

Якушев Ю.Г.

# Теория и Расчёт Оптико-Электронных Приборов

72

THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
PRESS

1975

THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
PRESS

ФЕДЕРАЛЬНАЯ ЦЕЛЕВАЯ ПРОГРАММА  
«ГОСУДАРСТВЕННАЯ ПОДДЕРЖКА ИНТЕГРАЦИИ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
И ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ НАУКИ НА 1997 – 2000 ГОДЫ»

Ю.Г.Якушенков

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ  
ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

4-е издание,  
переработанное и дополненное

Рекомендовано Министерством образования Российской Федерации  
в качестве учебника для студентов высших учебных заведений,  
обучающихся по направлению «Оптехника» и специальности  
«Оптико-электронные приборы»

Москва • «Логос» • 1999

УДК 681.78.01 (075.8)

ББК 32.86-5-01

Я49

Рецензенты:

Доктор технических наук профессор Э.Д. Панков  
(Санкт-Петербургский государственный институт  
точной механики и оптики)

Доктор физико-математических наук профессор Б.С. Ринкевичус  
(Московский энергетический институт)

Якушенков Ю.Г.

Я 49 Теория и расчет оптико-электронных приборов: Учебник  
для студентов вузов. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Логос,  
1999. – 480 с.: ил.

ISBN 5-88439-035-1

Изложены физические основы построения оптико-электронных приборов (ОЭП). Описаны типовые узлы системы первичной обработки информации ОЭП: источники и приемники оптического излучения, оптическая система, анализаторы изображения, сканирующие системы, модуляторы. Особое внимание уделено расчету и выбору параметров и характеристик этих узлов с точки зрения их согласования между собой.

Для студентов технических вузов. Представляет интерес для специалистов, занимающихся проектированием ОЭП различного назначения.

ББК 32.86-5-01

ISBN 5-88439-035-1

© Центр «Интеграция», 1999

## Предисловие

В настоящее время оптико-электронные приборы (ОЭП) используются при решении самых разнообразных задач: при линейных и угловых измерениях, автоматическом слежении и управлении, исследовании природных ресурсов и окружающей среды, обработке оптических изображений. Их применяют во всех отраслях народного хозяйства, науки, техники, и области приложения этих приборов непрерывно расширяются.

Цель настоящей книги — познакомить читателя с физическими основами оптико-электронного приборостроения, с принципами работы ОЭП и их основными элементами, а также описать методы обработки сигналов и, прежде всего, методы их выделения на фоне помех, применяемые в ОЭП. Изложение этих вопросов завершается рассмотрением методов расчета важнейших параметров и характеристик ОЭП, которые составляют основу первого этапа проектирования нового прибора или оценки применимости ОЭП для решения большинства практических задач.

Книга построена в соответствии с программой курса, утвержденной Учебно-методическим объединением по оптическому и приборостроительному образованию. В первых главах кратко изложены сведения о достаточно общих способах представления детерминированных и случайных сигналов, а также некоторые положения физической и атмосферной оптики. Затем описаны типовые узлы системы первичной обработки информации ОЭП, причем автор стремился подчеркнуть взаимосвязь их основных параметров и характеристик, единство структуры ОЭП как комплекса оптических, электронных и других звеньев. Узлы типового ОЭП, образующие систему вторичной обработки информации (электронные усилители и фильтры, счетно-решающие, гироскопические, электромеханические и другие устрой-

ства), в книге не рассмотрены, так как их физическим основам и методам расчета и проектирования посвящены отдельные курсы и обширная литература.

Сложность задач, решаемых ОЭП, побуждает в процессе их анализа или синтеза уже на первых этапах проектирования рассматривать этот прибор как часть общей системы обработки информации, причем последняя может состоять из большого числа устройств, различных по физическому принципу работы. Поэтому целесообразно при расчете ОЭП или при оценке его эффективности воспользоваться положениями общей теории сигналов. Некоторым основным аспектам её применения в оптико-электронном приборостроении посвящена часть II учебника, в которую включены разделы о способах представления ОЭП в виде линейного фильтра, о некоторых элементах теории оптимального приема сигналов на фоне помех и способах их практической реализации в ОЭП.

В части III учебника рассмотрены методы расчета основных параметров и характеристик ОЭП, базирующиеся на использовании обобщенной методики энергетического расчета. В отдельную главу выделены методы расчета точности, являющейся одним из важнейших критериев качества многих современных ОЭП.

Настоящее издание учебника переработано и дополнено по сравнению соодноименным учебником, вышедшим в 1989 г. в издательстве «Машиностроение». Написана новая глава - «Адаптация в оптико-электронных приборах». Введено несколько новых параграфов. Ряд глав и параграфов существенно переработан и дополнен. Все эти изменения вызваны развитием оптико-электронного приборостроения, появлением новых систем, расширением элементной базы, наконец, совершенствованием методов расчета и проектирования оптико-электронных приборов. Существующие изменения структуры учебных планов и программ, переход на многоуровневую подготовку специалистов сказались и на содержании настоящей книги.

При работе над четвертым изданием книги автор пользовался советами и помощью своих коллег, как по кафедре оптико-электронных приборов Московского Государственного университета геодезии и картографии, так и по однотипным кафедрам других вузов, особенно по кафедре оптико-электронных приборов Института точной механики и оптики (Санкт-Петербург). Всем им он приносит глубокую благодарность.

## Глава 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

### 1.1. Оптико-электронные приборы: определение, обобщенные схемы и методы работы

Свойства электромагнитного излучения широко используются в современной науке и технике, особенно в бесконтактных, дистанционных устройствах контроля, измерения, передачи и преобразования информации, сбора и передачи энергии и др. Среди приборов, основанных на использовании электромагнитного излучения, особое место занимают ОЭП, которым свойственны высокая точность, быстродействие, возможность обработки многомерных сигналов и другие ценные для практики свойства.

Оптико-электронными называются приборы, в которых информация об исследуемом или наблюдаемом объекте переносится оптическим излучением (содержится в оптическом сигнале), а её первичная обработка сопровождается преобразованием энергии излучения в электрическую энергию. В состав этих приборов входят как оптические, так и электронные звенья, причем и те и другие выполняют основные функции данного прибора, а не являются вспомогательными устройствами (например, узлами подсветки отсчетных циклов, устройствами термостабилизации и т. д.).

Структура многих современных ОЭП достаточно сложна. Она включает большое число различных по своей физической природе и принципу действия звеньев — аналоговых и цифровых преобразователей электрических сигналов, микропроцессоров, механических и электромагнитных узлов и др. Поэтому ОЭП часто называют оптико-электронными системами (ОЭС).

Действие ОЭП основано на приеме и преобразовании электромагнитного излучения в различных диапазонах оптической области спектра, т. е. в ультрафиолетовой (УФ), видимой и инфракрасной (ИК) частях его. Одна из возможных обобщенных схем работы ОЭП представлена на рис. 1.1. Источник излучения естественного или искусственного происхождения создает материальный носитель полезной информации - поток излучения.



Рис. 1.1. Обобщенная схема работы ОЭП

Этим источником может быть сам исследуемый объект. Часто источник излучения дополняется передающей оптической системой, которая направляет поток на исследуемый объект или непосредственно в приемную оптическую систему (если наблюдается сам источник). Приемная оптическая система собирает поток, излучаемый наблюдаемым объектом или отраженный от него, формирует этот поток и направляет его на приемник излучения. Приемник превращает сигнал, переносимый потоком излучения (оптический сигнал), в электрический.

Источник излучения (с передающей оптической системой), приемная оптическая система, приемник излучения, а иногда и первые звенья следующего за приемником электронного тракта образуют систему первичной обработки информации ОЭП. Назначением её является получение сигнала (информации) от наблюдаемого или исследуемого объекта в виде, удобном для дальнейшей обработки или использования. В настоящей книге рассмотрены в основном отдельные звенья этой системы и процессы обработки в ней сигнала — носителя полезной информации.

Выходной блок формирует сигнал, по своим параметрам удовлетворяющий требованиям получателя информации.

Помимо исследуемого объекта («полезный» излучатель) на рис. 1.1. показаны и возможные на практике «вредные» излучатели (фоны, помехи). Взаимное расположение звеньев может быть и несколько иным. Отдельные звенья на практике представляют собой весь-

ма сложные устройства, например, в состав источника излучения могут входить передающая оптическая система, фильтры, модулятор и т. п. Иногда в состав ОЭП не входят некоторые из перечисленных звеньев. Это определяется, как правило, методом работы прибора.

При активном методе работы (рис. 1.2, а) исследуемый или наблюдаемый объект 2 облучается источником электромагнитных волн 1, параметрами и характеристиками которого может управлять оператор, проводящий исследование и наблюдение.

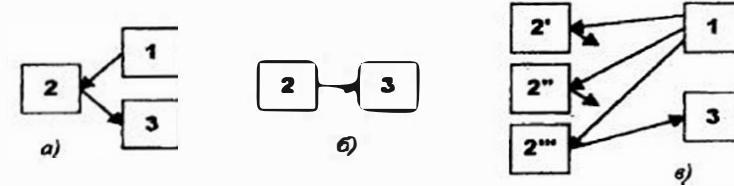


Рис. 1.2. Методы работы ОЭП: а - активный; б - пассивный; в - полупассивный

При этом наилучшим образом удастся согласовать параметры источника 1 (передающей системы), объекта 2, среды распространения излучения и приемной системы 3. Это очень часто позволяет решить задачу помехозащитности ОЭП, например, достаточно эффективно отделить полезный сигнал от сигнала помехи.

