломления (рис. 3.4, в). Волокно с параболическим профилем показателя преломления получило название SELFOC.

Волокно, представленное на рис. 3.4, з, отличается аксиально-симметричным распределением показателя преломления с максимальными значениями вблизи $r = r_{\text{max}}$. Изменение показателя преломления по поперечному сечению волокна не превышает 1%. Хотя выбор такого

типа волокна не является оптимальным, тем не менее оно обладает одновременно очень низкими потерями (менее 6 дБ/км) и очень низкой дисперсией (менее 2 нс/км).

Все описанные волокна могут быть покрыты пленкой, имеющей очень большой коэффициент поглощения, что необходимо для поглощения излучения, рассеянного из сердцевинки в оболочку. Это уменьшает вероятность перекрестных помех между смежными волокнами в многожильных кабелях.

В настоящее время исследуется возможность создания практически применимых оптических волокон с наименьшими потерями и дисперсией. Уже созданы, например, оптические волокна с потерями 6 и 10 дБ/км на основе кремнезема. Оптические волокна со ступенчатым профилем показателя преломления имеют такие коэффициенты ослабления на длине волны 0,82 мкм с шириной полосы пропускания 200 или 400 МГц для длины волокна 1 км. Числовая апертура равна 0,20, диаметр сердцевинки — примерно 60 мкм.

Среди оптических волокон профили с параболической зависимостью показателя преломления представляют особый интерес благодаря своим линзоподобным характеристикам. Групповые скорости различных типов волн в них практически равны, значит, фазовые искажения здесь пренебрежимо малы. Задержку, соответствующую этим искажениям, можно найти при использовании лучевого представления. Как известно, основная волна является гауссовым пучком, а поля высших типов волн имеют распределение Лагерра—Гаусса. Все эти типы волн имеют различные пути и время распространения. Наибольшее время прохождения будет при спиральном пути. Угол спирали определяется формулой: $\cos\theta = ((1 - 3\Delta)/(1 - \Delta))^{1/2}$.

Длина спирального пути в $1/\cos\theta$ раз больше пути вдоль оси волокна. Считая показатель преломления на окружности волокна наименьшим, получим выражение для времени задержки на единицу длины волокна:

$$t_3 = \frac{n_0}{c} \left(\frac{1 - \Delta}{\cos\theta} - 1 \right). \text{ Подставив значение } \theta, \text{ найдем}$$

$$t_3 \simeq \frac{3}{2} \frac{n_0}{c} \Delta^2. \text{ Если, например, } n_0 = 1,5 \text{ и } \Delta = 1\%, \text{ то}$$

возможная задержка $t_3 = 0,75$ нс/км. Нетрудно подсчитать, что соответствующая ширина полосы будет около 700 МГц.

Могут применяться также трехслойные световолокна с чередованием по радиусу коэффициентов преломления $n_1 \rightarrow n_2 \rightarrow n_1$, где $n_2 > n_1$. Такие волокна позволяют получить одномодовый режим работы при больших, чем у двухслойного волокна, поперечных размерах. Это облегчает сращивание волокон и ввод в них излучения. Разработана конструкция световолокна, в которой в качестве диэлектрика с показателем n_2 используется воздух.

И, наконец, исследуется возможность использования четырехслойного диэлектрического световолокна для дальнейшего упрощения требований сопряжения волокон с источниками одномодового излучения и между собой.

3.4. Выбор типов оптических волокон для систем передачи информации

Чтобы решить вопрос о выборе конкретного типа оптического волокна, необходимо провести некоторую систематизацию. Различают миниатюрные оптические волокна, имеющие вид пленочных прямоугольных или круглых волноводов. Пленочные волноводы описываются более простым математическим аппаратом, чем круглые. Это объясняется тем, что волновые уравнения имеют решения

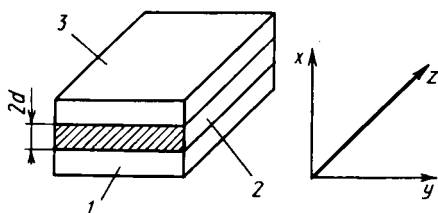


Рис. 3.5.

в полярной системе координат применительно к геометрии пленочного волновода, тогда как для круглых — в цилиндрической системе координат. Поскольку решение волнового уравнения для плоского волновода получается проще, рассмотрим именно этот случай. Как известно, все конечные результаты, получаемые для плоских волноводов, справедливы и для круглых.

Схематически плоский волновод показан на рис. 3.5. Предполагается, что волны распространяются в направлении оси z . Светонизлучающая пленка, или слой 2, неограниченно простирается в направлении осей z и y . Этот слой напылен на подложку 1. Толщина слоя $2d$, показатель

преломления n_1 . Подложка I и защитное покрытие 3 имеют показатель преломления n_2 . Для того чтобы по волноводу могла распространяться световая волна, необходимо выполнение условия $n_1 > n_2$.

Предположим, что в волноводу возбуждается (например, с помощью лазера) световая волна. Все возникающие моды можно классифицировать следующим образом: *распространяющиеся (направляемые) моды*, которые делятся на четные и нечетные; *затухающие моды*; *моды излучения*.

Каждый конкретный тип колебаний (мода) характеризуется собственным параметром β — постоянной распространения. Особенностью диэлектрических волноводов является наличие дискретного спектра направляемых мод и непрерывного спектра мод излучения.

Для связи пригодны только направляемые моды. Аналогия диэлектрических волноводов и волноводов СВЧ просматривается в том, что как те, так и другие имеют собственные значения частот отсечки мод.

Если считать, что толщина волновода d описывает его количественную характеристику, а соотношение показателей преломления n_1 и n_2 — качественную, то применительно к целям связи постановка задачи будет такой: какими должны быть качественные и количественные характеристики волноводов, чтобы по ним можно было осуществить передачу информации с наименьшими искажениями и потерями? Будем рассматривать нерегулярный пленочный волновод, т. е. такой волновод, который в отличие от идеального имеет некоторые отклонения в размерах на величину Δd (технологическая неточность напыления, неровности, шероховатости и т. п.).

Решение поставленной задачи сводится к решению уравнений собственных значений: для четных ТЕ-мод

$$\operatorname{tg} \kappa d = \gamma / \kappa; \quad (3.2)$$

для нечетных ТЕ-мод

$$\operatorname{tg} \kappa d = -\kappa / \gamma, \quad (3.3)$$

где κ , γ — волновые параметры, определяемые через постоянную распространения β , показатели преломления n_1 и n_2 , а также через волновое число k_0 свободного пространства:

$$\kappa^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2;$$

$$\gamma^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2;$$

$$k_0 = 2\pi / \lambda_0.$$

Возможные значения постоянной распространения направляемых мод определяются неравенством $n_2 k_0 < |B| < n_1 k_0$.

Заданным параметром будем считать длину волны λ , величина которой определяется типом применяемого излучателя. Наиболее перспективными для оптических волокон, работающих в ИК диапазоне, считаются длины волн излучения лазеров на кристаллах алюмоиттриевого граната ($Y_3Al_5O_{12}:Nd^{+3}$) с $\lambda = 1,06$ мкм и широкого класса полупроводниковых лазеров с двойной гетероструктурой на кристаллах из арсенида галлия с $\lambda = 0,8—0,9$ мкм. К этому же классу можно отнести полупроводниковые светодиоды.

Зададимся величиной длины волны $\lambda = 1,06$ мкм. Для простоты вычислений решение для ТМ-мод приводить не будем, поскольку оно мало чем отличается от решений для ТЕ-мод. Уравнения (3.2) и (3.3) являются трансцендентными. Для наглядности целесообразно привести графическое решение (см. рис. 3.5). Затем необходимо задаться значениями количественной и качественной характеристик. Из теории дифракции известно, что наилучшими условиями для распространения электромагнитной волны обладает та направляющая система, размер d которой соизмерим с длиной волны λ_0 . Задаемся $2d = 1$ мкм. Показатели преломления выбираем равными $n_1 = 1,5$ и $n_2 = 1$.

Таким образом все необходимые данные для решения задачи есть. Численные значения, необходимые для нахождения графических решений, сведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

β	β^2	κ^2	κ	γ	γ/κ	$-\kappa/\gamma$	κd	$\psi = \frac{\kappa d}{\pi} 180^\circ$	$\lg \psi$
5,93	35,2	43,8	6,61	0,00	0,00	0,00	3,31	190	0,18
6,25	39,0	40,0	6,33	1,95	0,31	0,24	3,17	181	0,02
6,88	47,0	32,0	5,65	3,58	0,64	-1,58	2,83	162	-0,53
7,20	52,0	27,0	5,20	4,10	0,79	-1,27	2,60	149	-0,60
7,45	55,5	22,5	4,74	4,52	0,96	-1,05	2,37	135	-1,00
7,80	61,0	18,0	4,24	5,10	1,20	-0,83	2,12	121	-1,66
8,15	66,5	12,5	3,53	5,60	1,58	-0,63	1,77	101	-5,15
8,50	72,5	6,5	2,55	6,12	2,30	-0,44	1,28	73	3,27
8,75	77,0	2,0	1,41	6,48	-0,21	0,71	0,71	40	0,84
8,90	79,0	0,0	0,00	6,62	0,00	0,00	0,00	0	0,00

Графическое решение уравнений (3.2) и (3.3) дает следующие значения постоянных распространения направляемых мод оптического волокна (рис. 3.6): $\beta_0 d = 4,45$, $\beta_0 = 8,9$ (четная основная мода); $\beta_1 d = 3,87$, $\beta_1 = 7,74$ (нечетная ТЕ-мода); $\beta_2 d = 3,06$, $\beta_2 = 6,12$ (четная ТЕ-мода).

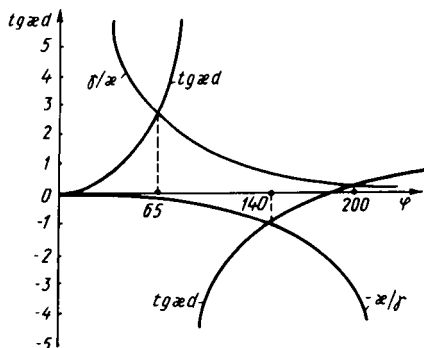


Рис. 3.6.

В условии задачи оговаривалось, что рассматриваться будет нерегулярный диэлектрический волновод. Для простоты математических вычислений предположим, что волокно имеет синусоидальные искажения стенок (рис. 3.7).

Ответим на вопрос, какая амплитуда Δd синусоидальных искажений стенки вызовет потери мощности, равные

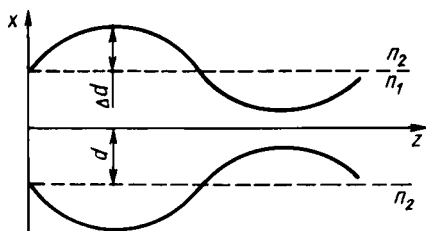


Рис. 3.7.

10 %, после прохождения расстояния 1 см ($\Delta P/P = 0,1$; $L = 1$ см). Величину Δd назовем технологическим допуском, а в дальнейшем — допуском. Для вычисления относительных потерь мощности применим формулу

$$\frac{\Delta P}{P} = \Delta d^2 L \frac{(n_1^2 - n_2^2) k_0^2 \cos \kappa_0 d \cos \kappa_\mu d)^2}{4(\beta_0 d_0 + \beta_0 / \gamma_0)(\beta_\mu d_0 + \beta_\mu / \gamma_\mu)}. \quad (3.4)$$

Здесь индексы 0 и μ у величин κ , β , γ являются модовыми индексами. Расчет будем вести для мод TE_{10} и

TE_{12} (четной основной моде соответствует мода TE_{10}). Подставив решения для данных мод в выражение (3.4), получим $\Delta d = 0,95 \cdot 10^{-5}$ мкм. Это чрезвычайно малое число отражает очень высокие требования, которые связь мод налагает на допуски к размерам волновода.

Известны особенности структуры и свойства оптических волокон, изготовленных по методу химического осаждения выпариванием. Не вдаваясь в подробности технологического цикла производства волокна, приведем лишь некоторые его параметры: затухание $\alpha = 5$ дБ/км; максимальная разность коэффициентов $n_1 - n_2 = 0,016$; внутренний размер $2d = 85$ мкм.

Для того чтобы передавать информацию без искажений, желательно ограничить число возможных мод. Путем правильного выбора размеров волокна можно добиться одномодового режима его работы. Как показывает графическое решение уравнения собственных значений, размеры волокна существенно зависят от отношения n_1/n_2 . Другими словами, одномодовый режим достигается при выполнении следующих условий: $n_1/n_2 \rightarrow 1$; $2d \rightarrow \lambda_0$.

Проверим выполнение этих условий для вновь заданных характеристик. Относительная разность коэффициентов преломления $\frac{n_1 - n_2}{n_1} 100 = \frac{0,016}{1,416} 100 = 1,130 \%$.

Этот результат хорошо согласуется с параметрами волокна, которое использовалось в экспериментальных исследованиях оптической системы связи со скоростью передачи 100 Мбит/с. Толщина волокна почти на два порядка выше длины волны. Это значит, что волокно будет работать в многомодовом режиме. Принимаем $d_1 = 40$ мкм и $d_2 = 2,5$ мкм. Решим эту задачу повторно, аналогично тому как это было сделано для первого волокна. Не производя всех промежуточных расчетов, приведем лишь конечные результаты (см. табл. 3.2).

Таблица 3.2

Параметр	Волокно		Параметр	Волокно	
	$d_1 = 40$ мкм	$d_2 = 2,5$ мкм		$d_1 = 40$ мкм	$d_2 = 2,5$ мкм
β_0	8,4	8,4	$\alpha_0 d_\mu$	1,15	1,18
β_μ	8,39	8,385	Δd , мкм	$37 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-3}$
$\alpha_0 d$	0	0			

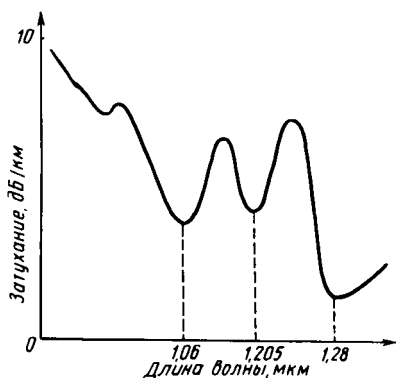


Рис. 3.8.

Как видно из таблицы, даже при хорошем качественном исполнении второе волокно, работающее в многомодовом (всего три направляемые моды) режиме, предъявляет очень высокие требования к допуску. Оптическая обработка с такой точностью практически осуществима.

В заключение следует сказать, что при выборе оптических волокон

необходимо, кроме затухания излучения в нем, учитывать дисперсию. С этой точки зрения интерес вызывают оптические волокна с заполнением жидким тетрахлорэтиленом и гексахлорбутadiеном, служащими в качестве сердцевины. При возбуждении мод только низшего порядка (полуширина входного пучка составляла $0,3^\circ$) наблюдалась дисперсия всего 0,32 нс на отрезке длиной 200 м. Зависимость потерь от длины волны для таких оптических волокон представлена на рис. 3.8. Как видно из рисунка, наименьшие потери соответствуют длинам волн 1,06; 1,205 и 1,28 мкм.

4. ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

4.1. Прямое фотодетектирование

Существуют два основных метода приема оптического излучения — прямое фотодетектирование и гетеродинный прием. Первый метод наиболее широко применяется в оптических системах передачи информации благодаря простоте схемы приема, а также из-за того, что для гетеродинного метода необходим режим одномодового и даже одночастотного излучения. Однако при прямом фотодетектировании теряется информация о частоте и фазе оптического излучения, т. е. фотодетектор нечувствителен к частотной или фазовой модуляции. Поэтому здесь могут быть использованы только разновидности амплитудной модуляции. Сигнал на выходе фотодетектора пропорционален мощности принимаемого модулированного светового потока. Точнее, фотодетектор, используемый в системах передачи информации, представляет квантовый счетчик: он реагирует на отдельные фотоны с соответствующей для каждой длины волны квантовой эффективностью.

Приемники излучения, осуществляющие демодуляцию сигналов в оптических системах передачи многоканальной информации, должны отвечать определенным требованиям, предъявляемым к их характеристикам, совместимости с элементами системы и стоимости. К этим требованиям относятся: высокая квантовая эффективность, под которой понимают отношение среднего тока фотодетектора к среднему значению мощности излучения, падающего на детектор; высокая чувствительность на длине волны излучения оптических генераторов; достаточная полоса пропускания, или быстродействие, обеспечивающая требуемую скорость передачи многоканальной информации; минимальный шум, вносимый детектором; малая зависимость рабочих характеристик от изменения окружающих условий.

В фотоприемнике происходит преобразование энергии светового поля в электрический ток или напряжение.

Непосредственно за фотопреобразовательной входной частью приемника следуют различные радиотехнические узлы (по существу те же, что и в радиоприемниках). Выбор этих узлов определяется конкретными требованиями к системе передачи информации. Например, если оптические сигналы были переданы с помощью СВЧ поднесущей, то после фотопреобразовательной части следуют СВЧ преобразователь и усилитель промежуточной частоты. Это относится и к гетеродинному, и фотодетекторному методам входного тракта.

Таким образом, схема приема оптического излучения после фотопреобразовательной части не отличается от схемы обычного радиоприемника. Поэтому при рассмотрении методов приема оптического излучения основное внимание будет уделено фотопреобразовательной входной части приемных устройств.

Основное достоинство прямого фотодетектирования — простота приемного устройства, что означает снижение стоимости, массы, габаритов и потребляемой мощности по сравнению с гетеродинным методом приема. Однако фотодетектор не может отличать фотоны сигнала от фотонов помех (фоновых шумов), которые поступают в относительно широкой спектральной полосе чувствительности. Чтобы обеспечить спектральную селекцию, используют светофильтры, а для пространственной селекции — уменьшение поля зрения входной оптической системы.

Фотопреобразователи можно разделить на два класса — детекторы с внешним и внутренним фотоэффектами. В качестве критериев оценки фотодетекторов используются следующие параметры: спектральная характеристика; квантовая эффективность; пороговая чувствительность; интегральная чувствительность; темновой ток; частотная характеристика.

Под *спектральной характеристикой* понимают зависимость чувствительности детектора от длины волны падающего на него светового излучения. *Пороговой чувствительностью* называют минимальную мощность излучения, создающую на выходе приемника сигнал, равный напряжению шумов. *Интегральной* или *общей чувствительностью* называется отношение фототока на выходе детектора к мощности светового потока, падающего на него. Эмиссия электронов на выходе фотодетектора может быть вызвана термическими эффектами в катод, даже если в течение наблюдаемого интервала времени на фотокатод не падают сигнальные и шумовые фотоны.

Это явление носит название *темнового тока*, который можно измерить экспериментально, исключив попадание на катод сигнальных фотонов. *Частотной характеристикой* фотопреобразователей называют зависимость чувствительности фотодетектора от частоты сигнала, модулирующего световое излучение.

Наиболее широкое распространение в качестве фотодетекторов нашли фотоэлектронные умножители (ФЭУ), работающие на основе внешнего фотоэффекта. Они обеспечивают высокий коэффициент усиления (до 60 дБ) и имеют низкий коэффициент шума, однако чувствительность их ограничена полосой 100—300 МГц, определяемой временем пролета электронов. Кроме того, они могут быть использованы практически только в видимой части спектра излучения ОКГ. Квантовая эффективность ФЭУ составляет единицы процентов.

Возможным решением проблемы дисперсии времени пролета электронов в ФЭУ является использование высокочастотного ускоряющего электрического поля в структуре со скрещенными полями. Правильный выбор параметров приведет к группированию электронов, и все электроны в группе будут иметь одинаковое время пролета. Лучшими временными характеристиками обладают ФЭУ, построенные по принципу комбинации скрещенных электрических и магнитных полей. Вариантом такой системы является динамический ФЭУ, работающий на частотах порядка нескольких гигагерц.

Хотя ФЭУ со скрещенными полями имеет высокие временные характеристики, их применение для систем связи ограничивается относительной сложностью в эксплуатации, а также значительными габаритами и массой. Поэтому ведутся поиски путей повышения быстродействия обычных ФЭУ. Анализ временных характеристик различных динодных структур и экспериментальные данные показывают, что применение различной конфигурации динодов позволяет повысить частотный предел ФЭУ до 600—900 МГц. Отечественными предприятиями выпускаются ФЭУ с жалюзными динодами, работающие в такой полосе частот.

Основным недостатком фотоэмиссионных приемников является малая квантовая эффективность фотокатодов, особенно в ИК диапазоне спектра. Поэтому внимание специалистов было обращено к фотодетекторам, в которых используется внутренний фотоэффект. Такие фотоприемники обладают квантовой эффективностью, близкой

к единице для излучения, энергия фотонов которого превышает ширину запрещенной зоны. Это прежде всего твердотельные фотодиоды. Их малые размеры, хорошая совместимость и потенциально низкая стоимость могут удовлетворить почти всем требованиям, предъявляемым к детекторам оптических систем передачи информации. Благодаря малым размерам фотодиодов согласование их с волоконными световодами и электронными устройствами не вызывает затруднений, кроме того, они требуют достаточно низких напряжений питания.

Фотодиоды изготавливаются на основе специальных p — n -переходов, p — i — n -структур или перехода металл — полупроводник (рис. 4.1). На рисунке 1 — металлический

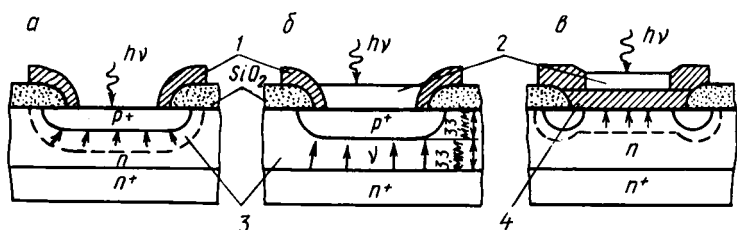


Рис. 4.1.

контакт; 2 — просветляющее покрытие; 3 — обедненный слой; 4 — полупрозрачный металлический слой.

Эти диоды обычно работают при обратном смещении. Фотовозбужденные электроны и дырки, которые генерируются внутри области перехода, где существует сильное поле, и в объеме диода, а затем диффундируют к p — n -переходу, разделяются областью сильного поля, образуя фототок. Однако процессы диффузии протекают медленно по сравнению с дрейфом носителей в области сильного поля. Поэтому в быстродействующих фотодиодах носители должны возбуждаться внутри области p — n -перехода, где существует сильное поле, или так близко к переходу, чтобы время диффузии было меньше или сравнимо с временем дрейфа носителей. Затем носители диффундируют через переход со скоростью, ограниченной рассеянием и равной 10^6 — 10^7 см/с.

На рис. 4.2, а показана функциональная схема фотодетектора, работающего при наличии постоянного напряжения, на рис. 4.2, б — эквивалентная схема. Она включает источник сигнального тока i , шунтированный емкостью C и эквивалентным сопротивлением детектора R .

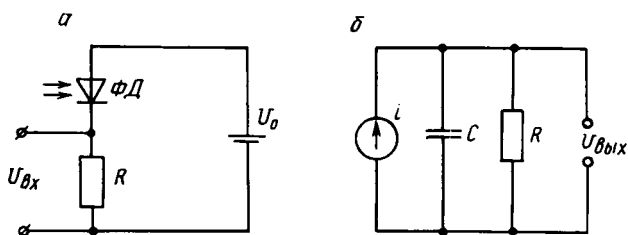


Рис.4.2.

Соотношение между сигнальным током и мощностью оптического излучения зависит от модулирующей частоты излучения. Если несущее излучение промодулировано по интенсивности синусоидальным колебанием частотой $\omega_{\max}$ со 100 %-ным коэффициентом глубины модуляции, сигнальный ток на выходе фотодетектора

$$i_c = \frac{\eta q \tau_{\text{пр}}}{h \nu \tau_r} \cdot \frac{1}{(1 + \omega_{\max}^2 \tau_{\text{пр}}^2)^{1/2}} \cdot \frac{P_{\text{ср}}}{2} (1 + \cos(\omega_{\max} t + \varphi)), \quad (4.1)$$

где η — квантовая эффективность; q — заряд электрона; h — постоянная Планка; ν — несущая частота; $\tau_{\text{пр}}$ — среднее время жизни электрона в энергетической зоне проводимости; τ_r — время перехода электрона при движении через толщу материала детектора; $P_{\text{ср}}$ — средняя мощность немодулированной несущей; φ — фазовый сдвиг сигнального тока. Отношение $\tau_{\text{пр}}/\tau_r = G$ называют *усилением фотодетектора*.

Время перехода носителя определяется выражением

$$\tau_r = l^2 / (U_0 \mu_e), \quad (4.2)$$

где l — расстояние между электродами; U_0 — постоянное напряжение смещения; μ_e — степень подвижности электронов.

Подставив выражение (4.2) в формулу (4.1), увидим, что фототок увеличивается по линейному закону в соответствии с приложенным напряжением. Увеличение сигнального тока ограничивается пространственным зарядом. При достижении условий образования пространственного заряда переходное время τ_r ограничивается значением междуэлектродной емкости и становится равным времени диэлектрической релаксации фотодетектора τ_p . Тогда максимальное усиление фотодетектора

$$G_{\max} = \tau_{\text{пр}}/\tau_p. \quad (4.3)$$

Параллельное сопротивление R диодов, работающих в видимой области спектра, очень велико, но оно вклю-

чается в эквивалентную схему, для того чтобы учесть относительно низкое сопротивление утечки фотодиодов, работающих в ИК диапазоне. Для видимого и ближнего ИК диапазонов можно получить диоды с высокими квантовым выходом и быстродействием, малым темновым током и низким последовательным сопротивлением. Для получения высокого квантового выхода требуется свести к минимуму отражение света от поверхности диода и расположить переход таким образом, чтобы большинство фотонов поглощалось внутри области сильного поля перехода или близко к ней. Твердотельные фотодиоды обычно рассчитаны на падение света по нормали к плоскости перехода.

Быстродействие фотодиодов характеризуется постоянными времени RC и временем диффузии носителей или временем пролета. Граничная частота фотодиода определяется выражением $\nu_{гр} = 1/(2\pi RC(1 + R/R_i))$, где R_i — внутреннее сопротивление диода. Однако реальные фотоприемники имеют более низкие граничные частоты, обусловленные конечным значением сопротивления нагрузки и емкостью или индуктивностью нагрузки или входных цепей усилителя. Чтобы емкости и токи утечки диодов были малы, в быстродействующих фотодиодах используют планарные переходы малых размеров (диаметром от 50 до 1000 мкм). Свет должен быть сфокусирован на эти переходы. Можно получить малые значения последовательных сопротивлений фотодиодов с небольшими светочувствительными площадками, если толщина не обедненной носителями базовой области будет невелика, как в случае $p-i-n$ -диодов.

Выбор фотодиода зависит главным образом от рабочей длины волны. В коротковолновой области спектра, когда свет поглощается близко к поверхности полупроводника, используются фотодиоды на основе перехода металл — полупроводник с тонкими полупрозрачными металлическими слоями. В этом случае носители разделяются в области сильного поля, близкой к поверхности, при этом обеспечивается большой квантовый выход. Для видимой области спектра, когда свет проникает на несколько микрометров в глубь кремния, используются диффузионные $p-n$ - и $p-i-n$ -переходы (см. рис. 4.1, а и б). На рис. 4.3 показаны зависимости коэффициента поглощения α и глубины проникновения β фотонов от длины волны для кремниевых, германиевых и GaAs фотодиодов. Как видно из рисунка, кремниевые и GaAs фотодиоды

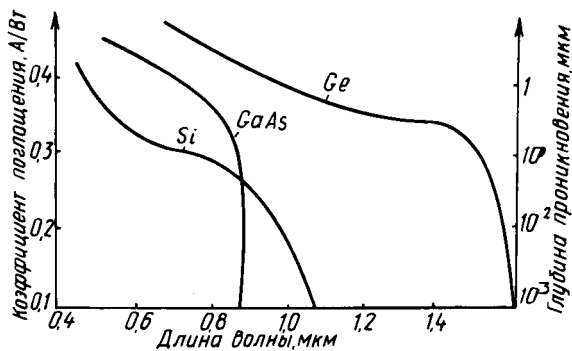


Рис. 4.3.

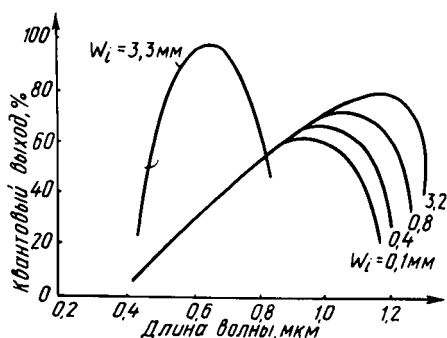


Рис. 4.4.

пригодны для детектирования в диапазоне 0,85—0,9 мкм, а германиевые — при длинах волн более 1 мкм.

В длинноволновой области спектра, близкой к ширине запрещенной зоны материала диода, свет проникает глубоко в материал. Поэтому для получения высокого квантового выхода необходима большая ширина слоя объемного заряда. Из рис. 4.4 видно, что квантовый выход на длинах волн около 1 мкм для кремниевых $p-i-n$ -диодов зависит от ширины слоя объемного заряда. Германиевые диоды используются в диапазоне от 1 до 1,5 мкм. В диапазоне от 1,5 до 3,6 мкм и от 3,6 до 5,6 мкм используются InAs и InSb фотодиоды соответственно. На рис. 4.4 приведены спектральные характеристики кремниевых фотодетекторов в зависимости от ширины

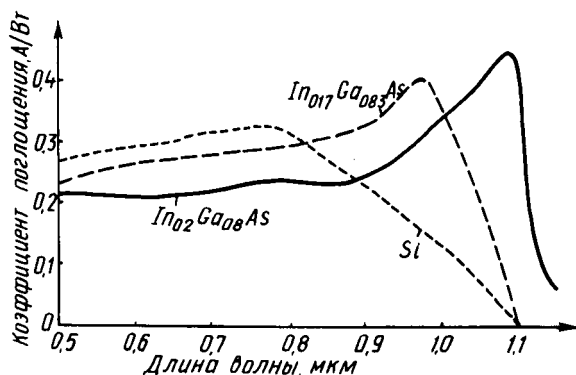


Рис. 4.5.

W_i слоя объемного заряда, а на рис. 4.5 — значения коэффициента поглощения InGaAs фотодиодов в зависимости от длины волны и от количественного состава компонентов. В фотодетекторах ширина полосы частот ограничивается временем жизни носителей $\tau_{пр}$:

$$\Delta\nu \leq 1/(2\pi\tau_{пр}). \quad (4.4)$$

Используя выражения (4.3) и (4.4), можно получить произведение усиления тока на ширину полосы для фотодетекторов: $G_{\max}\Delta\nu \leq 1/(2\pi\tau_{пр})$. Эта величина определяется влиянием оптических контактов, инжектирующих пространственный заряд (при достаточно высоком напряжении смещения).

Для всех полупроводниковых фотодиодов характерно наличие обедненной области с сильным электрическим полем, расположенным между двумя низкоомными областями полупроводника.

В области длин волн от ближайшего ультрафиолетового до ближайшего инфракрасного излучения (около 1 мкм) предпочтительным материалом для фотодетекторов вследствие своей высокоразвитой технологии является кремний. Обычно кремниевые фотодиоды имеют $p-i-n$ структуры с фронтальным освещением, что обеспечивает малую инерционность и высокий квантовый выход. Однако уже на волне $\lambda = 1,06$ мкм необходимая для получения высокого квантового выхода толщина обедненной области составляет 500 мкм, что приводит к большому времени пролета носителей и как следствие к ограничению полосы пропускания. Определенный компромисс между

квантовым выходом и быстродействием достигается при боковом освещении обедненной области.

Фотодиоды на основе кремния и германия обладают чувствительностью $P_{\text{пор}} = 10^{-13} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$ на участке ближнего ИК диапазона (ФЭУ на этом участке имеют $P_{\text{пор}} = 10^{-12} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$). Они работают при комнатной температуре, не требуют высоковольтных источников питания, обладают большим быстродействием ($10^{-8} - 10^{-9} \text{ с}$), могут быть использованы для приема достаточно широкополосных сигналов (порядка гигагерц).

Вместе с тем уровень принимаемого сигнала в оптических системах передачи информации может быть очень малым (до 10 нВт), и соответственно выходной ток обычного фотодиода может быть порядка 10 нА. Такой слабый сигнал трудно выделить на фоне теплового шума. Поэтому применяются лавинные фотодиоды (ЛФД), сочетающие детектирование оптических сигналов с внутренним усилением фототока. Внутреннее усиление происходит благодаря лавинному умножению носителей в области сильного электрического поля $p-n$ -перехода, находящегося под большим отрицательным смещением, когда фотоносители приобретают достаточную энергию для создания новых электронно-дырочных пар посредством ударной ионизации. ЛФД имеют значительные преимущества по сравнению со своими конкурентами — ФЭУ — вследствие малых конструктивных размеров, низкого рабочего напряжения и сравнительно низкой стоимости. В отношении чувствительности (особенно в зоне ближнего ИК диапазона) и быстродействия ЛФД и ФЭУ могут рассматриваться как равноценные.

Известны кремниевые ЛФД с фронтальным освещением, имеющие малую инерционность и высокий квантовый выход на длине волны $\lambda = 0,9 \text{ мкм}$. Для работы при $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ перспективны кремниевые диоды с боковым освещением. Необходимо отметить, однако, что ЛФД требуют более высокого питающего напряжения, чем фотодиоды, имеют нелинейную характеристику при сильных сигналах и их усиление в большой степени зависит от температуры.

Использование кремниевых и германиевых ЛФД позволяет значительно повысить общую чувствительность фотоприемной системы с широкой полосой пропускания.

К лавинным фотодиодам предъявляются те же требования в отношении квантового выхода и быстродействия, что и к обычным фотодиодам без умножения,

однако в отличие от обычных фотодиодов следует учитывать усиление по току и связанные с ним ограничения, а также шумовые свойства лавинных приборов.

При конструировании ЛФД должны быть приняты специальные меры, чтобы обеспечить пространственную равномерность умножения носителей по всей светочувствительной площади диода. Микроплазмы, т. е. небольшие области с пробивным напряжением, более низким, чем пробивное напряжение остального перехода, и повышенную утечку по краям перехода можно исключить при использовании защитного кольца (ЗК) (рис. 4.6).

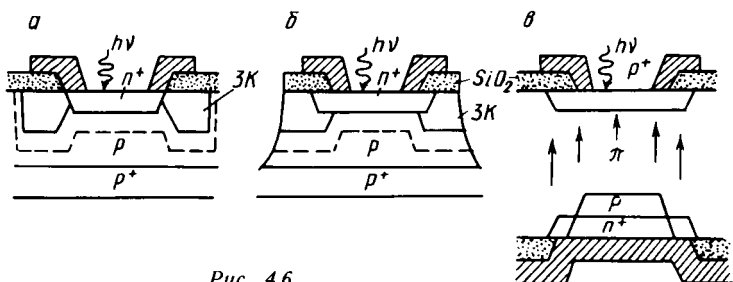


Рис. 4.6.

Использование материала без дефектов и очистка в процессе обработки позволяют изготавливать диоды, свободные от микроплазмы. В диодах, свободных от микроплазмы и имеющих большие рабочие области, пространственная равномерность умножения носителей ограничивается либо неоднородностями исходного материала, либо неравномерностью профиля диффузии. Обычно разброс в усилении может составлять от 20 до 50 % при среднем значении усиления 10^3 .

Наибольшее усиление по току наблюдается в тех случаях, когда смещение на диоде приближается к пробивному напряжению (рис. 4.7). На рисунке 1 — умноженный фототок; 2 — максимальное умножение; 3 — умножение отсутствует; 4 — темновой ток пробоя. У кремниевых

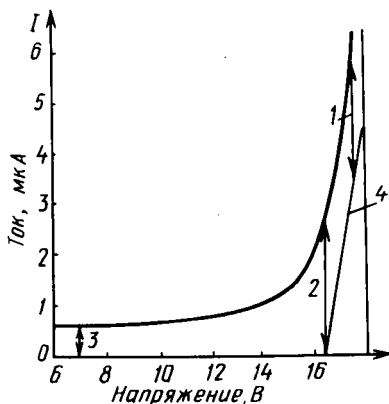


Рис. 4.7

ЛФД экспериментально наблюдалось усиление фототока вплоть до 10^5 .

При малом обратном напряжении умножения носителей не происходит. Наибольшее умножение достигается при пробивном напряжении. Максимальное усиление ЛФД ограничивается либо эффектами насыщения, либо произведением коэффициента усиления на полосу пропускания. Насыщение умножения носителей, вызванное током, наблюдается вследствие того, что носители, выходящие из области, в которой происходит умножение, уменьшают электрическое поле внутри перехода и вызывают падение напряжения на последовательном сопротивлении и на сопротивлении нагрузки диода. Это приводит к уменьшению коэффициента умножения носителей, зависящего от тока. Такое насыщение проявляется при высоких интенсивностях света. При малых интенсивностях темновой ток ограничивает среднее значение максимального коэффициента умножения носителей, которое можно достичь при низких частотах. Снижение температуры диодов с достаточно высокими пробивными напряжениями (20 В для Si и Ge) уменьшает темновой ток и приводит к большим величинам коэффициента умножения носителей.

При высоких модулирующих частотах или при коротких оптических импульсах произведение коэффициента усиления по току на полосу пропускания $G\Delta\nu$ ограничивает максимально возможное усиление. Для кремниевых и германиевых $n^+ - p^-$ -диодов величины $G\Delta\nu$ соответствуют 100 и 60 ГГц соответственно.

Величина произведения $G\Delta\nu$ обратно пропорциональна среднему значению времени пролета носителей через область умножения и зависит от отношения скоростей электронной и дырочной ионизации. Для Ge величина $G\Delta\nu$ не зависит от возбуждения, так как коэффициенты ионизации почти равны, но для Si эта величина выше, так как лавинная ионизация вызывается электронами, ибо у них более высокий коэффициент объемной ионизации. Другими словами, значение произведения коэффициента усиления на ширину полосы пропускания ЛФД зависит исключительно от размеров области умножения. В ряде работ произведены расчеты функции передачи этой области и приведены численные результаты. Было найдено, что для реальных диодов дробовой шум, определяемый средним значением фототока I_f и темнового тока I_t , растет быстрее, чем квадрат

коэффициента умножения носителей M , т. е. приблизительно как

$$\bar{i}^2 = 2q(I_\phi + I_r)M^{2+x}\Delta\nu,$$

где x — показатель увеличения шума, изменяющийся в пределах от 0,4 до 1 в зависимости от типа фотодетектора.

Коэффициент шума $F = M^x$ зависит от отношения коэффициентов объемной ионизации и типа носителей, которые вызывают лавинную ионизацию. Для Ge диодов коэффициент избыточного шума увеличивается пропорционально коэффициенту умножения носителей ($M = 1$). В Si диодах ($F = M^{0,4}$), InSb диодах, GaAs диодах с барьером Шотки инициирование лавинного умножения электронами приводит к небольшому избыточному шуму.

Структуры современных лавинных диодов различных типов схематически были показаны на рис. 4.6. Простейшими лавинными фотодиодами являются кремниевые $n^+ - p^-$ лавинные фотодиоды (см. рис. 4.6, а). Они работают при относительно низких напряжениях и могут использоваться в диапазоне длин волн приблизительно от 0,4 до 0,8 мкм. Аналогичные Ge $n^+ - p^-$ -диоды сконструированы таким образом, что защитное кольцо оканчивается в мезаструктуре, что уменьшает ток поверхностной утечки. Эти диоды используются как быстродействующие с усилением в диапазоне 0,5—1,5 мкм. Произведение коэффициента усиления по току на полосу пропускания для Si диодов равно 100 ГГц и для Ge диодов 60 ГГц, откуда следует, что при полосе пропускания приемной системы 1 ГГц возможно усиление по току, равное соответственно 100 и 60 раз.

Для диапазона от 0,8 до примерно 1,1 мкм разработаны лавинные диоды $n^+ - v - p^+$ -структуры (см. рис. 4.6, б) и $n^+ - p - p^- - p^+$ -структуры (см. рис. 4.6, в). Для диапазона 0,4—0,9 мкм есть лавинные фотодиоды с большим усилением по току и относительно низким избыточным шумом. Ge лавинные фотодиоды имеют большой избыточный шум, а если не используется охлаждение, то и большой ток утечки, но они являются превосходными приемниками на длину волны 1,06 мкм и могут использоваться с таким же успехом до длин волн, несколько превышающих 1,5 мкм.

Результаты, полученные для GaAs и InSb диодов, показывают, что в недалеком будущем можно ожидать появления лавинных фотодиодов почти без избыточного

шума (коэффициент шума не больше двух) и с большим усилением. Благодаря InSb лавинным диодам диапазон твердотельных диодов с внутренним усилением тока будет расширен до 5,6 мкм.

Сравним лавинные фотодиоды с $p-i-n$ -фотодиодами. Выбор приемника для системы передачи информации диктуется необходимостью минимизации мощности принимаемого оптического сигнала, требуемой для получения заданного отношения сигнал/шум. Шумы приемника суммируются из шумов предварительного усилителя и дробового шума, обусловленного полным током детектора.

Сигнальный ток $p-i-n$ -диода определяется выражением $I_{\text{ФД}} = P\eta q / (h\nu)$, где P — мощность оптического излучения, падающего на фотодетектор; η — квантовый выход детектора, равный доле энергии падающего излучения, которая затрачивается на образование электронно-дырочных пар; q — заряд электрона; $h\nu$ — энергия фотона.

Если требуемое отношение сигнал/шум мало (например, в цифровых системах связи), уровень шумов обычно определяется шумами усилителя, а необходимая мощность оптического сигнала — конструкцией усилителя. При больших отношениях сигнал/шум преобладающую роль играют дробовые шумы, а шумы усилителя становятся менее заметными.

При использовании ЛФД фототок определяется выражением

$$I_{\text{ЛФД}} = I_{\text{ФД}} \bar{M} = \frac{P\eta q}{h\nu} \bar{M},$$

где $\bar{M}$ — среднее значение коэффициента лавинного умножения (усиления). Если преобладающими являются шумы усилителя, мощность оптического сигнала, необходимая для получения заданного отношения сигнал/шум, снижается пропорционально $\bar{M}$. Таким образом, при использовании ЛФД необходимая мощность оптического сигнала меньше, чем в случае $p-i-n$ -диода. Другими словами, чувствительность приемника при этом оказывается больше.

Предел повышения чувствительности приемника зависит от характеристик ЛФД. В идеальном случае, когда темновые токи отсутствуют, коэффициент лавинного умножения можно сделать настолько большим, что дробовой шум сигнала будет преобладать над шумом усилителя и чувствительность приемника приблизится к

квантовому пределу. В реальном случае темновой ток не равен нулю и чувствительность приемника оказывается ограниченной именно этими тепловыми процессами, т. е. темновым током.

Кроме того, поскольку мощность оптического сигнала увеличивается пропорционально $\bar{M}^2$, а дробовой шум сигнала возрастает быстрее, чем $\bar{M}^2$, отношение сигнал/шум при больших коэффициентах усиления будет снижаться. Таким образом, существует оптимальное значение коэффициента лавинного умножения $\bar{M}_{\text{opt}}$. Для кремниевых ЛФД оптимальный коэффициент умножения составляет 80—100, а экспериментально найденные значения его достигают 40—50 или 16—17 дБ. При резком увеличении темновых токов значение $\bar{M}_{\text{opt}}$ приближается к единице, и тогда эквивалентные характеристики может обеспечить $p-i-n$ -диод. При этом необходимо учесть, что ЛФД работают при более высоких напряжениях (300—400 В), тогда как $p-i-n$ -диоды могут работать при очень низких напряжениях (единицы вольт). Еще одним недостатком ЛФД является необходимость температурной компенсации для поддержания постоянной величины коэффициента $\bar{M}$.

При сравнении ЛФД и $p-i-n$ -диодов мы принимаем во внимание среднее значение коэффициента умножения. Это связано с тем, что процесс лавинного умножения не является детерминированным (в ходе его каждый первичный носитель заряда создает случайное число $\bar{M}$ вторичных носителей со средним значением $\bar{M}$).

Рассмотренные фотодетекторы оптического излучения нашли широкое применение в волоконно-оптических системах многоканальной связи. Благодаря дальнейшему развитию технологии материалов и усовершенствованию конструкций приборов были увеличены квантовый выход и быстродействие, а также уменьшены темновой ток и емкость фотодетекторов, т. е. улучшены их основные характеристики.

Чтобы реализовать пороговые свойства фотодетекторов, необходимо использовать усилители, эквивалентный шумовой ток которых составляет величину примерно 10^{-15} А/Гц. Усилители должны иметь высокое входное сопротивление (10^{11} Ом) и минимальное значение входной емкости. Этим требованиям удовлетворяют операционные усилители. Входные каскады в схемах с операционным усилителем выполняются на полевых транзисторах.

Параметрические усилители также имеют высокое

входное сопротивление, но недостатком их является большая величина емкости входной цепи, которая приводит к завалу частотной характеристики фотодетектора, что вызывает необходимость коррекции.

Использование в приемниках оптического излучения с кремниевым фотодиодом в качестве предварительного усилителя операционных или параметрических усилителей позволяет реализовать величину пороговой чувствительности, близкую к чувствительности ФЭУ.

4.2. Особенности построения входных цепей приемников оптических сигналов при методе прямого фотодетектирования

Построение входных цепей усилителей с учетом обеспечения оптимального режима работы фотодиода играет большую роль при проектировании чувствитель-

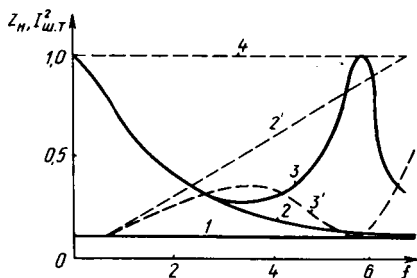


Рис. 4.8.

ных приемников оптических сигналов. Рассмотрим принципы построения входных трактов приемников при передаче оптических сигналов по закрытым направляющим системам, когда отношение сигнал/шум на выходе фотоприемника определяется мощностью входного сигнала и шумовыми свойствами усилителя. Будем полагать, что по каналу связи передается аналоговая информация, например телевизионный сигнал.

Свойство фотодиода как источника тока может быть полностью реализовано при больших сопротивлениях нагрузки. Это позволяет успешно использовать простую и сложную противозумовую коррекцию.

На рис. 4.8 показана зависимость сопротивления нагрузки фотодиода $Z_n(f)$ от частоты f при равномерной полосе пропускания входной цепи 1, простой 2 и сложной 3 противозумовой коррекции.