При реализации активного метода необходимо иметь специальный источник, который иногда бывает очень сложным, громоздким и потребляет большую мощность.

При пассивном методе работы (рис. 1.2, б) используется собственное излучение наблюдаемого объекта 2, которое принимает ОЭП 3. Для повышения помехозащитности здесь приходится особенно тщательно следить за оптимальным соотношением между параметрами ОЭП, объекта и среды распространения излучения.

Иногда искусственный или естественный источник 1 облучает не один, а ряд объектов 2', 2'', 2''' и т. д. (рис. 1.2, в). Как правило, ОЭП должен выделить поток, отраженный от одного из них, причем часто параметрами излучения, облучающего объекты, управлять нельзя (например, в случае использования естественной освещенности). Такой метод работы обычно называют полупассивным.

## 1.2. Краткая классификация оптико-электронных приборов

Признаки, по которым классифицируют ОЭП, самые различные. Наиболее многочисленную группу составляют ОЭП, предназначенные

для передачи, приема, обработки и хранения информации. Другую группу составляют приборы, предназначенные для передачи, приема и использования энергии. В настоящей книге рассмотрены в основном вопросы, относящиеся к расчету ОЭП первой группы, хотя физические принципы работы приборов обеих групп одинаковы.

По спектральному рабочему диапазону излучения различают приборы для работы в ультрафиолетовой области спектра (УФ приборы), видимой области, инфракрасной области (ИК приборы).

Выделяют автоматические ОЭП, в которых весь цикл обработки информации проходит без участия человека-оператора, и неавтоматические, где роль человека в решении поставленной задачи зачастую является определяющей. Например, существенные различия имеют такие ОЭП, как полностью автоматические системы самонаведения, и приборы, использующие электронно-оптические преобразователи для определения направления на излучатель. Причем последние служат как бы связующим звеном между оптической системой, работающей в невидимой части спектра, и человеческим глазом, осуществляющим опознавание и выделение излучателя.

По назначению ОЭП и ОЭС можно подразделить на несколько больших классов: информационно-измерительные, следящие, приборы и системы обнаружения, приборы и системы для преобразования изображения. Внутри этих классов выделяют поисковые системы, радиометры и спектрометрические, угломерные (пеленгаторы) и дальномерные (локаторы) ОЭП, ОЭС связи, контрольно-юстировочные ОЭП, системы технического зрения роботов, ОЭС для исследования природных ресурсов и ряд других.

К настоящему времени уже сложились достаточно специфичные для каждой из этих групп конструктивные признаки, учитывающие специфику условий работы прибора. Возможны и другие способы классификации ОЭП, например по виду модуляции, параметру сигнала, несущему полезную информацию, и ряд других.

Несмотря на многообразие современных ОЭП и ОЭС им присущи многие общие признаки. Структурные схемы многих ОЭП достаточно единообразны. Общей является элементная база многих ОЭП. Наконец, общностью обладают многие методы и методики синтеза и анализа различных ОЭП. Учебник посвящен изложению основ теории и расчета, достаточно общих для ОЭП различного назначения.

### 1.3. Сравнение оптико-электронных приборов с визуальными оптическими и радиоэлектронными приборами

Появление первых ОЭП обусловлено тенденциями к освоению широкого спектрального диапазона и автоматизации оптических измерений. Их предшественниками являются визуальные оптические приборы, для которых приёмником излучения служит глаз человека. Визуальные оптические приборы и сегодня широко используются в различных областях науки, техники, народного хозяйства.

Глаз человека является уникальным оптическим прибором, которому свойственна высокая разрешающая способность и чувствительность, а в сочетании с работой мозга — не достижимая пока ни одним автоматическим устройством способность выполнять логические операции, например, распознавать и оценивать сложные изображения на видимом участке оптического спектра. Все это определяет достоинства визуальных оптических приборов. Кроме того, эти приборы в большинстве случаев проще оптико-электронных по своей конструкции, а часто благодаря присутствию человека-оператора они более надежны в эксплуатации.

Однако ограниченность спектрального диапазона чувствительности человеческого глаза наряду с целесообразностью и необходимостью во многих случаях работать в УФ и ИК диапазонах, недостаточные порой разрешение и чувствительность глаза, даже вооруженного оптической системой, малое быстродействие органов чувств и «исполнительных» органов человека, наконец, невозможность или нецелесообразность использовать человека во многих случаях, например в условиях высоких температур, радиационной опасности и т. п. — всё это привело сначала к созданию сравнительно несложных автоматизированных оптических приборов, например приборов с фотоэлектрической регистрацией результатов измерений, т. е. первых ОЭП, а затем и более сложных, часто полностью автоматизированных ОЭП и комплексов.

С освоением УФ и ИК участков спектра, что проявилось прежде всего в развитии соответствующей технологии оптических деталей и приемников излучения, тенденции создания автоматических ОЭП усилились. К настоящему времени стало возможным использовать на практике значительные преимущества автоматических ОЭП перед неавтоматическими. Основными из них являются отсутствие субъективных ошибок, большее быстродействие, большая точность, защищенность от некоторых внешних воздействий.

Очень часто ОЭП применяют для решения тех же задач, что и однотипные по назначению радиоэлектронные приборы, например, для определения угловых координат источника электромагнитного излучения (пеленгация) или определения как угловых координат источника, так и дальности до него (локация). Эти два класса приборов в какой-то степени аналогичны, поскольку в них в качестве носителя информации используется электромагнитная энергия. Часто сходны некоторые их конструктивные элементы, и при расчете иногда можно пользоваться аналогичными методами.

Однако следует отметить существенную разницу между этими приборами, возникающую прежде всего вследствие того, что они работают в различных диапазонах спектра электромагнитных волн.

Работа на больших частотах и соответственно меньших длинах волн обусловила более высокую разрешающую способность ОЭП по сравнению с радиоэлектронными приборами. Действительно, если вспомнить, например, что минимально разрешаемый при дифракции угол пропорционален отношению длины волны  $\lambda$  к диаметру входного зрачка системы  $D$ , т. е.  $\lambda/D$ , то это положение легко объяснимо. Отсюда следует принципиально более высокая точность оптико-электронных (оптических) измерений, ограничиваемая разрешающей способностью, а также и другое преимущество ОЭС, заключающееся в меньших размерах и массе, поскольку при одинаковых требованиях к разрешению прибора важнейший габаритный размер  $D$  у оптической системы оказывается значительно меньшим, чем у радиоэлектронной. Для передающих систем, например, систем связи, важна более высокая направленность оптического излучения, что объясняется меньшими, чем у радиоэлектронных систем, длинами рабочих волн, а также большая емкость оптических информационных каналов связи.

Следует также отметить, что при пассивных методах работы мощность естественных источников излучения гораздо больше в оптическом диапазоне спектра (см. ниже о законах излучения тепловых источников). При этом существует и большая возможность опознания вида излучателя по характеристикам его излучения.

Новые возможности открылись перед ОЭП после создания лазеров — уникальных по многим параметрам источников электромагнитных колебаний. Очень важно такое достоинство лазеров, как высокая пространственная и временная когерентность, обеспечивающая хорошие монохроматичность и направленность лазерных пучков. Следует указать, что при включении в состав прибора лазера многие методы расчета и проектирования ОЭП, а также их элементы остаются теми же, что и при использовании обычных источников излучения. Эти ме-

тоды и элементы описываются в настоящей книге. Специфика систем с лазерами, достаточно полно изложенная в ряде монографий, например [11, 19 и мн. др.], здесь не излагается.

К числу других достоинств ОЭП следует отнести возможность двойной (пространственной и временной) модуляции излучения, а также более удобную для человека визуальную форму представления информации.

Основными недостатками ОЭП по сравнению с радиоэлектронными приборами являются большее ослабление оптического излучения в мутных средах, например в атмосфере, значительное число помех в виде естественных и искусственных излучений (излучение небесных тел, ландшафта, деталей самого прибора и т. п.).

Ни один из этих классов приборов на сегодня не обладает решающими преимуществами, тем более, что в некоторых случаях признаки, отмеченные выше как достоинства, могут стать недостатками. Например, большая мощность естественных излучателей в оптической части спектра затрудняет выделение оптическими средствами объекта, незначительно отличающегося по температуре от окружающего фона. В связи с этим в наиболее сложных случаях обычно создают комбинированные, комплексные системы, включающие как оптико-электронные, так и радиоэлектронные каналы.

#### 1.4. Краткий исторический очерк и некоторые перспективы развития оптико-электронного приборостроения

Исследования свойств оптического излучения ведутся очень давно, однако практическое использование этих свойств для передачи и приема информации в широком диапазоне спектра стало возможным лишь начиная с 30–40-х годов нашего века. Это объясняется прежде всего отсутствием до недавнего времени оптических материалов, пригодных для использования не только в видимой, но и в ИК и УФ областях оптического спектра, и приемников излучения, обладающих высокой чувствительностью в тех же областях. Кроме того, явно недостаточно были изучены некоторые общие вопросы, например, закономерности распространения оптического излучения в атмосфере и других поглощающих и рассеивающих средах.

Ещё в самом начале XVIII в. И. Ньютон описал опыты по разложению белого света на монохроматические составляющие. Но лишь через сто лет, в 1800 г. В. Гершель установил существование невидимого — инфракрасного, или теплового, излучения. Во второй половине XIX



в. были установлены первые законы теплового излучения и создана электромагнитная теория, а самом начале XX столетия усилиями Б. Б. Голицына, П. Н. Лебедева, В. Вина, М. Планка, А. Эйнштейна и многих других русских и зарубежных ученых были окончательно сформулированы основные закономерности оптического некогерентного излучения. Это позволило создать в 1920–1930-е г.г. ряд искусственных источников ИК и УФ излучения. К этому же времени относится открытие явления электролюминесценции (О. В. Лосев, 1923), которое используется в современных полупроводниковых излучателях — светодиодах.