При обеспечении равномерной полосы пропускания приемного тракта тепловой шум усилителя $I_{ш.т}^2$ будет иметь неравномерное распределение в полосе пропускания: $dI_{ш.т}^2/df = 4kTF/Z_n(f)$, где k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; F — интегральный коэффициент шума.

На рис. 4.8 штриховыми линиями показаны графики для спектральной плотности шума. Простая 2' и особенно сложная 3' противозумовые коррекции в схеме усилителя дают значительный выигрыш в отношении сигнал/шум по сравнению со случаем, когда обеспечивается равномерная полоса пропускания входной цепи (линия 4).

Величина теплового шума усилителя в полосе частот до f_B может быть найдена по формуле

$$I_{ш.т}^2 = 4kTF \int_0^{f_B} df/Z_n(f). \quad (4.5)$$

Выражение для отношения сигнал/шум на выходе усилителя с учетом формулы (4.5) запишем в виде

$$\frac{P_c}{P_{ш}} = \frac{(mI_c)^2 M^2}{2e(I_c + I_T)f_B M^{2+x} + 4kTF \int_0^{f_B} df/Z_n(f)},$$

где m — коэффициент глубины модуляции; I_c , I_T — величины соответственно сигнального и темнового токов.

Коэффициент внутреннего усиления M , при котором обеспечивается максимальное отношение сигнал/шум, с учетом комплексного сопротивления нагрузки фотодиода может быть определен по формуле

$$M_{opt}^{2+x} = \frac{4kTF \int_0^{f_B} df/Z_n(f)}{xeI_c f_B}.$$

На рис. 4.9 показана зависимость отношения сигнал/шум от коэффициента внутреннего усиления фотодиода при различных уровнях входного сигнала. Штриховые и сплошные линии соответствуют случаям использования сложной и простой противозумовой коррекции. Расчет проводился для фотоприемника с полосой пропускания 8 МГц и кремниевым фотодиодом с коэффициентом избыточного шума $x=0,5$ при мощности сигнала P_c .

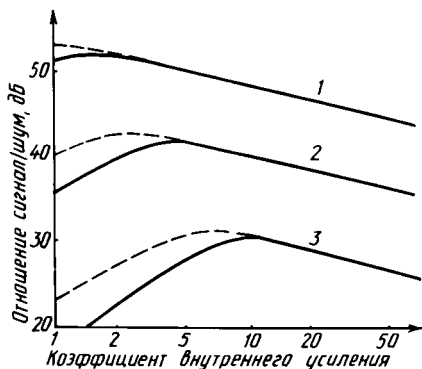


Рис. 4.9.

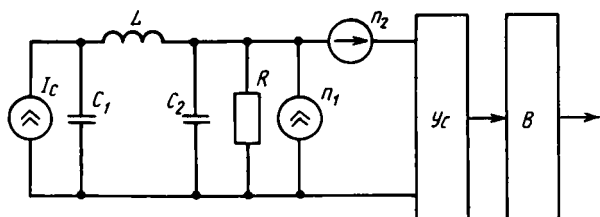
равной — 27 дБм (кривая 1), — 37 дБм (кривая 2), — 47 дБм (кривая 3).

Результаты расчета показывают, что максимальный выигрыш в схеме со сложной противозумовой коррекцией обеспечивается при использовании фотодиодов без внутреннего усиления ($M = 1$). В приемниках с лавинными фотодиодами происходит небольшое увеличение отношения сигнал/шум при значительном уменьшении оптимального коэффициента внутреннего усиления фотодиода, что существенно упрощает конструкцию фотоприемника. Экспериментальные исследования разработанной системы передачи телевизионных сигналов показали хорошее совпадение с расчетными данными.

Рассмотрим случай передачи цифровых сигналов. Одним из возможных способов уменьшения влияния тепловых шумов усилителя при работе от источника сигнала с большим внутренним сопротивлением является применение сложной противозумовой коррекции. Определим максимальный выигрыш от использования такого способа при приеме цифровых сигналов в волоконно-оптических линиях связи.

На рис. 4.10 показана схема приемного устройства. Здесь C_1 , C_2 — емкости фотодетектора и входа усилителя; R — входное сопротивление усилителя; L — корректирующая индуктивность; n_1 , n_2 — шумовые источники усилителя со спектральными плотностями G_1 и G_2 . Фотодетектор представлен источником тока I_c . Частотные искажения волоконно-оптического кабеля и входной цепи устраняются выравнителем (В), включенным на выходе усилителя (Ус). Характеристика выравнителя опи-

Рис. 4.10.



сывается выражением $H(\omega) = U(\omega) / (I(\omega) Z(\omega))$, где $I(\omega)$, $U(\omega)$ — спектральные плотности сигналов на входе и выходе приемника.

Сопротивление прямой передачи входной цепи в соответствии с эквивалентной схемой $Z(\omega) = R / ((1 - LC_1\omega^2) + j\omega R (C_1 + C_2 - LC_1C_2\omega^2))$.

Для мощности шума на выходе выравнивателя, если пренебречь дробовым шумом фотодетектора, можно записать выражение

$$P_{\text{ш}} = T(G_1 + G_2/R^2) \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{U(f)}{I(f)} \right|^2 \left(1 - \frac{4\pi^2 f^2 LC_1}{T^2} \right) df + \\ + TG_2 \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{U(f)}{I(f)} \right|^2 \left(\frac{4\pi^2 f^2}{T^2} (C_1 + C_2 - LC_1C_2 \frac{4\pi^2 f^2}{T^2})^2 \right) df, \quad (4.6)$$

где T — тактовый интервал.

В уравнении (4.6) используется нормировка $I(f) \rightarrow I(\omega T/(2\pi))$, $U(f) \rightarrow U(\omega T/(2\pi))$. Выражение (4.6) можно преобразовать к виду

$$P_{\text{ш}} = T(G_1 + G_2/R^2) (I_0 - \frac{8\pi^2}{T^2} LC_1 I_2 + \frac{16\pi^4}{T^4} L^2 C_1^2 I_4) + \\ + \frac{4\pi^2}{T^2} (C_1 + C_2)^2 G_2 (I_2 - \frac{8\pi^2 LC_1 C_2}{T^2 (C_1 + C_2)} I_4 + \frac{16\pi^4 L^2 C_1^2 C_2^2}{T^4 (C_1 + C_2)^2} I_6), \quad (4.7)$$

где

$$I_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \frac{U(f)}{I(f)} \right|^2 f df. \quad (4.8)$$

Величина шума имеет минимальное значение при оптимальной величине корректирующей индуктивности ($L = L_{\text{opt}}$), которую можно определить из формулы (4.7):

$$L_{\text{opt}} = \frac{(G_1/G_2 + 1/R^2) I_2 + \frac{4\pi^2}{T^2} C_2 (C_1 + C_2) I_4}{\frac{4\pi^2}{T^2} C_1 \left((G_1/G_2 + 1/R^2) I_4 + \frac{4\pi^2}{T^2} C_2^2 I_6 \right)}. \quad (4.9)$$

По формулам (4.7) — (4.9) можно определить оптимальную величину корректирующей индуктивности и минимальную мощность шума на выходе приемника при различных спектрах входных сигналов и различных типах выравнителей.

Рассмотрим в качестве примера использование гауссового выравнителя в приемнике, когда импульс на выходе оптического кабеля аппроксимируется гауссовой кривой (длинная линия). В этом случае нормированная спектральная плотность входного сигнала

$$I(f) = \exp - (2\pi f/\alpha)^2/2; \quad (4.10)$$

выходного сигнала

$$U(f) = \sqrt{2\pi}\beta \exp - (2\pi f/\beta)^2/2, \quad (4.11)$$

где α и β определяют длительность импульсов на входе и выходе приемника.

После подстановки выражений (4.10) и (4.11) в формулу (4.7) для I_4 и I_6 получим следующие значения:

$$I_4 = \frac{3\beta^2}{64\pi^3(\pi(\beta^2 - \alpha^2)^5)^{1/2}};$$

$$I_6 = \frac{5L}{512\pi^5(\pi(\beta^2 - \alpha^2)^7)^{1/2}}.$$

Сравним мощность, необходимую для обеспечения заданной вероятности ошибки, при сложной противошумовой коррекции и в случае приемника с высокоомным входом (простой противошумовой коррекции). Без учета межсимвольной интерференции выражение для требуемой мощности сигнала имеет вид

$$P_c = h\nu Q \sqrt{P_{\text{ш}}} / (\eta e T),$$

где $h\nu$ — энергия фотона; Q — аргумент функции ошибок; η — квантовая эффективность фотодетектора.

На рис. 4.11 приведены результаты расчета мощности сигнала P_c при $T = 120 \cdot 10^{-9}$ с, $G_1 = 8,3 \cdot 10^{-27}$ А²/Гц, $G_2 = 1,6 \cdot 10^{-18}$ В²/Гц, $C_1 = C_2 = 10 \cdot 10^{-12}$ Ф, $R = 10^6$ Ом, $Q = 6$ ($P_{\text{ош}} = 10^{-9}$) для $L = 0$ и $L = L_{\text{опт}}$ для $\beta = 0,4$ (кривая 1) и $\beta = 0,6$ (кривая 2). Штриховые кривые — при простой противошумовой коррекции, сплошные — при сложной. Как видно из рисунка, при сложной противошумовой коррекции мощность, требуемая для обеспечения той же вероятности ошибки, снижается примерно в два раза. Кроме того, с увеличением диспер-

сионных искажений линии (α возрастает) чувствительность оптического приемника падает менее резко, чем при обычном способе приема. Это вызвано тем, что сложная противозумовая коррекция подавляет высокочастотные составляющие шумов усилителя, которые сильно возрастают при подъеме верхних частот сигнала, ослабленных линией.

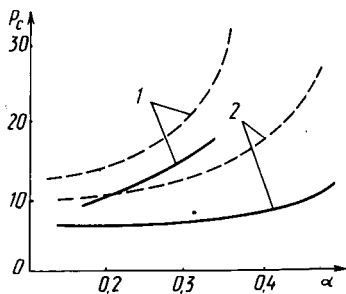


Рис. 4.11.

Формирование требуемой частотной характеристики выравнителя не приводит к существенному усложнению схемы приемного устройства.

Проведенный анализ позволяет сделать вывод о целесообразности использования сложной противозумовой коррекции в приемных устройствах цифровых сигналов волоконно-оптических линий связи при высоких требованиях к чувствительности.

4.3. Гетеродинное фотосмещение

Принципиальная возможность построения гетеродинного приемного устройства следует из условия достаточно малой ширины спектральной линии излучения ОКГ. В качестве гетеродина может быть использован ОКГ, работающий на одной из мод, например соседней с модой передающего ОКГ. В зависимости от размеров оптического резонатора эти моды могут быть разнесены на сотни мегагерц.

Вместе с тем гетеродинное фотосмещение не дает такого выигрыша в чувствительности, как при использовании супергетеродинного приема в радиодиапазоне. Объясняется это наличием ряда принципиальных трудностей, к числу которых можно отнести сопряжение волновых фронтов сигнального и гетеродинного потоков излучения, требования одномодовости и даже одночастотного режима работы местного гетеродина и передающего ОКГ. Не менее важным является требование высокой стабильности излучения для местного гетеродина и передатчика. Практически все известные в настоящее время лазеры излучают слишком широкий спектр. Например, спектр, генерируемый диодом из арсенида галлия без

охлаждения, занимает около $0,8 \cdot 10^{-3}$ мкм, что соответствует полосе частот $3 \cdot 10^{11}$ Гц.

Упрощенная структурная схема гетеродинного фотосмещения с использованием балансного фотодетектора для уменьшения влияния шумов гетеродина показана на рис. 4.12. Входной сигнал 1 через полупрозрачные зеркала 2 направляется на фотосмесители 3. Сигнал лазерного местного гетеродина 4 также поступает на эти

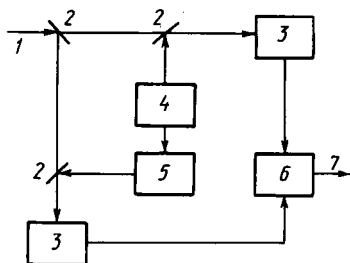


Рис. 4.12.

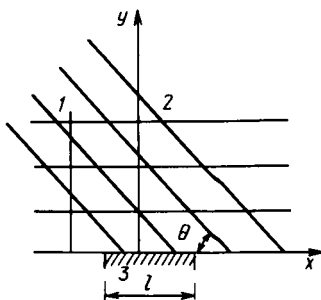


Рис. 4.13.

смесители. Поскольку на одном из смесителей необходимо получить сумму входного сигнала и сигнала гетеродина, а на другом — их разность, на пути луча ко второму смесителю установлен фазовращатель 5, сдвигающий фазу сигнала на 180° . Результирующий сигнал промежуточной частоты 7 образуется на выходе вычитающего устройства 6.

Рассмотрим требования к сопряжению волновых фронтов сигнального и гетеродинного световых потоков при поступлении их на фоточувствительную поверхность. Отметим, что основной причиной жесткости этих требований является то, что длина световой волны намного меньше размеров фоточувствительной области, на которой осуществляется фотосмещение (рис. 4.13). Здесь условно показаны волновые фронты сигнала 1 и гетеродина 2, а также фотокатод 3.

Запишем выражения для принимаемого сигнала и сигнала гетеродина:

$$\left. \begin{aligned} u_c &= U_c \sin \omega_c t; \\ u_r &= U_r \cos(\omega_r t - \beta), \end{aligned} \right\} \quad (4.12)$$

где $\beta = 2\pi f_r \sin \theta / c = 2\pi \sin \theta / \lambda_r$.

Плотность тока $di/dx = (u_c + u_r)2$. Подставив в эту

формулу значения из выражения (4.12), раскрыв скобки и опустив члены, содержащие частоты, превышающие ω_r , а также приняв, что $\omega_{np} = \omega_c - \omega_r$, получим

$$di/dx = (U_c^2 + U_r^2)/2 + U_c U_r \cos(\omega_{np}t + \beta).$$

Проинтегрировав по области, на которой осуществляется фотосмещение (от $-l/2$ до $+l/2$), найдем

$$i = \int_{-l/2}^{+l/2} \left(\frac{U_c^2 + U_r^2}{2} \right) dx + \int_{-l/2}^{+l/2} U_c U_r \cos(\omega_{np}t + \beta) dx.$$

Произведя тригонометрические подстановки, выполнив интегрирование с учетом пределов и некоторые преобразования, получим

$$i = l \left(\frac{U_c^2 + U_r^2}{2} + U_c U_r \cos \omega_{np}t \frac{\sin(\beta l/2)}{\beta l/2} \right).$$

Отсюда видно, что если $\beta l \gg 1$, то член, включающий промежуточную частоту ω_{np} , будет мал по сравнению с постоянной составляющей. Он будет максимальным, если $\sin(\beta l/2)/(\beta l/2) = 1$. Вместе с тем легко заметить, что, поскольку $\beta l = 2\pi l \sin \theta / \lambda_r$, для малых значений $\beta l \leq 2 \sin \theta < \lambda_r / (\pi l)$. Так как $\lambda_r = 10^{-4}$ см, а $l \simeq 1$ см, то $\lambda_r / (\pi l) < 10^{-4}$.

Следовательно, поскольку для малых углов $\sin \theta \approx \theta$, то, чтобы член, содержащий промежуточную частоту, оставался близким к своему максимальному значению, угол θ должен быть меньше 10^{-4} рад.

Эти жесткие геометрические требования приводят к серьезным практическим проблемам при проектировании систем оптической связи с использованием супергетеродинного метода приема. Однако этот метод отличается высокой чувствительностью и обеспечивает малые шумы, что облегчает задачу фильтрации, поскольку она осуществляется на микроволновых, а не оптических частотах. Супергетеродинный прием обеспечивает высокую избирательность, что в свою очередь позволяет снизить помехи теплового излучения и паразитных засветок.

В практике разработок лазерных систем передачи информации может применяться как прямое фотодетектирование, так и гетеродинный прием. Выбор метода зависит от конкретных условий.

Сравним гетеродинный и фотодетекторный режимы приема. Так как зависимость пороговой чувствительности

$P_{\text{пор}}$ от полосы частот в этих режимах различна, то сравнение будем вести для полос частот $\Delta f_1 = 1$ Гц и $\Delta f_2 = 10$ МГц.

Будем считать, что в видимом диапазоне на длине волны $\lambda = 0,5$ мкм в качестве фотодетектора используется ФЭУ с площадью чувствительной поверхности $S = 1$ см² и обнаружительной способностью $D = 5 \cdot 10^{14}$ см · Гц^{1/2}/Вт, а в ИК диапазоне на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм используется фотодиод на основе GeSi с помощью $S = 10^{-4}$ см², величина обнаружительной способности которого $D = 10^{10}$ см · Гц^{1/2}/Вт.

Пороговое значение чувствительности для фотодетекторного приема $P_{\text{пор. ф}} = \sqrt{S\Delta f}/D$; для гетеродинного приема $P_{\text{пор. г}} = (F/\eta)(h\nu\Delta f)$, где F — коэффициент избыточного шума: для ФЭУ его величина находится в пределах 3—7, примем $F = 5$; η — квантовая эффективность фотодетектора, которую для простоты примем равной 1. Результаты сравнительных расчетов сведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

λ , мкм	Δf , Гц	$P_{\text{пор. ф}}$, Вт	$P_{\text{пор. г}}$, Вт
0,5	1	10^{-14}	$2 \cdot 10^{-18}$
0,5	10^7	$7 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-11}$
10,6	1	$3 \cdot 10^{-12}$	10^{-19}
10,6	10^7	10^{-8}	10^{-12}

Из табл. 4.1 видно, что гетеродинный прием в узкой полосе ($\Delta f = 1$ Гц) дает выигрыш чувствительности в видимом диапазоне в $5 \cdot 10^3$ раз, в ИК диапазоне — в $3 \cdot 10^7$ раз. При переходе к относительно широкополосной системе ($\Delta f = 10$ МГц) в видимом диапазоне выигрыша практически нет, а в ИК диапазоне выигрыш получается в 10^4 раз.

Таким образом, использование гетеродинного метода имеет смысл при широкополосных сигналах только в ИК диапазоне. Гетеродинный метод приема в видимом и ближнем ИК диапазоне нецелесообразно применять и по следующим соображениям: лазеры на алюмоиттриевом гранате при работе в непрерывном режиме на нескольких модах имеют широкий спектр излучения (порядка 15—30 ГГц), и всякая модуляция частотой, меньшей этих величин, потеряется в биениях спектральных компонентов гетеродинного лазера друг с другом и со спектраль-

ными составляющими сигнала. Следует также отметить, что гетеродинный метод приема целесообразно применять в случае, когда чувствительность фотоприемника в целом ограничивается фоновыми или внутренними шумами, а чувствительность ФЭУ — квантовыми шумами.

4.4. Требования к фотоприемным устройствам при использовании их в условиях космической связи и городских волоконно-оптических линиях связи

При использовании систем оптической связи в условиях космоса необходимо учитывать, что чувствительность фотоприемников прямого усиления ограничивается квантовым шумом принимаемого сигнала, собственными шумами фотодетектора и внешним фоном. Собственные шумы фотодетектора слагаются из дробового шума темнового тока и тепловых шумов нагрузки фотодетектора. Шум фонового излучения и темновой ток можно существенно уменьшить, ограничивая размеры светочувствительной площадки, сужая спектральную полосу оптического фильтра, уменьшая поле зрения приемника, применяя фотодетекторы с внутренним усилением тока (ЛФД), а также охлаждение чувствительного элемента. С другой стороны, для когерентных приемников требуется дифракционно-ограниченная оптика, стоимость и масса которой с увеличением габаритов возрастают по экспоненциальному закону. Необходимо учитывать и доплеровский сдвиг частот при этом методе приема: он оказывается гораздо больше, чем пределы возможной перестройки по частоте CO_2 -лазеров ($\Delta\nu_{\text{доп}} \simeq 700$ МГц, перестройка обычных CO_2 -лазеров — около 60 МГц, в волоконных лазерах — 200—400 МГц).

В системах с прямым детектированием этот сдвиг практически не учитывается, так как сущность метода прямого детектирования заключается в непосредственном счете квантов приходящей энергии в пределах рабочего спектрального диапазона чувствительного элемента приемного устройства, т. е. фотокатод реагирует на отдельные фотоны с соответствующей для каждой длины волны квантовой эффективностью. При этом методе вся информация о частоте и фазе оптического излучения теряется, поскольку фотодетектор не чувствителен также и к углу прихода сигнала.

При методе прямого детектирования в качестве приемника оптического излучения может быть использован

ФЭУ или ЛФД, работающие при комнатной температуре, тогда как при методе супергетеродинного приема для этой цели требуется полупроводниковый (например, HgCdTe) фотопреобразователь, охлаждаемый до температуры около 100 К.

Кроме высокой чувствительности, фотоприемные устройства, используемые в условиях космической связи, должны обладать также высоким быстродействием, достаточной надежностью, механической прочностью и виброустойчивостью.

Требования к фотоприемным устройствам, используемым в волоконно-оптических линиях связи, менее жестки. Вместе с тем высокая чувствительность и быстродействие, надежность и долговечность, а также соответствие максимума спектральной чувствительности окнам прозрачности волокна (минимальным потерям в них на определенных длинах волн) остаются важными показателями, особенно для магистральных волоконно-оптических линий связи. В определенной степени этим требованиям удовлетворяют ЛФД и $p-i-n$ -диоды.

5. МОДУЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

5.1. Общие сведения

Управление излучением — основная задача, возникающая при освоении нового диапазона электромагнитного спектра. Устройства, осуществляющие управление оптическим излучением в соответствии с передаваемым многоканальным сигналом, называются *модуляторами*.

Возможность использования принципиальных преимуществ оптического диапазона волн во многом зависит от создания достаточно эффективных и сравнительно несложных схем модуляции. Для видимого и ближнего ИК участков оптического диапазона $(1-8)10^{14}$ Гц принципиально возможны полосы частот модуляции $10^{11}-10^{12}$ Гц, а имеющиеся в настоящее время образцы модуляторов позволяют передавать информацию в полосе частот до 200 МГц. Поэтому в настоящее время затрачивается много усилий на поиски устройств модуляции, обладающих более эффективными характеристиками.

К модуляторам оптического диапазона предъявляются следующие требования: широкополосность, обеспечивающая необходимую информационную емкость; линейность модуляционной характеристики; большой динамический диапазон; простота реализации, минимальные масса и габариты; высокая эффективность, экономичность, низкая стоимость; эксплуатационная надежность (стабильность работы при изменениях температуры, давления и влажности окружающей среды).

Модуляция оптического излучения информационным сигналом может осуществляться либо в процессе генерации (*внутренняя модуляция*), либо специальным модулятором, установленным на выходе источника излучения (*внешняя модуляция*).

Выбор того или иного метода модуляции зависит от типа используемого лазера и от требуемой полосы частот модуляции. Например, при работе с полупроводниковым лазером удобно применять внутреннюю модуляцию. У других лазеров, таких, как газовые и твердо-

тельные, изменять с большой скоростью энергию накачки трудно, и поэтому для них более подходит внешняя модуляция.

В общем случае внутренняя модуляция, основанная на изменении мощности накачки, более экономична, чем внешняя, в отношении средней потребляемой мощности. При внешней модуляции вначале необходимо получить от источника полную световую мощность, а затем для формирования сигнала большую ее часть погасить. При внутренней модуляции излучаемую мощность можно регулировать от малых значений до максимальных в соответствии с передаваемым сообщением.

Виды модуляции, как и в радиодиапазоне, удобнее классифицировать по изменяемому параметру модулируемого сигнала. В оптических системах в принципе возможны все виды модуляции (по изменяемому параметру модулируемого сигнала): амплитудная (АМ), частотная (ЧМ), фазовая (ФМ), поляризационная (ПМ). По этой классификации мы и будем рассматривать различные виды модуляции. Однако вначале рассмотрим физические основы модуляции в оптическом диапазоне.

5.2. Физические основы модуляции излучения

Выражение для плоской монохроматической волны в изотропной среде имеет вид

$$E = E_{\max} e^{-\alpha l} \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n l),$$

где E — электрический вектор электромагнитной волны; $E_{\max}$ — амплитуда электрического вектора в момент вхождения волны в среду; l — длина пути луча в среде; ω, λ — частота и длина волны излучения; α, n — коэффициенты поглощения и преломления среды. Модуляция может быть осуществлена, если возможно управление хотя бы одним из параметров α, l, n .

В оптических системах наиболее целесообразна модуляция с изменением n . Существует ряд физических эффектов, благодаря которым это можно сделать. Наибольшее значение среди них имеют электрооптические эффекты, т. е. эффекты, связанные с зависимостью коэффициента преломления от напряженности приложенного к среде электрического поля E .

Характерной особенностью некоторых веществ является различие в величинах n для разных направлений (так называемая *анизотропия*). Это определяет зависи-

мость фазовой скорости света в среде. В некоторых веществах можно искусственно создавать анизотропию, т. е. неравенство показателя преломления в различных направлениях распространения света. Например, изотропия нарушается при деформации оптически изотропных кристаллов, приложении сильных электрических или магнитных полей к оптически изотропным веществам.

В результате неодинаковых свойств оптических сред в них возникает двойное лучепреломление, т. е. имеется такое направление в веществе, по которому плоскополяризованный луч света, входящий в эту среду, превращается в два распространяющихся в том же направлении плоскополяризованных луча, у которых плоскости поляризации взаимно перпендикулярны и в общем случае не совпадают с плоскостью поляризации вошедшего луча. Скорости распространения этих лучей в активной среде неодинаковы. Один из лучей имеет постоянную скорость распространения, не зависящую от внешнего воздействия на вещество, скорость другого луча изменяется в зависимости от степени воздействия. Первый луч называется *обыкновенным*, второй — *необыкновенным*. Меняя степень воздействия на вещество, можно изменять скорость распространения второго луча: $v_0 = v/n_0$; $v_l = v/n_l$, где v_0 , v_l — скорости распространения обыкновенного и необыкновенного лучей; n_0 , n_l — показатели преломления этих лучей; v — скорость распространения света в среде, окружающей вещество (кристалл, жидкость).

Таким образом, после прохождения через слой оптически активного вещества плоскополяризованный луч превращается в два когерентных плоскополяризованных луча, имеющих сдвиг по фазе световых колебаний. При сложении колебаний этих лучей за пределами активной среды образуется луч света, у которого характер поляризации отличается от линейной поляризации исходного луча и зависит от сдвига фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами. Поэтому, если модулирующим сигналом воздействовать на активное вещество и тем самым изменять скорость распространения необыкновенного луча, на выходе будет соответственно изменяться характер поляризации света.

В зависимости от того, каким преобразованиям подвергается луч света в оптически активном веществе, можно получить практически все виды модуляции: АМ, ЧМ, ФМ и ПМ.

Сложение двух взаимно перпендикулярных колебаний

с различными амплитудами и разностью фаз приводит к образованию эллиптического колебания, т. е. колебания, при котором конец результирующего вектора описывает эллипс с той же угловой частотой колебаний ω , с которой совершаются исходные колебания. Такой свет называется *эллиптически поляризованным*.

5.3. Амплитудная модуляция

Амплитудная модуляция может быть осуществлена при использовании двойного лучепреломления в жидкостях (эффект Керра) или кристаллах (эффект Поккельса), если при сложении обыкновенного и необыкновенного лучей использовать анализатор с линейной поляризацией. При этом через анализатор будет проходить только одна составляющая суммарного эллиптического колебания, амплитуда которой зависит от модулирующего сигнала. Для определения амплитуды необходимо около эллипса поляризации построить прямоугольник, одна из сторон которого должна быть параллельной плоскости поляризации анализатора. Амплитуда будет равна половине этой стороны (это проекция вектора E , описывающего эллипс поляризации на плоскость поляризации).

Экспериментальные исследования показали, что максимальным электрооптическим эффектом (эффект Керра) обладает нитробензол. Поэтому он нашел наибольшее применение в технике в качестве рабочего вещества оптических модуляторов. Предельная частота модуляции при использовании нитробензола определяется временем молекулярной релаксации, примерно равным 10^{-9} с, т. е. частотная характеристика модулятора будет линейна до 10^9 Гц.

К основным недостаткам модуляторов, в которых используется эффект Керра, относятся следующие: необходимость значительной мощности модулирующего сигнала; нелинейность модуляционной характеристики; сравнительно малая предельная частота (теоретически 10^9 Гц, но на больших частотах диэлектрические потери резко возрастают, ячейки разогреваются, нитробензол разлагается, поэтому $\Delta f = 20-30$ МГц); значительные (до 60 %) потери света; необходимость обеспечения герметизации (из-за токсичности нитробензола); малая (примерно 30 %) глубина модуляции.

По этим причинам чаще для модуляции применяется эффект Поккельса — явление двойного лучепреломления

в кристаллах, т. е. твердых веществах. В отличие от эффекта Керра здесь разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами в большинстве случаев прямо пропорциональна приложенной к кристаллу напряженности. Это так называемый линейный электрооптический эффект (возможен и квадратичный эффект): $\Delta\varphi = b_n n_0^3 E$, где b_n — электрооптический коэффициент; E — напряженность электрического поля, приложенного к кристаллу; n_0 — показатель преломления активной среды для обыкновенного луча.

В модуляторах наиболее широко в настоящее время применяются искусственные кристаллы дигидрофосфата аммония (АДР), дигидрофосфата калия (КДР), ниобата лития, танталата лития.

Основное достоинство модуляторов, в которых используется эффект Поккельса, — меньшая необходимая мощность модуляции, чем в ячейке Керра, широкая полоса рабочих частот (от нуля до нескольких десятков гигагерц); к недостаткам относятся: довольно большая необходимая мощность модуляции (для кристаллов АДР и КДР), хотя и меньше, чем в ячейках Керра; гигроскопичность и значительные (до 30 %) потери света.

Кристаллы ниобата лития и танталата лития обладают достаточно высокой прозрачностью в широких участках видимого и ближнего ИК диапазона. В них существенно снижены и необходимые модулирующие напряжения.

Повышение эффективности модуляторов, основанных на эффекте Поккельса, достигается несколькими путями. Известно, что максимальная длина кристалла ограничивается расстоянием, которое проходит излучение в кристалле за половину периода модулирующего напряжения. При длинах, больших этого расстояния, накопление задержки по оптической фазе уже не происходит. Это ограничение можно преодолеть использованием нескольких кристаллов в резонаторе. Оптическая ось каждого кристалла параллельна оси резонатора, а оси наведенного двойного лучепреломления у каждого последующего кристалла должны быть повернуты на 90° по отношению к соответствующим осям предыдущего. При такой ориентации отдельных кристаллов накопление фазовой задержки будет происходить по всей длине образуемого ими многоэлементного кристалла. Это приводит к увеличению глубины модуляции.

Уменьшение требуемой модулирующей мощности

практически вдвое происходит при использовании интерферометра Майкельсона в модуляторах АМ.

Одним из недостатков модуляторов АМ при использовании эффекта Поккельса в кристаллах АДР и КДР является ограничение спектра рабочих частот практически видимым диапазоном волн.

5.4. Частотная и фазовая модуляции

Амплитудная модуляция имеет существенные недостатки (низкая помехоустойчивость, малая эффективность в смысле использования мощности передающего устройства).

Частоту лазера можно изменять, используя ее зависимость от температуры активного вещества. Этот способ, называемый *термическим*, основан на изменении энергетических уровней с изменением температуры. Так как разница между энергетическими уровнями определяет частоту излучаемых колебаний, то, изменяя температуру активного вещества лазера, можно перестраивать его по частоте.

Изменение частоты излучения возможно под действием магнитного поля (эффект Зеемана). Это явление можно рассматривать как следствие изменения движения электрона (микрочастиц) под влиянием внешней силы, с которой магнитное поле действует на движущийся заряд.

Величина этой силы может быть выражена зависимостью $F = evH \sin[v, H]$, где e — величина заряда; v — скорость его движения; H — напряженность магнитного поля.

Под действием магнитного поля спектральная линия излучения лазера расщепляется на три составляющие. Изменение частоты ОКІ при наличии магнитных полей можно объяснить с точки зрения взаимодействия орбитального и спинового магнитного моментов с внешним магнитным полем.

Основной недостаток модуляции с использованием эффекта Зеемана заключается в том, что для широкополосной модуляции требуются относительно сильные магнитные поля, т. е. необходимы громоздкие и мощные модулирующие устройства.

Аналогично для внутренней модуляции может быть использован эффект Штарка, заключающийся в расщеплении и смещении энергетических уровней атома при наложении сильного электрического поля. Точный рас-

чет напряженности поля, необходимый для получения определенного изменения частоты,— задача очень сложная. Ориентировочные оценки показывают, что для частотной модуляции с отклонением частоты порядка нескольких гигагерц требуется напряженность поля $E = 10^5 - 10^6$ В/см.

По-видимому, этот способ модуляции, так же как и эффект Зеемана, для практических целей мало перспективен (из-за необходимости огромных величин управляющих напряжений, т. е. громоздкости модулирующих устройств).

Частотная модуляция осуществляется также изменением параметров оптического резонатора. Поскольку частота излучения ОКГ определяется не только резонансной характеристикой активного вещества, но и частотой настройки оптического резонатора, то, изменяя параметры последнего, можно управлять частотой излучения ОКГ. Например, одно из внешних зеркал резонатора закрепляется на магнитострикционном стержне, на обмотку которого подается управляющее напряжение. Величина частотного сдвига определяется зависимостью $\Delta\nu = \nu_0 \Delta l / l$, где l — длина резонатора (расстояние между зеркалами); Δl — максимальное изменение длины; ν_0 — несущая оптическая частота. В эксперименте при $l = 1$ м диапазон перестройки составил примерно 150 МГц, что соответствует $\Delta l / l \simeq 0,75 \cdot 10^{-6}$.

Частотная модуляция может быть осуществлена при использовании пьезоэффекта. В этом случае одно из зеркал закрепляется на кварцевой пластине. При изменении модулирующей функции изменяются положение зеркала резонатора и средняя генерируемая частота.

Фазовую модуляцию можно осуществить, если пропустить луч ОКГ через электрооптическую среду, например через кристаллы АДР или КДР. Однако фазовые модуляторы такого типа являются узкополосными, а демодуляция фазомодулированных колебаний сильно затрудняется. Поэтому в настоящее время фазовая модуляция в системах передачи оптического диапазона не применяется.

5.5. Другие методы модуляции

Трудность осуществления помехоустойчивых методов частотной и фазовой модуляции, с одной стороны, и малая эффективность амплитудной модуляции, с другой, застав-

ляют разработчиков искать новые пути повышения эффективности модулирующих устройств.

В оптическом диапазоне сравнительно легко осуществима поляризационная модуляция (ПМ). Она получается в поляризационных модуляторах Керра и Показеля, если изъять из схемы модулятора анализатор. При этом на выходе модулятора оказывается эллипс поляризации, который можно модулировать по ряду параметров. При ПМ наибольший интерес представляют

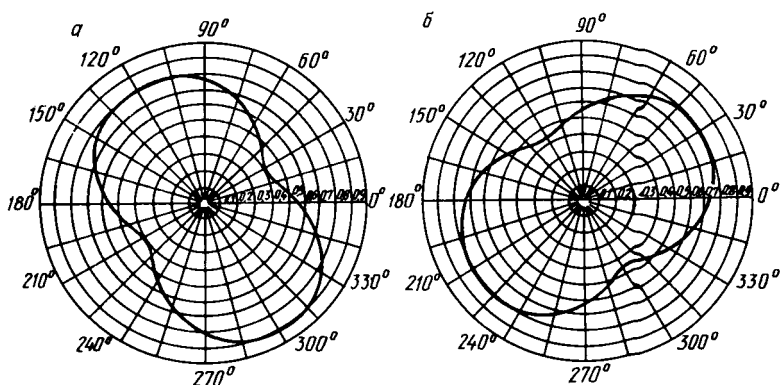


Рис. 5.1.

цифровые методы модуляции, в которых символам 1 и 0 соответствуют посылки монохроматического колебания постоянной амплитуды и длительности соответственно с правой и левой круговой поляризацией.

Для определения возможности такой модуляции с использованием оптических модуляторов МЛ-3 был проведен эксперимент, результаты которого представлены на рис. 5.1. Из рисунка видно, что для осуществления цифровой ПМ необходимо на оптический модулятор подать напряжения смещения $u_{см} = 250$ В (рис. 5.1, а) и $u_{см} = -300$ В (рис. 5.1, б), соответствующие передаче символов 1 и 0, т. е. левому и правому вращению эллипса поляризации. Подобная модуляция с использованием оптических модуляторов типа МЛ-4 может быть осуществлена при уменьшении напряжения смещения на порядок, так как в них применены кристаллы ниобата лития.

Кроме рассмотренных, существует множество других методов модуляции, которые могут применяться в оптическом диапазоне. Известный интерес представляет

внутренняя модуляция, которая заключается в изменении параметров активного вещества, резонатора или устройства накачки ОКГ. Например, модуляция оптического излучения в люминесцентных и суперлюминесцентных диодах, а также в инжекционных лазерах осуществляется прямым изменением питающего тока. Зависимость мощности излучения светодиодов от тока накачки близка к линейной лишь при малых токах. Насыщение достигается при токах порядка 200 мА. Скорость передачи, которая может быть достигнута при использовании светодиодов, ограничивается величиной 100 Мбит/с. Модуляционная характеристика инжекционных лазеров близка к линейной в более широких пределах изменения питающего тока. Эксперименты с прямой модуляцией инжекционных лазеров показывают, что скорость передачи информации в секунду при этом может достигать величин нескольких сотен мегабит и даже единицы гигабит.

Из всех возможных способов преобразования широкополосного многоканального сигнала в модулированное световое излучение самыми простыми являются модуляции амплитудная и частотно-импульсная (ЧИМ). Первый вид модуляции применяется в системах с непрерывным источником светового излучения, в качестве которого используются светодиоды; второй — в системах с импульсным источником, которым может быть GaAs-лазер. Анализ этих двух видов модуляции показывает, что ЧИМ имеет следующие преимущества по сравнению с АМ: нелинейность модуляционной характеристики источников излучения можно не учитывать; отношение сигнал/шум при ЧИМ лучше, чем при АМ.

Наиболее широкое применение в системах многоканальной передачи информации находят ППЛ. Поэтому рассмотрим более подробно возможные способы их модуляции.

При амплитудной модуляции ППЛ изменением уровня возбуждения проявляется «пиковый резонанс» в глубине модуляции интенсивности света. На рис. 5.2 показано изменение глубины модуляции интенсивности света $m(v_m)$, характерное для GaAs-лазеров (v_m — частота модуляции; τ_s , τ_f — спонтанное время жизни электрона и фотона). Чтобы продемонстрировать влияние изменения добротности резонатора, кривые даны для двух значений отношения τ_s/τ_f : кривые 1 — $\tau_s/\tau_f = 10^2$; кривые 2 — $\tau_s/\tau_f = 10^4$ (сплошные кривые — теоретические зависимости, штриховые — экспериментальные). Из ри-

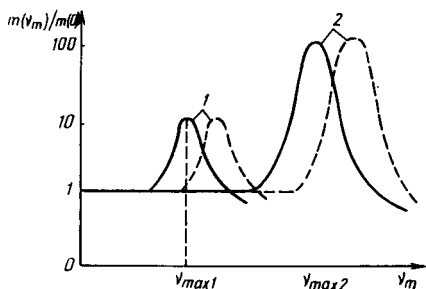


Рис. 5.2.

сунка следует, что заметное искажение сигнала, несущего информацию, имеет место при частотах, близких к $v_{\max}$, когда $m(v_m)$ достигает максимального значения. Для GaAs-лазеров, работающих при более чем 10 %-ном превышении порога, $v_{\max}$ равно нескольким гигагерцам при температуре жидкого азота и повышается при комнатной температуре.

В ряде случаев описанный выше резонансный характер поведения глубины модуляции может быть весьма полезен. Для узкополосных информационных сигналов величину токовой модуляции, необходимой для получения заданной глубины модуляции интенсивности света, можно существенно снизить, если модуляция выполняется на частоте $v_{\max}$. Узкополосную информацию при этом можно будет ввести в световой поток, модулируя СВЧ поднесущую. Передача информации при больших значениях глубины модуляции увеличивает отношение сигнал/шум в системе связи. Разумеется, необходимо соблюдать условие работы в пределах области, где мощность излучения линейно зависит от тока инжекции.

При импульсных видах модуляции ППЛ в условиях комнатной температуры нагрев p — n -перехода, сопровождающийся увеличением порогового тока, является главным фактором, ограничивающим число каналов в системе оптической связи. Максимальное значение коэффициента заполнения ξ токовых импульсов для ППЛ в виде тонкой полоски, работающих с 10 %-ным превышением порога, составляет около 10 %.

Реальное значение коэффициента заполнения оптических импульсов еще меньше. Это объясняется двумя причинами: во-первых, между моментом начала импульса тока и моментом появления оптического импульса всегда существует некоторая задержка δ ; во-вторых, в случае

импульсов тока большой длительности генерация может быть сорвана из-за мгновенного разогрева $p - n$ -перехода. Теоретическая максимальная частота повторения импульсов при этом определяется по выражению $\nu_n \leq \xi/\delta$.

При 10%-ном коэффициенте заполнения токовых импульсов для существующих ППЛ ν_n может быть порядка 30 МГц. Из-за необходимости работать с малым коэффициентом заполнения наиболее удобным способом импульсной модуляции является такой, в котором при кодировании используются главным образом нули, а каждый импульс содержит более одного бита информации. Одной из систем, работающих по этому принципу, является система модуляции интервала между импульсами (ЧИМ). Например, этим методом с помощью наносекундных импульсов со средней частотой повторения 30 МГц можно передать за секунду до 150 Мбит информации.

Вместе с тем представляется целесообразным использовать ППЛ в режиме модулированной добротности. Длительность импульса при этом очень мала (около 0,2 нс), а пиковая мощность велика, так как происходит излучение при накоплении энергии. Это обстоятельство может быть использовано для повышения эффективности ЧИМ: во-первых, большее значение мощности оптического сигнала увеличивает отношение сигнал/шум; во-вторых, уменьшение длительности импульсов увеличивает число возможных положений импульса внутри кодового интервала. Поэтому каждый импульс может нести большее количество информации.

Дальнейшее повышение частоты модуляции в ППЛ может быть получено при использовании явления самовозбуждающейся пульсации, которая возникает из-за нелинейного взаимодействия продольных мод, если резонансная частота совпадает с разностью частот ближайших типов колебаний. При этом сравнительно просто могут быть получены частоты следования импульсов до нескольких гигагерц, а наиболее простым способом модуляции в этом случае является изменение положения импульсов во времени (ВИМ). Эта форма модуляции, позволяющая передавать аналоговую информацию, помогает избежать сложностей, связанных с необходимостью аналого-цифрового преобразования, и в то же время сохраняет способность цифровых систем подавлять шумы.

В ППЛ можно использовать и широтно-импульсную модуляцию (ШИМ), если применить задержку между моментом приложения импульса тока и моментом на-

чала индуцированного излучения. Величина этой задержки зависит от амплитуды импульса тока, а значит, и от модулирующего сигнала.

Разработаны лазеры, генерирующие импульсы с частотой следования от нескольких сотен мегагерц до нескольких гигагерц и допускающие внешнюю синхронизацию. В этом случае целесообразно использовать внешнюю модуляцию. Лучшие из разработанных к настоящему времени модуляторов (на основе ниобата и танталата лития) требуют управляющих напряжений в единицы вольт. В таких случаях целесообразно применять известные цифровые методы модуляции.

Таким образом, при использовании источников оптического излучения существует достаточно большое количество эффективных способов модуляции, удовлетворяющих высоким требованиям качества передачи многоканальной информации.

6. УПРАВЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЕМ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

6.1. Пространственное управление излучением при поиске корреспондента

Одной из основных особенностей космических лазерных систем связи (КЛСС) является необходимость использования в них устройств пространственного управления излучением. Эта особенность их — следствие высокой направленности излучения лазеров. Расходимость луча передатчика (поля зрения приемника) при передаче информации имеет порядок $\theta_{\text{прд}} \simeq (1-2) \lambda/D$. При $\lambda \simeq 1$ мкм $D = 0,25$ м, $\theta_{\text{прд}} = 4-8$ мкрад.

Для реализации такого преимущества требуется обеспечить высокую точность взаимного наведения лучей лазерных приемопередатчиков двух корреспондентов. Для полного использования энергии, посылаемой передатчиком, оптические системы связи требуют точности слежения, оцениваемой ошибками в доли микрорадиан. Поэтому работа системы должна строиться на принципе слежения за взаимосвязанным маяком, что позволяет достичь максимально возможной точности слежения. Проблема поиска корреспондента осложняется еще и тем, что в большинстве случаев имеются лишь приближенные данные о месте нахождения приемного и передающего устройств, т. е. существует угловая неопределенность положения искусственного спутника Земли (ИСЗ), известного из траекторных измерений, которая составляет в настоящее время $\pm 2-10$ мрад, т. е. на 2—3 порядка больше $\theta_{\text{прд}}$. Кроме того, в процессе связи приемное и передающее устройства могут взаимно перемещаться. Эти обстоятельства приводят к необходимости введения нескольких этапов поиска корреспондента: обнаружения; «взаимозахвата» приемопередающих станций, т. е. процесса вхождения в связь; обеспечения слежения в период ведения связи.

Вследствие этого для полной реализации потенциальных возможностей КЛСС возникает необходимость создания устройств поиска, обнаружения и слежения. Такое устройство должно обеспечить поиск объекта в кратчай-

ший промежуток времени, а обнаружив его, сопровождать, осуществляя непрерывное совмещение оптических осей передатчика и приемника в течение сеанса связи.

Различают устройства *регулярного* и *случайного* поиска. В связи с тем что реализация устройств случайного поиска чрезвычайно сложна, наибольшее распространение получили устройства регулярного поиска. Их в свою очередь можно разделить на следующие: *устройства без сканирования*, в которых используется маяк с большой импульсной мощностью, главный лепесток диаграммы направленности которого охватывает всю область неопределенности (метод широкого луча) и *устройства со сканированием* на одном или двух объектах. При этом обзор области неопределенности осуществляется лучом с малым углом расхождения (метод узкого луча).

Из этих двух методов предпочтителен метод узкого луча, так как при одинаковых мощности передатчика и диаметре апертуры поле зрения приемника $\theta_{\text{прм}}$ при использовании метода широкого луча должно быть примерно в 5 раз больше, чем при методе узкого луча. Высокая частота импульсов при сканировании позволяет получить более широкую частотную характеристику устройства слежения, что в свою очередь ведет к уменьшению ошибки сопровождения. Для определенности будем считать, что связь должна быть осуществлена между двумя корреспондентами, находящимися соответственно на синхронном (СС) и низкоорбитальном (НС) спутниках.