Практически одновременно с изучением свойств источников оптического излучения и созданием новых излучателей исследовались приемники излучения. В 1839 г. А. Беккерель обнаружил образование фото-ЭДС на контактах разнородных материалов. В 1875 г. был создан первый селеновый фотоэлемент, а в 1880 г. — первый болометр. В 1886 г. Г. Герц обнаружил внешний фотоэффект, а в 1887 г. А. Г. Столетов сформулировал его основные законы. Однако первые высокочувствительные приемники были созданы гораздо позднее — в 30...40-х годах нашего века.

В СССР первый фотоэлемент с кислородно-цезиевым фотокатодом был разработан П. В. Тимофеевым в 1930 г. В 1934 г. Л. А. Кубецкий сконструировал первый в мире многокаскадный фотоумножитель. Примерно в это же время появились и первые передающие телевизионные трубки. В конце 30-х г. г. в СССР, Великобритании, Германии, США появились первые фоторезисторы, чувствительные в ИК области спектра.

К этому времени усиливается интерес к практическому использованию ИК излучения, особенно в военном деле, что объяснялось рядом причин. Во-первых, многие цели военного назначения (военная техника, летательные аппараты, стратегически важные наземные объекты, корабли и т.д.) обладают мощным собственным излучением в ИК диапазоне, что позволяет обнаружить их пассивным методом. Во-вторых, разрешение в ИК диапазоне гораздо выше, чем в радиодиапазоне. Большое значение имела и скрытность при пассивном методе работы. Военные применения ОЭП, и прежде всего приборов ИК техники, требовали существенного повышения чувствительности и быстродействия приемников, расширения их рабочего спектрального диапазона и полосы пропускания оптических материалов. К концу второй мировой войны были созданы оптико-электронные (инфракрасные) самонаводящиеся бомбы, системы управления огнем на базе электронно-оптических преобразователей, приборы ночного видения для стрел-

кового оружия, инфракрасный телефон и др. После окончания войны развитие ОЭП военной техники шло бурными темпами. Было создано много систем для управления ракетами класса «воздух-воздух», «воздух-земля», «земля-воздух», противотанковыми управляемыми реактивными снарядами и т. п.

Одновременно ОЭП внедрялись и в другие области. Широко распространились приборы для ИК спектроскопии, контрольно-измерительные ОЭП, ИК диагностические медицинские приборы, оптико-электронные гиды в астрономии и др. Наконец, хорошо известны ОЭП, используемые в космической навигации и ориентации. В последние годы ОЭП, устанавливаемые на летательных аппаратах, успешно используются при исследованиях природных ресурсов Земли и других планет, для охраны окружающей среды.

Подлинную революцию в развитие оптико-электронного приборостроения внесло создание лазеров. Возникновению квантовой электроники во многом способствовали труды российских ученых В. А. Фабриканта, М.М. Вудынского и Ф. А. Бутаевой, открывших явление молекулярного усиления (1951 г.).

Работы Н. Г. Басова и А. М. Прохорова, а также Ч. Таунса по созданию газовых лазеров были удостоены Нобелевской премии. В 1962 г. были созданы полупроводниковые лазеры — уникальные по многим свойствам излучатели. Применение лазеров в оптико-электронных измерительных и следящих приборах и комплексах позволило широко использовать активный метод работы, новые методы передачи, приема и обработки оптической информации, заметно повысить помехозащищенность автоматических ОЭП. Кроме того, освоение лазерной техники дало мощный импульс исследованиям новых материалов и элементов ОЭП (например, модуляторов), позволило поднять на более высокий качественный уровень исследования по распространению оптического излучения в поглощающих и рассеивающих средах.

Нужно отметить интенсивное развитие методов обработки оптических сигналов, базирующихся на использовании когерентных свойств лазерного излучения. В последние годы появились системы преобразования первичного некогерентного оптического сигнала в когерентный для применения эффективных методов когерентной обработки (когерентные оптические корреляторы, голографические системы, преобразователи Фурье).

Развитие современных ОЭП неотделимо от прогресса во многих смежных областях науки, техники, всего народного хозяйства. Так, последние успехи радиоэлектроники и, в частности, микроминиатюризация основных её элементов, самым непосредственным образом

связаны с развитием и созданием новых ОЭП, а освоение ИК диапазона потребовало существенного совершенствования криогенных устройств, предназначенных для охлаждения приемников излучения. Широко развернувшиеся в последние годы исследования природных ресурсов и окружающей среды потребовали создания принципиально новых ОЭС, освоения диапазона оптического спектра 8...14 мкм, т.е. разработки новых приемников излучения (например, на основе тройных соединений, многодиапазонных) и новых оптических материалов.

Одной из наиболее очевидных тенденций развития элементной базы оптико-электронного приборостроения является разработка многоэлементных приемников излучения, по своей разрешающей способности приближающихся к глазу человека, а по другим характеристикам — заметно совершеннее глаза. Создание таких приемников уже сейчас позволило использовать в ОЭП ряд высокоэффективных способов приема и преобразования оптических сигналов.

Становится весьма важной проблема микроминиатюризации этих приемников и работающих с ними совместно электронных звеньев. Действительно, требование обработки больших объемов информации в малые промежутки времени на практике часто приводит к необходимости одновременного приема большого числа оптических сигналов от разных участков просматриваемого поля или в различных спектральных диапазонах. Для этого используются сложные многоэлементные приемники и соответствующие им многоканальные электронные схемы. При увеличении объема перерабатываемой информации увеличивается число этих элементов и каналов, поэтому задача их миниатюризации становится первоочередной. При этом на первый план выдвигаются проблемы совершенствования технологии изготовления отдельных элементов ОЭП, а также широкого использования современной вычислительной техники, в частности, микропроцессоров.

Применение ОЭП в совокупности с ЭВМ или ввод в состав ОЭП микропроцессоров уже сегодня позволяет заметно расширить возможности ОЭП, например, значительно повысить их точность и быстродействие, а в ряде случаев решать недоступные им ранее задачи.

Наряду с разработкой новых, всё более совершенных элементов ОЭП и изучением особенностей распространения оптического излучения в различных средах успешно развивалась общая теория ОЭП, которая посвящена вопросам оптимального расчета, выбора и согласования параметров и характеристик отдельных звеньев прибора при объединении их в общую систему, методам расчета основных параметров ОЭП, модуляции оптических сигналов, вопросам оптимального приема оптических сигналов на фоне помех, т.е. обеспечению помехоза-

щищенности ОЭП и ряду др. В значительной степени эта теория основана на общих принципах и методах теории следящих систем и теории информации, однако многие её положения возникли как проявление специфики, свойственной ОЭП, например, многомерности функций, описывающих оптические сигналы и помехи.

Для развития этой теории очень важно углублять наши знания об объектах исследования и условиях работы ОЭП. Необходимы адекватные модели таких объектов, условий работы и самих ОЭП.

Очень актуальным стало развитие и внедрение методов адаптации структуры, алгоритмов работы и параметров ОЭП, учитывающих многообразие изменяющихся условий эксплуатации этих приборов и осуществляющих компенсацию вредного влияния окружающей среды, внешних помех и других подобных факторов.

Таким образом можно отметить, что к настоящему времени успешно развиваются основные составляющие оптико-электронного приборостроения: элементная база ОЭП; исследования процессов, связанных с созданием оптических сигналов, их распространением, приемом и преобразованием в электрические сигналы; теория и методы расчета отдельных узлов и приборов в целом.

Несмотря на большие успехи, достигнутые оптико-электронным приборостроением, перед этой бурно развивающейся отраслью науки и техники стоят большие и серьезные задачи. Ещё не полностью реализованы те потенциальные возможности, которыми обладают ОЭП, например, по точности, помехозащищенности и другим параметрам. Недостаточно освоены УФ и дальний ИК диапазоны оптического спектра. Для их освоения требуются новые оптические материалы, новые, более качественные приемники излучения. Отдельные элементы и узлы ОЭП сложны в эксплуатации, дорого их изготовление. Они не всегда имеют необходимые срок службы и надежность.

Выход человека в космос, создание лазеров, развитие вычислительной техники явились мощными стимулами развития ОЭП. Такие глобальные для всего человечества проблемы, как обеспечение безопасности и сохранение мира на Земле и в космосе, контроль метеорологических и климатических процессов, оценка состояния природных ресурсов и влияния человеческой деятельности на окружающую среду, дальнейшее освоение космоса и ряд других, не могут быть решены без широкого использования ОЭП.

**Контрольные вопросы**

1. Каковы достоинства и недостатки активного, пассивного и полуактивного методов работы ОЭП?
2. Какие звенья схемы, представленной на рис. 1.1, можно поменять местами?
3. С какими видами ОЭП и ОЭС вам приходилось иметь дело (в лабораториях университета, в повседневной жизни и т.д.)?

**Часть I****ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ****Глава 2. СИГНАЛЫ И ПОМЕХИ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ****2.1. Детерминированные сигналы и способы их описания**

Сигналом принято называть физический процесс, несущий информацию — совокупность сведений, являющихся объектом передачи, преобразования, хранения или непосредственного использования. В ОЭП основным носителем информации является электромагнитное излучение.

Сигналы могут быть детерминированными и случайными, непрерывными и дискретными, периодическими и непериодическими. Детерминированные сигналы, т.е. такие, у которых в любой момент времени или в любой точке пространства (внутри исследуемой области) все значения известны, подразделяются на периодические и непериодические. Каждый из них может быть либо непрерывным, либо дискретным.

Случайные оптические сигналы характеризуются пространственной и временной неоднородностью излучения и описываются случайными функциями. Как правило, случайными сигналами являются шумы и помехи, возникающие в различных звеньях ОЭП и вне его. Способам описания случайных сигналов посвящен следующий параграф. Здесь же кратко рассмотрим детерминированные сигналы.

Характерным примером такого сигнала является идеальный единичный импульс, описываемый дельта-функцией, свойства которой определяются следующими соотношениями:

$$\delta(x) = \lim_{x_0 \rightarrow 0} \frac{1}{x_0} = \begin{cases} 0 & x < 0; \\ \infty & \text{при } 0 < x < x_0; \\ 0 & x > x_0; \end{cases}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = 1; \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(y-x) f(x) dx = f(y).$$

Последнее выражение является интегралом свертки функций  $\delta(x)$  и  $f(x)$  и определяет так называемое фильтрующее свойство дельта-функции. Пользуясь им, можно показать, что интеграл свертки (или просто свертка) функций  $f(x-x_1)$  и дельта-функции  $\delta(x-x_2)$  равен  $f(x-x_1-x_2)$ , а свертка двух дельта-функций  $\delta(x-x_1)$  и  $\delta(x-x_2)$  дает  $\delta(x-x_1-x_2)$ .

Периодический сигнал  $s(x)$  любой формы можно представить в виде суммы простых гармонических составляющих (гармоник) разложением  $s(x)$  в ряд Фурье, если функция  $s(x)$  удовлетворяет условию Дирихле (является кусочно-ограниченной и имеет конечное число экстремумов на протяжении периода  $X$ ):

$$s(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(n\omega_1 x) + b_n \sin(n\omega_1 x)] = \\ = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(n\omega_1 x - \psi_n) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \exp[j(n\omega_1 x)],$$

где  $\frac{a_0}{2} = \frac{1}{X} \int_{-\frac{X}{2}}^{+\frac{X}{2}} s(x) dx$  — среднее значение функции  $s(x)$ ;

$$a_n = \frac{2}{X} \int_{-\frac{X}{2}}^{+\frac{X}{2}} s(x) \cos(n\omega_1 x) dx; \quad b_n = \frac{2}{X} \int_{-\frac{X}{2}}^{+\frac{X}{2}} s(x) \sin(n\omega_1 x) dx$$

коэффициенты ряда Фурье;  $\psi_n = \arctg(b_n/a_n)$  — фаза  $n$ -й гармоники;  $X$  — период;  $\omega_1 = 2\pi/X$  — частота первой гармоники;  $n$  — целые числа;

$A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$ ;  $C_n = 0,5(a_n - jb_n)$ ;  $C_{-n} = 0,5(a_n + jb_n)$  — гармоники в комп-

лексном представлении ряда Фурье, имеющие одинаковые амплитуды и разные по знаку фазы.

При сложении  $C_n$  и  $C_{-n}$  дают действительную функцию аргумента  $x$ , т.е. амплитуду реального «физического» колебания. Это легко показать, поскольку  $\exp(j\omega x) + \exp(-j\omega x) = 2 \cos(\omega x)$ .

Для четных функций  $s(x) = s(-x)$  коэффициент  $b_n = 0$ ; для нечетных  $s(x) = -s(-x)$  коэффициент  $a_n = 0$ .

Совокупность отдельных гармоник образует спектр функции, который для периодического сигнала дискретен. Отдельные составляющие дискретного спектра отстоят друг от друга на величину  $\omega_1 = 2\pi/X$ . Можно отметить, что при увеличении скважности импульсов (отношение периода следования импульсов к их длительности) линии спектра сближаются, а сам он приближается к сплошному.

Для непериодического сигнала ( $X \rightarrow \infty$ ) ряд Фурье вырождается в интеграл Фурье, т.е. спектр становится сплошным. В этом случае

$$s(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(j\omega) \exp(j\omega x) d\omega; \quad (2.1)$$

$$S(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(x) \exp(-j\omega x) dx; \quad (2.2)$$

Выражения (2.2) и (2.1) называют соответственно прямым и обратным преобразованием Фурье. Они применимы к абсолютно интегрируемым функциям, для которых сходится интеграл вида  $\int_{-\infty}^{+\infty} |s(x)| dx$ .

Для функций  $s(x)$ , четных относительно  $x$ , интегралы в (2.1) и (2.2) совершенно подобны и переменные  $\omega$  и  $x$  взаимозаменяемы. В этом легко убедиться, если учесть, что

$$\exp(\pm j\omega x) = \cos(\omega x) \pm j \sin(\omega x) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} j \sin(\omega x) dx = 0.$$

Огибающая  $S(j\omega)$  (модуль спектра или спектральной плотности) совпадает по форме с огибающей дискретного спектра периодической функции, полученной из непериодической её повторением с периодом  $X$ , и отличается только масштабным множителем  $\omega_1/\pi$ . Таким образом, если известен вид спектра одиночного сигнала, например, одиночного импульса, то спектр последовательности таких импульсов можно легко найти. Рассмотрим несколько примеров.

Модуль спектра прямоугольного импульса протяженностью  $X_H$  с амплитудой  $E$  (рис. 2.1, а)

$$|S(j\omega)| = EX_H \frac{\sin\left(\omega \frac{X_H}{2}\right)}{\omega \frac{X_H}{2}}$$

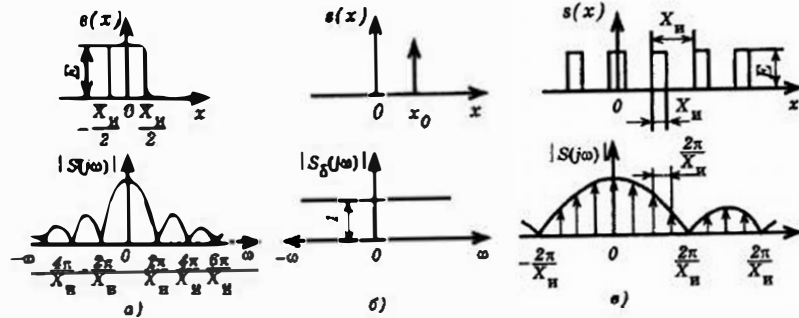


Рис.2.1. Сигналы и их спектры:

- а — одиночный прямоугольный импульс;
- б — дельта-функция;
- в — периодическая последовательность прямоугольных импульсов

При  $\omega X_H/2 \ll 1$ , т.е. при приближении к дельта-функции, имеем

$$\lim_{X_H \rightarrow 0} \frac{\sin\left(\omega \frac{X_H}{2}\right)}{\omega \frac{X_H}{2}} = 1 \text{ и } |S(j\omega)| = EX_H = const.$$

Таким образом, модуль спектра дельта-функции (рис. 2.1,б)

$$|S_\delta(j\omega)| = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = 1. \tag{2.3}$$

Последнее выражение можно также получить, используя фильтрующее свойство дельта-функции. Пользуясь преобразованием Фурье, а также учитывая четность дельта-функции, можно представить её условное определение в виде

$$\delta(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(\pm j\omega x) d\omega. \tag{2.4}$$

Последовательность импульсов прямоугольной формы (рис. 2.1, в) описывается рядом

$$s(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} s(x - nY_H); \quad s_0(x) = \begin{cases} E & |x| \leq \frac{X_H}{2}, \\ 0 & |x| > \frac{X_H}{2}, \end{cases}$$

где  $Y_H$  — период импульсной последовательности. Спектр этой последовательности состоит из отдельных гармоник, отстоящих друг от друга на  $\omega_1 = 2\pi/Y_H$ , и имеет модуль

$$|S(j\omega)| = 2\pi E \frac{X_H}{Y_H} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin\left(n\omega_1 \frac{X_H}{2}\right)}{n\omega_1 \frac{X_H}{2}} \delta(\omega - n\omega_1).$$

Огибающая амплитуд гармоник повторяет огибающую спектра одиночного прямоугольного импульса.

Напомним некоторые свойства преобразования Фурье (теоремы о спектрах), необходимые для дальнейшего изложения.