Процесс взаимной ориентации НС и СС состоит из следующих этапов: вначале вспомогательные системы устанавливают антенны приемопередатчиков с точностью целеуказания ($\pm 0,2^\circ$ для СС и $\pm 0,5^\circ$ для НС). Затем включаются системы лазерного маяка обоих спутников.

Первый этап работы лазерного маяка — обнаружение и грубое наведение. Оно достигается с помощью сканирования луча маякового лазера СС в зоне начальной ошибки ориентации антенн $\theta_{\text{н1}}^2$ ($\theta_{\text{н1}}$ — угловая неопределенность НС). Луч маяка СС имеет расходимость $\theta_{\text{прдСС}} \ll \theta_{\text{н1}}$ и сканирует зону $\theta_{\text{н1}}^2$ за время T . НС принимает сигналы этого луча и разворачивает свою оптическую антенну в направлении СС.

Приемная антенна НС с высокой направленностью $\theta_{\text{прмНС}} \ll \theta_{\text{н2}}$ ($\theta_{\text{н2}}$ — угловая неопределенность СС) используется совместно с четырехквadrатным детектором с широким полем зрения (примерно $\theta_{\text{н2}}$), что позволяет

сочетать высокую направленность приемника (определяемую величиной $\theta_{\text{прмНС}}$) с одновременным обзором широкого поля зрения $\theta_{\text{н2}}$. В этом случае максимальное время обнаружения сигнала СС определяется полным временем сканирования T : $T = t(\theta_{\text{н1}}/\theta_{\text{прдСС}})^2$, где t — время задержки луча передатчика на каждом элементе сектора сканирования $\theta_{\text{н1}}^2$.

После обнаружения сигнального маяка НС прекращает сканирование сектора угловой неопределенности и с помощью устройства наведения совмещает центральное направление своего сектора сканирования с направлением на маяк СС. В этом же направлении ориентируется луч передатчика НС. Такие же операции выполняются приемником СС после обнаружения луча передатчика НС. В результате происходит «захват» корреспондента — лучи передатчиков НС и СС и поля зрения приемников СС и НС оказываются взаимно ориентированными с точностью, которую в состоянии обеспечить пеленгационные устройства при расходимости лучей $\theta_{\text{прд НС}}$, $\theta_{\text{прд СС}}$ передатчиков и поля зрения $\theta_{\text{прм НС}}$, $\theta_{\text{прм СС}}$ приемников НС и СС.

Второй этап — точное наведение. На этом этапе расходимость лучей передатчиков $\theta_{\text{прд НС}}$, $\theta_{\text{прд СС}}$ и угловые поля зрения приемников уменьшаются до минимальных величин, необходимых для устойчивой передачи информации с требуемой скоростью. Устройства наведения корректируют взаимные направления лучей с учетом упреждения, соответствующего взаимному перемещению объектов, и переводят приемопередающие устройства в режим слежения.

Третий этап — точное слежение и передача информации. Полное время поиска и захвата складывается из времени первичного поиска T и времени точного поиска и перехода к сопровождению T_c . Поскольку обычно $T \gg T_c$ и поиск носит взаимный характер, то $T_{\text{пск}} \approx T$. Для уменьшения времени поиска желательно увеличить $\theta_{\text{прм}}$ вплоть до перекрытия полной зоны неопределенности положения спутника. С другой стороны, увеличение расходимости луча передатчика по сравнению с минимальной величиной $\theta_{\text{прд}}$, необходимой в режиме передачи информации, требует в режиме поиска соответствующего увеличения мощности передатчика:

$$(P_{\text{прд}}/P_{\text{прм}})_{\text{слеж}} = (P_{\text{прд}}/P_{\text{прм}})_{\text{инф}} (\theta_{\text{прд}}/\theta_{\text{прм}})^2.$$

Так, при $\lambda = 0,53$ мкм, $\theta_{\text{прд}} \simeq 2$ мкрад, $(P_{\text{прд}}/P_{\text{прм}})_{\text{инф.}} = 5 \cdot 10^5$ и $(P_{\text{прд}}/P_{\text{прм}})_{\text{слеж}} = 10^{14}$ допустимое расширение луча маяка

$$(\theta_{\text{прд}}/\theta_{\text{прм}}) = \sqrt{(P_{\text{прд}}/P_{\text{прм}})_{\text{слеж}} (P_{\text{прд}}/P_{\text{прм}})_{\text{инф.}}^{-1}} \simeq 10^4,$$

т. е. вместо $\theta = 2$ мкрад можно использовать луч с расходимостью до $\theta_{\text{прд}} \simeq 20$ мрад ($\simeq 1^\circ$). Это значение превышает величину сектора угловой неопределенности, и так как мы используем более узкий луч и сканирование, то КЛСС будет обладать значительным запасом потенциала (10—20 дБ).

6.2. Энергетика линии космической связи в режиме поиска и наведения

Поиск корреспондента и вхождение в связь — наиболее трудный этап работы КЛСС. Требования к работе приемопередающих устройств на этом этапе противоречивы, поэтому при расчете требуется тщательное обоснование компромиссных решений. Для анализа работы линии в режиме поиска рассмотрим процесс поиска по излучению маяка, работающего на передачу на волне λ и осуществляющего растровое сканирование лучом с расходимостью θ_m . Сканирование осуществляется в секторе угловой неопределенности положения приемной антенны θ_n , например угловой неопределенности положения спутника, на котором она находится (если антенна маяка не сканирует, то должно выполняться условие $\theta_m = \theta_n$). Максимальное время поиска T , равное обзору всего сектора сканирования, должно удовлетворять условию $T \ll T_{\text{п.н.}}$ — время, в течение которого может осуществляться передача информации.

Передатчик маяка работает обычно в импульсном режиме с частотой посылок F_n . Для кодирования излучения маяка может использоваться один из видов импульсной модуляции (например, ВИМ). Полагаем, что обнаружение маяка и захват произойдут, если при обзоре сектора сканирования за время облучения приемной антенны t будет принято n импульсов. Если каждый второй импульс может принимать на протяжении периода повторения $T_n = F_n^{-1}$ определенное число положений $N_n = 2^k$, где $k = 1, 2, 3, 4, \dots$, то за время облучения $t = n/F_n$ может быть принято кодовое слово, содержащее R_m бит информации:

$$R_m = \frac{n}{2} \log_2 N_n = \frac{k}{2} n = \frac{k}{2} F_n t. \quad (6.1)$$

Максимальное время поиска T , за которое происходит обзор всего сектора $\theta_n \times \theta_m$, определяется уравнением

$$T = \frac{n}{F_n} \left(\frac{\theta_n}{\theta_m} \right)^2 = \frac{2R_m}{kF_n} \left(\frac{\theta_n}{\theta_m} \right)^2.$$

При заданных значениях T , R_m , k , F_n и θ_n расходимость луча маяка должна составлять

$$\theta_n \geq \theta_m \geq \theta_n (2R_m / (kF_n T))^{1/2}. \quad (6.2)$$

Необходимая средняя мощность излучения передатчика маяка $P_{\text{прд}}^m$ может быть найдена из уравнения энергетического баланса оптической линии связи:

$$P_{\text{прд}}^m \geq P_{\text{прм min}} \left(\frac{4\pi R}{\lambda} \right)^2 (G_{\text{прд}}^m G_{\text{прм}} \alpha)^{-1}, \quad (6.3)$$

где $P_{\text{прм min}}$ — минимально необходимая мощность на входе фотоприемника; при прямом фотодетектировании

$$P_{\text{прм min}} = 4h\nu \left(\frac{c}{\text{ш}} \right) \frac{F(M)}{\eta} \cdot \frac{\Delta\nu}{m}; \quad (6.4)$$

$h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Вт·с/Гц — постоянная Планка; ν — частота оптической несущей сигнала; $\Delta\nu$ — энергетическая полоса последетекторного тракта; m — коэффициент глубины модуляции светового сигнала; $c/\text{ш}$ — требуемое отношение сигнал/шум; $F(M)$ — коэффициент избыточного шума, появляющегося в фотодетекторе в процессе умножения; η — квантовая эффективность фотокатода.

Ширина полосы последетекторного тракта $\Delta\nu$ определяется требуемой информативной емкостью канала. При использовании ВИМ длительность импульса маяка $\tau_n \leq (F_n N_n)^{-1}$, откуда

$$\Delta\nu \geq \tau_n^{-1} \simeq F_n N_n = \frac{2^{k+1} R_m}{kT} \left(\frac{\theta_n}{\theta_m} \right)^2, \quad (6.5)$$

где R_m — длина трассы.

Коэффициент усиления антенны маяка

$$G_{\text{прд}}^m \simeq 4\pi / \theta_m^2. \quad (6.6)$$

Коэффициент усиления приемной антенны для круглого раскрыва

$$G_{\text{прм}} \simeq (\pi D / \lambda)^2, \quad (6.7)$$

где D — диаметр приемной антенны.

Коэффициент, учитывающий все виды потерь в линии,

$\alpha = \eta_{\text{прд}} \eta_{\text{прм}} \eta_n \tau_a$, где $\eta_{\text{прд}}$, $\eta_{\text{прм}}$ — потери в трактах передатчика и приемника; η_n — потери из-за неточности наведения; τ_a — потери в атмосфере.

Представим формулу (6.4) в виде $P_{\text{прм min}} = k_{\text{прм}} \Delta \nu$, где при прямом фотодетектировании $k_{\text{прм}} = 4h\nu \left(\frac{c}{\omega} \right) \frac{F(M)}{\eta_m}$. Подставив это выражение в формулу (6.5), найдем

$$P_{\text{прм min}} = k_{\text{прм}} \frac{2^{k+1}}{k} \cdot \frac{R_m}{T} \left(\frac{\theta_n}{\theta_m} \right)^2.$$

Отсюда, используя соотношения (6.3) и (6.6), получим

$$P_{\text{прд}}^m \geq k_{\text{прм}} \frac{2^{k+3}}{k} \cdot \frac{R_m}{T} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^2 \frac{\pi \theta_n^2}{G_{\text{прм}} \alpha}. \quad (6.8)$$

В качестве примера произведем оценку параметров передатчика маяка θ_m и $P_{\text{прд}}^m$ при следующих условиях: маяк находится на Земле и работает на основной волне АИГ: Nd-лазера $\lambda = 1,064$ мкм с частотой $F_n = 3000$ имп/с, причем каждый второй импульс может принимать $N_n = 2^4$ дискретных положений ($k = 4$); кодовое слово должно содержать не менее $R_m = 240$ бит информации; максимальное время поиска $T = 4$ с; длина трассы $R = 40\,000$ км; диаметр приемной антенны на борту синхронного спутника $D = 20$ см; потери в трактах и атмосфере — $\eta_{\text{прд}} = 0,8$; $\eta_{\text{прм}} = 0,6$; $\eta_n = 0,5$; $\tau_a = 0,1$, откуда $\alpha \simeq 0,024$; угловая неопределенность положения спутника $\theta_n = 3,5$ мрад.

Оценим требуемую расходимость луча маяка при поиске. Из формулы (6.1) находим $n = 2R_m/k = 2 \cdot 240/4 = 120$. По формуле (6.2) $\theta_m \geq 3,5 \cdot 10^{-3} (120/(3000 \cdot 4))^{1/2} \simeq 350$ мкрад.

Для оценки $P_{\text{прд}}^m$ определим величины, входящие в выражение (6.3). При $c/\omega = 10$, $F(M) = 2$, $m = 1$ и $\eta = 0,25$ $k_{\text{прм}} = 0,6 \cdot 10^{-16}$ Вт · с. Поскольку $\Delta \nu \simeq 3 \cdot 10^3 \cdot 2^4 \simeq 48 \cdot 10^3$ Гц, $P_{\text{прм min}} \simeq 3 \cdot 10^{-12}$ Вт.

В соответствии с формулой (6.7) коэффициент усиления приемной антенны

$$G_{\text{прм}} \simeq \left(\frac{\pi \cdot 0,2}{1,064 \cdot 10^{-6}} \right)^2 \simeq 3,5 \cdot 10^{11}.$$

Подставив найденные значения в формулу (6.8), находим

$$P_{\text{прд}}^m \geq 0,6 \cdot 10^{-16} \frac{2^7}{4} \cdot \frac{240}{4} \left(\frac{4 \cdot 10^7}{1,064 \cdot 10^{-6}} \right)^2 \frac{3,14(3,5 \cdot 10^{-3})^2}{3,5 \cdot 10^{11} \cdot 0,024} = 0,75 \text{ Вт}.$$

Отметим, что при отсутствии определенных ограничений значение θ_m может быть увеличено до $\theta_m = \theta_n$. Маяк может работать и без специального кодирования ($k = 0$), а число импульсов для уверенного вхождения в связь может быть сравнительно небольшим ($n \geq 10$). В этом случае в рассмотренном примере при $F_n = 10$ имп/с и $n = 10$ $T \simeq 1$ с, $\Delta \nu \simeq 10$ Гц, $P_{\text{прм min}} \simeq 0,6 \cdot 10^{-15}$ и

$$P_{\text{прд}}^m \geq 0,6 \cdot 10^{-16} \cdot 2^3 \frac{10}{2 \cdot 4} \left(\frac{4 \cdot 10^7}{1,064 \cdot 10^{-6}} \right)^2 \frac{3,14(3,5 \cdot 10^{-3})^2}{3,5 \cdot 10^{11} \cdot 0,024} = 0,004 \text{ Вт}.$$

Однако достигнуть таких предельных параметров обычно сложно вследствие шумов приемного устройства (увеличивается $P_{\text{прм min}}$), трудностей получения очень узкой полосы $\Delta\nu$ и других факторов.

После обнаружения сигналов маяка наступает этап наведения, в процессе которого сканирование прекращается, производится совмещение направлений передачи и приема, а также уменьшение расходимости луча маяка θ_m (при этом увеличивается $G_{\text{прд}}$). Мощность принимаемых сигналов возрастает, что позволяет расширить полосу приемника $\Delta\nu$ и, если это необходимо, увеличить объем передаваемой информации R_m . После завершения взаимного точного наведения антенных устройств начинается этап слежения и передач информации.

6.3. Устройства для управления оптическим лучом (дефлекторы)

6.3.1. Классификация и основные параметры дефлекторов

Задача поиска сигналов корреспондента, наведения луча и слежения за лучом корреспондента в процессе передачи информации требует достаточно быстрого изменения направления луча по некоторому периодическому (поиск) или аperiodическому (слежение) закону. Эта задача выполняется оптическими устройствами — дефлекторами.

По характеру движения луча различают методы управления *непрерывные* и *дискретные*; по физическим принципам отклонения луча — *механические* и *электрические*.

Механические методы отклонения луча осуществляются путем механического перемещения управляющего элемента (зеркала, призмы и т. п.). Для этого используются электромагнитные, магнитоэлектрические и пьезоэлектрические дефлекторы.

Электрические методы отклонения луча реализуются путем изменения коэффициента преломления среды, через которую проходит луч при воздействии электрических (или магнитных) полей. В настоящее время используются ультразвуковые (акустооптические), электрооптические, поляризационные (в том числе магнитооптические) и дисперсионные (инжекционные) дефлекторы.

Для оценки возможности и целесообразности применения тех или иных типов дефлекторов служит система их характеристик и параметров. Рассмотрим важнейшие из них.

Амплитуда угла отклонения $\Delta\alpha$ — это максимальное угловое смещение луча, определяющее полный размер сектора сканирования.

Разрешающая способность дефлектора определяется числом N различных направлений луча в пределах $\Delta\alpha$. В соответствии с критерием Рэлея предел разрешения двух светящихся «точек» достигается при условии, что центральный максимум одной из них совпадает с первым кольцевым минимумом другой. Если D_n — ширина пучка, выходящего из дефлектора, то его угловая расходимость $\theta_n \simeq \xi\lambda/(nD_n)$, где $\xi = 1,2 - 1,3$ (для равномерного распределения интенсивности в пучке $\xi = 1,22$, для гауссова распределения $\xi = 1,27$); n — коэффициент преломления среды.

Разрешающая способность дефлектора

$$N = \Delta\alpha/\theta_n. \quad (6.9)$$

Подставив значение θ_n в выражение (6.9), получим $N = \Delta\alpha D_n n / (\xi\lambda)$. Если в качестве условия разрешения принимается полное отсутствие перекрытия центральных максимумов, то $N = \Delta\alpha/(2\theta_n)$.

Разрешающая способность дефлектора N — наиболее важный параметр: при увеличении (или уменьшении) $\Delta\alpha$ с помощью оптической системы величина N остается неизменной, так как при этом соответственно изменяется величина θ_n .

Быстродействие дефлектора t_d определяется временем перехода луча с одного элемента разрешения на соседний. Для непрерывных дефлекторов $t_d = 1/(\Delta f)$, где Δf — полоса пропускания дефлектора: $\Delta f = N f_c$; f_c — частота сканирования (число периодов сканирования за 1 с).

Оптические потери дефлектора $\tau = I_{\text{вых}}/I_{\text{вх}}$, где $I_{\text{вых}}$, $I_{\text{вх}}$ — интенсивности излучения на выходе и входе дефлектора.

Чувствительность по отклонению $\bar{S}$ определяется отношением $\Delta\alpha$ или N к величине отклоняющего воздействия, например напряжению u . В этом случае $\bar{S} = \Delta\alpha/u$ или $\bar{S} = N/u$.

6.3.2. Методы отклонения луча

Плоские зеркала и призмы с механическим управлением используются для отклонения луча при периодическом сканировании или слежении как в широких, так

и в узких секторах. В качестве управляющих устройств для перемещения зеркал или призм (чаще всего для вращения) применяются сервомоторы, магнитоэлектрические системы и пьезоэлементы. Механические дефлекторы позволяют обеспечить большие отклонения луча (единицы радиан), практическое отсутствие потерь, минимальные искажения, высокую точность. Их недостатками являются сложность высокоточных механических конструкций, в ряде случаев большие габариты и масса, уязвимость по отношению к неблагоприятным механическим воздействиям, инерционность, увеличивающая время срабатывания..

Пьезоэлектрические дефлекторы относятся к дефлекторам с электромеханическим управлением. Для отклонения светового луча используются небольшие легкие зеркала, механически перемещаемые с помощью обратного пьезоэлектрического эффекта, возникающего в некоторых кристаллах (титанат бария и др.) при воздействии на них управляющего электрического поля. Обратный пьезоэлектрический эффект заключается в сжатии, растяжении или возникновении деформации сдвига в этих кристаллах при воздействии электрического поля в определенном направлении по отношению к электрической оси кристалла.

Периодическое сканирование достигается применением к пьезоэлектрическому кристаллу, связанному с зеркалом, переменного напряжения, вызывающего изгибные, сдвиговые или крутильные колебания. Различают пластинчатые, торцевые, поворотные, крутильные и сдвиговые пьезоэлектрические дефлекторы.

Малая инерционность пластинчатых пьезоэлектрических дефлекторов позволяет обеспечить частоту сканирования $f_c = 10^2 - 10^3$ Гц, углы отклонения луча $\Delta\alpha$ от единиц до $20 - 30^\circ$, причем применение различных схем оптических усилителей позволяет увеличивать это значение. Разрешающая способность пьезоэлектрических дефлекторов может достигать нескольких тысяч. Торцевые дефлекторы обеспечивают угол отклонения порядка 10^{-2} рад, а поворотные — $10^{-2} - 10^{-3}$ рад; частота сканирования у поворотных дефлекторов может достигать $10^3 - 10^4$ Гц.

Сравнительно невысокие управляющие напряжения (сотни вольт), небольшие габариты, простота конструкции, механическая прочность и надежность в работе позволяют использовать пьезоэлектрические дефлекторы

в схемах поиска, точного наведения и слежения оптических трактов КЛСС. Недостатками этих дефлекторов являются нелинейность движения луча, зависимость параметров от температуры и других внешних условий. Из пьезоэлектрических материалов наилучшие параметры имеют цирконат-титанат свинца и ниобаты свинца и бария.

Для небольших отклонений световых пучков ($1-10^2$ мрад) в системах слежения КЛСС наиболее подходящими являются малогабаритные дефлекторы с электрическим управлением, основанные на дифракционных и рефракционных явлениях при прохождении светового пучка через упругую среду, возбужденную ультразвуковыми (УЗ) волнами. Достоинствами УЗ (акустооптических) дефлекторов являются отсутствие механически движущихся частей, малые габариты, механическая прочность и надежность в работе, высокое быстродействие (время срабатывания $t_d \simeq 10-20$ мкс), небольшая мощность УЗ управляющего источника ($P_{уз} \simeq 10^2-10^3$ мВт).

Принцип действия УЗ дефлекторов основан на периодическом пространственном изменении плотности и, следовательно, коэффициента преломления среды n под воздействием УЗ волн (следствие так называемой фотоупругости). УЗ волны образуют в твердой или жидкой среде своего рода фазовую решетку, в которой с пространственным периодом $\lambda_{уз}$ (длина УЗ волны) чередуются сжатия и разрежения (области увеличения и уменьшения n).

В среде, заполняющей дефлектор, возбуждаются УЗ волны, распространяющиеся в поперечном по отношению к световому пучку направлении. Установкой поглотителя или отражателя на противоположном от возбудителя конце дефлектора может быть получен режим бегущих линий стоячих УЗ волн. При возбуждении УЗ волны коэффициент преломления n изменяется в дефлекторе по синусоидальному закону, поэтому образуется синусоидальная фазовая решетка с периодом $\lambda_{уз}$, движущаяся со скоростью $v_{уз}$ (режим бегущих волн) либо периодически смещающаяся на $\lambda_{уз}/2$ (режим стоячих волн).

При прохождении через УЗ дефлектор световой волны в направлении, поперечном к движению УЗ волны, происходит дифракция или рефракция на синусоидальной фазовой решетке. Характер этих явлений зависит от соотношения поперечного размера пучка и длины зву-

ковой волны D_n/λ_{y3} , а также от угла падения световой волны на УЗ решетку.

В качестве активных сред рефракционных дефлекторов используются кварц, луцит, вода, тетрахлорэтилен и др. Достигаются секторы сканирования $10-10^2$ мрад при разрешении $N=10-10^2$; УЗ частоты имеют величину 10^2-10^3 кГц. Секторы сканирования УЗ дефлекторов могут быть увеличены с помощью увеличения пути луча в УЗ поле различными оптическими умножителями, основанными на многократном переотражении луча. Недостатком УЗ рефракционных дефлекторов является низкий (доли процента) КПД использования акустической мощности.

Принцип действия электрооптических дефлекторов (ЭОД) основан на изменении коэффициента преломления в некоторых типах кристаллов при воздействии на них электрического поля, приложенного в определенном направлении; отклонение луча, проходящего через кристалл, происходит в направлении, перпендикулярном к направлению электрического поля. ЭОД позволяют получить большие скорости отклонения и большую разрешающую способность.

В зависимости от типа кристаллов, используемых в ЭОД, различают *линейный* и *квадратичный электрооптические эффекты*: в первом случае (эффект Поккельса) угол отклонения $\Delta\alpha \sim E$, во втором (эффект Керра) $\Delta\alpha \sim E^2$, где E — напряженность приложенного электрического поля. Для создания линейных ЭОД используются кристаллы типа ADP, KDP, DKDP, кристаллы ниобата и танталата лития и ряд других. Квадратичные ЭОД создаются на основе кристаллов типа KTN и некоторых других. На основе титаната бария могут быть созданы как линейные, так и квадратичные ЭОД (в зависимости от температуры). Квадратичные ЭОД позволяют получить большую величину отклонения луча, чем линейные, однако их оптические свойства хуже, чем в линейных дефлекторах. Общим недостатком ЭОД являются весьма большие управляющие напряжения (10^3-10^4 В и выше), которые необходимо приложить к кристаллу, причем углы отклонения не превышают десятков миллирадиан. Поэтому ЭОД целесообразно применять в устройствах, где требуются высокие скорости и небольшие углы отклонения.

Дискретные дефлекторы сложнее, чем непрерывные, однако они позволяют получить высокое разрешение и

большую скорость переключения луча. Дискретный дефлектор, состоящий из 20 переключающих ячеек на нитробензоле (используется эффект Керра) с кальцитовыми отклоняющими элементами, позволяет получить двумерное сканирование с разрешением $N = 1024 \times 1024$ элемента при времени переключения $t_d = 0,8$ мкс и управляющем напряжении 8,5 кВ.

В качестве дефлекторов оптического луча могут быть использованы различные полупроводниковые среды; наилучшие характеристики имеет арсенид галлия.

Работа дисперсионных дефлекторов основана на эффекте Франца — Келдыша, заключающемся в смещении края полосы поглощения в некоторых полупроводниках в сторону более длинных волн под действием приложенного электрического поля. Это смещение вызывает изменение коэффициента преломления и отклонение луча, пропущенного через полупроводниковый кристалл. Для отклонения луча нужны весьма высокие напряженности поля (порядка 10^5 — 10^6 В/см). Получено изменение коэффициента преломления $\Delta n/n \simeq 10^{-2}$, а угол отклонения луча $\Delta \alpha \simeq n_0 \Delta n$. По имеющимся данным, достигнут угол отклонения луча до 10° .

Отклонение луча в инжекционных полупроводниковых дефлекторах достигается инжекцией в полупроводниковую среду, через которую пропущен оптический пучок свободных носителей (электронов или дырок) асимметрично по отношению к пучку. Инжекция носителей вызывает изменение граничных условий в полупроводниковом волноводе и смещение луча.

Инжекция свободных носителей может быть получена различными способами — приложенным напряжением, ультрафиолетовым облучением и т. п. Получено отклонение луча на 1 — 2° от первоначального направления.

6.4. Фазированные лазерные решетки — устройства для сканирования луча

6.4.1. Принципы построения устройств для сканирования при использовании фазированных лазерных решеток

Интерес к антенным решеткам с управляемой диаграммой направленности (ДН), названным впоследствии *фазированными*, впервые появляется в середине 20-х годов в связи с конструированием и применением больших синфазных решеток КВ вибраторов на магистральных КВ

радиолиниях и необходимостью изменения направления максимального излучения в различное время года и суток. В Советском Союзе и за рубежом создаются первые образцы антенных решеток КВ диапазона, а в 30—40-х годах осуществляются первые успешные попытки управления ДН с помощью механических фазовращателей.

Однако требования к управлению антенными решетками для магистральной радиосвязи были весьма ограничены (медленные изменения направления луча и только в одной плоскости — вертикальной), и поэтому все возможности и преимущества фазированных антенных решеток (ФАР) не были выявлены. В наибольшей степени преимущества ФАР радиодиапазона перед другими типами антенн проявились в радиолокационных системах, требующих быстрого обзора широких секторов пространства и быстрого перехода с одного режима работы на другой (многофункциональность) — работы в режимах поиска, слежения, наведения с использованием ДН различной формы. Такие задачи решались в 40—50-е годы в антенных системах сантиметрового диапазона с помощью механических сканеров, которые могли работать только по жесткой программе (одна ДН, один вид сканирования). Только после выявления ряда новых физических эффектов в ферритах и полупроводниках и появления электрически управляемых фазовращателей создались условия для быстрого развития ФАР (в основном дециметрового и сантиметрового диапазонов) и их внедрения в радиолокацию и телеуправление различными объектами.

Совершенствование ферритовых и полупроводниковых фазовращателей привело к появлению ряда систем с ФАР, разработке как уникальных, так и серийных ФАР сантиметрового и дециметрового диапазонов и расширению их применения в мирных и военных целях. В разработку и производство ФАР включились ведущие фирмы и лаборатории США и других развитых стран. В 70-е годы продолжалось быстрое совершенствование элементной базы ФАР и появились новые серийные образцы.

Постепенно выявились главные преимущества ФАР в определенных сферах применения по сравнению с другими типами антенн СВЧ: возможность построения многофункциональных систем, сопряженных с управляющей ЭВМ; малое (10^{-8} — 10^{-6} с) время переключения луча на новое направление; возможность построения адаптивных систем и программ управления, повышающих

потенциал и помехозащищенность; возможность построения активных систем большой мощности; увеличение надежности систем квазирезервированием (выход из строя части элементов не выводит из строя всю систему).

Вместе с тем проявились и определенные недостатки и трудности, связанные с реализацией ФАР: сложность антенно-фидерных систем, очень высокие требования к технологии производства и условиям эксплуатации; большой объем информации, необходимой для управления ФАР; большие потери усиления (в основном из-за связи между излучателями); высокая стоимость комплексов с ФАР (причем стоимость самой ФАР составляла 30—40 % стоимости комплекса).

Последнее обстоятельство наиболее сильно тормозит процесс внедрения ФАР и делает целесообразным их применение только при невозможности удовлетворить требования с помощью антенн других типов с механическим управлением ДН. Имеющиеся в литературе данные о десятках наземных, корабельных и самолетных ФАР первого поколения сантиметрового и дециметрового диапазонов (разработки 60—70-х годов) показывают, что ФАР наиболее часто представляет собой плоскую решетку, включающую от 500 до 20 000 пассивных или активных излучателей с ферритовыми или полупроводниковыми фазовращателями. В настоящее время не только совершенствуется элементная база ФАР, но и осваиваются различные их модификации (неплоские, адаптивные, активные и т. п.). Активные ФАР позволили увеличить суммарную мощность до десятков мегаватт в импульсе и дальность действия радиолокационных станций (РЛС) до 6000 км.

Разработка и исследование фазированных лазерных решеток (ФЛР) начались вскоре после появления и успешного применения лазерных устройств. Первые публикации и патенты относятся к 60-м — началу 70-х годов.

ФЛР могут создаваться для суммирования в некотором направлении полей излучения нескольких лазеров с целью увеличения мощности излучения, для сканирования, а также компенсации явлений турбулентности атмосферы на трассе (адаптивные ФЛР).

Общие принципы построения ФЛР не отличаются от принципов построения линейных и плоских ФАР радиодиапазона.

Для суммирования в пространстве полей нескольких источников, например сравнительно маломощных ППЛ,

излучающие апертуры располагаются на прямой или плоскости, а фазирование осуществляется с помощью линий задержки (ЛЗ) или фазовращателей (ФВ). При необходимости увеличения направленности может быть использована зеркальная или линзовая фокусирующая система. Варианты построения таких систем показаны на рис. 6.1.

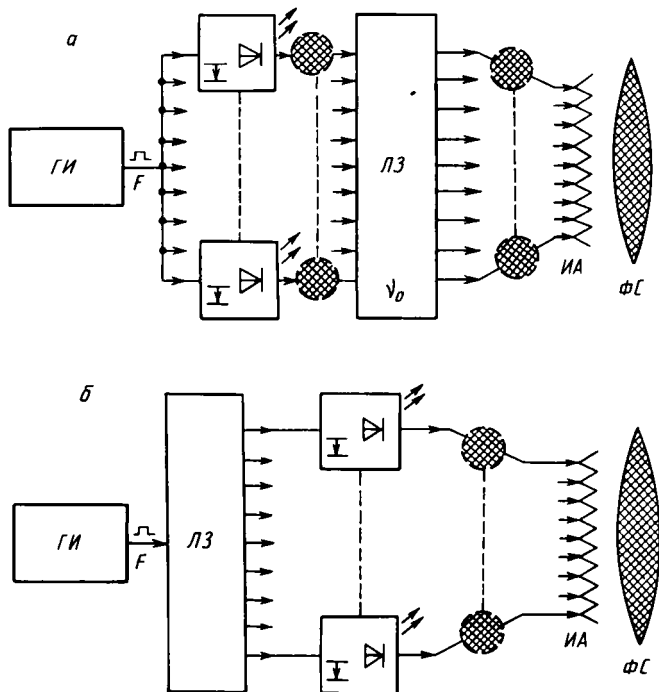


Рис. 6.1.

Генератор импульсов (ГИ) возбуждает решетку из N излучателей. При использовании для фазирования ЛЗ может осуществляться как задержка сигнала в оптическом диапазоне на частоте ν_0 (рис. 6.1, а), так и задержка самих импульсов возбуждения лазеров на частоте повторения F (рис. 6.1, б). Канализация излучения от лазера до излучающей апертуры (ИА) происходит с помощью оптических волокон.

Сканирующая система с использованием ППЛ построена по схеме классической активной ФАР с параллельным питанием (рис. 6.2). Задающий генератор (ЗГ),

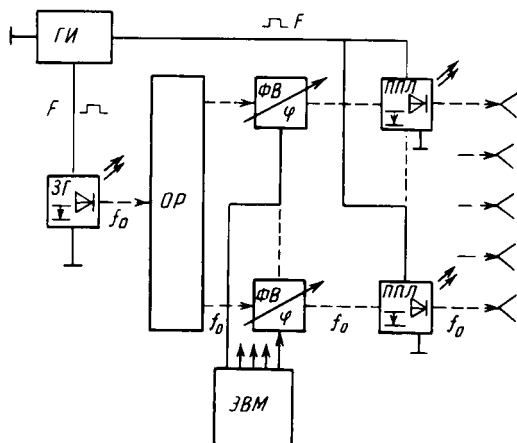


Рис. 6.2.

запускаемый генератором импульсов (ГИ), возбуждает решетку полупроводниковых лазеров (ППЛ) через оптический распределитель (ОР) и систему фазовращателей (ФВ), управляемых ЭВМ. В качестве фазовращателей могут быть использованы кристаллические ячейки Поккельса, а также специальные сведенные двухфункциональные полупроводниковые структуры (рис. 6.3), в которых лазер и фазовращатель совмещены в одном элементе.

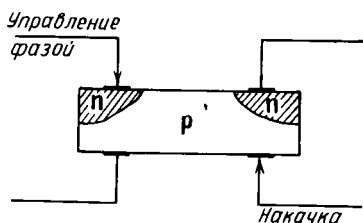


Рис. 6.3.

Известны и другие оригинальные конструкции, в которых решетки ППЛ и ФВ объединены на общей подложке. По имеющимся данным, подобные системы позволяют получить устойчивую интерференционную картину с видностью до 0,87, что свидетельствует о получении суммарной интенсивности в направлении максимальных значений до 93 % теоретически максимально возможной в ФАР (даже при сравнительно невысокой когерентности ППЛ с относительной шириной линии примерно 0,01).

Общим недостатком подобных решеток ППЛ излучателей является многолепестковость ДН, связанная с большим шагом решеток (десятки длин волн). Сектор сканиро-

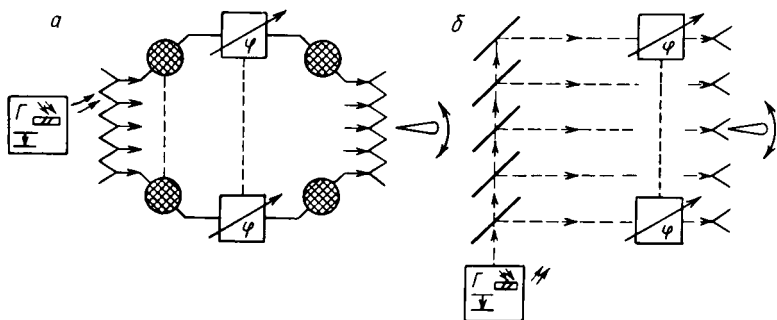


Рис. 6.4.

вания, реализованный при экспериментальных исследованиях, составляет несколько градусов.

Помимо описанных систем, для осуществления электрического сканирования могут быть использованы пассивные передающие решетки, возбуждаемые одним мощным лазерным источником через распределитель и систему фазовращателей (рис. 6.4). Распределение излучения может осуществляться с помощью пучка оптических волокон (рис. 6.4,а), системы зеркал или призм (рис. 6.4,б). Введение в каждый модуль петли обратной связи позволяет создавать не только системы, сканирующие по определенной программе, но и системы автоматического слежения или адаптационные, компенсирующие с помощью фазовращателей искажения фазового фронта за счет турбулентности атмосферы и других влияний.

ФЛР могут быть созданы и для сканирования на приемном конце радиолинии, однако при этом необходимо осуществить слежение принятых сигналов с сохранением фазы. Это возможно лишь при использовании различных методов гетеродинного приема, что в настоящее время целесообразно лишь при $\lambda \geq 10$ мкм.

Оценивая возможность и целесообразность использования ФЛР для сканирования, следует отметить как их сходство, так и существенные отличия от возможностей ФАР радиодиапазона. Дело в том, что в оптическом диапазоне секторное сканирование в относительных секторах до десятков ДН может успешно осуществляться в сочетании с зеркальными или линзовыми фокусирующими устройствами с помощью дефлекторов с электрическим управлением лучом без применения решеток. В то же время построение и юстировка решеток излучателей

в оптическом диапазоне серьезно осложняются из-за трудностей обеспечения малых расстояний между излучателями (порядка λ) и высокой точности изготовления ($\Delta t \ll \lambda$) и фазирования ($\Delta \Phi \ll \pi$). Тем не менее некоторые задачи могут быть успешно решены только с помощью многоэлементных систем, поэтому ФЛР в настоящее время применяются главным образом для: увеличения мощности излучения передающих устройств путем суммирования N источников (в пределе интенсивность излучения может быть увеличена в N^2 раз); увеличения направленности антенны и улучшения формы ДН путем автоматической адаптации передающего или приемного антенного устройства к изменениям фазового фронта волны, вносимым атмосферной турбулентностью; увеличения сектора обзора пространства (вплоть до полусферы и более) с помощью выпуклых, в частности сферических, решеток излучателей.

6.4.2. Основные параметры и особенности ФЛР

Основными параметрами ФЛР являются: рабочая длина волны (средняя) λ_0 ; рабочий диапазон (полоса пропускания) $\Delta \lambda$ (или $\Delta \nu$); мощность излучения (средняя или импульсная) P ; сектор обзора (сканирования) $\Delta \theta$; время переключения луча на новое направление t ; ширина главного лепестка ДН $2\theta_{0,5}$; максимальный уровень апертурных боковых лепестков нормированной ДН $F_{\text{бmax}}$; уровень фона боковых лепестков $F_{\text{ф}}$; уровень дополнительных главных лепестков $F_{\text{п}}$; коэффициент усиления G ; коэффициент полезного действия η .

Рабочая длина волны, полоса пропускания, мощность излучения, время переключения луча и коэффициент направленного действия (КНД) в наибольшей степени зависят от устройств, сопряженных с ФЛР (генераторов, приемников и т. п.). Структура ФЛР и тип излучателей определяют ДН, $\Delta \theta$, $2\theta_{0,5}$, $F_{\text{бmax}}$, $F_{\text{п}}$, $F_{\text{ф}}$ и G .

При объединении в общую систему излучателей оптического диапазона с целью управления формой ДН и направлением, увеличения мощности излучения необходимо учитывать влияние на параметры системы характеристик лазеров, ограничивающих возможности ФЛР и определяющих ряд их конструктивных особенностей: лазеры представляют частично когерентные источники с относительной шириной спектральной линии $\Delta \lambda / \lambda = 10^{-2} - 10^{-6}$; для осуществления эффективного фазирования

необходимо, чтобы среднеквадратичная величина фазовых ошибок на излучающей апертуре была практически не более $\pi/4 - \pi/2$, отсюда весьма высокие требования к точности фазирования и выравнивания оптических путей от источника до излучающей апертуры; управление формой и направлением ДН, в частности получение однолепестковых ДН, обзор достаточно широкого сектора, управление положением нулевых направлений и т. п., возможно лишь при большом числе излучателей: $N \gg 1$ (практически $N = 10^2 - 10^5$) и весьма малых расстояниях между ними (шаг решетки $d < \lambda$). Оба требования вступают в противоречие с конструктивными и энергетическими особенностями лазеров (обычно минимальная величина $d \gg \lambda$ по конструктивным и технологическим соображениям, а также из-за относительно низкого КПД лазеров, что требует эффективного теплоотвода) и с их высокой стоимостью, быстро растущей с увеличением N .

Изменение направления излучения с целью сканирования при поиске или слежении за корреспондентом может быть достигнуто средствами, аналогичными используемым в радиодиапазоне, — системой электрически управляемых фазовращателей или линий задержки. В качестве фазовращателей могут использоваться электрооптические элементы (ячейки Керра, Поккельса и др.) или полупроводниковые кристаллы, такие же, как в ППЛ (GaAs, AlGaAs и др.).

7. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ МНОГОКАНАЛЬНОЙ СВЯЗИ

7.1. Возможные области использования волоконно-оптических систем многоканальной связи

В настоящее время потенциальные преимущества волоконно-оптических линий связи по сравнению с существующими кабельными линиями традиционного диапазона выявлены достаточно убедительно. К ним относятся огромная информационная емкость, возможность применения недефицитных материалов, малые размеры основных узлов, в том числе оптических волокон, отсутствие электрической проводимости, небольшие потери. Все это дает основание полагать, что волоконно-оптические линии смогут занять значительное место в технике многоканальной связи.

Возможными областями использования волоконно-оптических систем многоканальной связи являются: внутри-учрежденческая телефонная и видеотелефонная связь, разветвленная телевизионная связь репортажных камер с мобильными аппаратными, бортовые (на морских судах, самолетах, ИСЗ и т. п.) информационные линии и другие в пределах расстояний до нескольких десятков и сотен метров; внутригородские соединительные линии для связи автоматических телефонных станций (АТС) с абонентами и между собой (протяженность таких линий — единицы километров); магистральные линии многоканальной связи значительной протяженности с огромной информационной емкостью и большим числом усилительных (регенерационных) участков (через 8—10 км).

Многоканальные волоконно-оптические системы связи могут быть использованы для передачи как аналоговых, так и цифровых сигналов. Однако из-за огромной широкополосности разработчики предпочитают использовать их преимущественно в цифровых трактах. В связи с этим актуальными становятся вопросы разработки специальных интегральных полупроводниковых схем для управления источником излучения и обработки быстрых двоичных сигналов. Из зарубежной печати известно, что в первую очередь оптические системы могут быть ис-

пользованы для разделения каналов с помощью аппаратуры ИКМ, в которой скорость передачи информации не превышает 8 Мбит/с. Схемы управления с таким быстрым действием в настоящее время уже существуют. При вполне приемлемых затратах могут быть обработаны потоки до 250 Мбит/с, хотя для эффективного использования возможностей стекловолоконных линий связи необходимо обеспечить обработку потоков со скоростями до единиц гигабит в секунду. Нет сомнений, что эта задача будет решена в ближайшем будущем.

7.2. Частотное разделение каналов в системах волоконно-оптической связи

При частотном разделении каналов многоканальный сигнал образуется на передающем конце с помощью соответствующим образом подобранных несущих частот. В качестве этих частот могут быть использованы моды, большое число которых одновременно генерирует ОКГ. Если в качестве генератора поднесущих частот взять ОКГ на алюмоиттриевом гранате с примесью неодима, резонатор которого имеет длину 15 см, то на выходе такого лазера будет по крайней мере 15 оптических несущих, расположенных по оси частот через 1 ГГц. Разнесение по частоте между поднесущими определяется длиной резонатора ОКГ и может регулироваться в соответствии с другими заданными параметрами (например, полосой пропускания оптического модулятора, фотоприемника или характеристиками фильтров).

На рис. 7.1 представлена структурная схема передающей части системы многоканальной связи с частотным уплотнением по оптическим несущим. Многочастотное излучение ОКГ 1 проходит через анализатор 2 и четвертьволновую пластину 3, поворачивающую плоскость поляризации излучения на $\pi/4$, после чего оно поступает на полосовой фильтр 4, пропускающий полосу частот со средней частотой ν_1 . Сигнал первой поднесущей ν_1 проходит через фильтр на оптический модулятор 5 1-го канала, а сигналы остальных поднесущих, отражаясь, возвращаются к анализатору 2. Так как при отражении поляризации этих сигналов оказываются ортогональными по отношению к исходным, то они выводятся анализатором через боковую грань призмы и с помощью зеркала 6 направляются во вторую ветвь устройства уплотнения.

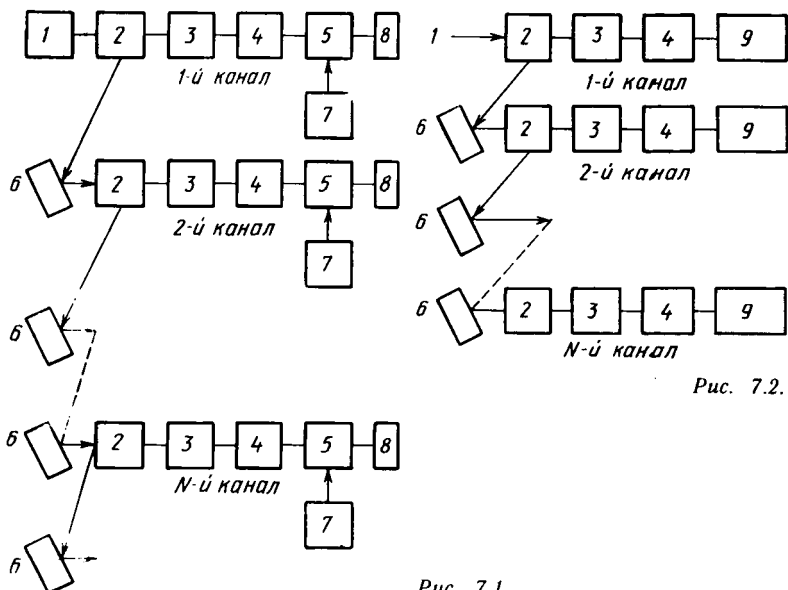


Рис. 7.2.

Рис. 7.1.

Оптический сигнал частотой ν_1 , проходящий через первый фильтр, модулируется информацией, поступающей от источника информации 7 1-го канала и отражается зеркалом модулятора 8 в обратном направлении. Модулированный сигнал проходит через фильтр 4 второй раз и возвращается к анализатору, а затем выводится через боковую грань призмы и суммируется с остальными поднесущими.

В дальнейшем каждая из поднесущих поочередно отделяется от других, модулируется информацией соответствующего канала и суммируется с сигналами других каналов для передачи. Двойное прохождение сигналов в оптическом модуляторе дает возможность снизить модулирующее напряжение в два раза.

На приемной стороне (рис. 7.2) групповой сигнал 1 поступает на анализатор 2 и далее, через четверть-волновую пластину 3 на выход фильтра 4, пропускающего поднесущую и боковые полосы первого канала. Остальные сигналы отражаются от зеркала фильтра обратно к анализатору 2 и через его боковую грань на зеркало 6, с помощью которого подаются ко второму анализатору 2. Сигналы 1-го канала после фильтра 4 поступают на фотоприемник 9, который может быть по-

строен как по принципу прямого детектирования, так и по супергетеродинной схеме. В последнем случае в качестве гетеродинного ОКГ может быть использован лазер, работающий в многомодовом режиме. Одинаковое разнесение по частоте на передающей и приемной сторонах обеспечивается синхронизацией (передачей синхронизирующих сигналов).