1. *Свойство взаимности.* Если повторно применить прямое преобразование Фурье к спектру  $S(j\omega)$  функции  $s(x)$ , то можно восстановить центрально-симметричный исходный сигнал, т.е.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S(j\omega) \exp(-j\omega x) d\omega = 2\pi s(-x).$$

Действительно, если  $S(j\omega)$  — спектр функции  $s(x)$ , то с учетом (2.1) можно записать

$$s(-x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(j\omega) \exp[j\omega(-x)] d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(j\omega) \exp[-j\omega x] d\omega.$$

2. *Свойство симметрии.* Преобразования Фурье обладают свойством симметрии. Действительно, если вычислить преобразование для функции  $s^*(x)$ , комплексно-сопряженной с  $s(x)$ , то получим

$$\int_{-\infty}^{+\infty} s^*(x) \exp(-j\omega x) dx = \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} s(j\omega) \exp[-j(-\omega)x] dx \right\}^* = S^*(-j\omega).$$

Для действительной функции  $s(x) = s^*(x)$

$$S^*(-j\omega) = S(j\omega) \text{ и } S^*(j\omega) = S(-j\omega).$$

Для действительной четной функции  $s(x) = s^*(x) = s^*(-x)$

$$S(j\omega) = S^*(-j\omega) = S^*(j\omega).$$

3. *Свойство линейности (теорема о спектре суммы)*. Если  $S_1(j\omega)$  и  $S_2(j\omega)$  — спектры функций  $s_1(x)$  и  $s_2(x)$  соответственно, а  $a$  и  $b$  — произвольные комплексные числа, то спектр суммы  $as_1(x) + bs_2(x)$ , являющейся линейной комбинацией  $s_1(x)$  и  $s_2(x)$ , равен линейной комбинации соответствующих спектров, т. е.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} [as_1(x) + bs_2(x)] \exp(-j\omega x) dx = aS_1(j\omega) + bS_2(j\omega).$$

4. *Теорема подобия*. Если  $S(j\omega)$  — спектр функции  $s(x)$ , то для любой действительной постоянной  $a$  спектр функции  $s(ax)$  равен  $S(j\omega/a)/a$ . Если заменить  $ax$  на  $y$ , то

$$\int_{-\infty}^{+\infty} s(ax) \exp(-j\omega x) dx = \frac{1}{a} \int_{-\infty}^{+\infty} s(y) \exp\left(-j\frac{\omega y}{a}\right) dy = \frac{1}{a} S\left(j\frac{\omega}{a}\right).$$

Таким образом, в результате сжатия сигнала по координате  $x$ , ведущего к изменению функции в  $a$  раз быстрее, увеличиваются частоты, составляющие её спектр, и изменяются амплитуды гармоник.

5. *Теорема запаздывания*. Спектр  $S_0(j\omega)$  функции  $s(x-x_0)$  отличается от спектра  $S(j\omega)$  функции  $s(x)$  множителем  $\exp(-j\omega x_0)$ . Действительно, если сдвинуть функцию  $s(x)$  на  $x_0$ , то её спектр будет

$$S_0(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(x-x_0) \exp(-j\omega x) dx.$$

Заменяя переменную интегрирования  $x$  на  $y = x - x_0$ , получим

$$S_0(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(y) \exp[-j\omega(y+x_0)] dy = S(j\omega) \exp(-j\omega x_0).$$

Заметим, что модуль спектра остается неизменным, т. е.

$$|S_0(j\omega)| = |S(j\omega)|.$$

Применительно к случаю дельта-функции  $\delta(x-x_0)$

$$S_0(j\omega) = \exp(-j\omega x_0).$$

6. *Теорема о переносе спектра*. Если сместить спектр  $S(j\omega)$ , которому соответствует функция  $s(x)$ , по шкале частот на величину  $\Omega$  (действительное число), то сдвинутому спектру  $S[j(\omega+\Omega)]$  соответствует функция

$$s_\Omega(x) = s(x) \exp(-j\Omega x).$$

Действительно,

$$S[j(\omega+\Omega)] = \int_{-\infty}^{+\infty} s(x) \exp[-j(\omega+\Omega)x] dx = \int_{-\infty}^{+\infty} [s(x) \exp(-j\Omega x)] \exp(-j\omega x) dx,$$

т. е. соответствующая этому спектру функция

$$s_\Omega(x) = s(x) \exp(-j\Omega x).$$

7. *Теорема о спектре свертки*. Спектр  $S(j\omega)$  свертки

$$s(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_1(y) s_2(x-y) dy$$

двух функций  $s_1(x)$  и  $s_2(x)$  равен произведению спектров  $S_1(j\omega)$  и  $S_2(j\omega)$  исходных функций  $s_1(x)$  и  $s_2(x)$ . Действительно,

$$\begin{aligned} S(j\omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s_1(y) s_2(x-y) \exp(-j\omega x) dx dy = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} s_1(y) dy \int_{-\infty}^{+\infty} s_2(x-y) \exp(-j\omega x) dx = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} s_1(y) S_2(j\omega) \exp(-j\omega y) dy = S_1(j\omega) S_2(j\omega). \end{aligned}$$

8. *Теорема о спектре произведения (обратная теорема свертки)*. Произведению функций  $s_1(x)$  и  $s_2(x)$  соответствует спектр  $S_{12}(\omega)$ , являющийся сверткой спектров  $S_1(j\omega)$  и  $S_2(j\omega)$  исходных функций. Из свойства взаимности преобразований Фурье

$$2\pi S(-j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(x) \exp(-j\omega x) dx$$

и теоремы о спектре свертки следует, что для свертки спектров  $S_1(j\omega)$  и  $S_2(j\omega)$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S_1(j\nu) S_2[j(\omega-\nu)] d\nu$$

преобразование Фурье  $S_{12}(j\omega) = 2\pi s_1(x_1) s_2(x_2)$ . Отсюда спектр произведения исходных функций

$$S_{12}(j\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_1(j\nu) S_2[j(\omega-\nu)] d\nu.$$

Важным для практики следствием из теорем о спектрах является равенство Парсеваля, определяющее, что полная энергия процесса, описываемого функцией  $s(y)$ , равна полной энергии спектра:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |s(y)|^2 dy = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |S(j\omega)|^2 d\omega,$$

что можно доказать, если рассмотреть свертку  $s(x)$  для  $x = 0$ . При этом свертка

$$s(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_1(y)s_2(-y)dy = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_1(j\omega)S_2(j\omega)d\omega.$$

Отсюда, учитывая свойство симметрии преобразований Фурье, т.е. тот факт, что при замене  $s_2(y)$  на  $s_2^*(\cdot y)$  происходит замена  $S_2(j\omega)$  на  $S_2^*(j\omega)$ , а также предполагая  $s_1(y) = s_2^*(y) = s(y)$ , легко получить равенство Парсеваля.

Определим вид спектра сложной периодической функции, являющейся суммой отдельных гармоник, используя интегральное преобразование Фурье.

Если  $s(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n \exp(jn\omega_1 x)$ , то, применяя преобразование Фурье к обеим частям этого равенства, получим

$$S(j\omega) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[j(n\omega_1 - \omega)x] dx.$$

С учетом (2.4)

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp[j(n\omega_1 - \omega)x] dx = 2\pi\delta(\omega - n\omega_1),$$

$$S(j\omega) = 2\pi \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n \delta(\omega - n\omega_1). \quad (2.6)$$

Одной из основных особенностей оптических приборов и ОЭП является то, что сигнал часто нельзя представить одномерной функцией. Информацию об излучающем объекте можно описать функцией двух переменных (например, в виде функции координат в плоскости изображения) или более (например, как функцию трех линейных координат, длины волны, времени).

Так, двумерную дельта-функцию можно использовать как модель точечного излучателя, находящегося в начале координат:

$$\delta(x, y) = \begin{cases} \infty & \text{при } x = 0, y = 0 \\ 0 & \text{при } x \neq 0, y \neq 0 \end{cases},$$

или в векторной форме

$$\delta(\vec{\rho}) = \begin{cases} \infty & \text{при } \rho = 0 \\ 0 & \text{при } \rho \neq 0 \end{cases},$$

$$|\vec{\rho}| = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x, y) dx dy = 1.$$

В этих случаях преобразования Фурье можно записать в многомерной форме, например в двумерной:

$$S(j\omega_x, j\omega_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s(x, y) \exp[-j(\omega_x x + \omega_y y)] dx dy$$

или в векторной форме

$$S(j\vec{\omega}_\rho) = \int_{\Theta_\rho} s(\vec{\rho}) \exp(-j\vec{\omega}_\rho \vec{\rho}) d\Theta_\rho,$$

где  $\omega_x, \omega_y$  — так называемые пространственные частоты по осям  $x$  и  $y$  соответственно (см. ниже);  $\vec{\omega}_\rho$  — вектор пространственной частоты;  $(\vec{\omega}_\rho, \vec{\rho})$  — «формальное» скалярное произведение векторов  $\vec{\omega}_\rho$  и  $\vec{\rho}$ ;  $\Theta_\rho$  — область плоскости вектора  $\vec{\rho}$  с бесконечно большими пределами.

Пространственная частота является мерой повторяемости оптического сигнала, например яркости объекта или освещенности изображения, вдоль какого-либо направления, например, вдоль ортогональных осей  $x$  и  $y$ . Величины  $\omega_x$  и  $\omega_y$  связаны с числами пространственных периодов  $X$  и  $Y$  на единицу длины, т.е. с циклическими пространственными частотами  $f_x$  и  $f_y$ ;  $\omega_x = 2\pi f_x = 2\pi/X$ ;  $\omega_y = 2\pi/Y$ . Часто пространственную частоту рассматривают как меру повторяемости по углу, т.е. размерность  $\omega_x, \omega_y, \omega_\rho$  или соответственно  $f_x, f_y, f_\rho$  может быть обратно пропорциональной размерности не только линейной величины, но и угловой.

В тех случаях, когда в качестве независимых переменных используются не прямоугольные координаты  $x$  и  $y$ , а полярные —  $\rho$  и  $\alpha$ , причем  $x = \rho \cos \alpha$ ,  $y = \rho \sin \alpha$ , для нахождения пространственно-частотного спектра  $S(j\omega_\rho)$  удобно использовать не преобразование Фурье, а преобразование Ганкеля:

$$S(\omega_\rho) = 2\pi \int_0^\infty s(\rho) \rho J_n(\omega_\rho \rho) d\rho.$$

где  $J_n()$  - функция Бесселя первого рода  $n$ -го порядка.

Обратное преобразование имеет вид

$$s(\rho) = \int_0^{\infty} S(\omega_\rho) \omega_\rho J_n(\omega_\rho \rho) d\omega_\rho.$$

Если  $s(\rho, \alpha)$  симметрична относительно центра полярной системы координат, т. е. ее форма определяется только радиусом  $\rho$ , то

$$S(\omega_\rho) \rho = 2\pi \int_0^{\infty} s(\rho) \rho J_0(\omega_\rho \rho) d\rho.$$

$$s(\rho) = \int_0^{\infty} S(\omega_\rho) \omega_\rho J_0(\omega_\rho \rho) d\omega_\rho.$$

Для дальнейшего рассмотрения удобно определить вид спектра функции  $s(x, y)$  в том случае, когда один из ее аргументов, например,  $y$ , фиксируется, оставаясь постоянным, т. е. служит параметром. В этом случае с точностью до постоянной можно записать

$$\begin{aligned} S(j\omega_x, j\omega_y) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s(x) \exp[-j(\omega_x x + \omega_y y)] dx dy = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} s(x) \exp(-j\omega_x x) dx \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-j\omega_y y) dy = S(j\omega_x) 2\pi \delta(\omega_y), \end{aligned}$$

где  $\delta(\omega_y)$  - дельта-функция аргумента  $\omega_y$ .

Приведем некоторые используемые на практике преобразования Фурье:

прямоугольной двумерной функции

$$s(x, y) = \begin{cases} L_0 & \text{при } |x| \leq \frac{a}{2}, |y| \leq \frac{b}{2}; \\ 0 & \text{при } |x| > \frac{a}{2}, |y| > \frac{b}{2}; \end{cases}$$

$$|S(j\omega_x, j\omega_y)| = L_0 ab \frac{\sin\left(\omega_x \frac{a}{2}\right)}{\omega_x \frac{a}{2}} \frac{\sin\left(\omega_y \frac{b}{2}\right)}{\omega_y \frac{b}{2}};$$

двумерной центрально-симметричной функции Гаусса

$$s(\bar{\rho}) = L_0 \exp(-\bar{\rho}^2 / a^2);$$

$$|S(j\bar{\omega}_\rho)| = L_0 \pi a^2 \exp(-\bar{\omega}_\rho^2 a^2 / 4);$$

круга равной яркости  $L_0$ :

$$s(\bar{\rho}) = \begin{cases} L_0 & \text{при } |\bar{\rho}| \leq R; \\ 0 & \text{при } |\bar{\rho}| > R; \end{cases}$$

$$|S(j\bar{\omega}_\rho)| = 2L_0 \pi R^2 J_1(R|\bar{\omega}_\rho|) / R|\bar{\omega}_\rho|,$$

где  $J_1$  - функция Бесселя первого рода 1-го порядка.

Помимо разложения в ряд Фурье нам в дальнейшем понадобится и другое разложение, известное как теорема Котельникова. Оно представляет собой разложение функции  $y(x)$ , имеющей ограниченный спектр (от 0 до  $f_{max}$ ), по ортогональным функциям  $\psi_k(x)$ , причем коэффициенты этого разложения  $y_k$  являются дискретными значениями  $y(x)$ , взятыми через интервал  $\Delta x$ , т. е.

$$y(x) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} y_k(x) \psi_k(x), \quad (2.7)$$

где  $|k| = 0, 1, 2, 3, \dots$ ;  $y_k(x) = y(k\Delta x)$ ;  $\Delta x = 1/(2f_{max})$ ;

$$\psi_k(x) = \frac{\sin 2\pi f_{max}(x - k\Delta x)}{2\pi f_{max}(x - k\Delta x)}.$$

Функции  $\psi_k(x)$  обладают свойством ортогональности, т. е.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi_k(x) \psi_l(x) dx = \begin{cases} 0 & k \neq l; \\ \frac{1}{2f_{max}} & \text{при } k = l. \end{cases} \quad (2.8)$$

Из (2.7) и (2.8) можно получить выражение для энергии сигнала

$$\int_{-\infty}^{\infty} y^2(x) dx = \frac{1}{2f_{max}} \sum_{k=-\infty}^{\infty} y_k^2$$

Для конечного интервала значений  $x$  ( $0 \dots x$ ) действительны разложения вида (2.7) с заменой пределов интегрирования в (2.8) на  $0 \dots x$  и суммирования на  $1 \dots n$ , где  $n = x/\Delta x = 2f_{max}x$ .

При  $n \gg 1$  погрешность от перехода к новым пределам невелика, т. е. в интервале  $0 \dots x$  функция  $y(x)$  полностью определяется  $n$  выборками из нее.



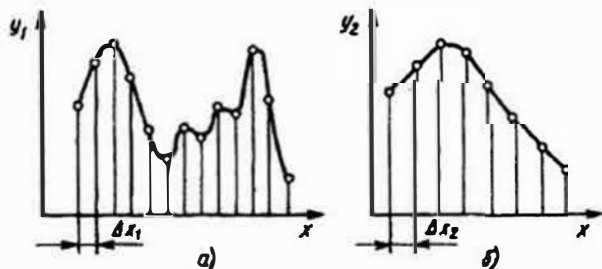


Рис. 2.2. Представление непрерывных функций дискретными значениями

Рассмотрим две функции (рис. 2.2). Очевидно, что для дискретизации функции  $y_1(x)$  (рис. 2.2,а) требуется большее число составляющих, т. е.  $\Delta x$  у нее меньше, чем у функции  $y_2(x)$  (рис. 2.2,б). Также очевидно, что первую функцию можно представить рядом или интегралом Фурье с большим числом составляющих. Это согласуется с данным выше определением: чем больше  $f_{max}$ , тем меньше должен быть интервал  $\Delta x$ .

**Прохождение детерминированного сигнала через линейные звенья.** Для описания процесса прохождения сигнала через линейные звенья с постоянными параметрами применяют спектральный метод и метод суперпозиции.

**Спектральный метод** (метод спектрального разложения) основан на использовании передаточной функции или частотной характеристики  $K(j\omega)$ .

Если входной сигнал

$$u_{вх}(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U_{вх}(j\omega) \exp(j\omega x) d\omega,$$

то выходной сигнал

$$u_{вых}(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U_{вх}(j\omega) K(j\omega) \exp(j\omega x) d\omega,$$

где  $K(j\omega) = \frac{U_{вых}(j\omega)}{U_{вх}(j\omega)} = K(\omega) \exp[j\varphi(\omega)],$

т.е.  $K(\omega)$  определяет как бы вес отдельных спектральных составляющих входного сигнала в их вкладе в выходной сигнал, а  $\varphi(\omega)$  - фазовый сдвиг выходного сигнала относительно входного.

**Метод суперпозиции (метод интеграла наложения)** состоит в том, что сложный входной сигнал представляют в виде совокупности очень коротких импульсов и рассматривают выходной сигнал системы как сумму реакций на эти сигналы. Выходной сигнал системы при воздействии единичного импульса, т. е. дельта-функции, называется импульсной характеристикой системы и обозначается  $g(x)$ . Так как спектр единичного импульса равен единице для всех частот, то

$$u_{вых}(x) = g(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} K(j\omega) \exp(j\omega x) d\omega,$$

т.е. частотная и импульсная характеристики системы являются парой преобразования Фурье.

Отсюда ясно, что функцию  $K(j\omega)$  можно определить экспериментально, исследуя реакцию системы на единичный импульс. Например, на вход системы подается короткий импульс, сигнал с выхода поступает на анализатор спектра, в результате находится частотная характеристика  $K(j\omega)$ .

В оптике короткому импульсу аналогична мира в виде точки. Распределение энергии в кружке рассеяния, т.е. в изображении точки, определяет импульсную характеристику (весовую функцию) оптической системы.

Найдем в общем виде выражение для выходного сигнала  $u_{вых}(x)$ , если на вход линейного звена или системы поступает сигнал  $u_{вх}(x)$ , а импульсная характеристика системы  $g(x)$  известна. Для этого сигнал произвольного вида можно разбить на элементарные импульсы и найти реакцию системы на любой из этих импульсов с координатой  $x_1$  для произвольного значения аргумента  $x$  (рис. 2.3).

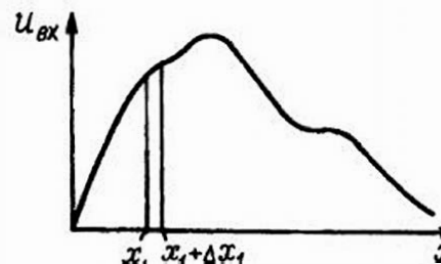


Рис. 2.3. К выводу (2.9)

Если площадь какого-либо элементарного импульса равна единице, то его можно рассматривать как дельта-функцию, возникающую при значении аргумента  $x_1$ . В этом случае импульсная реакция для

произвольного значения  $x_i$  равна  $g(x_i - x_i)$ . Поскольку площадь одиночного импульса на входе равна  $u_{\text{вх}}(x_i) \Delta x_i$ , а не единице, то выходная реакция на такой сигнал будет  $u_{\text{вх}}(x_i) \Delta x_i g(x_i - x_i)$ .

Складывая результаты действия отдельных элементарных импульсов в точке  $x_i$ , нужно перейти к интегрированию последнего выражения, т.е. к интегралу свертки:

$$u_{\text{вых}}(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} u_{\text{вх}}(x_i) g(x_i - x) dx_i. \quad (2.9)$$

Для системы, у которой  $g(x) = g^*(-x)$  и  $g(x_i - x_i) = g^*(x_i - x_i)$ , (2.9) можно переписать в виде

$$u_{\text{вых}}(x_i) = \int_{-\infty}^{+\infty} u_{\text{вх}}(x_i) g^*(x_i - x_i) dx_i.$$

т.е. выходной сигнал является функцией взаимной корреляции входного сигнала и функции, комплексно-сопряженной с импульсной реакцией. Это часто применимо к оптическим системам.