Рассмотренные системы частотного разделения каналов могут быть использованы в аппаратуре магистральных линий оптической связи большой протяженности.

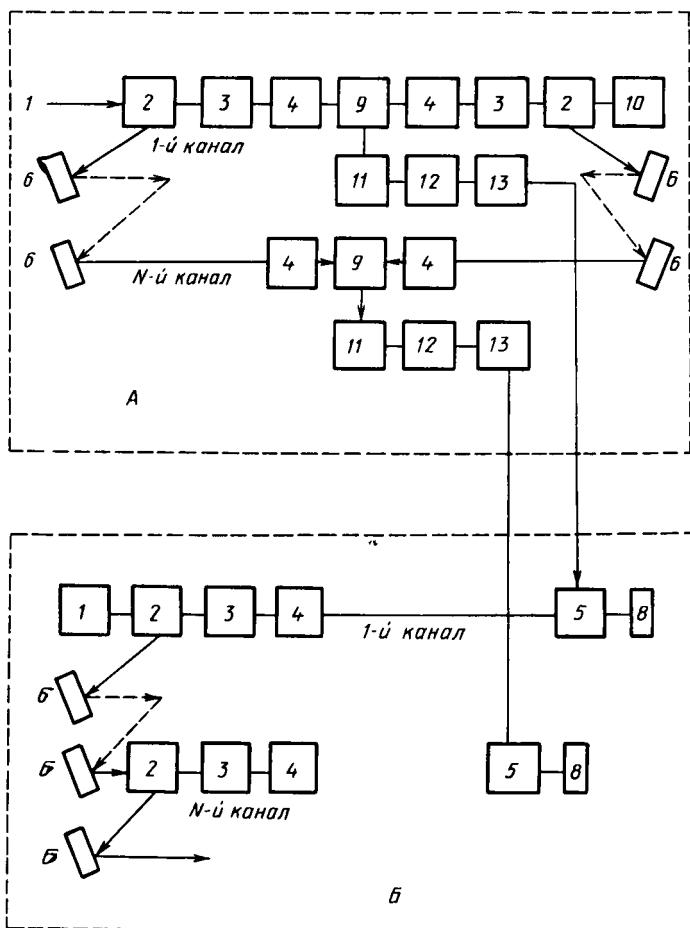


Рис. 7.3.

В этом случае для компенсации потерь участка линии могут применяться ретрансляторы. Одна из возможных схем ретранслятора с гетеродинным приемом и демодуляцией сигнала представлена на рис. 7.3.

Групповой сигнал 1 на входе приемника А через анализатор 2, четвертьволновую пластину 3 и фильтр 4 поступает на смеситель 9 соответствующего канала, на второй вход которого от местного ОКГ 10 через аналогичные устройства сигнального тракта поступает гетеродинирующий сигнал. После преобразования сигнал промежуточной частоты через фильтр 11 и усилитель 12 поступает на демодулятор 13, где и детектируется. Восстановленный таким образом сигнал используется для модуляции соответствующего канала ретрансляционного передатчика Б. Обозначения на схеме передатчика ретранслятора аналогичны обозначениям схемы рис. 7.1.

7.3. Временное разделение каналов в системах волоконно-оптической связи

Временное разделение каналов может быть реализовано при работе лазера в режиме синхронизации мод. В этом режиме лазер генерирует регулярную последовательность коротких оптических импульсов. Длительность импульсов пропорциональна обратной величине ширины полосы генерации активной среды лазера. Так, длительность импульсов τ_i гелий-неонового лазера может составить примерно 0,5 нс, аргонового — 0,2 нс, лазера на алюмоиттриевом гранате — 0,05 нс.

В качестве примера рассмотрим 24-канальную систему с временным разделением каналов. В этой системе (рис. 7.4) выходной луч лазера 1 с помощью набора калиброванных зеркал 2 разделяется на 24 луча с одинаковой интенсивностью. Затем каждый из этих лучей, задерживаясь в зависимости от длины пути, модулируется в оптическом модуляторе 4 информационным сигналом соответствующего канала, поступающим из аппаратуры уплотнения (АУ1). Оптическая задержка, определяемая длиной пути светового луча, условно представлена сосредоточенными элементами 3. Длина пути выбирается таким образом, чтобы задержка в любом канале относительно соседнего была кратна $T_k/24$, что позволяет осуществить разделение каналов.

В каждом втором канале луч, выходящий из модуля-

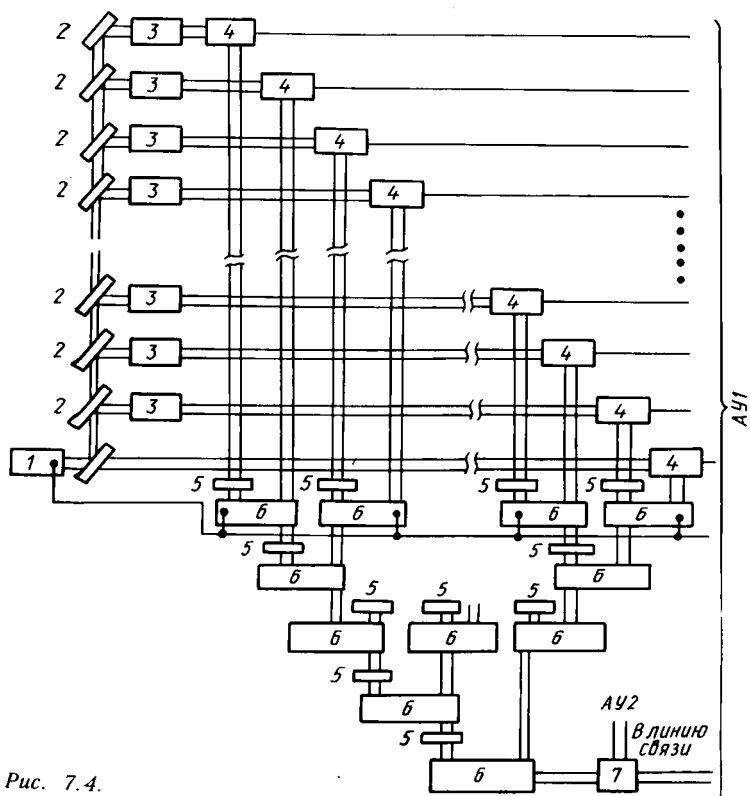


Рис. 7.4.

тора, пропускается через полуволновую пластину 5, в результате чего направление поляризации в этом канале изменится на $\pi/2$. Это в свою очередь позволяет осуществлять суммирование сигналов каждой пары каналов с помощью поляризационных переключателей 6. В следующей ступени объединяются выходы каждого четырех каналов, и процесс суммирования продолжается до объединения выходов всех 24 каналов. Для обеспечения синхронной работы поляризационных переключателей используются электрические управляющие сигналы, частота которых в каждой последующей ступени удваивается.

Выходное излучение системы представляет линейно поляризованный луч, в котором содержится информация 24 независимых каналов с применением импульсно-кодовой модуляции в каждом канале. Используя на выходе системы поляризационный селектор 7, можно

увеличить информационную емкость вдвое. Для этого на поляризационный селектор 7 подается последовательность информационных сигналов 24-канальной группы от второго комплекта аппаратуры уплотнения (АУ2). Передача информации еще по 24 каналам может осуществляться с помощью луча с ортогональной поляризацией, который затем суммируется с первым лучом.

Таким образом, рассмотренная система оптической связи позволяет передавать информацию по 48 оптическим каналам, первая половина которых использует, например, вертикальную поляризацию луча, а вторая — горизонтальную. Так как информационная емкость каждого такого канала составляет 224 Мбит/с, общая емкость системы равна $537 \cdot 2$ Мбит/с (10,752 Гбит/с).

На приемной стороне (рис. 7.5) разделение вертикальной и горизонтальной составляющих луча осуществ-

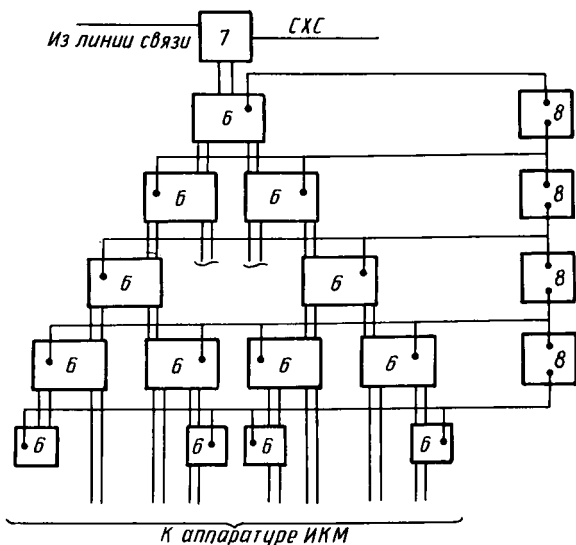


Рис. 7.5.

ляется поляризационным селектором 7 и далее, с помощью поляризационных переключателей 6, управляемых электрическими сигналами, выполняется последовательное выделение информации поканально соответствующими ступенями. Затем информационные сигналы поступают на детекторы и оконечные устройства аппаратуры ИКМ.

Для управления поляризационными переключателями в приемную часть поступает синхросигнал (СХС), яв-

ляющийся субгармоникой частоты передачи многоканальной информации. Этот сигнал получается путем детектирования самих оптических импульсов с помощью резонансного детектора либо передается отдельно от несущего сигнала. Таким образом, при информационной емкости 5376 Мбит/с частота синхросигнала на субгармонике составляет 2688 МГц. Для остальных ступеней частота управляющего сигнала может быть получена последовательным делением на 4 указанной частоты синхросигнала.

Описанная система в двухканальном варианте исследовалась экспериментально. Основными параметрами, характеризующими работу системы, являются уровень перекрестных помех и вносимые потери кристаллов поляризационного разделителя. Перекрестные помехи определяют эффективность разделения каналов, а величина вносимых потерь характеризует оптические потери сигнала, прошедшего через кристалл разделителя. Результаты экспериментов показали, что описанная система обладает вполне удовлетворительными характеристиками.

Достоинством такой системы является и то, что предельная информационная емкость определяется не полосой оптического модулятора, а шириной линии излучения активной среды ОКГ. В рассмотренной системе на пути каждого луча (см. рис. 7.4) помещается свой модулятор с шириной полосы, достаточной для одного канала. В результате такая система с временным разделением может обеспечить передачу информации со скоростью, значительно превышающей ту, которую может обеспечить один модуляр.

Оптическое временное разделение может быть осуществлено и при использовании пространственного метода, который основывается на том, что в какой-то момент времени лучи различных каналов по-разному распределяются в пространстве (рис. 7.6). В такой системе входная уплотненная последовательность импульсов (X) стробируется синхросигналом (СХС) с частотой одиночного канала $\nu_k = 1/T_k$, а значит, периодически отклоняется с помощью дефлектора (Д). Из этой последовательности

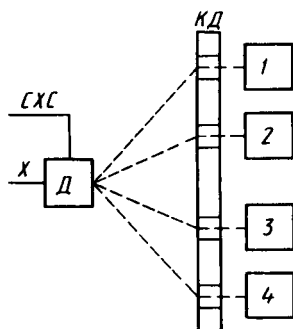


Рис. 7.6.

импульсов сигналы канала 1 будут направляться к приемнику первого канала, импульсы канала 2 — к приемнику второго канала и т. д. При использовании круговой диафрагмы (КД) канал N может быть расположен за каналом 1, а дефлектор может управляться синусоидальным сигналом с частотой $\nu_k = 1/T_k$. Такая система является взаимной в том смысле, что она может работать и в обратном режиме, т. е. осуществлять временное уплотнение каналов.

7.4. Использование импульсных поднесущих колебаний для разделения каналов в системах волоконно-оптической связи

В системах лазерной связи с применением импульсных поднесущих возможно также временное разделение каналов на передающем конце и пространственное разделение их на приемном.

В качестве примера рассмотрим двухканальную лазерную систему связи с ШИМ поднесущими и ПМ ОКГ. В передающее устройство (рис. 7.7) входят: передающий

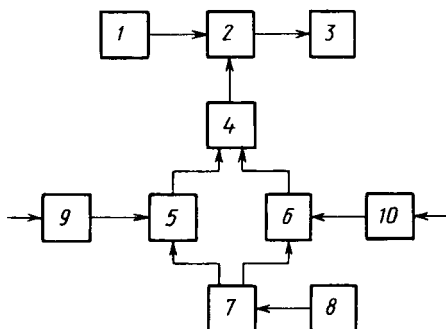


Рис. 7.7.

квантовый генератор 1, работающий на колебаниях одного типа в непрерывном режиме (в связи с тем что выходное зеркало генератора расположено под углом Брюстера, излучение лазера имеет линейную поляризацию); электрический поляризационный модулятор 2; фокусирующая оптическая передающая система 3; сумматор-подмодулятор ортогональных импульсных поднесущих 4; каналные модуляторы ШИМ поднесущих 5 и 6; формирователь ортогональных последовательностей импульсных поднесущих 7; генератор поднесущей частоты 8 и каналные подмодуляторы ШИМ 9 и 10.

Ортогональные импульсные последовательности поднесущих, модулируемые по длительности независимыми сообщениями, поступающими на входы подмодуляторов 9 и 10, управляют работой поляризационного модулятора, в результате чего на его выходе образуются световые посылки с удвоенной частотой поднесущей. При этом, например, сигналы первого канала имеют поляризацию с правым круговым вращением, соответствующим символу 1, а второго канала — с левым, соответствующим символу 0. Таким образом, на выходе передающего устройства формируется чередующаяся по поляризации импульсная последовательность, следующая с частотой удвоенной поднесущей.

Структура двухканального приемного устройства изображена на рис. 7.8. Приемное устройство состоит из

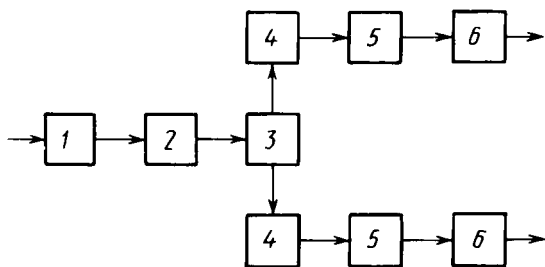


Рис. 7.8.

фокусирующей оптической системы 1, оптического фильтра 2, разделителя поляризации 3, фотодетекторов 4, фильтров поднесущих частот 5 и амплитудных детекторов 6, выходы которых соответствуют 1-му и 2-му каналам. При приеме оптических сигналов на выходе фотодетектора одного канала выделяется импульсная последовательность «нулей», а на выходе фотодетектора другого канала — последовательность «единиц», что соответствует временному разделению каналов без применения синхронизации. Фильтры поднесущих частот выделяют первые гармоники поднесущих, осуществляя одновременно операцию преобразования широтно-импульсной модуляции в амплитудную. Полученные АМ колебания детектируются по амплитуде в детекторах 6.

7.5. Принципы построения волоконно-оптических систем многоканальной связи

Структурные схемы систем многоканальной волоконно-оптической связи несущественно отличаются от общепринятых систем традиционного диапазона. Групповой сигнал может быть образован частотным или временным разделением сигналов. В принципе возможны и другие методы разделения (например, пространственный). Выбор конкретного метода разделения зависит от вида передаваемой информации. Она может быть аналоговой или цифровой, от нескольких абонентов или огромного

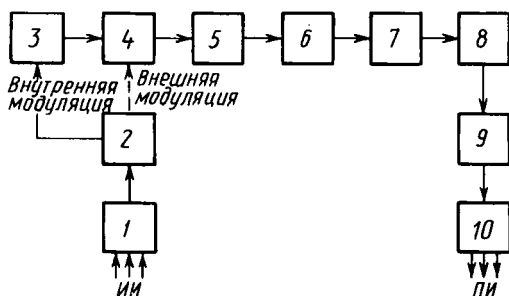


Рис. 7.9.

числа их. Существенно и то, какой вид сигналов (телефонный, телеграфный, передачи изображений и т. п.) необходимо передать по линии связи.

На рис. 7.9 представлена типовая структурная схема многоканальной волоконно-оптической связи.

Передаваемые сообщения от источников информации (ИИ) через аппаратуру уплотнения 1 и усилитель 2 модулируют источник излучения 3 непосредственно при внутренней модуляции или с использованием оптического модулятора 4 при внешней модуляции. Далее многоканальный сигнал через оптический кабель 6 и согласующие устройства 5 и 7 поступает на фотоприемник 8, где преобразуется в электрический сигнал, усиливается в усилителе 9 и через аппаратуру разделения каналов 10 поступает к получателям информации (ПИ).

Для увеличения дальности связи могут быть использованы усилительные (регенерационные) пункты. Рассмотрим принципы построения некоторых конкретных систем многоканальной оптической связи.

Ведомством связи ФРГ намечается организовать в За-

падном Берлине соединительные линии между двумя городскими АТС на стекловолоконных системах, разработанных различными фирмами. Фирма «Сименс» (ФРГ) разрабатывает системы на 2,048; 8,448 и 34 Мбит/с. В этих системах генератором оптического излучения служит светодиод с током подкачки 100 мА и длиной волны $\lambda = 0,85$ мкм, а оптическим приемником — ЛФД с квантовой эффективностью 0,85. В качестве кабеля используются многомодовые волокна с диаметром сердечника 80 мкм, апертурным углом $\pm 8^\circ$ и потерями 5—7 дБ/км. Для ввода в волокно применяется полусферическая линза. В волокно вводится 50 мкВт мощности излучения светодиода. В первом каскаде усилителя-выравнивателя приемника используется полевой транзистор — для скоростей 2 и 8,5 Мбит/с и биполярный — для скорости 34 Мбит/с. Длина усилительного участка для скоростей 8,5 и 34 Мбит/с соответственно 6 и 5 км. Далее в схеме приемника используются выделители тактовой частоты, решающее устройство (РУ) и восстановитель временных интервалов. Предусмотрено автоматическое регулирование смещения фотодиода и обнаружение ошибок, а также счет ошибок.

В настоящее время в США две крупные фирмы («Белл систем» и GTE) проводят опытную эксплуатацию волоконно-оптических линий связи (ВОЛС). Кроме того, разработкой ВОЛС для военных целей занимается фирма JTT. Ряд других фирм занимается реализацией проектов ВОЛС на скорость 6,3 Мбит/с. В системе использовались стандартные 24-канальные стойки ИКМ. Сигнал каждой из них через блок объединения со скоростью 6,3 Мбит/с поступает на модуляционное устройство источника излучения. Принятый сигнал попадает на фотодетектор, усилитель и через аппаратуру разделения, стойку ИКМ и кросс — на телефонные аппараты. Видеотелефон работает в полосе частот 1 МГц. Выборки сигнала с частотой 2,1 Мбит/с передают изображение по строчкам, кодируя его трехзначным кодом с дельта-модуляцией. В результате скорость передачи также составляет 6,3 Мбит/с. Для определения качества системы используется генератор псевдослучайной последовательности, сигналы которого после прохождения тракта сравниваются с исходными в блоке выделения ошибок.

Использование оптического кабеля между регенератором и оконечным устройством длиной 200 м (два отрезка по 100 м с разъемами) и ЛФД на приеме позволили

осуществить безошибочную передачу импульсного потока со скоростью 10^{11} бит/с.

Фирма «Белл систем» ведет разработку ВОЛС на скорости 6,3; 50; 100 и 274 Мбит/с. Первая из них предназначена для работы на городской сети совместно с оконечной аппаратурой Т2 (на 96 телефонных каналов). Экспериментальные регенераторы разработаны для магистральных систем на 274 Мбит/с. В них применяются лазеры с двойной гетероструктурой и градиентные волокна типа «Селфок». Фирма разработала также волоконно-оптическую цифровую систему FT3 со скоростью передачи 44,7 Мбит/с, предназначенную для магистральных линий связи между телефонными станциями крупных городов. Система содержит передатчик на лазере с двойной гетероструктурой (длина волны 0,825 мкм), приемник на кремниевом ЛФД, оптические кабели ленточной структуры диаметром 12 мм, имеющие по 12 волокон в каждой ленте и до 12 лент на кабель. Наружный диаметр многомодовых градиентных оптических волокон 125 мкм. Промежуточные ретрансляторы (регенераторы), в которых используются лазерные передатчики и приемники на ЛФД, располагаются на центральных телефонных станциях с интервалом около 6,5 км и питаются от местного источника. Система FT3 обеспечивает максимальную информационную емкость, равную примерно 40 тыс. речевых каналов.

Известны применения ВОЛС в абонентском шлейфе, являющемся звеном сети связи, с помощью которого телефонный аппарат абонента подключается к ближайшему коммутационному центру. Соединение, осуществляемое с помощью пары медных проводов, вполне надежно обеспечивающее речевую связь, в настоящее время уже не удовлетворяет растущего спроса на различные новые виды обслуживания, практическая реализация которых связана с передачей более широкополосных сигналов, сигналов в цифровой форме и сигналов, требующих высококачественной передачи. Возможны, конечно, абонентские сети широкополосной связи на базе коаксиальных кабелей, которые используются для передачи телевизионных программ. По сравнению с медной парой такие кабели обладают намного большей пропускной способностью и в принципе пригодны для реализации многих новых видов обслуживания. Однако базовая структура сети на коаксиальных кабелях такова, что ее пропускная способность распределяется между всеми або-

нентами, которых она обслуживает, а это затрудняет реализацию индивидуальной связи. Кроме того, на коаксиальных кабельных линиях связи через каждые 500—600 м устанавливаются электронные усилители, которые снижают надежность всей системы и требуют больших затрат на техническое обслуживание.

В отличие от медных кабелей парной скрутки и коаксиальных кабелей оптические волокна не имеют ни одного из отмеченных выше недостатков. Наряду с огромной информационной емкостью они практически свободны от переходных помех, не подвержены воздействию грозовых разрядов и электромагнитных помех.

Соединение между центральной станцией (ЦС) или вынесенным коммутационным узлом (ВКУ) и абонентом осуществляется с помощью двух отдельных волокон, одно из которых используется для передач в направлении к абоненту, а второе — для передач от него. Волоконно-оптические абонентские линии, исходящие из ЦС или ВКУ, группируются в распределительных кабелях, от которых делаются ответвления к отдельным абонентам.

В абонентских помещениях волоконно-оптическое ответвление подключается к блоку абонентского ввода-вывода, где оптический сигнал детектируется, т. е. преобразуется в электрический сигнал, который далее разделяется и, если необходимо, обрабатывается. Соединения с телефонным аппаратом, телевизионным приемником или другими устройствами осуществляются с помощью медных проводов и коаксиальных кабелей. Аналогично принятые блоком ввода-вывода исходящие сигналы объединяются и преобразуются в оптический сигнал, который передается на ВКУ или ЦС.

При выборе компонентов ВОЛС в абонентском шлейфе необходимо учитывать все виды передаваемых сигналов, необходимые их рабочие уровни, максимальный радиус действия системы, ее общую надежность и полную стоимость. Для широкого внедрения ВОЛС в абонентские шлейфы потребуется удовлетворительное решение всех этих вопросов.

Исследование многоканальных оптических систем волоконной связи ведут и японские фирмы. Наиболее крупной разработкой является проект создания городской сети кабельного телевидения с использованием волоконно-оптических систем. Фирма NEC разрабатывает многоканальные оптические кабельные системы ИКМ на 40 и 400 Мбит/с.

Отдел исследований почтового ведомства (Англия) ведет разработку систем на скорости 8,5 и 140 Мбит/с. Первая рассчитана на вероятность ошибки $2 \cdot 10^{-7}$ для линии длиной 2500 км с номинальным усилительным участком от 2 до 6 км (в зависимости от затухания используемого световолокна). В обеих системах согласование одномодового волокна с источником излучения и фотоприемником осуществляется с помощью линз.

7.6. Экспериментальные системы волоконно-оптических высокоинформативных линий связи

Проведены экспериментальные исследования возможности создания высокоинформативных (скорости передачи более 100 Мбит/с) волоконно-оптических линий связи. Структурная схема такой системы приведена на рис. 7.10. В качестве источника излучения применяется ППЛ на основе двойной гетероструктуры с активной областью

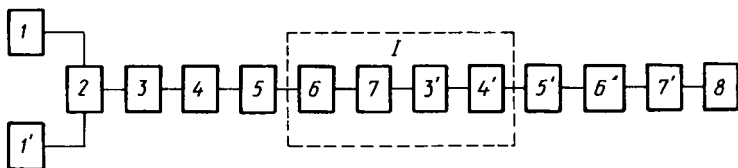


Рис. 7.10.

из GaAs и широкозонными эмиттерами из твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x=0,25$. Длина волны излучения ППЛ $\lambda=0,86$ мкм, что соответствует одному из минимумов потерь в световолокне.

Сигналы двух синхронизированных генераторов $1'$ и 1 наносекундных (длительность фронтов примерно 0,65—1 нс) импульсов поступают на суммирующее устройство 2. Суммарный сигнал подается на схему возбуждения ППЛ через широкополосный усилитель 3. Последний выполнен на биполярных СВЧ транзисторах и обеспечивает линейное усиление однополярных импульсов тока с коэффициентом усиления по току $K \simeq 50$.

К ППЛ 4 и 4' с помощью специального юстировочного устройства подключается отрезок ($l=20$ м) световолокна 5, диаметр соответствующей жилы которого 50 мкм. При длине резонатора 400—500 мкм и ширине полоскового контакта 10—15 мкм ширина све-

тового пятна на выходном зеркале равна 15—30 мкм, что позволяет осуществить достаточно хорошее согласование ППЛ со световолокном.

Для увеличения дальности связи используется регенератор 1. Сигналы после фотодетектора 6 поступают на вход усилителя 7, который состоит из четырех усилительных секций, выполненных на биполярных СВЧ транзисторах малой мощности. Коэффициент усиления по току усилителя $K=70$. Выходной усилитель 3' аналогичен усилителю 3. Соединенные последовательно усилители 7 и 3 с фотодиодом на входе обеспечивают суммарный коэффициент усиления по току $K=300$ при времени нарастания фронта импульса тока, питающего ППЛ 4', примерно 1,2 нс. Оптический коэффициент усиления равен 20 дБ.

С выхода ретранслятора оптические импульсы через отрезок световолокна 5' поступают на вход приемной части аппаратуры, состоящей из фотодетектора 6', широкополосного усилителя 7', аналогичных соответствующим элементам ретранслятора, и регистрируются на стробоскопическом осциллографе 8.

Описанный макет волоконно-оптической линии связи обеспечивает передачу последовательности наносекундных импульсов длительностью 2 нс с фронтами нарастания порядка 1 нс и минимальной задержкой между импульсами до 2—3 нс (при передаче сдвоенных импульсов). Оценки, сделанные на основании полученных результатов, показывают, что достигнутая скорость передачи информации в описанном макете эквивалентна 400 Мбит/с.

Известна экспериментальная система передачи данных по оптическому кабелю, содержащему 144 волокна боросиликатного стекла с примесью германия, с градиентным изменением показателя преломления и строительной длиной 610 м. Цель эксперимента — оценка возможности передачи световых импульсов при скоростях 1,544 и 44,7 Мбит/с на соединительных линиях внутригородской сети. В конструкции кабеля предусмотрены гибкие амортизирующие стержни, предохраняющие от изломов такие световолокна при прокладке и облегчающие их стыковку. Специально разработанный разъем обеспечивает одновременную стыковку всех волокон в кабеле, исключая необходимость сращивания каждого отдельного волокна. С помощью такого кабеля, используя оконечную аппаратуру ИКМ, можно организовать десятки тысяч те-

лефонных каналов. Блок передатчика с ОКГ из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и блок приемника (кремниевый ЛФД вместе со схемой предварительного усиления) собраны на печатных платах модульной конструкции. При сборке эти модули вставляются в специально разработанные стойки, снабженные оптическими разъемами.

Экспериментально исследовалась оптическая линия связи с ИКМ на основе градиентного стекловолокна. В качестве излучателя использовался ППЛ, работающий в непрерывном режиме. Излучение лазера модулировалось импульсным потоком с интервалом между двумя битами 900 пс, что соответствовало скорости передачи информации 1,12 Гбит/с. Линия передачи состояла из двух световодов длиной 1136 и 516 м, сочлененных между собой с помощью специального соединителя. Диаметр сердечника первого световолоконного отрезка составлял 45 мкм, второго — 47 мкм. Внешний диаметр первого отрезка 135 мкм, второго 132 мкм. Потери энергии светового излучения на волне 0,819 мкм для первого и второго световодов составляли соответственно 4,3 и 4,8 дБ/км. В процессе исследований изучалось влияние на расширение светового импульса при распространении вдоль линии передачи длины волны, числовой апертуры, размеров и положения изображения источника излучения на торце стекловолокна. Для длин волн 0,9; 0,83 и 0,81 мкм расширение импульса составляло соответственно 1,3; 0,5 и 0,4 нс/км. Однако вследствие ограниченного количества лазеров оптимальное значение длины волны для получения минимальной дисперсии не установлено. Варьирование числовой апертуры и размеров изображения источника также не влияло на величину дисперсии.

Рассмотрим экспериментальную систему ВОЛС, предназначенную для передачи телевизионного сигнала (рис. 7.11). Сигналы изображения с выхода видеодетектора

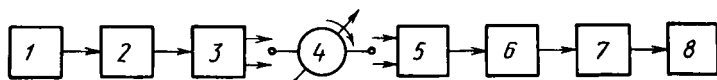


Рис. 7.11.

телевизионного приемника 1 подаются на вход модулирующего устройства 2, собранного на двух транзисторах типа КТ-416. Для коррекции частотной характеристики излучателя оптического сигнала в эмиттерной цепи выходного транзистора используются $R-C$ -элемен-

ты. В качестве излучателя 3 применяется светодиод типа АЛ-106В. Модуляция амплитудная. Затухание в оптическом тракте системы изменяется с помощью оптического аттенюатора 4. Роль фотоприемника 5 выполняет кремниевый фотодиод типа ФДК-227, за которым следуют видеоусилитель 6 и схема восстановления постоянной составляющей 7. Принятое изображение наблюдается на экране телевизионного приемника 8. Для упрощения согласования фотоприемника с предварительным усилителем и получения малого коэффициента шума в первом каскаде усилителя используется полевой транзистор. Осуществляется также противозумовая коррекция. Для этого сопротивление нагрузки фотодиода выбирается в соответствии с выражением $R_n > 1/(2\pi f_v C_\Sigma)$, где f_v — верхняя граничная частота; C_Σ — суммарная емкость фотодиода, монтажа и входной цепи усилителя.

Интегрирующее действие входной цепи устранялось в последующих каскадах предварительного и основного усилителей. В экспериментальных исследованиях измерялись коэффициент нелинейных искажений и величина отношения сигнал/шум. При передаче испытательного телевизионного сигнала отношение сигнала к помехе составило 40 дБ при величине коэффициента гармоник, равной 3 %. Увеличение глубины модуляции источника излучения и мощности сигнала на входе приемного устройства приводит к возрастанию нелинейных искажений. Исследования показали, что волоконно-оптическая система связи при передаче телевизионных сигналов может обеспечить достаточно высокие технико-экономические показатели.

7.7. Техничко-экономические показатели волоконно-оптических систем многоканальной связи

В настоящее время имеется ряд оптических и электронных компонентов — генераторы оптического излучения, световолоконные кабели с достаточно малыми (единицы децибел на километр) потерями, фотодетекторы, в том числе с лавинным умножением, интегральные микросхемы, на основе которых возможно создание практических систем многоканальной связи различного назначения.

При проектировании волоконно-оптических систем связи необходимо решить ряд вопросов: какой должна быть информационная емкость системы; какова требуемая протяженность, нужны ли промежуточные усилительные

(регенерационные) пункты и сколько их должно быть; целесообразно ли уплотнять систему или необходим ряд параллельных каналов; должна ли система быть полностью автономной или резервной? Кроме того, следует учитывать, в городской или сельской местности будет применяться система, каковы эксплуатационные условия: температура, влажность, запыленность, вибрация и т. п. Весьма важными факторами являются надежность, стоимость, габариты и масса.

В настоящее время пределы экономической целесообразности оптических систем связи становятся все более широкими, и на современном этапе интересно исследовать возможности их использования не только в системах высокоскоростных, но и с относительно малой информационной емкостью.

На рис. 7.12 показаны зависимости удельных затрат в расчете на каналокilометр C' от расчетной информационной емкости систем в пределах от 10 до 10 000 цифровых телефонных каналов N . Пунктиром показаны данные для кабельных линий, заштрихованная область — данные (ориентировочные) для оптических линий, 1, 2, 3, 4, 5 и 6 — точки, соответствующие скоростям передачи 2, 8, 34, 140, 420 и 560 Мбит/с. Как видно из рисунка, при скоростях выше 8 Мбит/с удельная стоимость каналокilометра оптических систем многоканальной связи становится меньше, чем у кабельных линий. Это весьма существенно, если учесть, что оптические линии практически не требуют таких дефицитных материалов, как медь и свинец.

Из сравнения характеристик существующих кабельных систем с характеристиками волоконно-оптических систем следует, что при скоростях передачи 2,048 и 8,448 Мбит/с длина усилительного участка систем на симметричном экранированном кабеле составляет 2—4 км, а волоконно-оптических линий с затуханием 4—10 дБ/км — 5—12 км. Аналогичная картина получается при сравнении оптических и кабельных линий на скоростях передачи 34 и 140 Мбит/с. При скорости передачи 560 Мбит/с линии на коаксиальных кабелях диаметром 4,4 и 9,5 мм имеют длину усилительного участка 1—2 км, а оптические линии с использованием градиентного световолокна с затуханием 6—16 дБ/км — до 2—5 км.

Таким образом, применение волоконно-оптических систем многоканальной связи по крайней мере в принципе уменьшает число промежуточных усилительных пунктов,

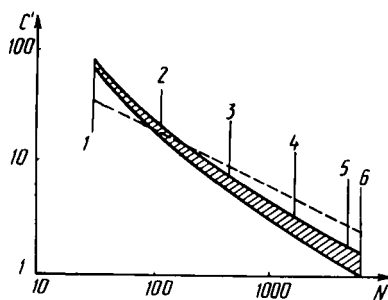


Рис. 7.12.

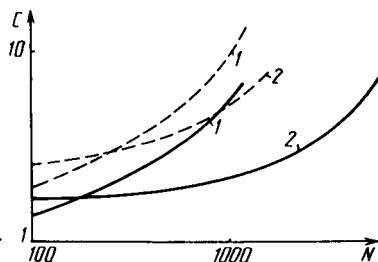


Рис. 7.13.

что улучшает технико-экономические показатели, причем это преимущество становится более значительным по мере совершенствования технологии производства волокон с малыми потерями.

На рис. 7.13 показаны зависимости годовых затрат C от расчетной информационной емкости для систем разных типов при скоростях передачи 140 (кривые 1) и 560 (кривые 2) Мбит/с (штриховые кривые — для коаксиальных линий, сплошные — для оптических систем).

Приведенные данные могут служить основой для оптимального выбора параметров при проектировании систем многоканальной связи. Следует отметить, что экономическая эффективность волоконно-оптических систем связи возрастает с увеличением информационной емкости.

В связи с тем что в будущем возможно расширение класса передаваемых сигналов (абонентское телевидение, видеотелефон и др.), можно полагать, что волоконно-оптические системы многоканальной связи будут иметь еще более ощутимые преимущества в отношении экономической эффективности.

Волоконно-оптические системы многоканальной связи являются достаточно перспективными, и стоимость их изготовления невысока. Дальнейшее снижение стоимости как световолокон, так и отдельных узлов, а значит, и всей системы связи зависит от совершенствования технологии их изготовления. Кроме того, оптические системы связи обладают пропускной способностью, более высокой, чем современные системы проводной и радиосвязи, менее подвержены влиянию эффекта интерференции сигналов; они имеют значительно меньшую массу и не требуют дорогостоящих и дефицитных материалов.

8. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ МНОГОКАНАЛЬНЫХ СИСТЕМ КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

8.1. Особенности лазерных многоканальных систем космической связи

Исследование космического пространства с помощью искусственных спутников Земли (ИСЗ), успешно начатое запуском 4 октября 1957 г. Советским Союзом первого в мире спутника, выдвинуло проблему резкого увеличения скорости передачи информации (до величин порядка единиц гигабит в секунду). Решение этой проблемы возможно только при использовании очень широкополосных каналов и соответствующем увеличении частоты несущей. Создание таких систем передачи радиотехническими средствами является весьма сложной проблемой, и более просто она может быть решена при использовании лазерной техники.

Такие достоинства лазерных систем связи, как огромная информационная емкость и высокая направленность излучения (при малых габаритах излучающих устройств), побуждают специалистов ко все более интенсивным исследованиям теоретических и практических возможностей применения их в космосе.

Первый эксперимент, подтверждающий возможность создания космической лазерной системы связи (КЛСС), был выполнен специалистами НАСА (США) в 1968 г. Во время полета космического корабля «Джеминай» космонавты установили связь с Землей с помощью лазерного луча. Эта связь была осуществлена по двухступенчатой схеме: сначала сигналы с космического корабля передавались на самолет, находящийся на высоте 3—12 км, а с него — на наземную станцию. Хотя эта связь длилась всего 120 с, она дала толчок к выполнению долгосрочных программ по разработке КЛСС для обеспечения оперативной передачи многоканальной информации в реальном масштабе времени. Для этого могут быть использованы низкоорбитальные спутники, совершающие быстрый облет Земли (сбор информации), синхронные спутники с высокой станционной орбитой (ретрансляторы) и ряд наземных приемопередающих станций.

В настоящее время разработкой отдельных узлов и систем лазерной связи в целом занимаются научные учреждения и промышленность всех развитых стран, в частности многие фирмы США, Англии, Франции, Японии и ФРГ. Теоретические исследования ведутся в высших учебных заведениях, широкие программы реализуются в многочисленных организациях НАСА и ВВС США.

Одной из основных особенностей КЛСС является необходимость использования в них устройств поиска и обнаружения корреспондента, слежения за ним и удержание луча на линии визирования в течение всего времени передачи и приема информации. При разработке КЛСС проблеме поиска, обнаружения и слежения уделяется большое внимание.

8.2. Основные требования к лазерным многоканальным системам космической связи

8.2.1. Скорость передачи информации

Требования к лазерным многоканальным системам космической связи в отношении скорости передачи информации зависят от задач, для которых предназначена система связи. Одной из наиболее сложных задач, требующих очень высокой скорости передачи информации, является передача с низкоорбитального спутника (НС) через синхронные спутники (СС) — ретрансляторы — на наземную станцию изображения земной поверхности с достаточно высоким разрешением и в реальном масштабе времени (другие задачи, которые могут решаться с помощью КЛСС, требуют значительно меньшей скорости передачи информации).

Скорость передачи информации, требуемая для данного случая, может быть найдена из выражения

$$R_{\text{инф}} = (vB/a^2)gb, \quad (8.1)$$

где v — первая космическая скорость полета НС ($7,8 \times 10^3$ м/с); B — ширина полосы наблюдения; a — размер разрешаемого элемента; g — количество бит на выборку (соответствует числу воспроизводимых градаций яркости); b — количество спектральных полос.

Оценим порядок величины $R_{\text{инф}}$ для выполнения дан-

ной задачи. При полете НС на высоте $H \simeq 200$ км можно положить $B \simeq 200$ км, а требуемое разрешение для практических целей $a = 5\text{—}10$ м. Для передачи достаточно качественного изображения $g = 8\text{—}15$, $b = 10$. Подставив эти величины в формулу (8.1), получим $R_{\text{инф}} \simeq 1\text{—}10$ Гбит/с. В настоящее время достижения лазерной техники и оптоэлектроники позволяют обеспечить $R_{\text{инф}} = 1\text{—}2$ Гбит/с, что можно считать удовлетворительным. Результаты исследований последних лет показывают, что задача получения в ближайшей перспективе $R_{\text{инф}}$ до 10 Гбит/с является вполне реальной.

8.2.2. Максимальная протяженность линий КЛСС

На современном этапе развития оптической и электронной техники лазерные системы связи наиболее целесообразно использовать в ближнем космосе, так как именно на линиях связи между ИСЗ и между ИСЗ и на-

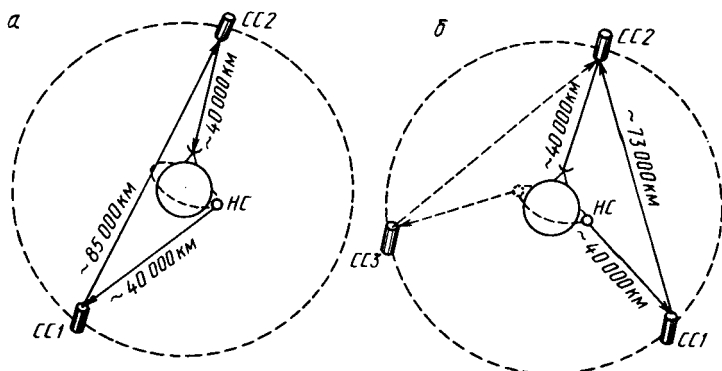


Рис. 8.1.

земными станциями преимущества КЛСС по сравнению с радиочастотными системами (широкополосность и скрытность передачи) проявляются в наибольшей степени. Следует учитывать и основной недостаток таких линий — сильное затухание в слоях аэрозолей (облака, туман, дымка). Преодоление этого недостатка возможно путем размещения нескольких дублирующих наземных станций в малооблачных районах на значительных расстояниях друг от друга.

Для передачи большого объема информации с НС, вращающегося на высотах $H = 200\text{—}2000$ км, на наземную станцию слежения могут быть использованы ретранслято-

ры на геостационарных или синхронных ИСЗ (СС). Благодаря 2—3 таким ретрансляторам возможно получение информации в реальном масштабе времени от НС, находящихся практически над любой точкой Земли, с помощью цепи НС — СС1 — СС2 — Земля. Поскольку синхронные спутники находятся на высоте порядка 36 000 км над земной поверхностью, максимальные дальности передачи при этом (рис. 8.1): НС — СС1 и СС2 — Земля — до 40 000 км (включая атмосферу); СС1 — СС2 — до 85 000 км при двух СС (рис. 8.1, а); до 73 000 км при трех СС (рис. 8.1, б).

8.2.3. Рабочая длина волны

На линиях, проходящих вне атмосферы (НС — СС и т. п.), могут быть использованы любые рабочие волны, генерируемые лазером, поскольку в космическом пространстве на околоземных трассах затухание пренебрежимо мало.

На линиях, проходящих через атмосферу (СС — Земля), рабочие длины волн должны находиться в пределах «окон прозрачности» атмосферы для видимого и ИК диапазонов. Недопустимо применение волн, лежащих в узких интервалах с сильным молекулярным поглощением: 0,94; 1,13; 1,38; 1,90; 2,70; 4,30; 6,0; 15,0 мкм и т. д. Кроме того, диапазон используемых волн ограничивается сильным поглощением в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне ($\lambda < 0,4$ мкм) и недостаточной шириной полосы пропускания, которая может быть обеспечена на более длинных волнах ($\lambda > 100$ мкм). Следовательно, выбор рабочих волн в пределах $\lambda = 0,4—100$ мкм определяется достаточной эффективностью, быстродействием, экономичностью и приемлемыми конструктивными особенностями лазеров, а также удовлетворительным соотношением сигнал/шум в приемном устройстве. Помимо этого, в бортовых устройствах большое значение имеют такие параметры лазеров, как масса, энергоемкость (желательны минимальные), механическая прочность, виброустойчивость, радиационная стойкость.

Таким образом, выбор рабочей длины волны затрагивает конструктивное решение всего бортового комплекса и требует анализа большого количества вариантов. Результаты такого анализа показывают, что наиболее перспективными являются рабочие волны и соответствующие лазеры, представленные в табл. 8.1.

λ , мкм	Тип лазера
0,53	Твердотельный на АИГ: Nd (вторая гармоника)
0,85—0,90	Полупроводниковые на GaAs и GaAlAs
1,06	Твердотельный на АИГ: Nd (основная гармоника)
10,6	Газовый на CO ₂

8.2.4. Минимально необходимая мощность сигнала на входе фотоприемника

В настоящее время наиболее распространены два основных метода приема сигналов в оптическом диапазоне: прямое детектирование и гетеродинный.

Гетеродинный метод приема обладает значительно большей чувствительностью, однако предъявляет более жесткие требования к когерентности принимаемого сигнала, которые удается удовлетворить только на относительно длинных волнах ($\lambda > 10$ мкм).

В видимой части оптического диапазона и в коротковолновой части ИК диапазона обычно используется метод *прямого детектирования*. Чувствительность приемника и соответственно необходимая мощность принимаемого сигнала $P_{с\ min}$ в этих двух случаях определяются разными факторами и отличаются на несколько порядков. Общим требованием к фотоприемникам является согласование полосы пропускания с шириной спектра сигнала.

При прямом детектировании оптический приемник состоит из полосового фильтра, ослабляющего фоновое излучение, фотодетектора и электрического фильтра. Мощность сигнала на выходе фотодетектора пропорциональна квадрату мощности входного сигнала (квадратичное детектирование) и не зависит от частоты, фазы и поляризации несущей. Таким образом, метод прямого детектирования требует модуляции сигнала по интенсивности.

Как известно, чувствительность приемника определяется уровнем шумов на его входе. В оптическом диапазоне уровень шумов на входе фотоприемника прямого детектирования определяется дробовым шумом фотонов самого сигнала (следствие флуктуаций скорости поступления фотонов на фотодетектор), принимаемым фоновым излучением, темновым током фотодетектора, тепловыми шумами детектора и усилителя. Наиболее эффективно

использование ФЭУ с большим умножением ($M \gg 1$), для которых реализуется максимально высокая чувствительность, ограничиваемая практически только дробовым (квантовым) шумом сигнала. В этом случае

$$P_{c \min} = 4h\nu \frac{\Delta\nu}{m} \left(\frac{c}{\text{ш}} \right) \frac{F(M)}{\eta},$$

где $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Вт · с/Гц — постоянная Планка; ν — частота оптической несущей сигнала; $\Delta\nu$ — шумовая (энергетическая) полоса последетекторного тракта; m — коэффициент глубины модуляции светового сигнала; $c/\text{ш}$ — требуемое отношение сигнал/шум; $F(M)$ — коэффициент избыточного шума, появляющегося в фотодетекторе в процессе умножения; для различных типов фотодетекторов $F(M) = 1-2$; η — квантовая эффективность фотокатода (среднее число выбиваемых электронов на фотон). Так, при $\lambda = 0,53$ мкм ($\nu = 5,7 \cdot 10^{14}$ Гц), $\Delta\nu = 10^9$ Гц, $m = 1$, $c/\text{ш} = 1$, $F(M) = 1-2$, $\eta = 0,4$ имеем $P_{c \min} = (0,4-0,8) 10^{-8}$ Вт.