Дальнейшее развитие методов спектрального разложения и метода суперпозиции для оптических систем рассмотрено в гл. 10.

## 2.2. Случайные сигналы и способы их описания

Случайным сигналом принято называть величину, которая может принимать любые значения в определенном интервале с определенной вероятностью. Основными характеристиками случайных величин являются: интегральный закон (функция) распределения случайной величины  $x$ , плотность распределения или дифференциальный закон распределения  $p(x)$ , математическое ожидание  $M(x)$ , дисперсия  $D = \sigma^2$  или среднее квадратическое значение (стандарт)  $\sigma$ .

Одним из наиболее распространенных на практике является гауссовский (нормальный) дифференциальный закон распределения

$$p(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{[x - M(x)]^2}{2\sigma^2}\right\}.$$

Математическим ожиданием или средним значением дискретного случайного сигнала  $x$  является сумма произведений всех возможных значений  $x_i$  на соответствующие им вероятности  $p_i$ , т.е. для конечного числа  $n$  значений  $x_i$

$$M(x) = \sum_{i=1}^n x_i p_i \quad \text{или} \quad M(x) = \frac{\sum_{i=1}^n x_i p_i}{\sum_{i=1}^n p_i}, \quad \text{так как} \quad \sum_{i=1}^n p_i = 1$$

Для непрерывной случайной величины  $x$  математическое ожидание, являющееся начальным моментом первого порядка,

$$M(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} x p(x) dx.$$

Математическое ожидание центрированной случайной величины  $x - M(x)$  равно нулю.

Дисперсией  $D$  дискретной случайной величины является математическое ожидание квадрата отклонения значения случайной величины от ее математического ожидания, т.е. центральный момент второго порядка

$$\begin{aligned} D(x) &= M\{[x - M(x)]^2\} = \sum_{i=1}^n [x - M(x)]^2 p_i = \\ &= M(x^2) - [M(x)]^2 \approx \frac{\sum_{i=1}^n [x - M(x)]^2}{n-1}. \end{aligned}$$

Для непрерывной случайной величины

$$D(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} [x - M(x)]^2 p(x) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 p(x) dx - [M(x)]^2 = \sigma^2.$$

Семейство случайных скалярных или векторных величин, зависящих от скалярного параметра (например, времени, пространственной координаты и др.), с заданными конечномерными функциями распределения случайных величин называется случайной функцией или случайным процессом. В практике ОЭП часто встречаются случайные функции не одного, а нескольких аргументов, например двух координат на плоскости и времени. При фиксированном значении аргумента одномерная случайная функция превращается в обычную случайную величину.

В отличие от характеристик случайных величин, представляемых определенными числами, характеристики случайных функций являются в общем случае не числами, а функциями. Так, математическое ожидание случайной функции  $s(x)$  является неслучайной функцией

аргумента  $x$ , равной при каждом значении этого аргумента математическому ожиданию сечения случайной функции, т. е.

$$M_s(x) = M[s(x)] = \int_{-\infty}^{\infty} sp(s, x) ds.$$

Дисперсией случайного процесса  $s(x)$  называется неслучайная функция  $D_s(x)$ , значение которой для каждого  $x$  равно дисперсии случайной величины  $x$ , т. е. дисперсии соответствующего сечения случайной функции:

$$D_s(x) = D[s(x)] = \int_{-\infty}^{\infty} [x - M_s(x)]^2 p(s, x) ds.$$

Случайные сигналы считаются стационарными, если их характеристики (математическое ожидание, дисперсия, другие начальные или центральные моменты) не зависят от аргумента (от начала отсчета аргумента) случайной функции.

Стационарный случайный процесс очень часто обладает эргодическим свойством — усреднение его характеристик по множеству реализаций случайного процесса с вероятностью, близкой к единице, эквивалентно усреднению по одной его реализации при достаточно большом изменении аргумента.

Ковариационной функцией стационарного случайного процесса  $s(x)$  называется математическое ожидание произведения значений этого процесса  $s_1$  и  $s_2$ , взятых для аргументов  $x$  и  $x+\Delta x$ , или второй смешанный начальный момент, т. е. выражение вида

$$K_s(\Delta x) = M[s_1(x)s_2^*(x+\Delta x)] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} s_1(x)s_2^*(x+\Delta x)p(s_1, s_2, \Delta x) ds_1 ds_2,$$

где \* - знак сопряженности функции.

Для центрированного случайного процесса пользуются понятием «корреляционная функция», которая определяется как второй смешанный центральный момент

$$R_s(\Delta x) = M\left\{[s_1(x) - M_s(x)][s_2^*(x+\Delta x) - M_s^*(x+\Delta x)]\right\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [s_1(x) - M_s(x)][s_2^*(x+\Delta x) - M_s^*(x+\Delta x)]p(s_1, s_2, \Delta x) ds_1 ds_2,$$

где  $M_s(x)$  и  $M_s^*(x+\Delta x)$  - математические ожидания сечений случайного процесса  $s(x)$  для аргументов  $x$  и  $x+\Delta x$ .

Ковариационная и корреляционная функции связаны между собой следующим соотношением:

$$R_s(\Delta x) = K_s(\Delta x) - M_s(x) \cdot M_s^*(x + \Delta x).$$

Для эргодического стационарного случайного процесса

$$M_s(x) = \lim_{X \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{2X} \right) \int_{-X}^X s(x) dx;$$

$$D_s(x) = \sigma_s^2 = \lim_{X \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{2X} \right) \int_{-X}^X [s(x) - M_s(x)]^2 dx;$$

$$K_s(\Delta x) = \lim_{X \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{2X} \right) \int_{-X}^X s(x)s^*(x+\Delta x) dx;$$

$$R_s(\Delta x) = \lim_{X \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{2X} \right) \int_{-X}^X [s(x) - M_s(x)][s^*(x+\Delta x) - M_s^*(x+\Delta x)] dx;$$

$$K_s(\Delta x) = R_s(\Delta x) + M_s^2(x),$$

где  $X$  - область определения случайного процесса.

Статистическая связь между отдельными значениями (ординатами) случайного процесса количественно оценивается интервалом (радиусом) корреляции

$$\Delta x_k = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} R_s(\Delta x) d(\Delta x).$$

Корреляционная функция обладает в общем случае свойством  $R_s(\Delta x) = R_s^*(-\Delta x)$ , а если  $s(x)$  — действительная функция,  $R_s(\Delta x) = R_s(-\Delta x)$ . В последнем случае корреляционная функция имеет максимум при  $\Delta x = 0$ .

Корреляционная функция периодического процесса  $s(x)$  также является периодической и имеет тот же период, что и  $s(x)$ .

Корреляционная функция стационарного случайного процесса  $s(x)$  является четной и зависит только от промежутка  $\Delta x$  между двумя рассматриваемыми сечениями случайного процесса.

В отличие от детерминированных сигналов преобразование Фурье к амплитудным значениям случайных функций неприменимо, так как спектральная плотность самой случайной функции — понятие бессмысленное. Можно ввести понятие спектральной плотности дисперсии, так как последняя — неслучайная функция. Эта величина часто эквивалентна мощности, приходящейся на единицу полосы. Поэтому

ее называют энергетическим спектром случайной функции (статистическим спектром). А. Я. Хинчин и Н. Винер показали, что ковариационная функция и энергетический спектр стационарного случайного процесса являются парой преобразования Фурье, т.е.

$$W(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K_s(\Delta x) \exp(-j\omega \Delta x) d(\Delta x);$$

$$K_s(\Delta x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W(\omega) \exp(j\omega \Delta x) d\omega.$$

На практике часто используется следующая связь между значением корреляционной функции  $R_s(\Delta x)$  при  $\Delta x=0$  и дисперсией  $D$  случайного процесса:  $R_s(0) = D_s = \sigma_s^2$ .

Для двумерных случайных функций, например, функций, описывающих случайный закон распределения яркости по полю, указанные выше положения сохраняют свою силу. Например, взаимная ковариационная функция для стационарного процесса в двумерном представлении

$$K_s(\Delta x, \Delta y) = \lim_{\substack{X \rightarrow \infty \\ Y \rightarrow \infty}} \frac{1}{4XY} \int_{-X}^X \int_{-Y}^Y s(x, y) s^*(x + \Delta x, y + \Delta y) dy dx,$$

где  $X, Y$  - пределы действительных значений аргументов  $x$  и  $y$ ;  $s^*(\cdot)$  - функция, комплексно-сопряженная с  $s(\cdot)$ .

Часто выражение для  $K_s(\Delta x, \Delta y)$  записывают в виде

$$K_s(\Delta x, \Delta y) = \frac{1}{4XY} \int_{-X}^X \int_{-Y}^Y s(x, y) s^*(x + \Delta x, y + \Delta y) dy dx,$$

т.е. ковариация рассматривается по площади перекрытия функций  $s(x, y)$  и  $s^*(x + \Delta x, y + \Delta y)$ .