Гетеродинный метод приема имеет ряд преимуществ, которые делают его весьма привлекательным: высокую чувствительность фотоприемника, узкое поле зрения, определяемое дифракцией (ширина диаграммы направленности, примерно равная $\lambda/D_{\text{прм}}$, где $D_{\text{прм}}$ — диаметр апертуры фотоприемника), сохранение информации о частоте и фазе сигнала (возможно применение любого вида модуляции). Вместе с тем здесь предъявляются сравнительно жесткие требования к согласованию оптических пучков сигнала и гетеродина (поляризации, параллельности фронтов), сечениям пучков, режиму работы гетеродина — его одномодовости и одночастотности. Эти требования легче выполняются на более длинных волнах (например, при $\lambda = 10,6$ мкм).

Если мощность гетеродина значительно больше мощности сигнала ($P_r \gg P_c$), $F(M) = 1$ и $c/\text{ш} = 1$, минимально необходимая мощность сигнала (пороговая чувствительность) определяется выражением $P_{c \min} \simeq h\nu\Delta\nu/\eta$. При $\lambda = 10,6$ мкм, $\Delta\nu = 10^9$ Гц и $\eta = 0,4$ $P_{c \min} \simeq 0,5 \times 10^{-10}$ Вт.

8.2.5. Требования к передающему устройству

Передающее устройство состоит из трех основных частей: ОКГ; модулятора; устройства питания (накачки).

К бортовому передающему устройству предъявляются следующие требования: минимальные масса и габариты; максимальный КПД (отсюда минимальное потребление энергии и минимальное выделение теплоты, облегчающее охлаждение лазера); механическая прочность, виброустойчивость; надежность и достаточно большой ресурс безотказной работы (общее время безотказной работы на орбите должно составлять не менее нескольких лет, что требует обеспечения длительности рабочего времени порядка 10^4 — 10^5 ч); желательны одномодовость и достаточно высокая монохроматичность (следовательно, и когерентность) для улучшения коллимации луча и помехоустойчивости канала связи; достаточная мощность излучения в непрерывном режиме для обеспечения уверенной связи при высокой скорости передачи информации; высокое быстродействие модулятора и лазера, обеспечивающее требуемую информационную емкость канала ($R_{\text{инф}} \simeq 10^9$ бит/с).

В табл. 8.2 даны некоторые ориентировочные данные лазеров (в непрерывном режиме), наиболее под-

Таблица 8.2

Тип лазера	λ , мкм	$\Delta\lambda/\lambda$	КПД, %	$P_{\text{непр. Вт}}$ ($T = 300$ K)
АИГ: Nd (II гармоника)	0,53	10^{-5}	0,01—0,1	1—2
GaAs, GaAlAs АИГ: Nd	0,85—0,90	10^{-3} — 10^{-5}	20—40	0,01—0,2
(I гармоника)	1,06	10^{-5}	1—3	1— 10^3
CO ₂	10,6	10^{-9}	2—20	1— 10^3

ходящих для КЛСС (приведены максимальные показатели).

Выбор лазера для КЛСС должен производиться по результатам оценки оптимальности всей совокупности параметров как самого лазера, так и системы в целом.

8.2.6. Требования к антенным устройствам

Передающая оптическая антенна преобразует световой пучок, канализированный тем или иным способом внутри передатчика, в световой пучок, распространяющийся в открытом пространстве, и направляет его в сторону приемной антенны корреспондента.

Приемная оптическая антенна осуществляет обратное

преобразование светового пучка, распространявшегося в открытом пространстве, в канализированный световой пучок внутри приемного устройства.

Требования к передающим и приемным бортовым и наземным антеннам несколько отличаются, хотя благодаря свойству обратимости функции передающих и приемных антенн могут быть совмещены (приемопередающие антенны).

В настоящее время в оптическом диапазоне применяются главным образом антенны апертурного типа — линзовые (для антенн малых размеров) и зеркальные (для относительно больших антенн).

Рассмотрим требования, предъявляемые к *передающей антенне*. Для создания в месте приема достаточной интенсивности сигнала при небольшой мощности передатчика желательно получение максимально возможного усиления $G_{\text{прд}}$ передающей антенны (минимальной расходимости светового пучка $\theta_{\text{прд}}$). Чтобы выполнить это, требуется максимально возможное увеличение излучающей апертуры антенны (выходного отверстия линзы или зеркала), поскольку для круглых синфазных апертур диаметром D с одномодовым распределением поля $G_{\text{прд}} \simeq (D/\lambda)^2$ и $\theta_{\text{прд}} \simeq \lambda/D$. Однако реализация этого требования наталкивается на два основных ограничения.

1. При увеличении размеров апертуры растет величина случайных фазовых ошибок апертурного поля, обусловленных ограниченной точностью изготовления зеркала (линзы). В настоящее время достигнута относительная точность изготовления зеркальных антенн оптического диапазона порядка $\Delta/D \simeq 10^{-7}$ ($m' = 7$), где Δ — среднеквадратичная ошибка изготовления поверхности зеркала. Статистическая теория антенн приводит к следующим максимальным величинам G и D/λ , ограниченными апертурными фазовыми ошибками: $G_{\text{max}} \simeq 4,3 \cdot 10^{2m'-1}$; $(D/\lambda)_{\text{max}} \simeq 3 \cdot 10^{m'-1}$. Отсюда максимально допустимые значения этих величин при $m' = 7$: $G_{\text{max}} \simeq 4,3 \cdot 10^{13}$; $(D/\lambda)_{\text{max}} \simeq 3 \cdot 10^6$.

2. Уменьшение расходимости светового пучка увеличивает время поиска и вхождения в связь.¹ Однако наиболее жесткое ограничение — величина зоны нечувствительности следящей системы, определяющей значение ошибок слежения за лучом корреспондента. По имеющимся данным, в реализованных следящих системах получены

ошибки слежения порядка $\Delta\theta \simeq 1$ мкрад. Если допустить величину потерь наведения не более 3 дБ, то необходимо, чтобы $\theta_{\text{прд}} \geq \Delta\theta$. Отсюда условие $D/\lambda < 10^6$. Для бортовых антенн имеются дополнительные ограничения по массе и габаритам.

Требования к *приемной антенне* вытекают из ее функционального назначения и места установки. Задачей приемной антенны является фокусировка принимаемого светового пучка на входном отверстии фотоприемника. Размер сфокусированного пятна в фокальной плоскости приемной антенны не должен превышать площади отверстия фотоприемника.

Требования к размерам апертуры приемной антенны определяются размерами и амплитудно-фазовой структурой сечения светового пучка в месте приема. Для околоземных космических трасс длиной $(4-8) 10^4$ км и расходимости светового пучка передающей антенны порядка 1—10 мкрад размер освещенной области $d_n \simeq 40-800$ м. Кроме того, амплитуда и фаза поля в сечении пучка, падающего на наземную приемную антенну, испытывают сильные флуктуации вследствие турбулентности атмосферы. При этом амплитуда поля в сечении пучка изменяется от нуля до максимальных значений, а радиус корреляции имеет величину порядка десятых долей метра.

При *прямом детектировании* чувствительность приемника растет при увеличении размеров апертуры, а флуктуации принятого сигнала при этом уменьшаются. Ограничение — площадь поперечного сечения пучка d_n . Однако поскольку обычно размер апертуры $D_{\text{прм}} \ll d_n$, более важно минимальное значение $D_{\text{прм}}$, при котором флуктуации сигнала не слишком велики. Для выполнения этого условия достаточно, чтобы апертура наземной приемной антенны охватывала несколько областей корреляции амплитуды, т. е. чтобы $D_{\text{прм}} \simeq 1-2$ м. Для бортовых приемных антенн это требование снимается и размер приемной антенны ограничивается допустимой массой и условиями размещения на борту, а также теми же ограничениями, что и для передающих антенн.

При *гетеродинном методе приема* размер приемной апертуры наземной антенны не должен превышать размеров области фазовой когерентности в сечении пучка r_0 , в противном случае увеличивается дисперсия тока сигнала ($D_{\text{прм}} \simeq r_0$).

По данным исследований, эта величина составляет от 0,1 м для видимого света до 1—2 м в ИК диапазоне

($\lambda \simeq 10$ мкм). Для бортовых антенн эти ограничения несутся.

Изложим требования к антеннам в режиме поиска и слежения. Взаимное движение объектов, на которых размещены корреспондирующие оптические установки, накладывает определенные требования на систему поиска и слежения, в состав которой входят антенные устройства (обычно те же, которые участвуют в передаче информации, или специальные антенны маяков). Для ускорения процесса вхождения в связь требуются гораздо более широкие диаграммы направленности антенн, чем для передачи информации (расходимость пучков должна превышать ошибку углового целеуказания — обычно 10—20 мрад). Таким образом, должна быть предусмотрена возможность быстрого изменения расходимости световых пучков бортовых и наземных антенн (плавно или скачкообразно) в несколько этапов от 10—20 мрад до 1—10 мкрад (при условии сохранения направленности оси пучка), а также возможность угловых перемещений оси пучка (для приемных антенн — направления максимума приема) как в относительно широких секторах (10—20 мрад) в процессе поиска, так и в более узких в процессе слежения. Следует иметь в виду, что максимальная угловая скорость перемещения корреспондента на трассе НС — СС относительно невелика ($\omega_{н\epsilon} \leq 0,2$ мрад/с).

Таким образом, системы управления передающей и приемной антенн должны обеспечивать работу в нескольких режимах:

1) режиме предварительной ориентации антенн по внешнему целеуказанию с точностью 10—20 мрад, который в настоящее время выполняется обычно механическим поворотом всей антенны или ее части (например, плоского зеркала), причем расходимость пучка должна быть максимальной;

2) режиме поиска сигнала маяка, который производится путем периодического сканирования в пространственном секторе, соответствующем максимальной ошибке целеуказания, ДН одной из антенн (чаще приемной) при расходимости, в несколько раз меньшей сектора сканирования. Возможно сканирование ДН обеих антенн (приемной и передающей) с разными скоростями. Управление лучом может осуществляться механическим, электромеханическим или чисто электрическим способами;

3) режиме наведения и слежения, наступающем после

обнаружения сигнала маяка корреспондента. В этом режиме осуществляется совмещение оптических осей антенн с направлением на корреспондента, плавное или скачкообразное сужение пучка до его минимальной величины при условии совмещения направления на корреспондента с осью пучка, переход к передаче информации и автоматическая обработка сигнала ошибки, появляющегося при уходе с направления оси пучка вследствие перемещения объекта (НС) или флуктуации направления прихода волны. Используются как механические, так и электрические способы управления лучом.

8.2.7. Конструктивные и эксплуатационные требования

Помимо требований к параметрам отдельных систем, входящих в КЛСС, ко всему бортовому комплексу предъявляется ряд общих требований, вытекающих из условий эксплуатации:

1) бортовой комплект аппаратуры должен быть рассчитан на длительную работу на орбите (обычно не менее нескольких лет). При выводе на орбиту аппаратура испытывает перегрузки и вибрацию, отсюда следуют жесткие требования к механической прочности, вибростойкости и надежности аппаратуры;

2) бортовая аппаратура подвергается воздействию космической радиации, которая может достигать в некоторые периоды значительного уровня. Поэтому все элементы аппаратуры должны обладать высокой радиационной стойкостью;

3) аппаратура КЛСС обычно является уникальной или мелкосерийной, поэтому стоимость отдельных узлов (особенно оптических) весьма высока, кроме того, высока удельная стоимость вывода на орбиту. Поэтому при проектировании необходима оптимизация всех элементов, заключающаяся в минимизации стоимости, массы, габаритов и энергоемкости при заданной эффективности.

8.3. Функциональные схемы многоканальных КЛСС

8.3.1. Общие требования построения многоканальных КЛСС

Требования к параметрам системы многоканальной оптической связи в режиме поиска, сопровождения и передачи информации различны. В режиме поиска для

ускорения захвата корреспондента необходима достаточно широкая ДН при небольшом объеме передаваемой информации. В режиме сопровождения ДН должна быть резко уменьшена, а в режиме передачи информации целесообразно использовать предельно узкую ДН и высокоскоростные устройства преобразования сигналов, так как объем передаваемой информации резко увеличивается.

Большое различие в требованиях к ширине ДН приводит к двум возможным вариантам построения многоканальных КЛСС: 1) применяются антенные устройства, позволяющие быстро изменять ДН в широких пределах (на несколько порядков) при переходе из одного режима в другой; 2) используются, кроме основных приемопередающих устройств, так называемые маяки (работающие обычно на другой длине волны) с большой шириной ДН, служащие только для поиска и сопровождения корреспондента. Независимо от этих вариантов, в многоканальных КЛСС могут применяться как метод прямого фотодетектирования, так и метод супергетеродинного приема.

В диапазоне излучения на волне 10,6 мкм в качестве передатчика используется CO_2 -лазер и наиболее предпочтительным считается гетеродинный метод приема вследствие высокой чувствительности, уменьшения влияния шума усиления, теплового шума нагрузки фотодетектора и шума фоновой засветки, а также возможности реализовать относительно широкую полосу пропускания.

При использовании в качестве передающих устройств АИГ лазеров (длина волны $\lambda = 1,06$ мкм) целесообразнее метод прямого фотодетектирования. Благодаря отсутствию ограничений, свойственных супергетеродинным системам с когерентным приемом, можно применять при прямом детектировании с АИГ лазерами оптические антенны с большими апертурами, которые не обязательно должны выполняться с точностью, соответствующей условиям дифракционной расходимости, и поэтому могут иметь сравнительно невысокую стоимость. Возможность накачки АИГ лазеров с помощью полупроводниковых светодиодов (матрицы светодиодов) обуславливает малые размеры передающего устройства (размеры такого АИГ лазера должны снизиться до 5—8 см в длину и до 0,5—1 см в поперечном сечении при КПД 5—10%).

Чувствительность приемника прямого усиления ограничивается квантовым шумом принимаемого сигнала, собственными шумами фотодетектора и внешним фоном. Собственные шумы фотодетектора состоят из дробового шума темнового тока и тепловых шумов нагрузки фотодетектора. Шум фонового излучения и темновой ток можно существенно уменьшить, ограничивая размеры светочувствительной площадки, сужая спектральную полосу оптического фильтра, уменьшая поле зрения приемника, применяя фотодетекторы с внутренним усилением тока (ЛФД) и охлаждение чувствительного элемента. С другой стороны, для когерентных приемников требуется дифракционно ограниченная оптика, стоимость и масса которой с увеличением габаритов возрастают по экспоненциальному закону. Необходимо учитывать и доплеровский сдвиг частот при этом методе приема. Он оказывается гораздо больше, чем пределы возможной перестройки по частоте CO_2 -лазеров ($\Delta\nu_{\text{доп}} \simeq 700$ МГц, перестройка обычных CO_2 -лазеров около 60 МГц, в волноводных лазерах 200—400 МГц).

В системах с прямым детектированием этот сдвиг практически не учитывается, так как сущность метода прямого детектирования заключается в непосредственном счете квантов приходящей энергии в пределах рабочего спектрального диапазона чувствительного элемента приемного устройства, т. е. фотокатод реагирует на отдельные фотоны с соответствующей для каждой длины волны квантовой эффективностью. При этом методе вся информация о частоте и фазе оптического излучения теряется, поскольку фотодетектор нечувствителен к частотной и фазовой модуляции, а также к углу прихода сигнала.

Вместе с тем благодаря оптическому способу накачки АИГ лазеров при работе в космосе появляется возможность использования непосредственно энергии Солнца. Солнечная накачка позволила бы «побить все рекорды» по величине КПД, достигнутой в СВЧ системах, хотя бы потому, что отпадает необходимость в солнечных батареях, т. е. источник питания будет практически бесплатным.

При методе прямого детектирования в качестве приемника оптического излучения может быть использован ФЭУ или ЛФД, работающие при комнатной температуре, тогда как при методе супергетеродинного приема для этой цели требуется полупроводниковый (например,

HgCdTe) фотопреобразователь, охлаждаемый до температуры около 100 К

8.3.2. Функциональная схема многоканальной КЛСС с супергетеродинным методом приема

На рис. 8.2 приведена функциональная схема многоканальной КЛСС с супергетеродинным методом приема. Многоканальная информация через аппаратуру уплотнения (АУ) каналов поступает на передающее устройство

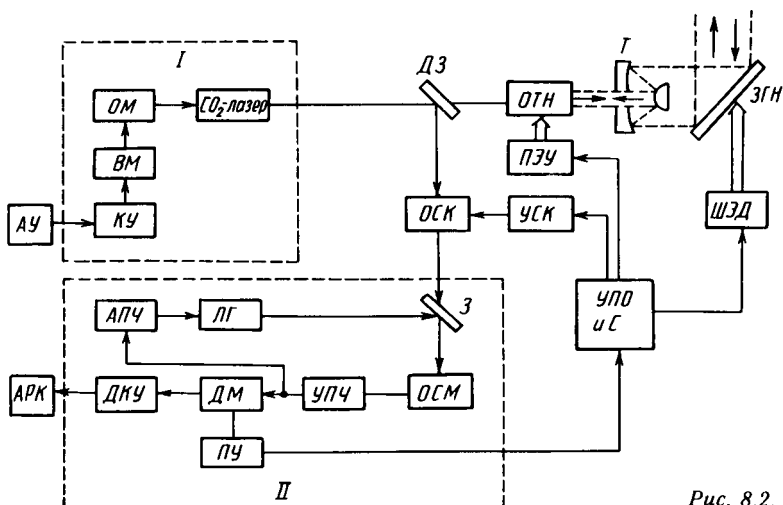


Рис. 8.2.

I, которое содержит CO₂-лазер, оптический модулятор (ОМ), возбудитель модулятора (ВМ) и кодирующее устройство (КУ). Здесь происходят кодирование многоканальной информации и модуляция оптического излучения групповым информационным сигналом. Затем модулированное излучение через дихроичное зеркало (ДЗ), оптику точного наведения (ОТН) и телескоп (Т), выполняющий функции передающей антенны, поступает на зеркало грубого наведения (ЗГН) и далее — в космическое пространство. Принимаемое излучение через зеркало грубого наведения поступает в телескоп, выполняющий в данном случае функции приемной антенны. Затем излучение через оптику точного наведения, управляемую пьезоэлектрическим устройством (ПЭУ), дихроичное зеркало, разделяющее направление приема и пере-

дачи, оптику сканирования (ОСК) и зеркало (З) поступает на оптический смеситель (ОСМ) приемного устройства II. В этот же оптический тракт через зеркало вводится луч лазерного гетеродина (ЛГ) и вместе с принятым сигналом направляется на оптический смеситель, на выходе которого образуется разностная (промежуточная) частота. Усилитель промежуточной частоты (УПЧ) обеспечивает необходимый уровень сигналов и фильтрацию. Далее после демодуляции (ДМ) и декодирования (ДКУ) многоканальная информация поступает в аппаратуру разделения каналов (АРК).

Обнаружение, захват и последующее слежение за лучом корреспондента осуществляются на основе изменения уровня принимаемого сигнала. При этом управляющий сигнал вырабатывается устройством поиска, обнаружения и слежения (УПОиС), которое запускается пороговым устройством (ПУ) приемника. При отсутствии сигнала (напряжение на выходе порогового устройства равно нулю) включается устройство сканирования по растру, которое с помощью оптики сканирования осуществляет поиск сигнала маяка. При появлении сигнала маяка сканирование по растру прекращается и включается оптика слежения.

Грубое наведение с помощью зеркала на карданном подвесе выполняется скачкообразно шаговым электродвигателем (ШЭД) (для уменьшения потребляемой мощности). Точное наведение осуществляется с помощью зеркал с пьезоэлектрическим управлением — при подаче управляющего сигнала зеркала отклоняют луч у входного зрачка антенны на соответствующий угол. Если сигнал маяка оказывается вблизи центра поля, система точного слежения продолжает работать в нормальном режиме. Если же сигнал маяка оказывается вблизи края поля зрения, вырабатывается команда шагового слежения, которая приводит в движение зеркало грубого наведения, и таким способом центр поля зрения антенны совмещается с направлением на корреспондента.

Основным параметром, определяющим точность слежения, является максимальная угловая скорость космического объекта. При наблюдении с высокоорбитального ИСЗ за НС эта скорость составляет 0,16 мрад/с. Разработанная система может работать при скорости 0,48 мрад/с.

8.3.3. Функциональная схема многоканальной КЛСС с фотодетекторным методом приема

На рис. 8.3 представлена функциональная схема многоканальной КЛСС с фотодетекторным методом приема. Передатчик содержит два АИГ лазера, один из которых предназначен для работы на низких орбитах в условиях солнечных затмений (для его накачки может

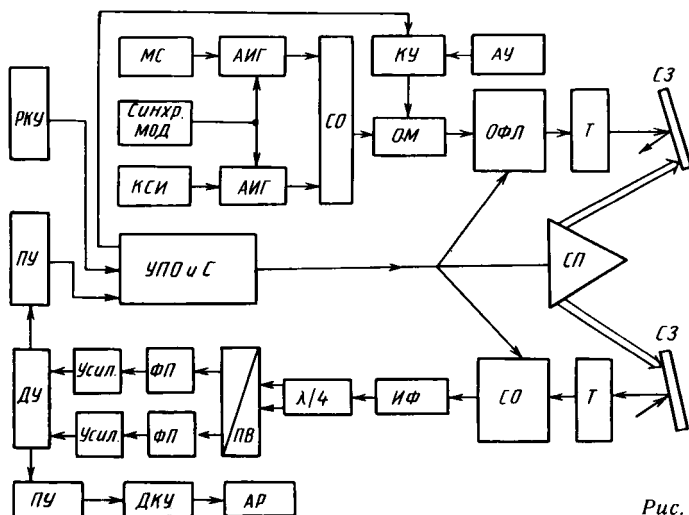


Рис. 8.3.

использоваться матрица светодиодов (МС) или дуговая лампа, наполненная парами щелочных металлов), а другой — для работы в условиях, когда ИСЗ постоянно освещается Солнцем и накачка его осуществляется солнечным излучением (для этой цели служит коллиматор солнечного излучения (КСИ)). Оба лазера работают в режиме синхронизации мод, и их излучение в виде импульсной последовательности через согласующую оптику (СО) поступает на оптический модулятор (ОМ). На электрический вход оптического модулятора поступает многоканальная информация от аппаратуры уплотнения через кодирующее устройство (КУ) в виде ИКМ сигналов.

На выходе оптического модулятора формируются модулированные по поляризации оптические импульсы, которые через оптику формирования луча (ОФЛ), передающую антенну (Т) и сканирующее зеркало (СЗ)

излучаются в космическое пространство в направлении на корреспондента. В качестве передающей антенны служит телескоп Кассегрена с апертурой 20 см.

В связи с тем что работа в режиме синхронизации мод позволяет получить импульсы длительностью 300 нс и частотой повторения 500 МГц, для удовлетворения требований передачи информации со скоростью 1 Гбит/с в оптическом модуляторе осуществляется фазоимпульсная (ФИМ) и поляризационная (ПМ) модуляция. Это делается следующим образом: в соответствии с кодированием значениям 1 и 0 придается взаимно ортогональное поляризационное состояние, а затем изменяется интервал между импульсами с 2 до 1 нс. Такой метод обеспечивает передачу в каждом импульсе 2 бит информации, а следовательно, передачу со скоростью 1 Гбит/с.

На приемной стороне оптические сигналы передатчика через сканирующее зеркало поступают на приемную антенну (Т) и фокусируются с помощью согласующей оптики (СО) на быстродействующие фотоприемники (ФП). Для уменьшения фонового излучения используется интерференционный фильтр (ИФ), за которым установлена четвертьволновая фазовая пластина $\lambda/4$, служащая для превращения циркулярной поляризации во взаимно ортогональные линейно поляризованные сигналы. Далее взаимно ортогональные сигналы пространственно разделяются призмой Волластона (ПВ) и подаются на входы соответствующих фотодетекторов, в качестве которых могут применяться ФЭУ или ЛФД. В дифференциальном усилителе (ДУ) осуществляются последетекторное усиление и частичная компенсация шумов, в результате чего помехозащищенность приема возрастает. Этому же способствует и наличие порогового устройства (ПУ), защищающего приемник от ложного срабатывания. Далее информационные сигналы декодируются в ДКУ и поступают в АРК.

Работа устройства поиска и слежения за лучом корреспондента практически не отличается от описанной выше. Для этого служат пороговое устройство (ПУ), устройство управления поиском и слежением (УПОиС) и следящий привод (СП). Предварительное нацеливание может осуществляться с помощью радиоканала управления (РКУ).

8.4. Антенные устройства оптического диапазона

8.4.1. Назначение и особенности

Антенны оптического диапазона выполняют функции преобразования волны (светового пучка) и пространственной фильтрации. Обычно их называют *телескопами*.

Передающая антенна (рис. 8.4) преобразует расходящийся из точечного источника 1 в широком секторе

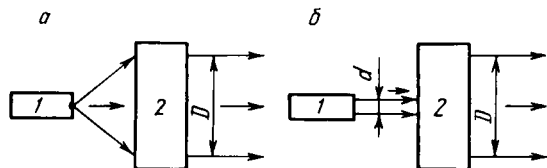


Рис. 8.4.

(рис. 8.4, а) либо коллимированный, или параллельный (рис. 8.4, б), пучок малого диаметра d в коллимированный световой пучок большого диаметра $D \gg d$, распространяющийся в свободном пространстве и обладающий в дальней зоне весьма малой расходимостью, близкой к дифракционному пределу λ/D (антенны, преобразующие коллимированные пучки, носят название афокальных).

Приемная антенна выполняет обратное преобразование — преобразует падающий на нее пространственный световой пучок большого диаметра D в сходящийся (сфокусированный на фотоприемнике) либо коллимированный пучок малого диаметра $d \ll D$, канализированный в приемном устройстве.

В настоящее время в качестве антенн оптического диапазона могут использоваться антенны апертурного типа (линзовые и зеркальные). В перспективе намечены возможности использования фазированных антенных решеток из слабонаправленных излучателей.

На космических линиях связи, где требуются предельно узкие пучки, обладающие малой массой, высокими прочностью и надежностью, а также радиационной стойкостью, применение линзовых антенн и решеток в настоящее время малоэффективно, и предпочтение отдается зеркальным антенным устройствам. Вместе с тем быстрое совершенствование элементов оптоэлектроники позволяет полагать, что в ближайшем будущем перспективными станут активные фазированные решетки из полупроводниковых лазеров и фотоприемников.

8.4.2. Типы зеркальных антенн оптического диапазона

Для создания коллимированного светового пучка большого сечения в качестве передающих антенн оптического диапазона могут быть использованы осесимметричные одно- и многозеркальные антенны. На основании принципа обратимости аналогичные антенные системы используются в качестве приемных антенн, что позволяет в ряде случаев применять одну и ту же антенну в режимах приема и передачи. Для упрощения изложения ограничимся рассмотрением работы антенны на передачу.

В однозеркальных антеннах используется зеркало параболического профиля — параболоид вращения (рис. 8.5, а). Облучатель зеркала должен иметь точечный фазо-

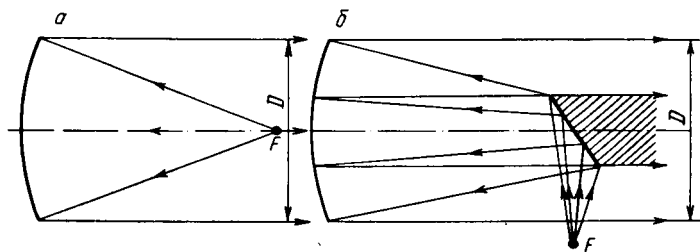


Рис. 8.5.

вый центр, совмещаемый с фокусом параболического зеркала. Серьезным недостатком однозеркальной схемы антенны является необходимость размещения перед зеркалом облучателя (включая коллимирующую линзу и подводящие устройства, зеркала, призмы или волоконную линию), вызывающего рассеяние и искажение ДН. Кроме того, высокое качество ДН может быть обеспечено только для длиннофокусных антенн ($f/Z_0 > 1$, где f — фокусное расстояние; Z_0 — глубина зеркала), поэтому однозеркальный телескоп (или двухзеркальный телескоп с малым плоским зеркалом по схеме Ньютона — рис. 8.5, б) имеет большие продольные размеры.

Значительно лучшими параметрами обладают многозеркальные (обычно двухзеркальные) или зеркально-линзовые антенны, получившие наибольшее распространение. У них больший коэффициент эффективности, меньший уровень бокового излучения и гораздо меньшие продольные размеры.

8.5. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИЧЕСКОГО ТРАКТА

8.5.1. Устройства для изменения направления пучка

Для изменения направления и разделения световых пучков в оптических трактах приемопередающих лазерных устройств используются плоские зеркала и призмы.

Плоские зеркала изготавливаются обычно из стекол с отражающим металлическим покрытием с внешней или внутренней стороны либо из металла с тонким диэлектрическим покрытием. Расчет требуемого положения зеркала производится на основании закона отражения Снелля — Декарта ($\varphi_{\text{отр}} = \varphi_{\text{пад}}$). Толщина зеркала d_3 зависит от его размеров и назначения. Для особо точных приборов $d_3 \geq (1/5 - 1/7)l_3$, где l_3 — размер зеркала. При нанесении отражающего покрытия с внешней стороны

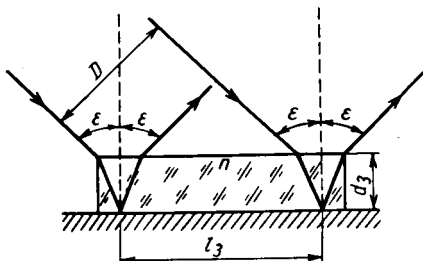


Рис. 8.6.

зеркала (по отношению к падающему лучу) $l_3 \geq D/\cos \epsilon$, где D — диаметр пучка; ϵ — угол падения (отсчет от нормали). При нанесении покрытия с внутренней стороны (рис. 8.6)

$$l_3 \geq \frac{D}{\cos \epsilon} + \frac{2d \sin \epsilon}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \epsilon}},$$

где n — коэффициент преломления стекла.

Для наиболее ответственных узлов высокоточных приборов используется кварцевое стекло ($n = 1,45 - 1,46$ для видимого света), мало чувствительное к изменениям температуры; в менее ответственных случаях — стекла марок К8 или ЛК5.

Весьма важен выбор отражающего покрытия зеркала. В зависимости от назначения покрытие должно либо максимально отражать энергию падающего луча, либо делить эту энергию в некотором отношении между отраженным и преломленным лучами.

Для непрозрачных зеркал лучшие оптические характеристики дает алюминирование или серебрение поверхности (с нанесением различных дополнительных защитных покрытий), дающее отражение 90—95 % падающей энергии. Для покрытия светоделительных зеркал с заданным отношением интенсивностей отраженного и проходящего лучей используют серебрение (потери 15—30 %), алюминирование (потери 25—35 %), покрытие сплавами серебра с медью (потери 15—20 %).

В зеркалах, входящих в состав управляющих элементов (дефлекторов), перемещение светового пучка по поверхности зеркала требует некоторого увеличения размера зеркала l_3 .

В случаях, когда требуется разделение световых пучков в зависимости от их направления, поляризации, частоты, используется известное в кристаллооптике явление дихроизма. Сильно выраженным дихроизмом обладает, например, турмалин. Дихроичные зеркала применяются, в частности, для разделения трактов приема и передачи, канала маяка и информационного канала и т. п.

Призмы используются для тех же целей, что и зеркала. В ряде случаев применение призм более целесообразно вследствие определенных преимуществ: постоянства углов между гранями, значительно меньших потерь при полном внутреннем отражении, отсутствия покрытий, которые могут ухудшаться с течением времени, и др. Некоторые призмы вообще не имеют зеркальных аналогов (например, призма Дове). Призмы широко используются в поляризационных приборах (двойные призмы Николя, Глана — Томсона, Волластона и др.).

Построение хода луча в призме основано на законе преломления Снелля — Декарта: падающий и преломленный лучи лежат в одной плоскости с нормалью к грани призмы, причем если луч входит из воздушной среды ($n_1 \simeq 1$) в призму, то (рис. 8.7)

$$\sin \varepsilon_1 / \sin \varepsilon'_1 = n, \quad (8.2)$$

где ε_1 — угол падения; ε'_1 — угол преломления; n — коэффициент преломления материала призмы.

Для уменьшения потерь на отражение могут использоваться различные просветляющие (согласующие) покрытия граней призмы. Хорошие результаты дает полуволновая пленка Nb и Si, уменьшающая отражение до 0,04 %.

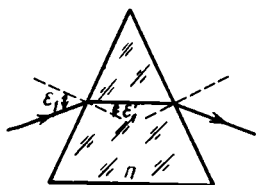


Рис. 8.7.

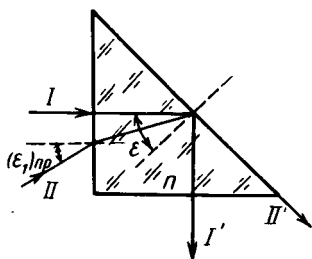


Рис. 8.8.

Призма может использоваться в режиме полного внутреннего отражения (рис. 8.8). Лучи испытывают полное внутреннее отражение на границе с воздушной средой, если $\epsilon > \epsilon_{\text{пр}}$, где $\sin \epsilon_{\text{пр}} = 1/n$. Поэтому при использовании прямоугольной призмы ($\alpha = \pi/4$) отклонение лучей пучка от нормали к внешней грани не должно превышать некоторого предельного значения: $(\epsilon_1)_{\text{пр}} = \arcsin(n \sin(\alpha - \epsilon_{\text{пр}}))$.

Одним из широко применяемых в оптических трактах типов призм является оптический клин — призма, ограниченная двумя преломляющими плоскостями с малым углом между ними (менее 6°). Клинья применяются главным образом для юстировки приборов, сведения оптических осей, измерения углов и т. п.

Для малой величины угла при вершине клина δ , используя в формуле (8.2) приближение $\sin \delta \simeq \delta$, находим угол отклонения ϵ_2 (рис. 8.9): $\epsilon_2 \simeq (n - 1)\delta$.

При отклонении пучка происходит его сжатие, причем коэффициент трансформирования $A = D/D' = \cos \delta / \cos(\delta + \epsilon_2)$.

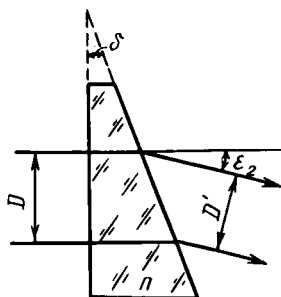


Рис. 8.9.

8.5.2. Устройства для изменения фазы и поляризации светового пучка

В ряде случаев, в оптическом тракте необходимо изменить фазу всего светового пучка либо одной из его составляющих (например, для изменения поляризации, компенсации фазового сдвига в других оптических элементах

и т. п.). Для этого используются фазовые пластинки — прозрачные пластинки с параллельными гранями и точно известным фазовым сдвигом на данной волне, равным $\Delta\varphi = (2\pi/\lambda_0)nh$, где λ_0 — длина волны в воздухе; h — толщина пластинки.

Для изменения поляризации световой волны применяются фазовые пластинки из одноосных кристаллов (например, кальцита), двойные призмы и поляроидные пленки.

Фазовые пластинки из одноосных кристаллов позволяют преобразовать линейно поляризованную волну в волну круговой поляризации (и наоборот). При этом используется эффект двойного лучепреломления (рис. 8.10):

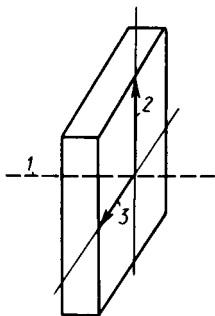


Рис. 8.10.

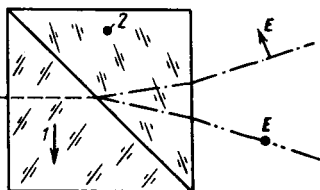


Рис. 8.11.

при направлении светового луча 1 по нормали к оптической оси кристалла 2 для составляющих электрического поля, направленных по нормали 3 к оптической оси кристалла («обыкновенная» волна) и вдоль нее («необыкновенная» волна), коэффициент преломления имеет различную величину — n_0 и n_l соответственно, причем $n_0 < n_l$. Вследствие этого после прохождения пластинки между «обыкновенной» и «необыкновенной» волнами, двигающимися с различными скоростями ($v_0 > v_l$), образуется фазовый сдвиг $\Delta\varphi = (2\pi/\lambda_0)(n_l - n_0)h$.

Если электрическое поле светового пучка линейно поляризовано под углом $\pi/4$ к оптической оси, а $\Delta\varphi = \pi/2$ (четвертьволновая пластина), линейная поляризация преобразуется в круговую (и наоборот).

Призма Волластона позволяет разделить световые лучи в зависимости от их поляризации. Она изготавливается из двух соединенных вместе биаксиальных кристаллов с ортогонально ориентированными оптическими осями 1 и 2 (рис. 8.11). Лучи с ортогональными линейными

поляризациями отклоняются в разные стороны, причем величина угла расхождения может составлять несколько градусов.

Поляризаторы (анализаторы) пропускают без существенных потерь световой луч, горизонтально поляризованный вдоль оптической оси, и сильно поглощают луч вертикальной поляризации. Они могут применяться, в частности, для линейной поляризации неполяризованного света. В качестве поляризаторов используются *поляроидные пленки* (кристаллы апатита, введенные в пластик) и двойные призмы Николя (рис. 8.12), изготавливаемые

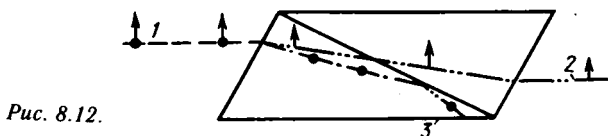


Рис. 8.12.

из двух кальцитовых или кварцевых призм, склеенных прозрачным клеем, с коэффициентом преломления n_k , причем $n_o < n_k < n_l$ (обычно используется так называемый канадский бальзам).

Неполяризованный луч 1 расщепляется на «обыкновенный» и «необыкновенный» лучи с ортогональными поляризациями, причем «обыкновенный» луч 3, поляризованный параллельно границе раздела с клеевым слоем, падает на нее под углом, величина которого больше критического, испытывает полное внутреннее отражение и выходит на поглощающую грань призмы. «Необыкновенный» луч 2 падает на границу раздела под меньшим углом и проходит через призму с незначительными потерями.

Наиболее распространенными элементами оптических трактов для изменения расходимости (фокусировки и коллимации оптических пучков) являются *линзы*. Линзы используются также в качестве антенн небольшого диаметра. Ограничивая ширину коллимированного пучка D , апертурная диафрагма определяет поперечный размер сфокусированного пучка в фокальной плоскости

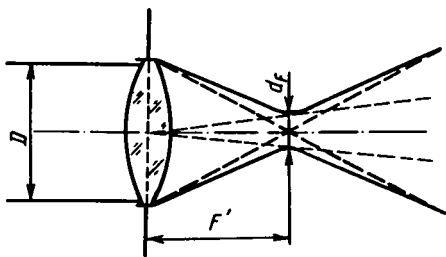


Рис. 8.13.

идеальной линзы (рис. 8.13). Предельное значение ширины пучка в фокальной плоскости d_F , определяемое дифракцией на краях диафрагмы, $d_F \simeq (1,2 - 1,27) \times \lambda / D_b$. Обычно d_F одного порядка с длиной волны фокусируемого излучения.

8.5.3. Оптические фильтры

В оптических трактах приемопередающих комплексов лазерной связи наиболее широко используются фильтры, предназначенные для пропускания рабочей части частотного спектра. Обычно они представляют элемент с параллельными гранями (пластину), расположенными перпендикулярно к направлению луча. Для уменьшения потерь на отражение на грани могут наноситься просветляющие (согласующие) покрытия с коэффициентом преломления $n_c \simeq \sqrt{n_\phi}$ (n_ϕ — коэффициент преломления материала фильтра). *Полосовые пропускающие фильтры* характеризуются максимальным значением коэффициента пропускания $\tau_{\max}$ в области прозрачности, соответствующей длиной волны $\lambda_{\max}$ шириной полосы пропускания $\Delta\nu$ (на уровне $0,5\tau_{\max}$), контрастностью $\eta_\tau = \tau_{\max}/\tau_{\min}$ ($\tau_{\min}$ — коэффициент пропускания вне полосы прозрачности). *Отрезающие фильтры* характеризуются величиной $\tau_{\max}$ в области прозрачности, граничной длиной волны $\lambda_{\text{гр}}$ (на уровне $0,5\tau_{\max}$), крутизной фронта $\chi = \lambda_{0,1\tau_{\max}}/\lambda_{0,9\tau_{\max}}$ (в идеальном случае $\chi = 1$).

Поглощающие (абсорбционные) фильтры обычно изготавливаются из твердых (реже жидких или газообразных) веществ, интенсивно поглощающих падающую волну в определенных участках спектра, к которым относится большое количество кристаллических веществ (галогениды и оксиды металлов, некоторые полупроводниковые материалы — Si, Ge, кристаллы группы $A^{III}B^V$), различные стекла, керамические материалы, пластмассовые пленки и др. Большинство поглощающих фильтров характеризуется сравнительно невысокой контрастностью и широкими полосами пропускания. Наиболее высокая контрастность достигается у фильтров на основе соединений $A^{III}B^V$ (GaAs, AlSb, InP и т. п.), стекол и пластмасс. Ширина полосы пропускания $\Delta\nu$ полосовых поглощающих фильтров в ближнем ИК диапазоне — порядка нескольких микронметров.

Рассеивающие (дисперсионные) фильтры изготовля-

ются из порошков оптически прозрачных материалов, взвешенных в прозрачной твердой или жидкой среде. Коэффициент преломления материала порошка n_n и среды n_c должны совпадать ($n_n = n_c$) на средней длине волны полосы пропускания λ_0 . В этом случае система порошок — среда образует полосовой фильтр, так как вблизи λ_0 смесь является оптически однородной и прозрачной, а при $\lambda \neq \lambda_0$ коэффициенты преломления не совпадают ($n_n \neq n_c$), излучение рассеивается на частицах порошка и поглощается. В рассеивающих фильтрах используются порошки галогенидов щелочных металлов (NaF, KI и др.), а в качестве жидкой среды — CS_2 , CCl_4 и др., в твердых рассеивающих фильтрах — сочетания тех же соединений с окислами металлов, соединения группы $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ в сочетании с полиэтиленом и т. п. Рассеивающие фильтры позволяют получить полосу пропускания в большей части ИК диапазона, причем ширина полосы зависит как от показателей преломления материалов, так и от размеров частиц и толщины фильтра. Удастся получить ширину полосы пропускания $\Delta\nu < 1$ мкм.

Поляризационные фильтры строятся в виде слоистой конструкции (рис. 8.14,а) из поляризаторов и кристал-

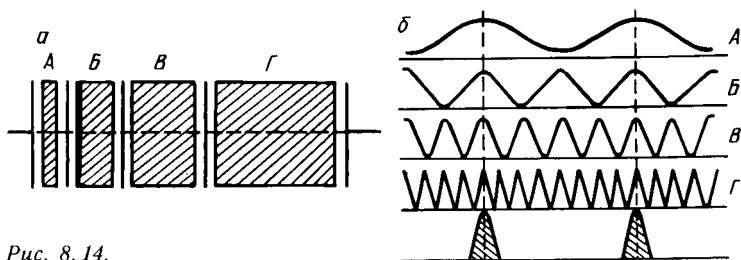


Рис. 8.14.

лических фазовых пластин с двойным лучепреломлением, вносящих фазовые сдвиги между «обыкновенным» и «необыкновенным» лучами (фильтр Лайота). Поскольку пластины вносят фазовые сдвиги, пропорциональные h/λ , следует выбирать толщину пластины h такой, чтобы на средней длине волны полосы пропускания λ_0 фазовый сдвиг между лучами $\Delta\varphi = 2n'\pi$. При $\Delta\varphi = (2m' + 1)\pi$ (n, m — целые числа) вследствие интерференции происходит полное подавление луча. Толщина пластин выбирается таким образом, чтобы $h_1 = (1/2)h_2 = (1/4)h_3 = (1/8)h_4$. В результате ширина полосы пропускания определяется самой толстой пластиной (рис. 8.14,б). В поляризацион-

ных фильтрах удастся получить ширину полосы пропускания (на уровне 0,5 мощности) порядка тысячных долей микрометра, т. е. на несколько порядков уже, чем в поглощающих или рассеивающих фильтрах.

Интерференционные фильтры могут использоваться во всем диапазоне видимого и ИК излучений. Они позволяют получить наиболее узкие полосы пропускания (сотые доли микрометров) при коэф-

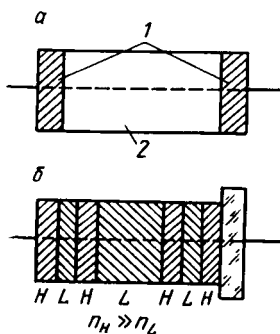


Рис. 8.15.

фициенте пропускания в центре полосы 40—70 %. Работа фильтра основана на интерференции многократно переотраженных волн внутри резонатора, образованного полупрозражающими металлическими 1 или диэлектрическими 2 слоями с чередованием высокого H и низкого L коэффициентов преломления (рис. 8.15). В первом варианте (рис. 8.15, а) полупрозрачные металлические покрытия диэлектрической пластины образуют так называемый интерферометр Фабри — Перо, име-

ющий узкую полосу пропускания, определяемую толщиной диэлектрика, его коэффициентом преломления, а также коэффициентами отражения металлических покрытий. Во втором варианте (рис. 8.15, б) многослойный диэлектрический фильтр состоит из центральной пластины L — L полуволновой толщины и внешних чередующихся H — L — H слоев четвертьволновой толщины. Преимущество диэлектрических фильтров заключается в более высоком коэффициенте отражения и меньшем поглощении по сравнению с металлическими покрытиями. В качестве материалов с высоким коэффициентом преломления (H) используются Te , Ge и некоторые другие, с низким коэффициентом преломления (L) — криолит, SrF_2 , SiO_2 . Общее число слоев диэлектрических фильтров достигает 9—15.

В некоторых случаях ни один тип оптического фильтра не отвечает полностью требованиям. В этих случаях могут быть использованы *комбинированные фильтры*. Наиболее распространены среди них интерференционно-абсорбционные, дисперсионно-интерференционные, дисперсионно-отражающие фильтры, комбинации дифракционных сеток с поглощающими фильтрами и др.

9. ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ МНОГОКАНАЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ

9.1. Общие сведения

Одной из основных особенностей генераторов оптического излучения является когерентность излучаемых ими колебаний, но строго когерентными считать их нельзя. Спектр ОКГ в отличие от спектра идеального генератора радиоволн не представляет одну линию, а занимает непрерывную, хотя и относительно узкую, полосу частот. Поэтому в лучшем случае ОКГ следует рассматривать как квазикогерентные источники излучения, а их несущую частоту — как статистическую величину. Значит, для исследования помехозащищенности этих систем необходимо использовать статистические методы.

Решение основных задач теории оптимального радиоприема базируется на хорошо разработанных методах математической статистики. Непосредственно применять математическую статистику к решению прикладных задач радиотехники начали в 50-х годах А. Н. Колмогоров, В. А. Котельников, Н. Винер. В последующем как у нас в стране, так и за рубежом было выполнено много важных исследований по решению задачи совершенствования радиотехнической аппаратуры. Однако применение результатов этих работ для обнаружения сигналов оптического диапазона, т. е. в системах передачи информации с использованием ОКГ, наталкивается на ряд сложных проблем, к которым относятся квантовые эффекты, сверхузкая направленность излучения, дифракционные эффекты, широкое использование энергетического метода приема. В отличие от радиодиапазона степень помехозащищенности систем передачи оптических сигналов ограничивается не только шумами, но и квантовой природой самих сигналов. Квантовые эффекты вносят дополнительную статистическую неопределенность в процесс обнаружения сигналов корреспондента, и классическая теория потенциальной помехоустойчивости не может быть механически применена к решению задач обнаружения оптических сигналов.

В опубликованных работах рассматриваются в основном случаи, когда энергия лазера известна и число сигнальных фотонов на входе приемника описывается законом Пуассона. Иногда эта энергия не является заданной величиной, т. е. отсутствует стабилизация мощности излучения, и число фотонов на входе приемного устройства при этом может быть описано отрицательно-биномиальным законом.

На помехоустойчивость систем связи влияют различные факторы. Основным из них является вид модуляции. В лазерных линиях связи в принципе возможны все виды модуляции, которые используются в радиодиапазоне. Однако ПМ имеет известные преимущества, так как она обеспечивает высокую помехоустойчивость и, кроме того, применение ПМ с использованием круговой поляризации правого и левого вращения может быть хорошо согласовано с быстродействующими двоичными цифровыми устройствами.

Одной из наиболее эффективных является система лазерной связи, использующая импульсно-кодovou модуляцию в сочетании с поляризационной (ИКМ/ПМ), при этом достигаются многоканальность, высокая помехоустойчивость и скрытность.

Преимущества ПМ в оптическом диапазоне объясняются следующим: с одной стороны, использование таких помехоустойчивых видов модуляции, как ЧМ и ФМ, связано с рядом принципиальных и конструктивных трудностей, в то время как ПМ может быть осуществлена просто; с другой стороны, ПМ может обеспечить относительно высокую помехоустойчивость, не уступающую помехоустойчивости каналов связи с известными способами модуляции, и возможность некоторого ослабления внешних помех способом поляризационной селекции.

Наиболее целесообразной представляется система оптической связи, использующая ИКМ в сочетании с вращающейся поляризацией. К достоинствам ее относятся: устойчивость к действию флуктуаций прозрачности передающей среды; малая чувствительность к линейно поляризованному фону случайного характера; возможность реализовать практически вдвое большую мощность модулированного излучения, чем при амплитудных методах модуляции. В этой системе кодовая группа содержит положительные и отрицательные импульсы, соответствующие символам 1 и 0 и управляющие оптическим модулято-

ром, на выходе которого излучение ОКГ получает правое или левое вращение в зависимости от передачи символа 1 или 0.

9.2. Оптимальное обнаружение сигналов в лазерных системах связи с изменяющейся энергией излучения

Закон Пуассона описывает число фотоэлектронов, эмиттируемых приемником за время приема сигнала только с известной энергией. Если энергия излучения точно не известна, а является изменяющейся величиной, то вероятностные характеристики фотоэмиссионного процесса следует определять путем применения операции усреднения по ансамблю.

Рассмотрим вопрос оптимального обнаружения сигналов в этом случае. Мгновенное распределение числа частиц в зависимости от энергии можно аппроксимировать выражением

$$P(W) = \begin{cases} \frac{a^M W^M - 1 \exp(-aW)}{\Gamma(M)} & \text{при } W \geq 0; \\ 0 & \text{во всех других случаях,} \end{cases} \quad (9.1)$$

где $\Gamma(M)$ — гамма-функция, а параметры a и M следует выбирать таким образом, чтобы среднее и дисперсия аппроксимирующего распределения были бы такими же, как и у точного распределения. Для этого требуется удовлетворить следующие условия: $M/a = \bar{W}$; $M/a^2 = \bar{W}^2 - \bar{W}^2$.

Для случая, когда энергия W лазера не является заданной величиной, вероятность того, что фотодетектор будет эмиттировать ровно m сигнальных фотоэлектронов, определяется выражением

$$P_c(m) = \int_0^\infty P_c(m/W) P(W) dW, \quad (9.2)$$

где

$$P_c(m/W) = \frac{(\eta W / (h\nu))^m}{m!} \exp(-\eta W / (h\nu)), \quad (9.3)$$

а $P(W)$ определяется в соответствии с выражением (9.1).

В результате интегрирования соотношения (9.2) с учетом формул (9.1) и (9.3) находим, что распределение

сигнальных фотоэлектронов подчиняется отрицательному биномиальному закону:

$$P_c(m) = \frac{\Gamma(m+M)}{\Gamma(m+1)\Gamma(M)} \left(1 + \frac{M}{\mu_c}\right)^{-m} \left(1 + \frac{\mu_c}{M}\right)^{-M}, \quad (9.4)$$

где $\mu_c = \eta W / (h\nu)$ — среднее число сигнальных фотоэлектронов; M — число пространственных корреляционных ячеек плотности энергии, попадающих на приемную апертуру.

Распределение (9.4) является двухпараметрическим (μ_c и M) и, следовательно, более общим по отношению к распределениям Пуассона и Бозе — Эйнштейна. При $M = 1$ из формулы (9.4) получается известное распределение Бозе — Эйнштейна, а при $\mu_c/M \ll 1$ это распределение переходит в распределение Пуассона.

Рабочие характеристики системы связи ограничиваются наличием шумов от большого числа возможных источников. Внешние шумы могут создаваться любыми фоновыми источниками, попадающими в поле зрения приемника (Солнце, Луна, звезды). По своей природе все фоновые помехи такого рода являются тепловыми, и при соответствующих условиях создаваемые ими фотоэлектроны подчиняются распределению Пуассона. Основным источником внутреннего шума является так называемый темновой ток, генерируемый вследствие случайной эмиссии фотоэлектронов. Описание шумов, создаваемых темновым током, также хорошо аппроксимируется законом Пуассона. Вследствие аддитивного характера этого распределения полный шум (внешний и внутренний) описывается законом Пуассона:

$$P_w(m) = \frac{\mu_0^m}{m!} \exp(-\mu_0), \quad (9.5)$$

где μ_0 — среднее число шумовых фотонов.

При заданной полной энергии, падающей на приемную апертуру, суммарный фототок тоже распределяется по закону Пуассона:

$$P_w^\Sigma(m) = \frac{(\mu_0 + \mu_c)^m}{m!} \exp(-(\mu_0 + \mu_c)). \quad (9.6)$$

Поскольку полная энергия не задана, то суммарное распределение находится из выражения

$$P_{c+w}(m) = \int_0^\infty P_{c+w}^\Sigma(m) P(W) dW. \quad (9.7)$$

Подставив формулы (9.6) и (9.1) в (9.7), получим

$$P_{c+\text{ш}}(m) = \frac{a^M \exp(-\mu_0)}{m! \Gamma(M)} \int_0^\infty (\mu_0 + \mu_c)^m W^{M-1} \exp(-(a+b)W) dW,$$

где $b = \eta / (h\nu)$. Используя биномиальное разложение

$$(\mu_0 + \mu_c)^m = \sum_{j=0}^m \frac{m!}{(m-j)! j!} \mu_0^j \mu_c^{m-j},$$

интегральное тождество

$$\int_0^\infty W^{M-1} \exp(-(a+b)W) dW = \frac{(M-1)!}{(a+b)^M}$$

и равенство $a = M/W$, приходим к следующему выражению для суммарного распределения:

$$P_{c+\text{ш}}(m) = \left(\frac{M}{M + \mu_c} \right)^M \frac{\exp(-\mu_0)}{(M-1)!} \sum_{j=0}^m \frac{(m-j+M-1)!}{j!(m-j)!} \mu_0^j \times \\ \times \left(\frac{\mu_c}{M + \mu_c} \right)^{m-j}.$$

Теперь мы можем перейти к вычислению величины порогового значения $m = m_n$. Для этого зададимся вероятностью ложного обнаружения $P_{\text{л.о.}}$ и, используя выражение (9.5), вычислим значения m_n . Результаты вычислений сведены в табл. 9.1.

Таблица 9.1

Среднее число шумовых фотонов μ_0	Вероятность ложного обнаружения $P_{\text{л.о.}}$					
	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	10^{-2}	10^{-1}
0,01	4	3	2	2	1	1
0,1	5	4	3	3	2	1
0,2	6	5	4	3	3	2
0,5	7	6	6	5	3	3
0,8	9	8	7	5	4	3
1,0	10	8	7	6	5	4
2,0	13	11	10	8	7	5
5,0	20	18	16	14	11	8

Вероятность обнаружения найдем из выражения

$$P_{\text{обн}} = \sum_{m=m_n}^{\infty} P_{c+\text{ш}}(m) = 1 - \sum_{m=0}^{m_n} P_{c+\text{ш}}(m) \\ = 1 - \sum_{m=0}^{m_n} \left(\left(\frac{M}{M + \mu_c} \right)^M \frac{\exp(-\mu_0)}{(M-1)!} \sum_{j=0}^m \frac{(m-j+M-1)!}{j!(m-j)!} \times \right.$$

$$\mu_0^j \left(\frac{\mu_c}{M + \mu_c} \right)^{m-j} \quad (9.8)$$

Значения m_n и $P_{обн}$ при $\mu_c/\mu_0 = 10$ и $P_{л.о} = 10^{-2}$ представлены в табл. 9.2.

Таблица 9.2

μ_0	m_n	$P_{обн}$	μ_0	m_n	$P_{обн}$
0,01	1	0,0658	0,5	3	0,6848
0,1	2	0,1460	0,8	4	0,8052
0,2	3	0,2039	1,0	5	0,8961

Как видно из таблицы, вероятность обнаружения $P_{обн}$ увеличивается с ростом μ_0 . Можно, однако, утверждать, что при неограниченном возрастании μ_0 она будет стремиться к некоторому числу, меньшему 1, так как с физической точки зрения это означает переход из квантовой области в классическую, в которой, как известно, вероятность обнаружения зависит не от энергии сигнала, а от отношения сигнал/шум. При заданном отношении сигнал/шум, независимо от μ_0 (при достаточно большом μ_0), вероятность обнаружения есть постоянное число, меньшее 1. К этому числу и должна неограниченно приближаться вероятность обнаружения, вычисленная по формуле (9.8).

На рис. 9.1 приведены полученные с помощью ЭВМ рабочие характеристики оптимального приемника, работающего по правилу Неймана — Пирсона, для случая обнаружения ОКГ, описываемого отрицательным биномиальным законом распределения при пуассоновских шумах

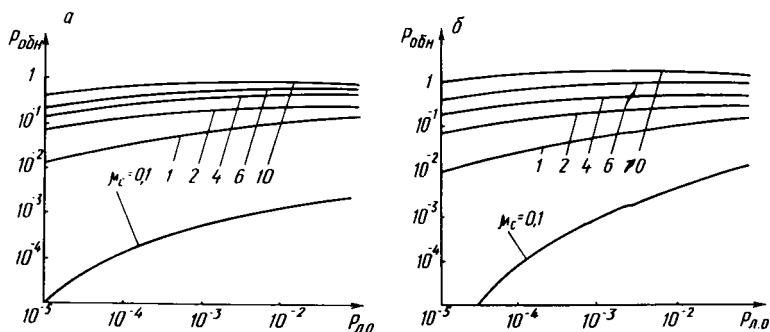


Рис. 9.1.

и однократном отсчете ($\dot{a} - M = 4$, $\mu_0 = 0,01$; б — $M = 4$, $\mu_0 = 0,1$).

Для вычисления рабочих характеристик использовалось выражение (9.8). Анализ рабочих характеристик показывает, что вероятность обнаружения зависит как от отношения мощности сигнала к мощности шума, так и от абсолютного уровня сигнала. Более наглядно это иллюстрируется рис. 9.2, откуда видно, что с увеличением

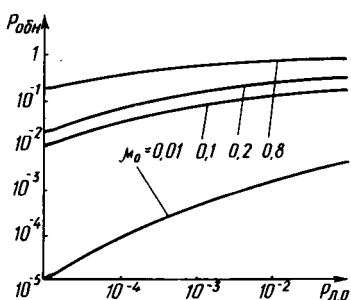


Рис. 9.2.

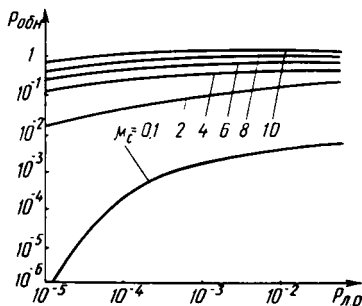


Рис. 9.3.

среднего количества сигнальных фотоэлектронов μ_c , т. е. мощности сигнала, вероятность обнаружения $P_{обн}$ растет, несмотря на неизменное отношение величины $S = \mu_c / \mu_0$ (на рис. 9.2 $S = 10$). Эта зависимость обусловлена статистическим характером излучения.

На рис. 9.3 приведены рабочие характеристики, вычисленные для случая, когда число пространственных корреляционных ячеек плотности энергии M , попадающих на приемную апертуру, равно 10. На рисунке $\mu_0 = 0,01$. Сравнение рис. 9.1 и 9.3 показывает, что рабочие характеристики для обоих случаев практически совпадают. Однако можно утверждать, что это различие окажется очень большим в случае $M = 1$, поскольку это ведет к тому, что при $M = 1$ статистика сигнальных фотоэлектронов характеризуется распределением Бозе — Эйнштейна. Реально это означает, что с увеличением дальности обнаружения в поле зрения приемной апертуры попадает только одна корреляционная ячейка.

Полученные рабочие характеристики могут быть использованы для определения эффективности рассматриваемого метода приема при работе системы связи на предельных дальностях или при большом ее быстродействии.

9.3. Оптимальное обнаружение сигналов в лазерных системах связи при последовательном накоплении отсчетов

Можно предположить, что в системах дальней космической связи интенсивность сигналов будет очень малой, а интенсивность помех — достаточно большой. В этом случае для обеспечения уверенного приема число отсчетов в принимаемой реализации смеси сигнал + шум должно быть достаточно большим. При этом приемник анализирует реализацию в течение времени длительности сигнала T , разделенного на n подынтервалов, и в конце каждого подынтервала делает отсчет, однако решение о наличии или отсутствии сигнала принимается после накопления n отсчетов. Следовательно, число отсчетов в выборке равно n . Величина каждого отсчета равна числу фотоэлектронов, подсчитываемых приемником в течение длительности отрезка подынтервала τ . Поскольку подобного рода задачи могут возникать при посылке синхронизирующих сигналов в системах связи, можно считать, что интенсивность несущей будет неизменной. Шумовые помехи считаются распределенными по закону Пуассона.

Оценку системы проведем для случая, когда приемник работает по правилу Неймана — Пирсона с квантовым счетчиком в виде чувствительного элемента. Для простоты будем считать квантовую эффективность η фотоприемника равной 1.

Считая отсчеты в подынтервалах статистически независимыми, запишем коэффициент правдоподобия, определяющий алгоритм работы оптимального приемника, в виде

$$\lambda = \prod_{i=1}^n \left(\left(\frac{M}{M + \mu_i} \right)^M \frac{m_i!}{\mu_{0i}^{m_i} (M-1)!} \sum_{j=0}^{m_i} \frac{(m_i - j + M - 1)!}{j! (m - j)!} \mu_{0i}^j \left(\frac{\mu_i}{M + \mu_i} \right)^{m_i - j} \right).$$

Однако более удобно рассматривать логарифм этого отношения $\Lambda = \ln \lambda$. Поэтому

$$\begin{aligned} \Lambda = \sum_{i=1}^n & \left(\ln \frac{\left(\frac{M}{M + \mu_i} \right)^M}{(M-1)!} + \ln \frac{m_i!}{\mu_{0i}^{m_i}} + \right. \\ & \left. + \ln \sum_{j=0}^{m_i} \frac{(m_i - j + M - 1)!}{j! (m - j)!} \mu_{0i}^j \left(\frac{\mu_i}{M + \mu_i} \right)^{m_i - j} \right). \end{aligned} \quad (9.9)$$

Приемник, работающий в соответствии с алгоритмом (9.9), обладает наилучшими показателями и может служить в качестве стандарта для сравнения.

Для количественного сравнения необходимо найти $P_{\text{обн}}$ и $P_{\text{л.о.}}$, но это требует знания распределения вероятности случайной величины Λ при наличии и отсутствии сигнала. Если обозначить плотность вероятности величины Λ при наличии и отсутствии сигнала соответственно $V_{\text{с+ш}}(\Lambda)$ и $V_{\text{ш}}(\Lambda)$, то

$$P_{\text{обн}} = \int_0^{\infty} V_{\text{с+ш}}(\Lambda) d\Lambda; \quad P_{\text{л.о.}} = \int_0^{\infty} V_{\text{ш}}(\Lambda) d\Lambda.$$

Нахождение плотности вероятностей $V_{\text{с+ш}}(\Lambda)$ и $V_{\text{ш}}(\Lambda)$ при произвольных отношениях сигнал/шум с учетом изменения M — достаточно сложная задача. В ряде случаев можно использовать приближенные вычисления. Например, в случае обнаружения слабого сигнала количество отсчетов в выборке должно быть достаточно большим. Поэтому, согласно центральной предельной теореме, вероятности законов распределения $V_{\text{с+ш}}(\Lambda)$ и $V_{\text{ш}}(\Lambda)$ можно считать близкими к нормальным:

$$V_{\text{с+ш}}(\Lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\Lambda_{\text{с+ш}}}} \exp\left(-\frac{\Lambda - a_{\Lambda_{\text{с+ш}}}}{2\sigma_{\Lambda_{\text{с+ш}}}^2}\right);$$

$$V_{\text{ш}}(\Lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\Lambda_{\text{ш}}}} \exp\left(-\frac{\Lambda - a_{\Lambda_{\text{ш}}}}{2\sigma_{\Lambda_{\text{ш}}}^2}\right),$$

где $a_{\Lambda_{\text{с+ш}}}$, $a_{\Lambda_{\text{ш}}}$, $\sigma_{\Lambda_{\text{с+ш}}}$, $\sigma_{\Lambda_{\text{ш}}}$ — математические ожидания и дисперсии величин $\Lambda_{\text{с+ш}}$ и $\Lambda_{\text{ш}}$ соответственно.

Считая интенсивности сигнала и помех в течение выборки постоянными, т. е. $\mu_i = \mu$ и $\mu_{0i} = \mu_0$, и вычислив математическое ожидание $\bar{y}_i$ и дисперсию $\overline{(y_i - \bar{y}_i)^2}$ функции случайной величины Λ_i для каждого отсчета при условии статистической независимости слагаемых выражения (9.9) находим:

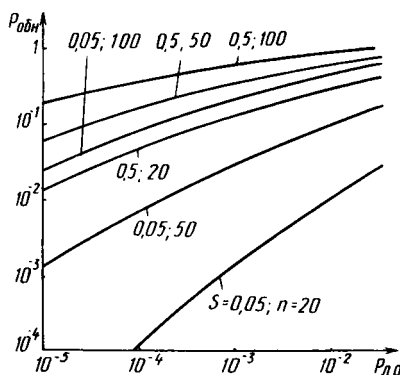
$$\begin{aligned} a_{\Lambda_{\text{ш}}} &= n\bar{y}_{i_{\text{ш}}}; & \sigma_{\Lambda_{\text{ш}}}^2 &= n\overline{(y_{i_{\text{ш}}} - \bar{y}_{i_{\text{ш}}})^2}; \\ a_{\Lambda_{\text{с+ш}}} &= n\bar{y}_{i_{\text{с+ш}}}; & \sigma_{\Lambda_{\text{с+ш}}}^2 &= n\overline{(y_{i_{\text{с+ш}}} - \bar{y}_{i_{\text{с+ш}}})^2}, \end{aligned}$$

а вероятности правильного и ложного обнаружений найдем из выражений:

$$P_{\text{обн}} = 1 - \Phi\left(\frac{C - a_{\text{лс}} + \text{ш}}{\sigma_{\text{лс}} + \text{ш}}\right);$$

$$P_{\text{л.о}} = 1 - \Phi\left(\frac{C - a_{\text{лш}}}{\sigma_{\text{лш}}}\right),$$

где $\Phi(t) = 1/\sqrt{2\pi} \int_{-\infty}^t \exp(-x^2/2) dx$ — интеграл вероят-



ности; C — постоянная величина, определяющая порог ограничения.

На рис. 9.4 приведены графики зависимости вероятности правильного обнаружения $P_{\text{обн}}$ в функции $P_{\text{л.о}}$. Согласно этим графикам, метод накопления может существенно повысить эф-

Рис. 9.4.

фективность обнаружения при малых отношениях сигнал/шум, что характерно для систем дальней связи, например в условиях космоса.

9.4. Оптимальный прием сигналов в цифровых лазерных системах связи с изменяющейся энергией излучения

Распределение сигнальных фотонов на выходе приемника в этом случае определяется отрицательным биномиальным законом и выражается формулой (9.1).

Полагаем, что в двоичной системе с поляризационной модуляцией символу 1 соответствует циркулярно поляризованная волна с направлением вращения вправо, а символу 0 — волна с направлением вращения влево. Прием таких сигналов может быть осуществлен схемой, представленной на рис. 9.5. На рисунке обозначены: 1 — преобразователь

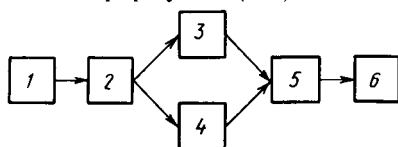


Рис. 9.5.

сигналов может быть осуществлен схемой, представленной на рис. 9.5. На рисунке обозначены: 1 — преобразователь

поляризации; 2 — разделитель поляризации; 3, 4 — фотодетекторы; 5 — дифференциальный усилитель; 6 — демодулятор.

Будем считать, что шумы на входе приемника распределены по закону Пуассона [см. формулу (9.5)]. Заметим, что при использовании поляризационной модуляции на выходе каждого из фотодетекторов приемника уровень шумов будет в два раза меньше, чем в случае модуляции луча ОКГ по интенсивности.

Коэффициент правдоподобия, определяющий алгоритм оптимального приемника, можно записать в виде

$$\lambda(m) = \frac{P_{с+ш}(m)}{P_{ш}(m)} = \left(\frac{M}{M + \mu} \right)^M \frac{m!}{\mu_0^m (M - 1)!} \times \\ \times \sum_{j=0}^m \frac{(m - j + M - 1)!}{j! (m - j)!} \mu_0^j \left(\frac{\mu}{M + \mu} \right)^{m-j}.$$

Прологарифмировав это выражение и отбросив члены, не зависящие от m , получим

$$\Lambda = \ln m! - m \ln \mu_0 + \ln \sum_{j=0}^m \frac{(m - j + M - 1)!}{j! (m - j)!} \mu_0^j \left(\frac{\mu}{M + \mu} \right)^{m-j}. \quad (9.10)$$

Выражение (9.10) является алгоритмом работы оптимального приемника. Один из возможных вариантов схемы вычислительного устройства приемника, работающего по правилу (9.10), показан на рис. 9.6 (1 — фотоэмиссионная часть приемника; 2 — вычислитель $\ln \mu_0$; 3 — умножитель на m ; 4 — фазоинвертор; 5 — вычислитель $M!$; 6 — вычис-

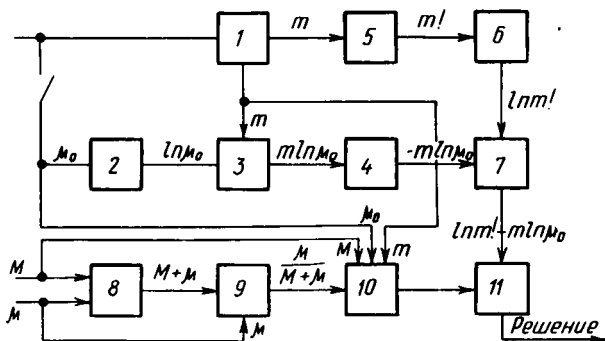


Рис. 9.6.

литель $\ln m!$; 7, 8 — сумматоры; 9 — умножитель; 10 — вычислитель $\ln \sum_{j=0}^m \frac{(m-j+M-1)!}{j!(m-j)!} \mu_0^j \left(\frac{\mu}{M+\mu} \right)^{m-j}$; 11 — сумматор).

Для вычисления вероятности ошибки при использовании критерия Котельникова — Зигерта найдем пороговое значение величины $m = m_n$. Для этого необходимо, чтобы выполнялось равенство:

$$P_{с+ш}(m_n) / P_{ш}(m_n) = P_1 / P_0, \quad (9.11)$$

где P_1 , P_0 — априорные вероятности появления сигнальных и шумовых фотонов.

Вычисления по формуле (9.11) дают следующее выражение для m_n , минимизирующего полную вероятность ошибки:

$$\left(\frac{M}{M+\mu} \right)^M \frac{m_n!}{\mu_0^{m_n} (M-1)!} \sum_{j=0}^{m_n} \frac{(m_n-j+M-1)!}{j!(m_n-j)!} \mu_0^j \left(\frac{\mu}{M+\mu} \right)^{m_n-j}$$

Отделив члены, не зависящие от m_n , и представив $m_n!$ по формуле Стирлинга, получим

$$\begin{aligned} \frac{m_n^{m_n} \sqrt{m_n}}{\mu_0^{m_n} e^{m_n}} \sum_{j=0}^{m_n} \frac{(m_n-j+M-1)!}{j!(m_n-j)!} \mu_0^j \left(\frac{\mu}{M+\mu} \right)^{m_n-j} = \\ = \frac{P_1(M-1)}{P_0 \sqrt{2\pi}} \left(\frac{M+\mu}{M} \right)^M. \end{aligned} \quad (9.12)$$

Анализ сомножителя под знаком суммы выражения (9.12) показывает, что погрешность этой величины при $M=1$ и ограничении m_n числом, равным 4, не превышает 1%. Нетрудно показать, что при $M>1$ (что в действительности наиболее вероятно) относительная погрешность будет еще меньше, так как абсолютная величина членов суммы в формуле (9.12) с увеличением m_n резко уменьшается. Поэтому сделаем следующее преобразование:

$$\begin{aligned} \sum_{j=0}^{m_n} \frac{(m_n-j+M-1)!}{j!(m-j)!} \mu_0^j \left(\frac{\mu}{M+\mu} \right)^{m_n-j} = \\ = \left(\frac{\mu}{M+\mu} \right)^{m_n} \sum_{j=0}^{m_n} \frac{(m_n-j+M-1)!}{j!(m-j)!} \left(\frac{\mu_0}{\mu} \right)^j (M+\mu)^j \end{aligned}$$

Тогда выражение (9.12) можно переписать в виде

$$\left(\frac{\mu}{\mu_0 e (M+\mu)} \right)^{m_n} m_n^{m_n} e^{-\frac{1}{2}} \sum_{j=0}^{m_n} \frac{(m_n-j+M-1)!}{j!(m-j)!} \left(\frac{\mu_0}{\mu} \right)^j (M+\mu)^j =$$

$$\frac{P_1(M-1)!}{P_0\sqrt{2\pi}} \left(\frac{M+\mu}{M} \right)^M. \quad (9.13)$$

Уравнение (9.13) является трансцендентным. Поэтому значения m_n вычислялись графически по семейству кривых, полученных с помощью ЭВМ.

Минимальная полная вероятность ошибки может быть получена по формуле

$$\begin{aligned} P_{\text{ош}} = P_0 P_{\text{л.о}} + P_1(1 - P_{\text{обн}}) = P_0 \sum_{m=m_n}^{\infty} \frac{\mu_0^m}{m!} \exp(-\mu_0) + \\ + P_1 \left(1 - \sum_{m=m_n}^{\infty} \left(\frac{M}{M+\mu} \right)^M \frac{\exp(-\mu_0)}{(M-1)!} \sum_{j=0}^m \frac{(m-j+M-1)!}{j!(m-j)!} \times \right. \\ \times \mu_0^j \left(\frac{\mu}{M+\mu} \right)^{m-j} \Big) = \frac{1}{2} \left(\left(1 - \sum_{m=0}^{m_n} \frac{\mu_0^m}{m!} \exp(-\mu_0) \right) + \right. \\ \left. + \left(\sum_{m=0}^{m_n} \left(\frac{M}{M+\mu} \right)^M \frac{\exp(-\mu_0)}{(M-1)!} \sum_{j=0}^m \frac{(m-j+M-1)!}{j!(m-j)!} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \mu_0^j \left(\frac{\mu}{M+\mu} \right)^{m-j} \right) \right). \end{aligned} \quad (9.14)$$

На рис. 9.7 приведены вычисленные по формуле (9.14) с помощью ЭВМ графики вероятности ошибки в зависимости от величин сигнала и шума. При этом принято: $P_1 = P_0 = 0,5$; $M = 4$.

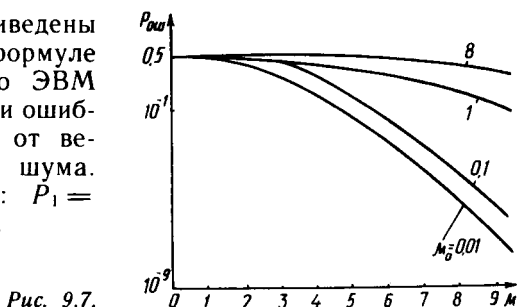


Рис. 9.7.

9.5. Помехоустойчивость лазерных многоканальных систем связи с поляризационной модуляцией и ЧМ поднесущей

Реализация огромной информационной емкости лазерных многоканальных систем связи потребует использования поднесущих частот. При этом целесообразно применение ЧМ поднесущей, имеющей форму последовательности прямоугольных импульсов. Сочетание такого

режима работы с ПМ лазерного излучения позволит значительно повысить отношение сигнал/шум, а значит, и помехозащищенность в целом.

Рассмотрим случай, когда на передающей стороне гармоническое напряжение поднесущей частоты преобразуется в импульсное со скважностью Q , затем из этого же гармонического колебания поднесущей формируется аналогичная импульсная последовательность, сдвинутая

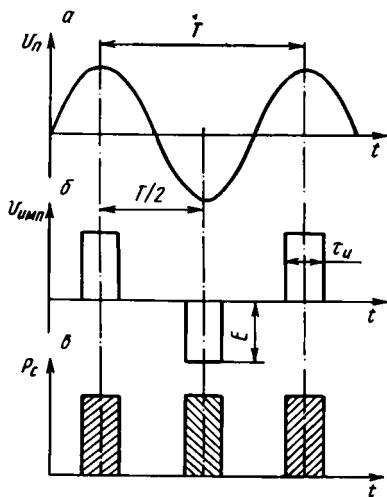


Рис. 9.8.

по отношению к первой на $T/2$ и имеющая обратную полярность. После суммирования образованная последовательность разнополярных импульсов подается на поляризационный модулятор лазерного устройства. На рис. 9.8 изображены исходные напряжения поднесущей (а), суммарная импульсная последовательность (б) и временная зависимость лазерного излучения (в).

При модуляции положительным импульсом соответствует, например, правая круговая поляризация, а отрицательным — левая. Нетрудно показать, что в данном

случае условия работы системы связи аналогичны системе ИКМ — ПМ, где решение о приеме символа 1 или 0 принимается в соответствии с законом напряжения на выходе дифференциального усилителя. Поэтому структурная схема приемного устройства может быть аналогичной показанной на рис. 9.5, с добавлением фильтра поднесущей частоты и частотного детектора на выходе. Полагая, что индексы правой $M_{пр}$ и левой $M_{л}$ круговой поляризации равны, т. е. $M_{пр} = M_{л} = M_n$, определим амплитуду импульсов тока на выходе дифференциального каскада приемного устройства для случая правой круговой поляризации: $I' = GDP_c M_n$; $I'' = GDP_c (1 - M_n)$. Суммарная амплитуда

$$I_{пр} = I' - I'' = GDP_c (2M_n - 1). \quad (9.15)$$

Аналогично для левой круговой поляризации $I_{л} = GDP_c (2M_n - 1)$. Здесь G — коэффициент усиления по току фотодетектора ($G = G_1 = G_2$); D — коэффициент

преобразования интенсивности излучения в ток фотодетектора (полагаем, что $D = D_1 = D_2$); P_c — мощность оптического сигнала в импульсе.

Поскольку на выходе дифференциального каскада имеется сумма двух разнополярных и сдвинутых на $T/2$ импульсных последовательностей, выходной сигнал можно представить в виде суммы двух рядов Фурье:

$$e_1(t) = \frac{E}{Q} + \frac{2E}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{n\Omega_1 \tau_n}{2} \cos n\Omega_1 t;$$

$$e_2(t) = -\frac{E}{Q} + \frac{2E}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{n\Omega_1 \tau_n}{2} \cos(n\Omega_1 + \pi)t;$$

$$e(t) = e_1(t) + e_2(t) = \frac{4E}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin \frac{n\Omega_1 \tau_n}{2} \cos n\Omega_1 t,$$

где E — амплитуда напряжения.

Коэффициент первой гармоники в этом случае равен

$$k_1 = \frac{4}{\pi} \sin \frac{\pi}{Q}.$$

Напряжение первой гармоники поднесущей частоты на выходе фильтра (при сопротивлении нагрузки $R_n = 1$) равно

$$U_1 = |I_{np}| R_n k_1 = |I_n| R_n k_1 = \frac{4GDP_c(2M_n - 1)}{\pi} \sin \frac{\pi}{Q}.$$

Мощность сигнала поднесущей, усредненная за период,

$$S_1 = P_{cp}^n = \frac{U_1^2}{2} = \frac{8G^2 D^2 P_c^2 (2M_n - 1)^2}{\pi^2} \sin^2 \frac{\pi}{Q}. \quad (9.16)$$

Средняя мощность оптического излучения, обуславливающая дробовой шум сигнала, составляет

$$P_{cp} = 2(P_c M_n / Q + P_c (1 - M_n) / Q) = 2P_c / Q.$$

Тогда мощность дробового шума на выходе фильтра поднесущей

$$N_c = 4qG^2 DP_c B_{nn} (1/Q), \quad (9.17)$$

где q — заряд электрона; B_{nn} — полоса пропускания фильтра поднесущей частоты.

Отношение сигнал/шум по мощности на поднесущей при ограничении дробовыми шумами определяется из выражений (9.16) и (9.17) при учете, что $D = q\eta / (hf_c)$:

$$\frac{S_1}{N_c} = \frac{2\eta P_c (2M_n - 1)^2 Q}{\pi^2 h f_c B_{\text{пн}}} \sin^2 \frac{\pi}{Q}, \quad (9.18)$$

где h — постоянная Планка; η — квантовая эффективность фотодетектора.

Для случая с линейной модуляцией по интенсивности ЧМ поднесущей отношение сигнал/шум по мощности на поднесущей составляет

$$S/N_c = \eta P_c / (8h f_c B_{\text{пн}}). \quad (9.19)$$

Однако с учетом реальных параметров системы выражение (9.19) принимает вид

$$S/N_c = \eta P_c F(M) / (8h f_c B_{\text{пн}} m^2), \quad (9.20)$$

где $F(M) = 1 - 2$ — коэффициент избыточного шума, зависящий от типа фотодетектора; m — индекс линейной модуляции по интенсивности.

В выражении (9.18) $F(M)$ не учитывается, так как имеется возможность подавить этот шум, применив ограничение импульсов. Определим выигрыш, даваемый выражением (9.18) по сравнению с выражениями (9.19) и (9.20). Разделив соотношение (9.18) на (9.19), получим

$$B = \frac{16(2M_n - 1)^2 Q}{\pi^2} \sin^2 \frac{\pi}{Q}$$

или при $M_n = 1$

$$B = \frac{16Q}{\pi^2} \sin^2 \frac{\pi}{Q}. \quad (9.21)$$

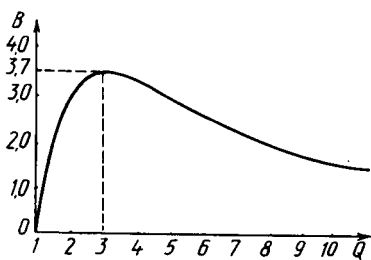


Рис. 9.9.

Зависимость (9.21) протабулирована и показана на рис. 9.9, из которого видно, что максимальное значение выигрыша $B_{\text{max}} = 3,7$. Из выражений (9.18) и (9.20) получим значение выигрыша при учете реальных условий:

$$B = \frac{16(2M_n - 1)^2 OF(M)}{\pi^2 m^2} \sin^2 \frac{\pi}{Q}.$$

Если, например, $M_n = 1$, $F(M) = 1,5$, $m = 0,7$, $Q = 3$, то $B = 11,3$.

С учетом дробовых шумов сигнала, фона и темнового тока выражение (9.17) можно записать в виде

$$N_z = 2qG^2 B_{\text{пн}} (D \frac{2P_c}{Q} + DP_\phi + 2I_\tau),$$

где P_Φ — мощность фонового излучения; I_τ — темновой ток фотодетектора.

Тогда отношение сигнал/шум на поднесущей будет равно

$$\frac{S_1}{N_\Sigma} = \frac{4D^2P_c^2(2M_n - 1)^2 \sin^2 \pi/Q}{\pi^2 q B_{nn}(D \cdot 2P_c/Q + DP_\Phi + 2I_\tau)}. \quad (9.22)$$

Учитывая импульсный характер модуляции, рассмотрим применение оптического стробирования по входу приемного устройства. Из рис. 9.8 следует, что скважность следования поляризованных посылок, так же как и скважность предполагаемого стробирования, равна $Q_{стр} = Q/2$. Тогда выражение (9.22) можно записать так:

$$\frac{S_1}{N_\Sigma} = \frac{4D^2P_c^2(2M_n - 1)^2 \sin^2 \pi/Q}{\pi^2 q B_{nn}(D \cdot 2P_c/Q + D^2P_\Phi/Q + 2I_\tau)}.$$

Очевидно, что при малых Q снижение фона незначительно.

Таким образом, благодаря десятикратному выигрышу в соотношении сигнал/шум системы с поляризационной импульсной модуляцией и ЧМ поднесущей применение фотодетекторного приема не уступает гетеродинному.

9.6. Помехоустойчивость лазерных систем связи с низким уровнем помех

Вследствие чрезвычайно малого числа фотонов на входе приемного устройства системы связи и статистической независимости поступления их в различные моменты времени в этом случае предполагается, что сигнальные и шумовые фотоны распределяются по закону Пуассона.

Рассмотрим двоичную систему с ПМ, в которой символу 1 соответствует циркулярно поляризованная волна с направлением вращения вправо, а символу 0 — волна с направлением вращения влево. Такой принцип передачи информации может быть применен в системе связи, использующей кодово-импульсную модуляцию в сочетании с поляризационной. Кодовая группа содержит соответствующее число импульсов, длительность которых равна τ . Положительной и отрицательной совокупностям импульсов соответствует ПМ вращением вектора напряженности электрического поля вправо и влево.

Для приема таких сигналов структурная схема приемного устройства системы связи может быть аналогичной

показанной на рис. 9.9. Среднее число фотоэлектронов сигнала, которые эмиттируются за интервал τ , $\mu = \eta P_s \tau / (h\nu)$, где η — квантовая эффективность фотодетектора; ν — оптическая частота.

Полагая, что оба фотоэлемента одинаково детектируют шумы из окружающего пространства, запишем общее выражение для шумовых фотоэлектронов: $2\mu_0 = \eta P_{\text{ш}} \tau / (h\nu) + 2\eta P_{\Phi} / (h\nu)$, где $P_{\text{ш}}$ — мощность поляризованных фоновых шумов; P_{Φ} — эквивалентная шумовая мощность каждого фотодетектора.

В качестве фотодетекторов (фотон-электронных преобразователей) будем рассматривать счетчик фотонов, квантовый выход которого $\eta \leq 1$. За интервал τ на выходе одного из квантовых счетчиков примем μ_0 , а на выходе другого — $\mu_0 + \mu$. Далее, записав выражения для апостериорных вероятностей на выходе сигнального и шумового фотодетекторов, можно найти коэффициент правдоподобия как отношение логарифмов апостериорных вероятностей. Затем вычисляется порог, с которым сравнивается коэффициент правдоподобия, и в соответствии с определенным правилом принимается решение.

На практике реален случай низкого уровня фона, когда ограничения определяются квантовым характером излучения оптических устройств. В этом случае вероятность ошибки

$$P_{\text{ош}} = P(m_0 > m_1) + 0,5P(m_0 = m_1), \quad (9.23)$$

где m_1 — число электронов на выходе фотодетектора при наличии сигнала; m_0 — число электронов при наличии только шума.

Совместная вероятность двух независимых событий

$$P(m_0, m_1) = \frac{\mu_0^{m_0} \mu_1^{m_1}}{m_0! m_1!} e^{-(\mu_0 + \mu_1)}.$$

Вероятность того, что $m_0 = m_1 = m$, вытекает из выражения

$$\begin{aligned} P(m_0 = m_1 = m) &= \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(\mu_0 \mu_1)^m}{(m!)^2} e^{-(\mu_0 + \mu_1)} = \\ &= e^{-(\mu_0 + \mu_1)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(0,5\sqrt{4\mu_0\mu_1})^{2m}}{(m!)^2} = e^{-(\mu_0 + \mu_1)} I_0(2\sqrt{\mu_0\mu_1}). \end{aligned} \quad (9.24)$$

Для определения первого слагаемого соотношения (9.23) представим вероятность правильного обнаружения в виде суммы:

$$P(m_0 < m_1) = P(0, 1) + P(0, 2) + \dots + P(0, m) + P(1, 2) + \dots + P(1, m) + P(2, 3) + \dots \quad (9.25)$$

Просуммируем выражение (9.25):

$$\begin{aligned} P(m_0 < m_1) &= \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{i=0}^{\infty} P(i, i+k) = e^{-(\mu_0 + \mu_1)} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\mu_0^i \mu_1^{i+k}}{i!(i+k)!} = \\ &= e^{-(\mu_0 + \mu_1)} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\sqrt{\frac{\mu_1}{\mu_0}} \right)^k \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(\sqrt{\mu_0 \mu_1})^{2i+k}}{i!(i+k)!} = \\ &= e^{-(\mu_0 + \mu_1)} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\sqrt{\frac{\mu_1}{\mu_0}} \right)^k I_k(2\sqrt{\mu_0 \mu_1}). \end{aligned} \quad (9.26)$$

Таким образом, выражение для вероятности ошибки с учетом формул (9.24) и (9.26) можно записать в следующем виде:

$$P_{\text{ош}} = \frac{1}{2} e^{-(\mu_0 + \mu_1)} \left(I_0(2\sqrt{\mu_0 \mu_1}) + 2 \sum_{i=1}^{\infty} I_k(2\sqrt{\mu_0 \mu_1}) \right) \left(\sqrt{\frac{\mu_0}{\mu_1}} \right)^k.$$

На рис. 9.10 приведены вычисленные с помощью ЭВМ графики вероятности ошибки $P_{\text{ош}}$ в зависимости от величины сигнала и шума.

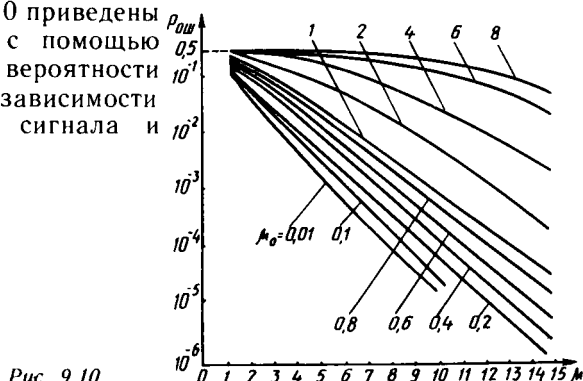


Рис. 9.10.

9.7. Искажения в волоконно-оптических системах передачи многоканальной информации

Передача оптических сигналов по закрытым направляющим средам сопровождается специфическими шумами, суть которых состоит в том, что различные моды, распространяющиеся в оптическом волокне, имеют разные скорости, следовательно, форма выходного сигнала на конце волокна не соответствует форме входного. При импульсных сигналах это приводит к увеличению длительности импульсов, т. е. к появлению помех типа меж-

символьной интерференции. Это явление носит название *дисперсионных искажений*. Причинами, вызывающими эти искажения, кроме дисперсии мод, являются волноводная дисперсия, дисперсия материала и дисперсия, вызванная переотражениями на неоднородностях в волокне. Рассмотрим подробнее эти искажения и некоторые методы борьбы с ними.

Для многомодовых волокон со ступенчатым профилем показателей преломления волноводная дисперсия является основным фактором, ограничивающим полосу пропускания. Максимальная величина этой дисперсии, полученная непосредственно при использовании законов геометрической оптики, определяется выражением

$$\Delta t_{\text{в}} = \frac{n_1 \Delta n}{2c} l,$$

где n_1 — коэффициент преломления сердцевины световолокна; $\Delta n = n_1 - n_2$ — разность показателей преломления оболочки и сердцевины; c — скорость света; l — длина световолокна.

Величина $\Delta t_{\text{в}}$ может быть представлена как функция числовой апертуры A_0 световолокна:

$$\Delta t_{\text{в}} \simeq \frac{A_0^2}{4c} l, \quad (9.27)$$

так как

$$A_0 = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \simeq \sqrt{2n_1 \Delta n}. \quad (9.28)$$

Для световолокон с параболическим профилем показателя преломления дисперсия определяется выражением

$$\Delta t_{\text{в}} = \frac{n_1 (\Delta n)^2}{2c} l \simeq \frac{A_0^4}{8cn_1} l. \quad (9.29)$$

Однако из-за дифференциального затухания и взаимодействия мод реальная дисперсия ниже рассчитанной по формулам (9.27) и (9.29). Это объясняется тем, что моды более высокого порядка вследствие сильного взаимодействия испытывают большее затухание, что приводит к уменьшению эффективной числовой апертуры. Структурные несовершенства, неоднородности показателя преломления, флуктуации диаметра световода приводят к уменьшению числа мод, переносящих основную мощность сигнала. При этом изменяется вид зависимости дисперсии от длины:

$$\Delta t_{\text{в}} \simeq \sqrt{l_0 l},$$

где l_0 — длина полного преобразования мод.

Для одномодовых световолокон существенной является дисперсия материала. Она определяется зависимостью групповой скорости моды от длины волны:

$$\Delta t_{\text{мат}} = \frac{1}{c} \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \lambda^2 \frac{d^2 n}{d \lambda^2},$$

где $\Delta \lambda / \lambda$ — относительная ширина спектра излучения источника: $\lambda^2 \frac{d^2 n}{d \lambda^2}$ — характеристика дисперсионных свойств материала волновода.

Для одномодовых световолокон большое значение имеет также дисперсия мод. Как и дисперсия материала, она связана с искажением импульса внутри каждой моды, обусловленным зависимостью групповой задержки от длины волны. Для наивысшей моды задержка

$$\Delta t_{\text{м}} \simeq \frac{2n_1}{c} \cdot \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \Delta n l, \quad (9.30)$$

Реально величина $\Delta t_{\text{м}}$ ниже рассчитанной по формуле (9.30). Приемлемую точность результата можно получить при знании эффективной числовой апертуры волокна A_0 , которая может отличаться от вычисленной по формуле (9.28):

$$\Delta t_{\text{м}} \simeq \frac{2n_1}{c} \cdot \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \Delta n l \simeq \frac{A_0^2}{c} \frac{\Delta \lambda}{\lambda} l.$$

Микроизгибы и механические напряжения волокна, возникающие в процессе изготовления кабеля, неоднородности исходного волокна, а также рэлеевское рассеяние (примерно λ^{-4}) являются факторами, ограничивающими полосу пропускания. Конечное время распространения оптического сигнала и конечная длительность акта рассеяния обуславливают задержку фотонов в среде, зависящую от пройденного пути и числа актов рассеяния. В результате поток одновременно посланных фотонов на выходе из рассеивающей среды будет зарегистрирован размытым во времени.

Согласно теории распространения короткого оптического импульса в рассеивающей среде, огибающая импульса имеет асимметричную форму. Большие неоднородности, возникающие при изломе или стыковке волокон, вызывают переотражения, сравнимые по мощности с основным сигналом. В зависимости от расположения неоднород-

ностей они могут отстоять на значительном расстоянии от основного импульса либо накладываться на него, изменяя его форму. В волноводной технике такой тип помех получил название *попутного потока*. Вследствие малого влияния перечисленных факторов на передаваемый сигнал их учет ведется только в особых случаях.

Рассмотрим некоторые методы борьбы с вышеперечисленными искажениями. Так как различные моды в оптическом волокне распространяются под разными углами, можно осуществить *пространственную селекцию*, которая состоит в том, что из совокупности всех пространственных мод возбуждаются при передаче или выделяются при приеме только интересующие нас моды. Практически пространственная селекция выполняется с помощью мозаичного фотоприемника (рис. 9.11), в котором фотодиоды размещены по окружностям. Так как низшие моды распространяются по оси и не преломляются, то они будут регистрироваться фотодиодом 1. Средние моды преобразуются

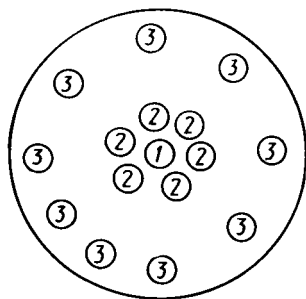


Рис. 9.11.

зуются кольцом фотодиодов 2, а высшие — кольцом фотодиодов 3. Временная задержка совокупности высших мод может быть вычислена по формуле

$$\Delta t = \frac{n_1 l}{c} \left(\frac{1}{\cos \theta_k} - 1 \right),$$

где l — длина пути в волокне; n_1 — коэффициент преломления сердцевины волокна; c — скорость света, θ_k — собственные углы, под которыми распространяются различные моды с номером $k = 1, 2, 3, \dots$ Упрощенная струк-

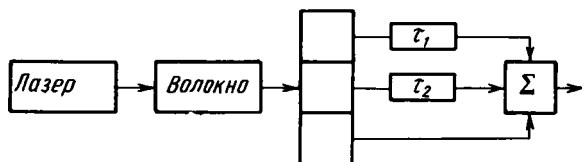


Рис. 9.12.

турная схема компенсации временной задержки мод, а значит, и явления дисперсии показаны на рис. 9.12. Степень компенсации определяется числом фотодиодов в кольцевой

матрице и точностью настройки линий задержки τ_k . Недостатком метода пространственной селекции мод является сложность настройки электрических схем (временных корректоров).

Метод переинверсии мод свободен от этого недостатка. При этом методе, кроме матрицы фотодиодов, необходима еще и матрица источников излучения (например, светодиодов), чтобы осуществить пространственную селекцию и при передаче. В основу метода положено физическое явление, заключающееся в том, что временная задержка низших и высших мод относительно средних одинакова по абсолютной величине, но отличается по знаку. Если через определенные расстояния на трассе линии периодически менять местами низшие и высшие моды, дисперсионные искажения будут компенсированы. Структурная схема реализации такого метода приведена на рис. 9.13.

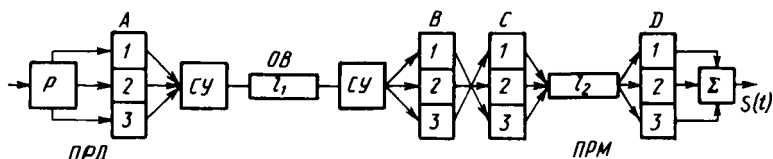


Рис. 9.13.

Информационный сигнал подается на распределитель мощности (P), функцией которого является амплитудная коррекция мод таким образом, чтобы на приемной матрице все моды находились в равных условиях. Далее сигнал поступает на передающую кольцевую матрицу, которая может быть выполнена по типу приемной кольцевой матрицы (см. рис. 9.11) с сохранением всех пропорций в геометрических размерах. Через согласующее устройство (СУ) световой сигнал с передающей матрицы вводится в оптическое волокно (ОВ) и проходит некоторое расстояние l_1 , после чего выводится на приемную матрицу B. Выделение мод на участке A — B происходит в такой последовательности: 1 — низшие моды (время распространения их $t = t_1 - \Delta\tau_1$); 2 — средние моды ($t = t_1$); 3 — высшие моды ($t = t_1 + \Delta\tau_1$), где $\Delta\tau_1$ — временная межмодовая задержка.

На участке переприема B — C низшие моды приемной матрицы B подаются на место высших мод передающей матрицы C, а высшие моды — на место низших. Одновременно осуществляется амплитудная коррекция (на схе-

ме не показано) и световой сигнал вводится в волокно, в котором проходит расстояние l_2 , и выводится на приемную матрицу D . Выделение мод на участке $C - D$ происходит в такой последовательности: 1 — низшие моды (время распространения $t = t_2 - \Delta\tau_2$); 2 — средние моды ($t = t_2$); 3 — высшие моды ($t = t_2 + \Delta\tau_2$), а выделение мод на участке $A - D$ — в последовательности: 1 — низшие моды ($t = t_1 + \Delta\tau_1 + t_2 - \Delta\tau_2 = t_1 + t_2$, если $\Delta\tau_1 = \Delta\tau_2$ и $l_1 = l_2$); 2 — средние моды ($t = t_1 + t_2$); 3 — высшие моды ($t = t_1 - \Delta\tau_1 + t_2 + \Delta\tau_2 = t_1 + t_2$), т.е. получена компенсация межмодовой задержки, и все моды волокна будут иметь одинаковую скорость распространения, а явление дисперсии сведено к минимуму. Необходимым и достаточным условием нормальной работы такой системы является наличие четного числа однотипных участков с переприемом. При несоблюдении этого условия последний участок должен иметь пространственную селекцию мод с временной коррекцией.

Межсимвольную интерференцию, вызываемую явлением дисперсии, можно уменьшить применением выравнивателей, выполненных на линейных или цифровых фильтрах. Такие выравниватели за рубежом называют *эквалайзерами*.

Расширение импульсов можно рассматривать как результат прохождения сигнала через четырехполосник, частотная характеристика которого спадает в область высоких частот. Линейные фильтры служат для выравнивания частотной характеристики. Межсимвольная интерференция эквивалентна дополнительным помехам, поэтому требуемая мощность источника оптического излучения при увеличении длины усилительного участка L возрастает, с одной стороны, за счет повышения потерь в кабеле и, с другой стороны, за счет увеличения межсимвольной помехи.

Длина усилительного участка определяется из выражения $P_1 - \alpha L = P_2(L)$, где P_1 — мощность сигнала, вводимая в оптический кабель; P_2 — мощность, требуемая на входе фотоприемника, α — коэффициент затухания.

На рис. 9.14 показана верхняя граница мощности, требуемой на входе фотоприемника, в зависимости от σ/T (σ — дисперсия, T — тактовый интервал) при скорости передачи 480 Мбит/с. Из рисунка видно, что P_2 увеличивается с возрастанием длительности импульсов в результате усиления межсимвольных помех. При сильной интерференции более эффективно применять эквалайзеры

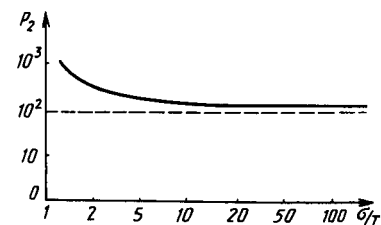
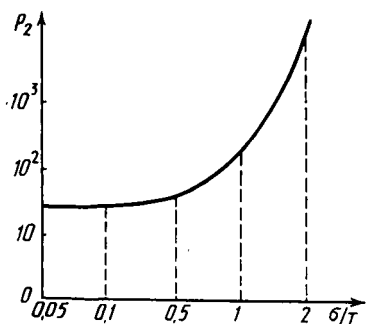


Рис. 9.15.

Рис. 9.14.

на цифровых фильтрах. На рис. 9.15 приведена зависимость требуемой на входе фотоприемника мощности P_2 от отношения σ/T при скорости передачи 480 Мбит/с и больших величинах σ (штриховая линия определяет пороговый уровень этой мощности). Из сравнения рис. 9.14 и 9.15 видно, что линейные выравниватели целесообразно применять при $\sigma/T < 2$, а цифровые — при $\sigma/T > 2$. Применение эквалайзеров на цифровых фильтрах позволяет увеличить длину усилительного участка, однако конструктивно они более сложны, чем эквалайзеры на линейных фильтрах. Уменьшения межсимвольной интерференции можно добиться и выбором оптимальной длины регенерационного участка.

При передаче оптических сигналов по закрытым направляющим системам отношение сигнал/шум на выходе фотоприемника определяется мощностью входного сигнала и шумовыми свойствами усилителя. Правильное построение входных цепей усилителя и обеспечение оптимального режима работы фотодиодов играет большую роль при проектировании чувствительных приемников оптических сигналов. Свойство фотодиода как источника тока может быть полностью реализовано при больших сопротивлениях нагрузки. Это позволяет успешно использовать простую и сложную противозумовую коррекцию.

Величина теплового шума усилителя в полосе частот до f_b может быть найдена по формуле

$$I_{ш.т}^2 = 4kTF \int_0^{f_b} \frac{df}{Z_H(f)}. \quad (9.31)$$

Выражение для отношения сигнал/шум на выходе

$$\frac{P_c}{P_{ш}} = \frac{(mI_c)^2 M^2}{2l(I_c + I_T) \overset{f_B}{f_B} M^{2+x} + 4kTF \overset{f_B}{\int} df / Z_n(f)}$$

где m — коэффициент глубины модуляции; I_c , I_T — величины соответственно сигнального и темнового токов; M — коэффициент внутреннего усиления фотодиода.

Для выяснения возможности передачи телевизионных сигналов с амплитудной модуляцией по волоконно-оптическим линиям связи были проведены расчеты зависимости отношения сигнал/шум на выходе фотоприемника от мощности входного сигнала. Расчет проводился для германиевого ЛФД с коэффициентом избыточного шума $x = 1,3$. Коэффициент внутреннего умножения, при котором обеспечивается максимальное отношение сигнал/шум, с учетом комплексного сопротивления нагрузки фотодиода определялся по формуле

$$M_{opt} = \frac{\overset{f_B}{4kTF \int} df / Z_n(f)}{x l I_c f_B}.$$

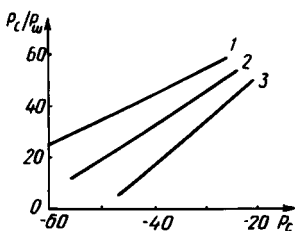


Рис. 9.16.

На рис. 9.16 приведены полученные расчетные зависимости (1 — квантовый предел; 2, 3 — зависимости сигнал/шум соответственно для фотодиода с внутренним усилением (при M_{opt} , равном 25 и 12) и для $p+i-n$ -фотодиода). Результаты расчета показывают, что выигрыш, получаемый за счет применения фотодиода с внутренним усилением, зависит от требуемого отношения сигнал/шум. Экспериментальные исследования разработанной системы передачи телевизионных

сигналов показали хорошее совпадение с расчетными данными.

Таким образом, в приемниках волоконно-оптических систем связи для повышения отношения сигнал/шум целесообразно использовать сложную противозумовую коррекцию.

9.8. Повышение помехоустойчивости систем передачи при использовании в них фазированных решеток лазеров

Увеличения мощности излучения, а следовательно, и помехоустойчивости систем передачи можно добиться при использовании фазированных решеток, в которых осуществляется сложение полей N лазеров. Методы сложения полей (интерференции) для увеличения интенсивности поля в дальней зоне ($R \geq L^2/\lambda$, где R — расстояние до точки наблюдения; L — размеры источника излучения) достаточно подробно разработаны для антенных решеток радиодиапазона ($\lambda \geq 10^{-3}$ м), когда длина когерентности оказывается достаточно большой, благодаря чему можно вести все расчеты (для практических случаев), считая источники излучения приближенно монохроматическими. Для систем оптического диапазона такой подход во многих случаях оказывается недостаточным, и возникает необходимость оценки ограничений, связанных с частичной когерентностью источников, а также тех отклонений от идеального случая сложения монохроматических полей, которые возникают при создании фазированных решеток оптического диапазона.

Обычно для лазерных источников степень когерентности оценивается таким интегральным параметром, как относительная ширина линии излучения $\Delta\lambda/\lambda_0$ (или $\Delta\nu/\nu_0$). Для различных типов лазеров этот параметр колеблется в весьма широких пределах: от 10^{-1} (лазеры на жидких средах — растворах красителей) до 10^{-7} (газовые лазеры). Ширина линии излучения $\Delta\lambda$ (или $\Delta\nu$) связана с временем когерентности Δt соотношением, аналогичным условию неопределенности Гейзенберга: $\Delta t \Delta\nu \geq (4\pi)^{-1}$. Так, если за время когерентности Δt принять длину волнового цуга лазерного излучения на средней частоте ν_0 , то

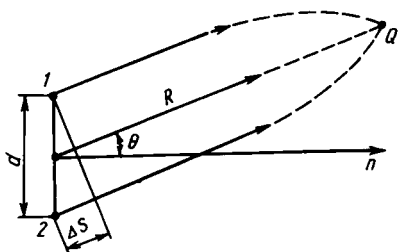
$$\Delta\nu \simeq (\Delta t)^{-1} \quad (9.32)$$

представляет ширину области главного максимума спектральной функции (с центром на частоте ν_0) на уровне интенсивности $I = 0,4 I_{\max}$.

Результирующее поле в дальней зоне двух идентичных частично когерентных излучателей 1 и 2, расстояние между которыми равно d (рис. 9.17), при разности хода

$\Delta S \ll \Delta l$, (Δl — длина когерентности) и выполнении условия (9.32) может быть записано так:

$$I(\theta) \simeq 2I_1(\theta)(1 + (1 - \kappa\psi/(2\pi))\cos\psi), \quad (9.33)$$



где $I_1(\theta)$ — интенсивность поля одного источника в точке наблюдения; $\kappa = \Delta\lambda/\lambda_0$ — относительная ширина линии излучения; $\psi = (2\pi d/\lambda_0)\sin\theta$.

Рис. 9.17.

На рис. 9.18 показаны нормированные ДН системы двух синфазных излучателей щелевого типа (например, ППЛ) при следующих значениях параметров: длина равномерно возбужденной щели $L = 5\lambda_0$; нормированная ДН одиночного излучателя $F_1(\theta) = |\sin\psi_1/\psi_1|$, где $\psi = (\pi L/\lambda)\sin\theta$; относительная ширина линии излучения равна 0,01 (рис. 9.18, а и в) и 0,1 (рис. 9.18, б и г); волновое расстояние между центрами щелей d/λ_0 составляет 10 (рис. 9.18, а и б) и 50 (рис. 9.18, в и г). Очевидно, что степень когерентности излучателей, определяемая относительной шириной линии излучения $\kappa = \Delta\lambda/\lambda_0$ и волновым расстоянием между источниками d/λ_0 при сравнительно небольшой величине разности времени прихода сигнала в точку θ ($\tau \ll \Delta t$) мало влияет на уровень интерференционных максимумов вблизи нормали к системе ($\theta = 0$). В частности, для точно сфазированных источников при $\theta = 0$ интенсивность суммарного излучения достигает максимального значения независимо от величины κ :

$$I_{\max}(0) = 4I_1(0).$$

Значительно сильнее влияние степени когерентности на уровень интерференционных минимумов, который по мере увеличения параметра τ увеличивается; при этом уровни максимумов и минимумов сближаются, и при $\tau \simeq \Delta t$ формула (9.33) уже не может быть использована. При $\tau \geq \Delta t$ и $\theta \geq \arcsin(\lambda_0/(\kappa d))$ поля источников некогерентны и $I(\theta) = 2I_1(\theta)$.

Рассмотрим характеристики излучения фазированных решеток из N излучателей. Интенсивность излучения линейной эквидистантной решетки из N идентичных

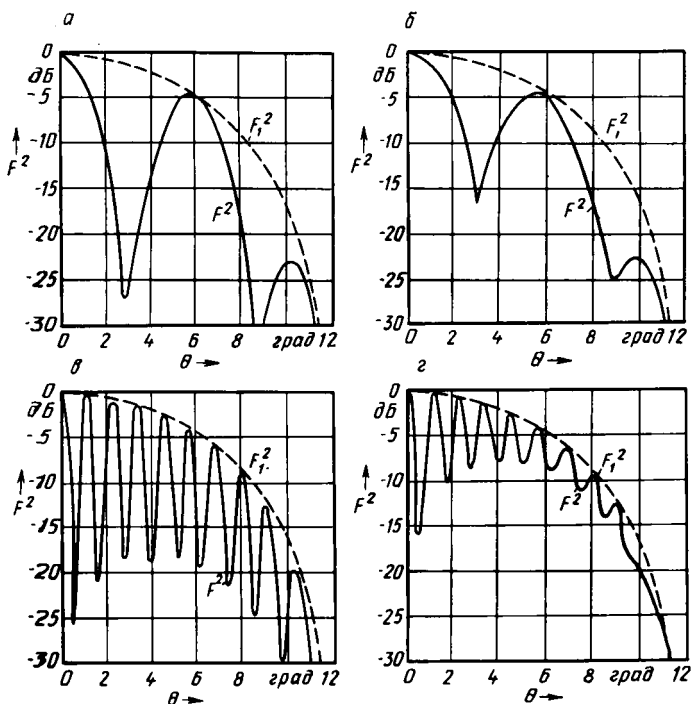


Рис. 9.18.

частично когерентных источников (рис. 9.19) может быть найдена способом, описанным выше для системы двух источников. При этом также полагается, что сфазированные излучатели (не уменьшая общности анализа, решетку можно считать синфазной) излучают импульсы с постоянной амплитудой длительностью Δt , средней частотой ν_0 и периодом повторения $T \gg \Delta t$.

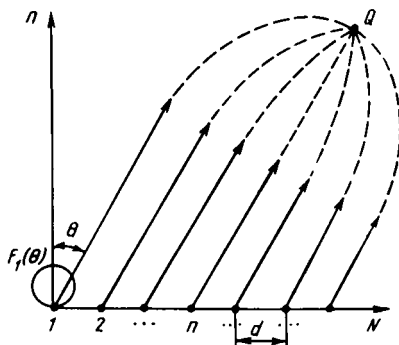


Рис. 9.19.

Тогда аналогично формуле (9.33) получим выражение для интенсивности поля решетки в дальней зоне:

$$I(\theta) \simeq NI_1(\theta) \left(1 + \frac{2}{N} \sum_{n=1}^{n_m} (N-n)(1-n\chi\psi)/(2\pi) \right) \cos n\psi, \quad (9.34)$$

где $n_m \leq N-1$.

Выражение (9.34) удобно для расчетов при небольшом числе излучателей. При большом числе излучателей целесообразно преобразовать сумму в формуле (9.34), представив ее в свернутом виде:

$$I(\theta) \simeq NI_1(\theta) \left(1 + \frac{2}{N} \sigma \right),$$

$$\text{где } \sigma = \sum_{n=1}^{n_m} (N-n)((1-n)\chi\psi)/(2\pi) \cos n\psi = \sigma_1 - \frac{\chi\psi}{2\pi} \sigma_2;$$

$$\sigma_1 = N\sigma_3 - \sigma_4; \quad \sigma_2 = N\sigma_4 - \sigma_5; \quad \sigma_3 = \sum_{n=1}^{n_m} \cos n\psi;$$

$$\sigma_4 = \sum_{n=1}^{n_m} n \cos n\psi; \quad \sigma_5 = \sum_{n=1}^{n_m} n^2 \cos n\psi.$$

Используя аналитические выражения для конечных сумм δ_3 , δ_4 , δ_5 , находим

$$I(\theta) = I_1(\theta) (N + 2\sigma_1 - \frac{\chi\psi}{\pi} \sigma_2).$$

На рис. 9.20 приведены нормированные ДН системы излучателей при следующих значениях параметров: $N = 4$;

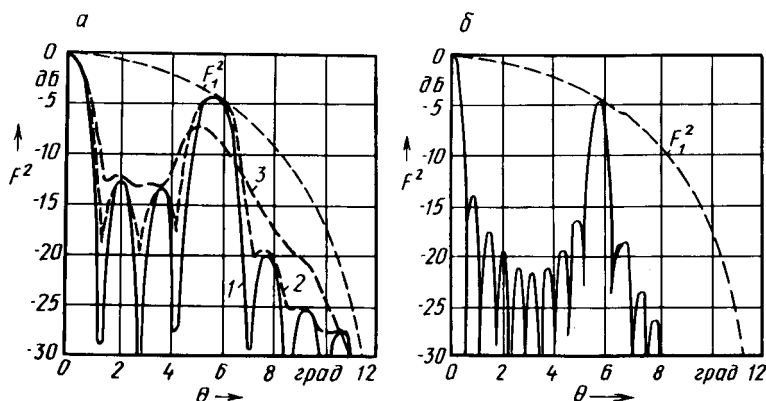


Рис. 9.20.

κ равна 0,01 (кривая 1); 0,1 (кривая 2); 0,5 (кривая 3) (рис. 9.20, а) и $N=10$; $\kappa=0,01$ (рис. 9.20, б). В обоих случаях $L/\lambda_0=5$, $d/\lambda_0=10$.

Для линейных фазированных решеток при $N \geq 2$ остаются в силе все выводы для $N=2$. Очевидно, что частично когерентные излучатели при $\kappa \ll 1$ пригодны для создания фазированных решеток, причем их ДН отличается от ДН решеток при $\kappa=0$ главным образом уровнем минимумов, что в большинстве случаев несущественно.

10. ПРОЕКТИРОВАНИЕ, РАСЧЕТ И ИЗМЕРЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОКАНАЛЬНЫХ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

10.1. Основные требования к проектированию

Разработке проектов новых систем многоканальной связи всегда должно предшествовать проведение научно-исследовательских работ (НИР) для определения возможности и целесообразности применения новых решений. В зависимости от поставленной задачи НИР может заканчиваться представлением научного отчета или эскизного проекта системы. Как правило, такая работа подкрепляется экспериментальными исследованиями, разработкой лабораторных макетов нестандартных узлов, а иногда и системы в целом. Этими материалами определяются основные направления и способы создания новых систем: разработка конструкторской документации, опытное производство (изготовление опытного образца или нескольких образцов) и, наконец, серийное или массовое производство.

При проектировании многоканальных систем передачи оптического диапазона необходимо учитывать следующие основные требования: скорость передачи информации или ширину полосы частот; протяженность линий связи; требуемую достоверность передачи информации (или отношение сигнал/шум); вид передаваемой информации (цифровая или аналоговая). Кроме того, следует учитывать также ряд дополнительных факторов, таких, как среда распространения излучения, число ретрансляторов (регенераторов), особенности оконечных устройств, габариты и масса аппаратуры, условия эксплуатации, надежность и стоимость.

Многие из перечисленных факторов в процессе проектирования системы оказываются взаимосвязанными, и процедура расчета их требует оптимизации как отдельных параметров, так и систем в целом.

10.2. Проектирование многоканальных волоконно-оптических систем связи

Внедрение многоканальных волоконно-оптических систем связи (ВОСС) в народное хозяйство будет осуществляться в несколько этапов. На первом, переходном, этапе будут разрабатываться новые системы и быстро изменяться стоимость отдельных элементов (источников излучения, оптического кабеля, фотоприемников и т. п.). На втором этапе будет создано множество систем с лазерами, отличающимися достаточно низкой стоимостью, и волоконно-оптическими кабелями с малым затуханием. На следующем этапе наиболее вероятно широкое использование элементов интегральной оптики, конструкций, приспособленных к изменению элементной базы в условиях появления недорогих оптических кабелей, соединительных устройств, передатчиков и приемников излучения.

Проектирование многоканальных ВОСС целесообразно начинать с оценки возможностей волоконно-оптического кабеля (ВОК) с точки зрения информационной емкости при данной длине линий связи: обеспечит ли имеющийся ВОК заданное число каналов (ширину полосы группового сигнала) без ретрансляции или необходимо использовать ретрансляторы? Определению числа ретрансляторов должен предшествовать расчет длины ретрансляционного участка. При этом необходимо учесть, что если каждый участок обладает допустимой вероятностью ошибки $P_{\text{ош}}$, полная вероятность ошибки при N ретрансляционных участках будет $NP_{\text{ош}}$.

Проведем расчет длины ретрансляционного участка. Длина его L ограничивается либо затуханием, либо дисперсией (расширением) импульса в ВОК. Пусть на входе ВОК действует световой импульс мощностью $P_{\text{н}}$ и длительностью τ_0 . Длительность его на выходе ВОК

$$\tau_n = (\tau_0^2 + \Delta\tau_{\text{гр}}^2 L^2 + \Delta\tau_{\text{м}}^2 L^2)^{1/2}, \quad (10.1)$$

где $\Delta\tau_{\text{гр}}$ — расширение импульса из-за разброса значений группового времени пробега на единицу длины в многомодовом ВОК; $\Delta\tau_{\text{м}}$ — расширение импульса на единицу длины из-за дисперсии в материале ВОК.

Для безошибочного приема необходимо и достаточно выполнение условия

$$\tau_{\text{н}} < T_{\text{п}}, \quad (10.2)$$

где T_n — период повторения импульсов. До тех пор, пока длительность импульса удовлетворяет этому условию, длина ретрансляционного участка ограничивается затуханием в ВОК. Тогда в зависимости от энергии передатчика и затухания в волокне длина ВОК может иметь величину не более чем

$$L_\alpha = (1/(2\alpha)) \ln(W_0/W), \quad (10.3)$$

где $W_0 = P_n \tau_0$ и W — энергия светового импульса соответственно на входе и выходе ВОК, Дж; α — затухание, дБ/км.

Если при этом получаются более длинные ретрансляционные участки, чем допускает условие расширения импульса (10.2), длина ВОК определяется по выражению (10.1) совместно с условием (10.2). В формуле (10.1) учтено, что различные моды распространяются в ВОК независимо друг от друга. При перемешивании мод на неоднородностях волокна импульс на конце ВОК расширяется до

$$\tau_n = (\tau_0^2 + \Delta\tau_{\text{гр}}^2 L^2 + \Delta\tau_m^2 L_c L)^{1/2},$$

где длина связи L_c , т. е. длина ВОК, на которой в среднем происходит полный обмен энергией между модами, определяется по выражению $\tau_m = \Delta\tau_{\text{гр}} (LL_c)^{1/2}$; τ_m — длительность импульсного отклика, который образуется в результате перехода энергии в среднем поровну с каждой из мод.

Тогда ВОК может иметь длину

$$L_m = \left(\frac{\tau_n - \tau_0^2}{\Delta\tau_{\text{гр}}^2} + \frac{\Delta\tau_m^4 L_c^2}{4\Delta\tau_{\text{гр}}^4} \right) - \frac{\Delta\tau_m^2 L_c}{2\Delta\tau_{\text{гр}}},$$

где τ_n — время пробега n -й моды.

Если в многоканальной ВОСС используется ППЛ с двойной гетероструктурой, который создает практически когерентное излучение с очень малой полосой частот $\Delta\nu$, световой импульс из-за дисперсии материала практически не расширяется. Основную моду такого ППЛ можно передать с высокой эффективностью в одномодовое волокно. При этом отсутствуют разброс значений времени пробега и заметное расширение импульсов. Тогда длина ретрансляционного участка определяется только затуханием в ВОК [см. формулу (10.3)]. В табл. 10.1 приведены типичные параметры такой системы при $\lambda = 0,9$ мкм, $\alpha = 5$ дБ/км, $L_c = 1$ км, $n = 1,451$.

Таблица 10.1

Параметр	Источник излучения				
	лазер			СИД	
	волокно				
	одномо- довое	гради- ентное	двух- слойное	гради- ентное	двух- слойное
Ширина линии, нм	1	1	1	40	40
Разброс групповых значений времени пробега, нс/км	—	2,42	24,2	4,84	48,40
Длительность импульса, нс	2,5	5	30	10	30
Мощность передатчика в импульсе, мВт	10	10	10	3	3
Минимальная энергия импульса у приемника, 10^{-4} пДж	2,3	1,9	1,4	1,6	1,4
Расстояние между ретрансляторами (км) при ограничении:					
затуханием ВОК	9,4	10,7	12,5	6,8	8,8
расширением импульсов с перемешиванием мод	—	12,8	15,5	10,4	3,8

При частоте повторения импульсов 300 Мбит/с и интервале между ними 3,3 нс, длительности 2,5 нс для регенерирования импульсов с вероятностью ошибки 10^{-9} достаточно, чтобы при затухании 5 дБ/км и длине ВОК 10 км лазер имел мощность 10 мВт. При очень высокой частоте повторения импульсов либо большом расстоянии между ретрансляторами расширение импульсов из-за дисперсии в материале делается заметным, так как ширина линии излучения $\Delta\nu$ частично когерентного ППЛ хотя и достаточно мала, но все же конечна. В пределах такой узкой полосы $\Delta\nu$ характеристика времени пробега основной волны в хорошем приближении линейна: $\tau = \tau_1 + (d\tau/d\nu)\Delta\nu$. При удовлетворении условия (10.2) предельное значение для произведения расстояния между ретрансляторами L и частоты повторения импульсов $F_n = 1/T_n$

$$LF_n = \frac{1}{\Delta\tau_m} = \frac{L}{(d\tau/d\nu)\Delta\nu_0}.$$

При длине волны $\lambda = 0,9$ мкм и ширине линии 1 нм ширина полосы $\Delta\nu = 371$ ГГц. Дисперсионные свойства материала кварцевых волокон характеризуются величиной $18 \cdot 10^{-26}$ с²/м. При этих условиях расстояние между ретрансляторами определяется не затуханием в ВОК, а расширением импульса из-за дисперсии материала:

$$L \leq (T_n^2 - \tau_0^2)^{1/2} \frac{L_a}{(d\tau_m/d\nu)\Delta\nu_0}.$$

После определения длины ВОК необходимо выбрать источник излучения и схему его модуляции, которые удовлетворяли бы требованиям скорости передачи информации и необходимой достоверности. При выборе источника излучения нужно учитывать величину оптической мощности, длину волны излучения и спектральную ширину, скорость и линейность отклика, возможности температурной компенсации.

Требуемая величина оптической мощности на выходе передатчика определяется чувствительностью приемника, при этом следует учитывать все потери на прохождение сигнала и стыковку элементов. Длина волны источника излучения обычно выбирается в пределах 0,84—0,9 мкм или в области 1,06 мкм, при которой затухание в ВОК минимально. В перспективе возможен диапазон волн 1,3—1,5 мкм, при котором потери в ВОК составляют менее 1 дБ/км.

Выбор схемы модуляции осуществляется с учетом вида передаваемой информации. При аналоговой модуляции мощность источника и информационная емкость канала должны рассматриваться в зависимости от уровня искажений сигналов. При использовании цифровой модуляции необходимо учитывать быстродействие источника и выбор способа кодирования.

Далее следует подсчитать все потери в соединениях и определить, является ли вводимая в линию мощность достаточной, а также сильно ли влияет изменение температуры на излучаемую мощность. Если мощность сигнала недостаточна, то можно рассмотреть другие способы кодирования, возможность использования суммирования мощностей N источников излучения или применения более мощных лазеров. Если изменение температуры сильно влияет на излучаемую мощность, необходимо применять температурную компенсацию изменений тока возбуждения с помощью схемы обратной связи.

На рис. 10.1 приведен алгоритм расчета передатчика, который может быть использован для перевода на язык ЭВМ.

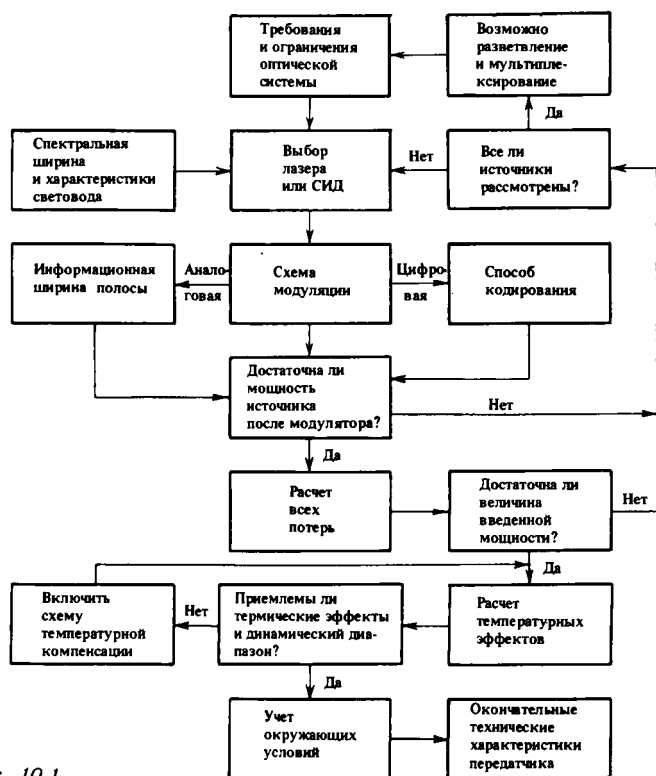


Рис. 10.1.

При проектировании приемника необходимо произвести расчет шума в полосе частот сигнала, выбрать конкретный тип фотодетектора, затем определить схему предварительного усилителя. Исходными данными при проектировании фотопреобразовательной части приемника являются скорость передачи информации и чувствительность. Так, при малых скоростях (единицы мегабит в секунду) в качестве фотодетектора могут быть использованы фотодиоды и предусилители на полевых транзисторах; при высоких скоростях передачи (десятки мегабит в секунду) — $p-i-n$ -диоды или ЛФД и предусилители на биполярных транзисторах.

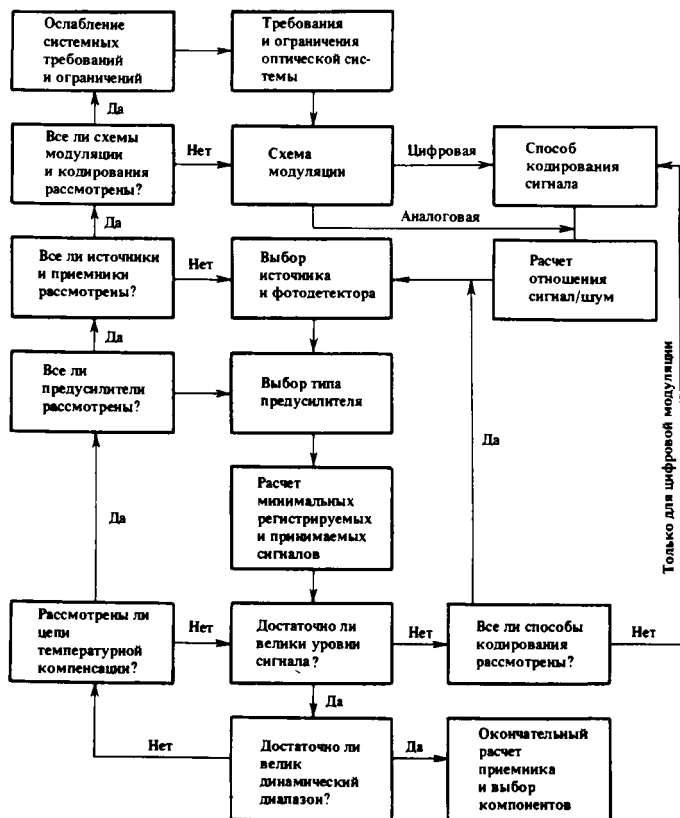


Рис. 10.2.

На рис. 10.2 представлен алгоритм расчета приемника. Основные данные, касающиеся выбора различных компонентов для ВОСС различной протяженности и скорости передачи информации, даны в табл. 10.2.

Таблица 10.2

Тип элемента	Короткие линии (менее 40 м), низкие скорости передачи (около 2 Мбит/с)	Средние линии (менее 400 м), средние скорости передачи (менее 25 Мбит/с)	Длинные линии (более 1 км), высокие скорости передачи (более 30 Мбит/с)
1	2	3	4
Источник излучения	СИД (GaAs)	СИД (GaAlAs, GaInAs)	Лазер на двой- ной гетерострук- туре

1	2	3	4
ВОК	Пластиковые или стеклянные жгуты с высокими потерями	Жгуты со ступенчатым профилем показателя преломления и умеренными потерями	Градиентные волокна с низкими потерями
Фотодетектор	ФД, $p-i-n$	Кремниевый, $p-i-n$	Si-ЛФД, GaAs-ЛФД
Усилитель	На полевом транзисторе с частотной характеристикой	Постоянного тока с отрицательной обратной связью	На биполярных транзисторах со схемой противозумовой коррекции

10.3. Проектирование многоканальных космических лазерных систем связи

Перед разработчиками многоканальных космических лазерных систем связи ставятся явно противоречивые требования: увеличение объема передаваемой информации и снижение вероятности ошибки при уменьшении полосы пропускания системы; увеличение надежности системы при снижении стоимости; уменьшение массы и габаритов при повышении эффективности и т. п. Взаимозависимые параметры и характеристики требуют оптимизации их, принятия компромиссных решений.

Так, высокая стоимость создания и эксплуатации многоканальных космических лазерных систем связи требует использования при проектировании методов стоимостной оптимизации. При этом возможны две постановки задачи: 1) обеспечение минимальной стоимости системы при условии получения заданных показателей качества (качества воспроизведения информации, дальности действия, скорости передачи информации и др.); 2) получение оптимальных показателей качества (наилучшего качества воспроизведения информации, максимальной дальности действия, максимальной скорости передачи данных) при заданной максимально допустимой стоимости. В обоих случаях вводится ряд дополнительных ограничений оптимизируемых параметров, зависящих от технологических возможностей и условий эксплуатации.

Основными параметрами системы связи, подлежащими оптимизации и наиболее сильно влияющими как на показатели качества, так и на ее стоимость, являются: диаметр

передающей антенны $D_{\text{прд}}$; мощность передатчика $P_{\text{прд}}$; диаметр приемной антенны $D_{\text{прм}}$; поле зрения приемной антенны $\theta_{\text{прм}}$.

Задача оптимизации параметров представляет задачу нелинейного программирования определения условного экстремума функции нескольких переменных при ряде ограничений типа равенств и неравенств. Задачи такого типа обычно решаются в два этапа.

На первом этапе производится анализ зависимости показателей качества системы (в том числе стоимости, которая также считается одним из показателей качества) от параметров передатчика, приемника и канала связи, в результате которого выявляются функции связи показателей качества с параметрами. Функция связи показателя качества, подлежащего оптимизации, с параметрами системы называется *целевой функцией*, остальные — *функциями ограничений*. Как правило, эти зависимости являются монотонными (возрастающими или убывающими).

На втором этапе осуществляется оптимизация основных параметров системы для конкретных условий, определяемых рядом зависимостей и ограничений (функции связи, а также ограничения на параметры типа равенств и неравенств).

10.4. Расчет энергетики линии космической связи в режиме передачи информации

Параметры передающих и приемных устройств КЛСС, антенн и оптических трактов, а также условий распространения сигнала связаны уравнением энергетического баланса, которое может быть получено на основании следующих соображений.

Средняя плотность потока мощности $\bar{P}$ в месте приема на оси пучка составляет

$$\bar{P} = \bar{P}_{\text{прд}} G_{\text{прд}} \eta_{\text{прд}} \tau_a / (4\pi R^2), \quad (10.4)$$

где $\bar{P}_{\text{прд}}$ — средняя мощность, генерируемая передатчиком; $\eta_{\text{прд}}$ — КПД оптического тракта передатчика; $G_{\text{прд}}$ — коэффициент усиления передающей антенны; τ_a — коэффициент пропускания атмосферы; R — длина трассы.

Мощность на входе фотоприемника $P_{\text{прм}}$ может быть получена из выражения

$$P_{\text{прм}} = \bar{P} A_{\text{прм}} \eta_{\text{прм}} \eta_{\text{н}}, \quad (10.5)$$

где $A_{\text{прм}}$ — эффективная площадь приемной апертуры:

$$A_{\text{прм}} = \frac{\lambda^2}{4\pi} G_{\text{прм}}; \quad (10.6)$$

$\eta_{\text{прм}}$ — КПД оптического тракта приемника; $\eta_{\text{н}}$ — потери наведения (характеризуются ошибками системы автоматического слежения); λ — рабочая длина волны; $G_{\text{прм}}$ — коэффициент усиления приемной антенны.

Подставив выражения (10.4) и (10.6) в (10.5), найдем соотношение между мощностью передатчика $P_{\text{прд}}$ и минимально допустимой мощностью на входе приемника $P_{\text{прм min}}$:

$$P_{\text{прд}}/P_{\text{прм min}} = (4\pi R/\lambda)^2 (G_{\text{прд}} G_{\text{прм}} \eta_{\text{прд}} \eta_{\text{прм}} \eta_{\text{н}} \tau_{\text{а}})^{-1}. \quad (10.7)$$

Формула (10.7) представляет один из вариантов энергетического уравнения линии связи, из которого можно найти требуемую (или допустимую) величину одного из параметров при заданных значениях остальных. Чаще всего это уравнение используется для определения необходимых величин $P_{\text{прд}}$, $G_{\text{прд}}$ или $G_{\text{прм}}$.

В качестве примера оценим необходимую среднюю мощность $P_{\text{прд}}$ лазера на АИГ: Nd в режиме удвоения частоты на трассе СС — Земля. Примем следующие значения параметров: $R = 40\,000$ км; $\lambda = 0,53$ мкм; $G_{\text{прд}} = 10^{12}$; $G_{\text{прм}} = 10^{13}$; $\eta_{\text{прд}} = 0,6$; $\eta_{\text{прм}} = 0,5$; $\eta_{\text{а}} = 0,8$; $\tau_{\text{а}} = 0,3$. Тогда $P_{\text{прд}}/P_{\text{прм}} = (4\pi R/\lambda) - (G_{\text{прд}} + G_{\text{прм}} + \eta_{\text{прд}} + \eta_{\text{прм}} + \eta_{\text{а}} + \tau_{\text{а}}) = 298 - (120 + 130 - 2 - 3 - 1 - 5) = 59$ дБ. Приняв $P_{\text{прм min}} = 10^{-7}$ Вт, находим $P_{\text{прд}} \geq 0,08$ Вт.

В настоящее время лазер на АИГ: Nd обеспечивает $P_{\text{прд}} \simeq 0,2$ Вт, следовательно, имеется энергетический запас, равный в данном случае не менее 4 дБ.

10.5. Расчет основных характеристик многоканальной системы лазерной связи

Рассмотрим методику расчета основных характеристик многоканальной системы лазерной связи, в которой осуществляется ретрансляция сигналов и применяется супергетеродинный метод приема.

Будем полагать, что передаваемый сигнал модулирует по частоте поднесущую f , которая в свою очередь модулирует частоту оптической несущей ν , т. е. рассматриваем аналоговую систему ЧМ — ЧМ.

В гетеродинном преобразователе ретрансляционного

приемника несущая и боковые полосы частот n -го канала смешиваются с соответствующей частотой гетеродина, в результате чего спектр принимаемого сигнала переносится в более низкочастотную часть диапазона, например, в область 1500 МГц. Отношение сигнал/шум на промежуточной частоте (ПЧ) находится из выражения

$$(с/ш)_{пч} = \eta P_{прм} / (h\nu \Delta\nu), \quad (10.8)$$

где η — квантовый выход фотоприемника; $P_{прм}$ — мощность оптического сигнала на входе приемника; h — постоянная Планка; ν — частота оптического сигнала; $\Delta\nu$ — ширина полосы приемника на ПЧ.

После фильтрации и усиления по ПЧ сигнал поступает на вход ЧМ приемника поднесущей частоты, который восстанавливает поднесущую и ее боковые полосы. Далее сигнал, получаемый на выходе этого приемника, модулирует оптическую несущую для передачи на следующий ретранслятор. Отношение сигнал/шум на поднесущей частоте (ПНЧ) выражается формулой

$$(с/ш)_{пнч} = (с/ш)_{пч} + 10\lg(3M^2 \frac{\Delta\nu}{2\Delta f}), \quad (10.9)$$

где M — индекс модуляции оптической несущей; Δf — ширина полосы тракта ПНЧ; $\Delta\nu$ — ширина полосы тракта ПЧ.

В ретрансляторе поднесущая усиливается и затем снова используется для модуляции оптической несущей и передачи к следующему ретранслятору. После следующей ретрансляции уровень шума будет на K дБ выше, чем на первом ретрансляторе, а отношение сигнал/шум на ПНЧ снизится до Z дБ.

На оконечной станции поднесущая подается на вход ЧМ приемника, выделяющего исходный сигнал, причем отношение сигнал/шум на выходе этого приемника

$$(с/ш)_{ок} = Z + 10\lg(3M^2 \frac{\Delta\nu}{2\Delta f}). \quad (10.10)$$

Если передаваемый сигнал содержит 10 телевизионных каналов и ширина спектра сигнала для одного телевизионного канала составляет 8 МГц, то нас в конечном счете интересует отношение сигнал/шум в каждом из этих каналов. Вычисленное по формуле (10.10) отношение имеет место в верхнем (по спектру) канале. Для канала, расположенного в районе 40 МГц, оно будет на 6 дБ больше.

При использовании одной и той же несущей частоты для уплотнения N каналов всегда имеется вероятность того, что все модулирующие напряжения примут в некоторый момент времени максимальные значения одинаковой полярности. Чтобы при этом не произошло перемодуляции, напряжение сигнала следует уменьшить в $1/N$ раз по отношению к наибольшему допустимому модулирующему напряжению. Когда уплотняется очень много телефонных каналов, большие пиковые значения напряжений встречаются очень редко, необходимость в таком сильном уменьшении модулирующего напряжения отпадает, и можно допустить работу с большей глубиной модуляции. В связи с тем что выигрыш, даваемый уменьшением пик-фактора сигнала при увеличении числа каналов, для телевизионных сигналов не определен, в расчете он не учитывается. В этом случае напряжение сигнала в каждом из 10 каналов следует уменьшить до 0,1 напряжения, нужного для осуществления 100 %-ной модуляции. Соответственно из-за уменьшения ширины полосы мощность шума в канале понизится до 0,1 общей мощности.

В требованиях к телевизионному каналу задается отношение полного размаха сигнала к среднеквадратичному значению шума. Это дает увеличение отношения сигнал/шум по сравнению с вычисленным по формулам (10.8) — (10.10). Кроме того, поскольку высокочастотные составляющие шума дают меньшие помехи для телевизионного канала, чем низкочастотные составляющие, вводится дополнительный весовой фактор 6 дБ. Расчеты показывают, что при этом отношение сигнал/шум становится равным примерно 60 дБ, что на 7 дБ превышает установленную для телевидения норму (53 дБ).

На основании сказанного можно заключить, что каждая оптическая несущая позволяет осуществить передачу 10 телевизионных каналов. При 12 несущих частотах, генерируемых одним лазером, это дает 120 телевизионных каналов.

Рассмотрим систему связи с дискретной модуляцией. Будем считать, что дискретная информация модулирует по частоте несущую и что в системе используются ретрансляторы с демодуляцией, при этом требования к линейности снижаются и исчезает необходимость в использовании ПНЧ. В этом случае целесообразно использовать многоуровневую дискретную модуляцию.

Для примера зададимся восемью уровнями. Если частота дискретизации сигнала в любом телевизионном

канале составляет 10 МГц и каждый отсчет кодируется девятью разрядами в двоичной системе счисления, тракт передачи одного канала должен пропускать 90 Мбит/с. Использование восьми уровней уменьшает скорость передачи в три раза. В результате для одного телевизионного канала скорость передачи составит 30 Мбит/с. Если с помощью временного разделения объединить восемь каналов, общая скорость передачи будет 240 Мбит/с. Это вполне приемлемая величина для существующих модуляторов и фотоприемников. Выделив для передачи каждого из сформированных таким образом групповых сигналов полосы частот шириной 500 МГц, мы можем разместить оптические несущие на 750 МГц. Это обеспечит и определенные защитные промежутки. При таком разнесении каждый лазер позволяет сформировать 24 несущие частоты и осуществить передачу $8 \cdot 24 = 192$ телевизионных каналов.

Емкость системы можно удвоить, если использовать ортогонально поляризованные оптические несущие и разместить их таким образом, чтобы несущие одной поляризации оказались в пределах защитных промежутков между несущими, имеющими ортогональную поляризацию.

При регенерации сигнала в каждом ретрансляторе отношение сигнал / переходная помеха, равное 36 дБ, оказывается достаточным даже при многоуровневой работе. Если в оптические фильтры внести усовершенствование средней сложности, их частотные характеристики обеспечивают требуемое подавление переходной помехи. Действительно, однорезонаторные фильтры Фабри — Перо имеют характеристики, подходящие для систем, подобных описанной, при условии, что будут несколько усложнены приемник и передатчик ретранслятора. Существуют также возможности для улучшения частотной дискриминации.

10.6. Расчет основных параметров и характеристик ППЛ

В качестве маяка в КЛСС могут быть использованы ППЛ. Произведем расчет их основных параметров и характеристик. Для этого будем исходить из следующих данных: длина l инверсной активной области $p-n$ -перехода может находиться в пределах 0,1—2 мм, ее ширина (толщина) $d = 1 - 5$ мкм, глубина $b = 0,05 - 0,15$ мм; квантовая эффективность в зависимости от рабочей температуры $\eta = 0,1 - 0,7$; плотность подвижных носителей заряда (электронов в n -области,

дырок в p -области) $n_0 = (1 - 10)10^{-18} \text{ см}^{-3}$; коэффициент отражения параллельных граней, образующих зеркала резонатора, $r = r_1 r_2 = 0,35 - 0,37$; коэффициент потерь резонатора (рассеяние, рекомбинация, спонтанное излучение) $\beta = 0,8 - 2,0 \text{ см}^{-1}$; коэффициент преломления света в p - n -переходе $n = 3,6$; коэффициент, пропорциональный поперечнику рекомбинации электронов с дырками, $\xi = (3 - 5)10^{-2} \text{ см/А}$; ширина запрещенной зоны GaAs полупроводника $W = 2,34 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$; время жизни электронов зоны проводимости $\tau = 10^{-9} \text{ с}$; среднее значение начальной плотности тока $i_c = 420 - 650 \text{ А/см}^2$.

Для расчета конкретизируем эти параметры: $l = 1 \text{ мм}$; $b = 2,1 \text{ мм}$; $d = 3 \text{ мкм}$; $\eta = 0,6$; $r = 0,35$; $\beta = 1 \text{ см}^{-1}$; $n = 3,6$; $\xi = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см/А}$; $W = 2,34 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$; $i_c = 620 \text{ А/см}^2$. Кроме того, приведем значения некоторых констант: постоянная Планка $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$; постоянная Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$; заряд электрона $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ К}$.

1. Найдем оптимальное значение плотности тока накачки:

$$i_{\text{opt}} = \frac{((1/l) \ln \sqrt{1/r} + \beta)^2}{\beta \xi} + i_0 = 19,2 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2.$$

2. Вычислим пороговую плотность тока накачки $i_{\text{пор}}$:

$$i_{\text{пор}} = \frac{1}{\xi} \left(\beta + \frac{1}{l} \ln \sqrt{\frac{1}{r}} \right) + i_0 \simeq 8,3 \cdot 10^6 \text{ А/м}^2.$$

3. Рассчитаем частоту колебаний излучения в режиме генерации:

$$\nu = W/h \simeq 3,6 \cdot 10^{14} \text{ Гц}.$$

4. Определим энергетические характеристики:

мощность излучения внутри резонатора $P_{\text{рез}} = (l b h \nu / e) (i_{\text{opt}} - i_{\text{пор}}) \simeq 1,63 \text{ Вт}$;

мощность поглощения энергии накачки $P_{\text{полг}} = P_{\text{рез}} / \eta \simeq 2,7 \text{ Вт}$;

полезная мощность излучения $P_{\text{изл}} = P_{\text{рез}} (1/l) \ln \sqrt{1/r} / (\beta + (1/l) \times \ln \sqrt{1/r}) = 1,368 \text{ Вт}$;

мощность потерь на рассеяние и поглощение $P_{\text{п}} = P_{\text{рез}} - P_{\text{изл}} \simeq 0,26 \text{ Вт}$;

мощность тепловых потерь $P_{\text{тепл}} = P_{\text{полг}} - P_{\text{рез}} \simeq 1,09 \text{ Вт}$;

коэффициент полезного действия $\gamma = P_{\text{изл}} / P_{\text{полг}} \simeq 0,5$.

5. Найдем длительность импульса излучения:

$$\tau_{\text{и}} = (0,1 - 0,3) \tau_{\text{нак}}$$

6. Определим пространственные характеристики:

ширина лазерного луча (по уровню половинной мощности) по углу места $\theta_{\text{верт}} = 1,22 \lambda / d = 1,22 c / (\nu d) \simeq 0,34 \text{ рад}$;

азимутальная ширина лазерного луча $\theta_{\text{гориз}} = 1,22 c / (\nu \cdot 0,1 b) \simeq 0,1 \text{ рад}$.

Полученные в результате расчета параметры и характеристики СаAs-лазера могут быть оптимизированы в процессе проектирования систем связи, как было показано в § 10.3.

10.7. Методы измерения основных параметров и характеристик волоконно-оптических систем связи

10.7.1. Измерение дисперсионных искажений в волоконно-оптических кабелях

Величина дисперсионных искажений определяет максимально возможную скорость передачи информации и является поэтому одной из важнейших характеристик ВОЛС.

Искажения за счет дисперсии можно измерить одним из существующих методов либо во временной области (измерение импульсной характеристики), либо в частотной области (измерение передаточной функции). Временные и частотные представления сигналов связаны известными преобразованиями Фурье:

$$V(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \theta(t) \exp(-j \cdot 2\pi \nu t) dt;$$

$$\theta(t) = \int_{-\infty}^{\infty} V(\nu) \exp(j \cdot 2\pi \nu t) d\nu.$$

При этом всегда $\theta(t)$ — действительная функция, а $V(\nu)$ — комплексная.

В случае использования анализаторов спектра для определения передаточной функции под спектральной амплитудой $S(\nu)$ будем понимать удвоенное значение модуля преобразования Фурье временной функции $\theta(t)$:

$$S(\nu) = 2|V(\nu)|. \quad (10.11)$$

Измерения во временной области наиболее целесообразно проводить в режиме прохождения через волоконный световод короткого импульса, частотный спектр которого шире полосы пропускания исследуемого тракта. Измерительная установка должна содержать генератор импульсов, чувствительный линейный фотоприемник с малой постоянной времени и устройство для измерения основных характеристик принятого импульса. На рис. 10.3 показана структурная схема установки для измерения импульсной характеристики. Импульсный сигнал генератора 1 подается на излучатель 2, в качестве которого может использоваться ППЛ, и линию задержки 8 для запуска осциллографа 5. С помощью осциллографа производится сравнение импульсов, прошедших че-

рез волоконно-оптический кабель 3 и через контрольный фотоприемник 6. Разность их полуширин определяет величину дисперсии в волокне.

Данный метод позволяет определить длину кабеля и величину затухания в нем. Изменяя период следования импульсов генератора 1, добиваются совпадения временного положения импульсов с выходов фотоприемников 4 и 6 на экране осциллографа. При этом время распространения сигнала в исследуемом кабеле будет равно периоду следования и может быть просто определено по калиброванной шкале генератора. Измерение затухания проводится с помощью аттенюатора 7. Внося затухание в контрольный тракт, добиваются равенства амплитуд сигналов на выходах фотоприемников 4 и 6.

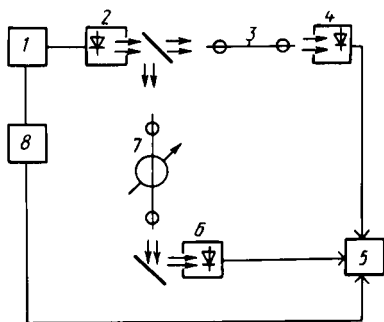


Рис. 10.3.

Исследования показали, что применение описанного метода позволяет проводить измерения величины дисперсионных искажений с точностью до десятых долей наносекунды. Погрешность измерения длины кабеля и величины затухания зависит от точности калибровки генератора и оптического аттенюатора.

При использовании данного метода некоторое влияние на результат измерения оказывают условия ввода излучения в световолокно, так как это характеризует распределение энергии между модами. Обеспечение различных условий ввода, однако, связано с большими трудностями. Наилучшим из имеющихся в настоящее время методов, позволяющих получать реальные и воспроизводимые результаты и устраняющих влияние оператора, является использование на передающей стороне смесителя мод, благодаря чему получается строго определенная апертура вводимого излучения. В простейшем случае он может представлять отрезок световолокна определенной длины.

Известен метод, позволяющий раздельно определять расширение импульса за счет задержки мод и дисперсии материала. Для этого в световолокно одновременно вводятся импульсы с двумя различными длинами волн в инте-

ресующей спектральной области и измеряется разница в задержке их распространения. Проведение подобных измерений требует использования волоконно-оптического кабеля большой длины. Измерение искажений на меньших отрезках может проводиться в режиме многократного прохождения импульсов. В этом случае установка, представленная на рис. 10.3, дополняется полупрозрачными отражателями, расположенными на торцах исследуемого волокна. При этом возможна регистрация импульсов после прохождения их через световолокно нечетное число раз.

Оптический сигнал, модулированный по амплитуде с определенной частотой, при распространении по исследуемому волокну будет уменьшать глубину модуляции, что соответствует спаду передаточной функции на частоте модуляции. Значит, измерение передаточной функции позволит оценить дисперсионные искажения. Такой метод измерения обладает следующими достоинствами: передаточная функция получается непосредственно, без преобразования Фурье во временной области; нелинейные искажения играют меньшую роль, так как глубина модуляции может быть небольшой; на высоких частотах проще осуществить синусоидальную модуляцию, чем модуляцию в режиме коротких импульсов; отношение сигнал/шум регистрируемого сигнала выше, так как может использоваться перестраиваемый избирательный приемник.

При использовании некогерентного источника света, узкополосных оптических фильтров и внешней модуляции возможно измерение передаточной функции на различных длинах волн. Такие методы позволяют определять как амплитудную, так и фазовую характеристики передаточной функции.

Модуль передаточной функции [см. выражение (10.11)] может быть определен с помощью анализатора спектра. Для этого регистрируется спектр источника излучения до и после прохождения исследуемого волокна. При использовании приборов с логарифмическим отсчетом логарифм модуля функции передачи находится как разность этих двух измерений.

Недостатками методов измерения в частотной области являются: сложность автоматизации процесса измерения; высокая стоимость используемых приборов; трудность обеспечения приемлемой линейности амплитудно-частотной характеристики измерительного тракта.

В описанных выше случаях характеристика световолокна находится по данным о прохождении широкополосного сигнала. Такие методы измерения (их целесообразно называть *прямыми*) требуют использования широкополосных излучателей и приемников. Вместе с тем измерение дисперсионных искажений возможно, например, путем исследования структуры поля излучения на выходе световолокна.

Можно определить дисперсионные свойства оптического кабеля при наблюдении когерентности поля на выходе оптического волокна и ее зависимости от характеристик входного излучения. Автокорреляционная функция поля излучения содержит информацию о пространственной и временной когерентности. Высокая разрешающая способность (порядка нескольких пикосекунд) позволяет выполнять измерения на коротких образцах. Однако реализация этого преимущества ведет к снижению точности измерения, поскольку в этом случае не учитывается преобразование мод.

10.7.2. Измерение затухания в волоконно-оптических кабелях

Для определения затухания в многомодовых оптических волокнах используются два метода. Наиболее широко распространен метод, основанный на измерении плотности потока оптической энергии, передаваемой по двум отрезкам волокна различной длины, при обеспечении постоянства потерь в элементах ввода и вывода. Второй метод базируется на использовании оптического рефлектометра во временной области.

Плотность потока оптической энергии, передаваемой в волоконном световоде на расстояние x , можно выразить в виде

$$P(x) = P(x_1) \exp\left(-\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx\right),$$

где $P(x_1)$ — плотность потока в световоде в точке x_1 ; $\alpha(x)$ — коэффициент потерь, зависящий как от координаты точки измерения, так и от условий ввода излучения в оптическое волокно. При постоянном коэффициенте потерь затухание представляет результат усреднения:

$$\overline{\alpha(x_1 x_2)} = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx,$$

где x_1 , x_2 — длины участков волокна, использованных при измерении.

Рассмотренный метод позволяет определить вносимые потери для участка волокна заданной длины, но не дает информации относительно зависимости потерь от длины оптического волокна. Если величина потерь зависит от длины волокна, то затухание, вычисленное по результатам измерения вносимых потерь, выражать в децибелах на километр не имеет смысла.

Новый метод измерения затухания основан на использовании оптического рефлектометра в временной области. Он позволяет определить зависимость затухания в волокне от его длины. Этот метод, базирующийся на анализе обратнорассеянного света, не требует ни резки волокна, ни доступа к обоим его торцам. В данном случае импульс света вводится в волокно с помощью направленного ответвителя. Сигнал обратного рассеяния, наблюдаемый фотоприемником, состоит из трех четко выраженных участков: 1) начального импульса, появляющегося в результате обратного рассеяния от входного ответвителя; 2) длинного «хвоста», связанного с рэлеевским рассеянием, которое возникает при распространении входного импульса вдоль световода; 3) импульсов, обусловленных дискретными отражениями, возникающими вдоль световода вследствие дефектов волокна, наличия разъемов и френелевского отражения от конца волокна.

Сигнал, обусловленный обратным рэлеевским рассеянием, можно использовать для определения коэффициента затухания. Временную зависимость принятого обратнорассеянного сигнала можно преобразовать в зависимость от длины волокна, умножив его на скорость света в материале сердцевины. Мощность продетектированного обратнорассеянного сигнала имеет вид

$$P(x) = kP(0)\exp(-2\alpha(x)x),$$

где k — постоянная величина; $P(0)$ — световой поток, введенный в волокно; $\bar{\alpha}(\bar{x})$ — среднее значение коэффициента суммарного затухания прямого и обратнорассеянного сигналов; x — координата точки вдоль волокна.

Результаты экспериментов свидетельствуют, что по измерению обратного рассеяния можно определить затухание в волокне. Анализируя форму обратнорассеянного сигнала, можно установить местоположение соединительных элементов и дефектов, а также величину вносимых ими потерь.

11. ПЕРСПЕКТИВЫ И ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ

11.1. Направление развития основных компонентов лазерных информационных систем

Источники излучения. В качестве источников излучения в лазерных информационных системах используются газовые и полупроводниковые лазеры, а также твердотельные лазеры на алюмоиттриевом гранате. В волоконно-оптических линиях связи в ряде случаев могут быть использованы также источники некогерентного излучения — светодиоды.

Совершенствование полупроводниковых лазеров в последние годы идет в направлении разработки более длинноволновых, более мощных источников излучения. Такие лазеры разработаны, в частности, фирмами «Белл телефон» (США), «Ниппон телеграф и телефон» (Япония) и др.

Отечественными специалистами созданы и исследованы гетеролазеры с использованием четверных структур с очень узкой полосковой структурой (примерно 2,5 мкм). Основным достоинством их является возможность работы в диапазоне длин волн 1,2—1,3 мкм, соответствующих наименьшим потерям (менее 1 дБ/км), в волоконно-оптических кабелях. Пороговый ток при комнатной температуре в этих лазерах составляет 25—30 мА при длине волны $\lambda = 1,24—1,28$ мкм. Кроме того, в них снижен модовый шум, повышен динамический диапазон, увеличены срок службы и быстродействие.

Фотодетекторы. В качестве фотодетекторов используются фотоэлектронные умножители, фотодиод и лавинные фотодиоды, изготавливаемые из полупроводников и так называемых соединений $A^{III} - B^V$.

Кремниевые ЛФД отличаются низкой стоимостью, простой технологией изготовления, очень малыми темновыми токами. К сожалению, они не пригодны в ИК диапазоне (более 1 мкм). В интервале 1—1,6 мкм используются ЛФД, имеющие большие темновые токи (100—300 нА). Предполагается, что ЛФД на основе тройных и четверных растворов соединений $A^{III} - B^V$ вытеснят

германиевые ЛФД, поскольку при сравнимой чувствительности и лучшем быстродействии они имеют темновые токи, на несколько порядков более низкие.

Оптические модуляторы. В лазерных космических системах связи при использовании CO_2 -лазеров или АИГ лазеров предполагается применение оптических модуляторов на ниобате лития или танталате лития, обеспечивающих фазоимпульсную модуляцию со скоростью до 1 Гбит/с. Это ограничение можно преодолеть, разделив многоканальный сигнал на подгруппы. Тогда, используя, например, 10 оптических модуляторов (по одному на каждую подгруппу каналов), можно реализовать скорость передачи до 10 Гбит/с. Результаты исследований последних лет показывают, что такая информационная емкость удовлетворит все потребности на ближайшую перспективу.

В волоконно-оптических линиях связи для модуляции ППЛ короткими импульсами могут быть использованы твердотельные устройства СВЧ диапазона — лавинно-пролетные диоды, диоды Ганна, а также транзисторы в режиме лавинного пробоя.

Волоконно-оптические кабели. Выпускаемые промышленностью оптические кабели на основе стеклянных двухступенчатых многокомпонентных многомодовых волокон имеют затухание 3—4 дБ/км при $\lambda = 0,8\text{—}0,9$ мкм. Наиболее типичные поперечные размеры таких световолокон: диаметр сердцевины — 50 мкм, диаметр внешней оболочки — 125 мкм. Полоса пропускания их ограничивается явлением внутримодовой и межмодовой дисперсии и составляет несколько десятков мегагерц на километр.

Увеличение пропускной способности достигается при использовании многомодовых световолокон с градиентным профилем показателя преломления. Полоса пропускания их благодаря уменьшению дисперсии достигает нескольких сотен мегагерц на километр.

Наибольшей полосой пропускания обладают одномодовые оптические волокна. Диаметр сердцевины их составляет 5—8 мкм. Полоса пропускания определяется только дисперсией материала и не превышает 100 ГГц/км.

11.2. Перспективы использования лазеров в системах передачи информации

Наиболее перспективны в настоящее время лазерная многоканальная связь в космическом пространстве и

лазерная многоканальная телефонная связь с использованием световодов в широкоразветвленной городской сети, а также широкополосные цифровые системы лазерной связи между крупными вычислительными центрами. Такие системы могут обеспечить огромную информационную емкость и высокое быстродействие, что в условиях комплексной автоматизации управления предприятиями позволит резко повысить эффективность производства.

Практически во всех экономически развитых странах ведется интенсивная разработка ВОЛС, предназначенных для передачи информации. Уже первые работы со световодными системами в Англии, Японии и США показали, что они функционируют почти безотказно и могут быть внедрены относительно легко. В США, например, эти линии развиваются на базе мощной сети связи, включающей около 40 % всех телефонных аппаратов земного шара.

Внутриобъектными ВОЛС могут быть самолетные и корабельные линии связи, линии между центральной ЭВМ терминалами, линии управления различными технологическими процессами, например в химической, ядерной и нефтехимической промышленности. Основными преимуществами ВОЛС при использовании их в системах управления приборами промышленной автоматики являются невосприимчивость к электромагнитным помехам, отсутствие электрических проводов во взрывоопасных и огнеопасных условиях, улучшенное качество сигнала. Не менее важным является уменьшение массы и габаритов линии связи. Так, например, по зарубежным данным, экономия, связанная с уменьшением массы самолетного оборудования, составляет примерно 2500 долларов на килограмм. За счет перехода на ВОЛС масса тяжелого самолета может быть уменьшена на 4000 кг, а стоимость — более чем на 10 млн. долларов; масса легкого самолета — на 400 кг, а стоимость — более чем на 1 млн. долларов.

В космическом корабле «Шаттл» предусмотрено использование ВОЛС, поскольку объем информации, поступающей от спутников, так велик, что только ВОЛС могут обеспечить ее передачу.

На американском самолете А-7 применяется всего 13 волоконно-оптических кабелей вместо 302 обычной проводки, т. е. происходит уплотнение. Главное преимущество состоит в отсутствии электромагнитных помех

и как следствие в экономии массы за счет возможности использования легких материалов при изготовлении корпуса самолета. На подводной лодке военно-морских сил США была создана 52-канальная ВОЛС для передачи аналоговых сигналов гидролокатора, обеспечившая резкое уменьшение массы всей системы.

Множество зарубежных фирм выпускают в продажу готовые комплекты цифровых и аналоговых линий связи. Активная разработка ВОЛС ведется в США, Англии, Японии, Франции, ФРГ, Канаде, Голландии. Проектирование ВОЛС ведется таким образом, чтобы они были совместимы с существующим оборудованием, а также соответствовали принятым стандартам передачи данных. В связи с этим многие зарубежные фирмы построили испытательные центры для решения проблем надежности, монтажа и улучшения характеристик ВОЛС. В одном из таких центров передача сигналов осуществляется по ВОЛС длиной 1 км (из них 300 м на открытом воздухе). В центре работают аналоговая система передачи сигналов цветного телевидения с полосой пропускания 8 МГц и цифровая система передачи сигналов цветного телевидения со скоростью передачи данных 100 Мбит/с.

Для отработки ВОЛС в полевых условиях, испытания различных их компонентов и обучения технического персонала проводились эксперименты в городах Атланта и Чикаго. В Атланте использовался кабель, состоящий из 144 градиентных волокон. Результаты измерений показали, что 138 волокон из 144 имели потери не более 6 дБ/км. Скорость передачи информации в системе (44,7 Мбит/с) соответствовала третичному уровню цифровой иерархии, принятой в Северной Америке. Эксперимент в Чикаго должен был выявить возможности прокладки ВОЛС в условиях города с высокой плотностью застройки. Были проложены две ВОЛС: одна — длиной 1,6 км и вторая — длиной 2,6 км. Использовался ленточный 12-волоконный кабель со средним уровнем потерь излучения 5,1 дБ/км. Эксперимент показал, что монтаж ВОЛС в условиях города возможен, причем для простоты обслуживания ретрансляторы можно устанавливать не в колодцах, а прямо в зданиях.

Больших успехов в применениях ВОЛС для телефонной связи добились японские фирмы. Лаборатория связи корпорации НТТ провела испытания трех типов систем связи по оптическому кабелю, связывающему четыре телефонные станции Токио. Общая длина трассы соста-

вила 20 км. Две системы предназначались для передачи цифровой информации со скоростями 100 и 32 Мбит/с, третья позволяла осуществлять передачу как цифровой информации со скоростью 32 Мбит/с, так и сигналов цветного телевидения с полосой 4 МГц. Во всех системах использовался 48-волоконный кабель со средними потерями 5 дБ/км. Длина участков регенерации составляла 5—8 км. Эти линии связи предназначались для создания многоцелевой кабельной сети, включающей абонентские линии телефонной и видеотелефонной связи, кабельное телевидение и линии передачи данных. С помощью такой кабельной сети абоненты могут быть соединены с телевизионной сетью, другими абонентами и ЭВМ.

В Великобритании действуют несколько экспериментальных ВОЛС. Британское почтовое ведомство построило линию телефонной связи длиной 12 км в Восточной Англии. Потери в оптическом кабеле составляют 5 дБ/км, источником излучения служит гетеролазер, приемником — лавинный фотодиод. Скорость передачи данных 8 Мбит/с. Фирма STL построила ВОЛС длиной 9 км при скорости передачи данных 140 Мбит/с. Фирма «Редифьюшн» создала ВОЛС на 34 тыс. абонентов.

Начальный этап разработок ВОЛС во Франции завершился созданием экспериментальной линии связи. Сейчас ведущие французские фирмы принимают участие в разработке телефонной ВОЛС протяженностью 7 км между двумя парижскими регионами. Предполагается использование 60-волоконного оптического кабеля без ретрансляторов. Скорость передачи данных 34 Мбит/с.

В Канаде также разрабатываются ВОЛС. В Монреале построена линия длиной 2 км со скоростью передачи данных 6,3 Мбит/с. В Ванкувере проводились испытания экспериментальной ВОЛС длиной 1,7 км, позволявшей вести разговоры по 672 телефонным каналам. Сейчас начинаются испытания ВОЛС длиной 400 км в трансканадской телефонной системе.

В ФРГ испытывается телефонная ВОЛС протяженностью 18 км. Передача цифровой информации ведется по 6-волоконному кабелю со скоростью 34 Мбит/с. Фирма «Телефункен» самостоятельно разработала цифровую ВОЛС, передающую данные со скоростью до 100 Мбит/с. Эта линия связи позволяет осуществлять передачу информации 1000 телефонных каналов или одного канала цветного телевидения. Для передачи использовался 8-волоконный кабель с затуханием 8 дБ/км.

Исследования показали, что ВОЛС могут с успехом применяться для телефонной связи различного назначения. В подавляющем большинстве случаев оптический кабель укладывался под землей: это не требует значительных капиталовложений, так как из-за малых размеров и гибкости кабеля его монтаж возможен прямо в существующих подземных кабельных магистралях. Однако имеются сообщения о создании ВОЛС, в которой оптический кабель подвешивался на телеграфных столбах. В Далласе (США) была построена такая линия связи длиной 21 км. По ней осуществлялась передача информации 672 телефонных каналов со скоростью 44,7 Мбит/с.

В настоящее время широко исследуются возможности использования ВОЛС в системах кабельного телевидения. Успешные испытания телевизионной системы студийного качества проведены в США. Была построена линия связи наземной антенны с распределительным центром длиной 1 км. Здесь оптический кабель использовался параллельно с обычным коаксиальным кабелем. Оптический кабель состоял из 12 волокон (длина волны излучения 0,83 мкм). Испытания показали, что видеосигнал по каналу цветности можно передавать с отношением сигнал/шум 68 дБ. Это намного превосходит требования к коэффициенту шума для обеспечения студийного качества телевизионного приема. Приемники, излучатели и разъемы в процессе эксперимента работали хорошо. Оптический кабель по сравнению с коаксиальным более приемлем для использования в телевизионных системах, поскольку он не требует корректирующих цепей, нечувствителен к электромагнитным помехам и допускает укладку в уже существующий и практически заполненный кабелепровод.

В США уже эксплуатируется магистральная ВОЛС длиной около 1100 км между Бостоном и Вашингтоном (скорость передачи 45 Мбит/с) и предполагается в конце 80-х годов сдать в эксплуатацию трансатлантическую кабельную ВОЛС. Аналогичные разработки ведутся и в других странах. Перспективными здесь являются одномодовые волоконно-оптические кабели, работающие в диапазоне 1,1—1,7 мкм, при которых потери в оптических волокнах минимальны (до 0,1—0,2 дБ/км). Такой низкий уровень потерь позволяет создавать системы связи оптического диапазона с меньшим количеством ретрансляторов, расстояние между которыми может достигать нескольких десятков километров. Рекордная дли-

на передачи без ретрансляции 100 км при скорости 32 Мбит/с достигнута в Японии. Здесь были использованы одномодовые волокна с затуханием 0,22 дБ/км при длине волны $\lambda = 1,55$ мкм. Лазеры в этой системе имеют рабочий ресурс до 400 тыс. ч.

Обзор современного состояния лазерных систем передачи информации показывает, что за короткий срок эта область техники шагнула от простейших лабораторных разработок до многочисленных опытных образцов и ряда промышленных систем.

Аналогичные работы по созданию оптических линий связи ведутся и в нашей стране.

Перспективность использования лазерных систем связи в линиях спутниковой связи в условиях космоса уже не вызывает сомнений. Здесь они смогут обеспечить передачу огромного объема различного рода информации: многоканальной телефонии, телевидения, телеграфии, передачи данных и т. п.

Опыт эксплуатации волоконно-оптических линий связи позволяет сделать некоторые выводы.

С точки зрения передачи информации ВОЛС весьма эффективны. В первых экспериментальных системах использовались в основном лазеры на арсениде галлия с пороговым током 150—200 мА и мощностью излучения 3—5 мВт или светодиоды, кремниевые фотодиоды и двухслойные волоконно-оптические кабели с затуханием 5—10 дБ/км. Длина ретрансляционного участка при этом составляла 3—5 км.

В последующих экспериментах использовались лазеры на гетеропереходах с меньшими пороговыми токами, имеющие возможность работать в более длинноволновом диапазоне и отличающиеся большей долговечностью. В качестве фотодетекторов применялись лавинные фотодиоды, обеспечивающие усиление более единицы, а оптические волокна — с градиентным сечением показателя преломления, при котором достигается большая скорость передачи информации.

Основное направление дальнейших разработок — увеличение срока службы источников излучения, переход на более длинноволновой участок ИК диапазона (1,3—1,7 мкм) для использования волоконно-оптических кабелей с меньшими потерями и как следствие этого увеличение длины регенерационного участка ВОЛС.

Особый интерес представляют ВОЛС, имеющие параметры, близкие к оптимальным. Так, реализация про-

пускной способности порядка нескольких единиц гигабит в секунду возможна при использовании одномодовых волоконно-оптических кабелей. Срок службы источников излучения резко увеличивается при внедрении лазеров с низким пороговым током (порядка единиц и десятков миллиампер).

Темпы развития ВОЛС продолжают нарастать, что связано с совершенствованием элементной базы. Важнейшим фактором, определяющим скорость внедрения ВОЛС в практику, является рентабельность волоконной оптики в сравнении с рентабельностью других систем связи. Эксперименты показывают, что оптическое волокно экономически выгоднее коаксиального кабеля при скорости передачи информации более 8—15 Мбит/с. Другие параметры ВОЛС, привлекающие к ним внимание,— это широкая полоса пропускания и значительное расстояние между ретрансляторами.

В заключение следует сказать, что достигнутые к середине 80-х годов технико-экономические показатели ВОЛС позволяют перейти к активному внедрению волоконных линий связи во многих отраслях народного хозяйства. ВОЛС найдут применение для связи между наземными станциями, в автомобильных системах, бортовой аппаратуре, силовых электростанциях и распределительных подстанциях, в подводной кабельной связи, системах скрытной связи, нефтяной и химической промышленности. Перспективными могут стать ВОЛС в системах распределенной обработки данных в спутниковых системах связи, в сфере медицинского обслуживания, для передачи энергии и т. д.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

Алишев Я. В. Лазерные многоканальные системы связи.— Мн.: МРТИ, 1977.— 96 с.

Алишев Я. В. Многоканальные волоконно-оптические системы связи.— Мн.: МРТИ, 1979.— 88 с.

Алишев Я. В., Юрьев В. Ф., Ямайкин В. Е. Лазерные многоканальные системы космической связи.— Мн.: МРТИ, 1983.— Ч. I.— 96 с.

Алишев Я. В., Юрьев В. Ф., Ямайкин В. Е. Лазерные многоканальные системы космической связи.— Мн.: МРТИ, 1982.— Ч. II.— 40 с.

Зув В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере.— Мн.: Радио и связь, 1981.— 288 с.

Климков Ю. М. Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами.— М.: Сов. радио, 1978.— 264 с.

Маркузе Д. Оптические волноводы.— М.: Мир, 1977.— 576 с.

Мидвинтер Д. Э. Волоконные световоды для передачи информации: Пер. с англ./Под ред. Е. М. Дианова.— М.: Радио и связь, 1983.— 336 с.

Минаев И. В., Мордовин А. А., Шереметьев А. Г. Лазерные информационные системы космических аппаратов.— М.: Машиностроение, 1982.— 272 с.

Мурадян А. Г., Гинзбург С. А. Системы передачи информации по оптическому кабелю.— М.: Связь, 1980.— 160 с.

Оптическая связь: Пер. с яп.— М.: Радио и связь, 1984.— 384 с.

Теумин И. И. Волноводы оптической связи.— М.: Связь, 1978.— 168 с.

Унгер Г. Г. Оптическая связь: Пер. с нем./Под ред. Н. А. Семенова.— М.: Связь, 1979.— 264 с.

Шереметьев А. Г., Толпарев Р. Г. Лазерная связь.— М.: Связь, 1974.— 384 с.

Элион Г., Элион Х. Волоконная оптика в системах связи: Пер. с англ./Под ред. Е. М. Дианова.— М.: Мир, 1981.— 198 с.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

- Амплитуда угла отклонения дефлектора 112
- Анизотропия 94, 95
- Антенна оптическая передающая 150, 151, 161
 - — приемная 150, 152, 161

Б

- Быстродействие дефлектора 112

В

- Волокна 192
 - многомодовые, 59, 60
 - одномодовые 59, 138, 191
- Время жизни 28, 30, 32, 36, 42, 49, 101

Д

- Дефлекторы 111, 112, 113, 114, 116, 121
 - дискретные 115
 - дисперсионные 111
 - инжекционные 111
 - механические 113
 - непрерывные 115
 - поляризационные 111
 - пьезоэлектрические 113
 - ультразвуковые 111, 114, 115

- электрооптические 111, 115
- Диоды с двойной гетероструктурой 41, 42, 46
 - светоизлучающие (СИД) 40, 41, 42
 - суперлюминесцентные 40, 41, 42, 43, 101
 - электролюминесцентные 40, 41, 42
- Длина волны де Бройля 15

З

- Зеркала плоские 162, 163

И

- Излучение индуцированное 10, 25, 26, 29, 42
 - спонтанное 25, 26, 29, 30, 31, 42
- Искажения дисперсионные 190, 216

К

- Коэффициент Эйнштейна 26, 28, 31

Л

- Лазеры с двойной гетероструктурой 46, 47, 138

Линзы 167

Линия излучения 31

— — спектральная 31

— — — естественная 31

— поглощения 31

Луч обыкновенный 95, 97, 96

— необыкновенный 95, 97, 96

М

Метод вероятностный 25, 27

— переинверсии мод 193

— приема гетеродинный 68,
89, 148, 149, 152

— прямого детектирования 68,
89, 148, 152, 156

Микросистема 12, 43

Модуляция амплитудная 96, 98,
94

— внешняя 93, 94, 104

— внутренняя 96, 98, 101

— оптического излучения 93,
101

— поляризационная 94, 100

— частотная 94, 98, 99

— частотно-импульсная (ЧИМ)
101, 103

— фазовая 94, 98, 99

Моды затухающие 63

— излучения 63

— направляемые 63, 64, 65

— распространяющиеся 63

Н

Неселенность уровня 13, 14

О

Оптические потери дефлектора
112

П

Переходы безызлучательные 27

— вынужденные 14

— излучательные 27, 36

— — оптические 27

— стимулированные 14

Переходы неоптические 27

— тепловые 27

— индуцированные 29

— спонтанные 13, 30

Пластинки фазовые 166, 169

Пленки поляроидные 167

Поглощение индуцированное 25,
26

Поляризатор 167

Призма 164, 165

— Волластона 166

Принцип неопределенности Гей-
зенберга 22, 30, 197

Процесс релаксационный 28, 31

Р

Разрешающая способность де-
флектора 112, 113

Режим многомодовый 47, 66

— одномодовый 47, 66

С

Свет эллиптически поляризован-
ный 96

Селекция пространственная 192,
193, 194

Система квантовая 12, 13, 24,
25, 27, 29, 30, 31, 32

— с инверсной населенностью
13

Соотношение неопределенностей
10, 20, 23, 24

Состояние возбужденное 13, 14,
38

- Состояние инверсное 48
 — метастабильное 28
 — нормальное 13
 — основное 13, 36
 — равновесное 28

Т

- Телескоп 161, 162
 Ток темновой 69, 70, 78, 80, 81,
 83, 91

У

- Угол внутреннего отражения 55
 Управление дискретное 111
 — механическое 111
 — непрерывное 111
 — электрическое 111
 Уравнение волновое 16, 18, 19,
 20, 62
 — кинетическое 14, 25, 27
 Уровень ионизации 13
 Устройства без сканирования 106
 — со сканированием 106

Ф

- Фазированные лазерные решетки
 (ФЛР) 116, 118, 121, 122
 Фильтры интерференционные 170
 — комбинированные 170
 — оптические 168
 — поглощающие (абсорбци-
 онные) 168
 — полосовые пропускающие 168
 — поляризационные 169

- Фотодиоды 71, 73, 75, 76, 77, 79,
 82, 83, 84, 90, 135, 141, 192,
 195, 196, 221
 — лавинные (ЛФД) 76, 77,
 78, 80, 81, 135, 140, 221, 222
 Функция волновая 17, 20, 21, 43
 — ограничений 210
 — передаточная 216, 218
 — связи 210
 — целевая 210

Х

- Характеристика пространствен-
 ная 33
 — спектральная 33, 69
 — частотная 70
 — энергетическая 33, 35

Ч

- Чувствительность интегральная
 69
 — общая 69
 — по отклонению 112
 — пороговая 69, 89, 90
 — приемника 156

Ш

- Ширина спектральной линии
 31, 47

Э

- Эквалайзер 194, 195

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Список сокращений	5
Введение	7

1. Квантовые системы

1.1. Основное свойство и характеристика квантовых систем	12
1.2. Двойственный характер электромагнитного излучения и вещества	14
1.3. Основное уравнение квантовой механики	16
1.4. Физический смысл волновой функции. Соотношение неопределенностей	20
1.5. Взаимодействие квантовых систем с электромагнитным полем	24

2. Генераторы оптического излучения

2.1. Основные параметры и характеристики генераторов оптического излучения	33
2.2. Газовые ОКГ	34
2.3. Источники некогерентного оптического излучения	40
2.4. Полупроводниковые лазеры	43
2.5. Лазеры на алюмоиттриевом гранате	48
2.6. Требования к источникам оптического излучения при использовании их в системах космической связи и волоконно-оптических линиях связи	49

3. Распространение оптического излучения в атмосфере и направляющих средах

3.1. Ослабление оптического излучения в атмосфере	52
3.2. Физические принципы распространения излучения в направляющих средах	55
3.3. Типы световодов	59
3.4. Выбор типов оптических волокон для систем передачи информации	62

4. Приемники оптического излучения

4.1. Прямое фотодетектирование	68
4.2. Особенности построения входных цепей приемников оптических сигналов при методе прямого фотодетектирования	82
4.3. Гетеродинное фотосмещение	87
4.4. Требования к фотоприемным устройствам при использовании их в условиях космической связи и городских волоконно-оптических линиях связи	91

5. Модуляция оптического излучения

5.1. Общие сведения	93
5.2. Физические основы модуляции излучения	94
5.3. Амплитудная модуляция	96
5.4. Частотная и фазовая модуляции	98
5.5. Другие методы модуляции	99

6. Управление направлением оптического излучения

6.1. Пространственное управление излучением при поиске корреспондента	105
6.2. Энергетика линии космической связи в режиме поиска и наведения	108
6.3. Устройства для управления оптическим лучом (дефлекторы)	111
6.4. Фазированные лазерные решетки — устройства для сканирования луча	116

7. Принципы построения волоконно-оптических систем многоканальной связи

7.1. Возможные области использования волоконно-оптических систем многоканальной связи	124
7.2. Частотное разделение каналов в системах волоконно-оптической связи	125
7.3. Временное разделение каналов в системах волоконно-оптической связи	128
7.4. Использование импульсных поднесущих колебаний для разделения каналов в системах волоконно-оптической связи	132
7.5. Принципы построения волоконно-оптических систем многоканальной связи	134
7.6. Экспериментальные системы волоконно-оптических выскоинформативных линий связи	138

7.7. Техничко-экономические показатели волоконно-оптических систем многоканальной связи	141
8. Принципы построения лазерных многоканальных систем космической связи	
8.1. Особенности лазерных многоканальных систем космической связи	144
8.2. Основные требования к лазерным многоканальным системам космической связи	145
8.3. Функциональные схемы многоканальных КЛСС	154
8.4. Антенные устройства оптического диапазона	161
8.5. Основные элементы оптического тракта	163
9. Помехоустойчивость и эффективность многоканальных лазерных систем передачи информации	
9.1. Общие сведения	171
9.2. Оптимальное обнаружение сигналов в лазерных системах связи с изменяющейся энергией излучения	173
9.3. Оптимальное обнаружение сигналов в лазерных системах связи при последовательном накоплении отсчетов	178
9.4. Оптимальный прием сигналов в цифровых лазерных системах связи с изменяющейся энергией излучения	180
9.5. Помехоустойчивость лазерных многоканальных систем связи с поляризационной модуляцией и ЧМ поднесущей	183
9.6. Помехоустойчивость лазерных систем связи с низким уровнем помех	187
9.7. Искажения в волоконно-оптических системах передачи многоканальной информации	189
9.8. Повышение помехоустойчивости систем передачи при использовании в них фазированных решеток лазеров	197
10. Проектирование, расчет и измерение основных параметров и характеристик многоканальных систем передачи оптического диапазона	
10.1. Основные требования к проектированию	202
10.2. Проектирование многоканальных волоконно-оптических систем связи	203
10.3. Проектирование многоканальных космических лазерных систем связи	209
10.4. Расчет энергетики линии космической связи в режиме передачи информации	210
10.5. Расчет основных характеристик многоканальной системы лазерной связи	211

10.6. Расчет основных параметров и характеристик ППЛ . . .	214
10.7. Методы измерения основных параметров и характери- стик волоконно-оптических систем связи	216
11. Перспективы и применение лазерных систем передачи инфор- мации	
11.1. Направление развития основных компонентов лазерных информационных систем	221
11.2. Перспективы использования лазеров в системах пере- дачи информации	222
Рекомендуемая литература	229
Предметный указатель	230

Япанче Вагизович Алишев

**МНОГОКАНАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ
ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА**

Зав. редакцией *Л. Д. Духвалов*
Редактор *С. Ю. Липец*
Мл. редактор *С. А. Когадеева*
Худож. редактор *Ю. С. Сергачев*
Техн. редактор *М. Н. Кислякова*
Корректор *Р. К. Логинова*

ИБ № 2220

Сдано в набор 28.08.85. Подписано в печать 25.08.86. АТ 15836. Формат 84×108¹/₃₂. Бумага офсетная № 1. Гарнитура литературная. Офсетная печать. Усл. печ. л. 12,6. Усл. кр.-отт. 12,81. Уч.-изд. л. 12,61. Тираж 1800 экз. Зак. 7187. Цена 60 к.

Издательство «Высшая школа» Государственного комитета БССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 220048, Минск, проспект Машерова, 11.

Отпечатано в типографии «Победа» (222310, Молодечно, ул. Тавлая, 11) с диапозитивов Минского ордена Трудового Красного Знамени полиграфкомбината МППО им. Я. Коласа (220005, Минск, ул. Красная, 23).

Алишев Я. В.

А50 Многоканальные системы передачи оптического диапазона: [Учеб. пособие по спец. «Многоканальная электросвязь»]. — Мн.: Выш. шк., 1986. — 236 с.: ил.

Излагаются теоретические основы и принципы действия главных узлов систем передачи оптического диапазона. Рассматриваются принципы построения многоканальных волоконно-оптических и оптических систем космической связи, вопросы помехоустойчивости, проектирования, расчета и измерения основных параметров и их характеристик.

Может быть полезным аспирантам и инженерно-техническим работникам, занимающимся исследованием и разработкой оптических информационных систем.

А 2402040000—116
М304(05)—86 38—86

ББК 32.883я73

УВАЖАЕМЫЕ ТОВАРИЩИ!

В 1987 г. в издательстве «Вышэйшая школа» выйдет в свет учебное пособие А. Г. Смирнова **«Квантовая электроника и оптоэлектроника»**, предназначенная для студентов вузов специальности «Полупроводники и диэлектрики». Пособие может быть полезным всем, кто интересуется современным состоянием и перспективами развития квантовой и оптической электроники.