Двумерный спектр Хинчина-Винера для эргодического двумерного случайного процесса имеет вид

$$W(\omega_x, \omega_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K_s(\Delta x, \Delta y) \exp[-j(\omega_x \Delta x + \omega_y \Delta y)] d(\Delta x) d(\Delta y).$$

Характеристики стационарного случайного сигнала так же, как и детерминированного, можно записать в векторной форме. Например,

$$W(\omega_{\bar{\rho}}) = \int_{\theta_{\Delta \bar{\rho}}} K_s(\Delta \bar{\rho}) \exp[-j\omega_{\bar{\rho}}(\Delta \bar{\rho})] d(\Delta \bar{\rho}).$$

где  $\theta_{\bar{\rho}}$  - область существования  $\Delta \bar{\rho}$ . Если подставить в последнее выра-

жение ковариационную функцию случайного процесса  $s(\bar{\rho})$

$$K_s(\Delta \bar{\rho}) = \lim_{R_{\bar{\rho}} \rightarrow \infty} \frac{1}{R_{\bar{\rho}} \theta_{\bar{\rho}}} \int s(\bar{\rho}) s^*(\bar{\rho} + \Delta \bar{\rho}) d\bar{\rho},$$

где  $\theta_{\bar{\rho}}$  - область существования  $\bar{\rho}$ ;  $R_{\bar{\rho}}$  - предел действительного значения  $\bar{\rho}$ , то получим

$$W(\omega_{\bar{\rho}}) = \lim_{R_{\bar{\rho}} \rightarrow \infty} \frac{1}{R_{\bar{\rho}} \theta_{\bar{\rho}}} \int s(\bar{\rho}) \int_{\theta_{\Delta \bar{\rho}}} s^*(\bar{\rho} + \Delta \bar{\rho}) \exp[-j\omega_{\bar{\rho}}(\Delta \bar{\rho})] d(\Delta \bar{\rho}) d\bar{\rho}.$$

С учетом теоремы запаздывания внутренний интеграл

$$\int_{\theta_{\Delta \bar{\rho}}} s^*(\bar{\rho} + \Delta \bar{\rho}) \exp[-j\omega_{\bar{\rho}}(\Delta \bar{\rho})] d(\Delta \bar{\rho}) = S(\omega_{\bar{\rho}}) \exp(-j\omega_{\bar{\rho}} \bar{\rho}).$$

Тогда

$$W(\omega_{\bar{\rho}}) = \lim_{R_{\bar{\rho}} \rightarrow \infty} \frac{1}{R_{\bar{\rho}} \theta_{\bar{\rho}}} S(\omega_{\bar{\rho}}) \int s(\bar{\rho}) \exp[j(-\omega_{\bar{\rho}}) \bar{\rho}] d\bar{\rho} = \lim_{R_{\bar{\rho}} \rightarrow \infty} \frac{1}{R_{\bar{\rho}} \theta_{\bar{\rho}}} |S(\omega_{\bar{\rho}})|^2.$$

**Прохождение случайного сигнала через линейные звенья.**

При прохождении гауссовского случайного процесса со спектральной плотностью  $W_{sx}(\omega)$  через линейное звено (линейный фильтр) его выходное распределение остается гауссовским. Спектральная плотность этого сигнала на выходе

$$W_{sx}(\omega) = W_{sx}(\omega) |K(j\omega)|^2,$$

где  $K(j\omega)$  - частотная характеристика линейного звена.

### 2.3. Информационные характеристики сигналов

Многие ОЭП служат для сбора информации об исследуемом поле сигналов, например, о структуре поля яркостей в пространстве объектов. Для таких приборов важно свести к минимуму потери информации, содержащейся в исследуемом поле. В качестве меры информации, содержащейся в том или ином поле (в оптическом сигнале), обычно служит энтропия  $H$  - сумма произведений вероятностей различных состояний поля (сигнала)  $p_i$  на логарифмы этих вероятностей, взятая с обратным знаком:

$$H = - \sum_{i=1}^n p_i \log p_i. \quad (2.10)$$

Величина  $n$  определяется числом возможных выборок сигнала. Логарифм в этой формуле может быть взят по любому основанию; на

практике за основание чаще всего выбирают 2, что хорошо согласуется с распространенной двоичной системой счисления. Знак минус перед суммой показывает, что энтропия положительна, поскольку  $p_i < 1$  и логарифмы  $p_i$  отрицательны. Легко видеть, что энтропия обращается в нуль, когда полностью достоверна лишь одна из выборок сигнала, а другие невозможны. При росте  $n$  энтропия увеличивается. При объединении независимых сигналов или полей их энтропии складываются.

Легко показать, что в случае  $n$  равновероятных состояний сигнала, т. е. при  $p_i = 1/n$ , энтропия равна логарифму числа состояний:

$$H = \log_2 n.$$

Формула (2.10) пригодна для дискретного представления сигналов в виде совокупности  $n$  выборок. При непрерывном сигнале или процессе, описываемом переменной  $y$ , плотность вероятности которой характеризуется функцией  $p(y)$ , энтропия определяется как

$$H = - \int_{-\infty}^{\infty} p(y) \log_2 [\Delta y p(y)] dy,$$

где  $\Delta y$  — наименьший интервал значений  $y$ , с точностью до которого может быть определено это значение.

Если случайный сигнал  $y$  является функцией некоторого аргумента  $x$ , то оцениваемое энтропией количество информации, которое может быть получено на интервале значений аргумента  $0 \leq x \leq X$ , определяется с помощью теоремы Котельникова, и при отсутствии статистической связи между отдельными отсчетами случайного стационарного процесса  $y(x)$

$$H = -(1 + 2f_{\max} X) \int_{-\infty}^{\infty} p(y) \log_2 [\Delta y p(y)] dy,$$

где граничная частота  $f_{\max}$  та же, что и в выражении (2.8). Здесь плотность вероятности  $p(y)$  стационарного случайного процесса, описывающего сигнал, одинакова во всех точках  $x$ .

К. Шенноном было показано, что полезная информация  $I$  смеси гауссовского случайного полезного сигнала и гауссовской случайной помехи равна разности энтропий смеси полезного сигнала с шумом  $H_{c.ш.}$  и помехи (шума)  $H_{ш.}$ :

$$I = H_{c.ш.} - H_{ш.}$$

При статистически независимых сигнале и шуме, характеризующих дисперсиями  $\sigma_c^2$  и  $\sigma_{ш.}^2$ ,

$$I \approx 0,5(1 + 2f_{\max} X) \log_2 (1 + \sigma_c^2 / \sigma_{ш.}^2).$$

При  $2f_{\max} X \gg 1$

$$I \approx f_{\max} X \log_2 (1 + \sigma_c^2 / \sigma_{ш.}^2) \approx f_{\max} X \log_2 (1 + \Phi_c / \Phi_{ш.}),$$

где  $\Phi_c$  и  $\Phi_{ш.}$  — мощности сигнала и шума соответственно.

Если сигнал и шум не являются гауссовскими, т. е. спектральные плотности мощности сигнала  $W_c(f)$  и шума  $W_{ш.}(f)$  непостоянны в полосе частот  $\Delta f = 0 \dots f_{\max}$ , то плотность информации на единицу интервала  $x$

$$I_0 = \frac{I}{X} = \int_0^{f_{\max}} \log_2 \left[ 1 + \frac{W_c(f)}{W_{ш.}(f)} \right] df. \quad (2.11)$$

При прохождении сигнала через линейную систему с частотной характеристикой  $K(f)$  в полосе частот  $0 \dots f_{\max}$  количество информации на ее выходе [17]

$$I_{вых} = 2f_{\max} X \left[ I_0 + \frac{1}{2f_{\max}} \int_0^{f_{\max}} \log_2 |K(f)|^2 df \right].$$

Так как  $K(f)$  — относительная величина и всегда меньше единицы, то интеграл в этом выражении отрицателен, что физически соответствует потери части информации при подавлении линейной системой части спектра полезного сигнала.

В качестве примера использования данных выше понятий для ОЭП рассмотрим, чем определяется энтропия в оптической системе, где величина  $\Delta y$  определяется дифракционным пределом разрешения, а рассматриваемой областью сигналов является угловое поле системы  $2\omega$ . В фокальной плоскости системы размер дифракционного кружка рассеяния  $\delta$ , соответствующий  $\Delta y$ ,

$$\delta = 2,44 \lambda f' / D,$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения;  $f'$  — фокусное расстояние;  $D$  — диаметр входного зрачка. Размер области сигналов в этой плоскости определяется как  $l = 2f' \operatorname{tg} \omega$ .

Число элементов дискретизации поля  $q = l^2 / \delta^2$ , и при небольших  $\omega$ , т. е. при  $\operatorname{tg} \omega \approx \omega$ , часто принимают

$$q = 0,67 A_{вх} \omega^2 / \lambda^2,$$

где  $A_{вх}$  — площадь входного зрачка системы.

Если число градаций яркости (амплитуды) сигнала в исследуемом поле равно  $m$ , то при статистической независимости значений яркости

Случайные многомерные функции, описывающие оптические сигналы, могут характеризоваться различными законами распределения. Так, например, иногда случайный (\*пестрый\*) излучающий фон представляют в виде случайной совокупности двумерных импульсов яркости, амплитуды которых подчиняются гауссовскому (нормальному) закону распределения:

$$p(L) = \frac{1}{\sigma_L \sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{(L - \bar{L})^2}{2\sigma_L^2} \right],$$

а ширина или расстояние  $r$  между импульсами — закону распределения Пуассона:

$$p(r) = \frac{1}{r} \exp \left( -\frac{r}{\bar{r}} \right),$$

где  $L, \bar{L}$  — энергетическая яркость какой-либо точки фона и среднее значение этой величины;  $\sigma_L^2$  — дисперсия  $L$ ;  $\bar{r}$  — среднее значение  $r$  (средняя ширина импульса).

Спектральная плотность мощности такого случайного двумерного пространственного сигнала может быть представлена как

$$W(\omega_x, \omega_y) = \frac{2\pi \bar{r}^2 \sigma_L^2}{\left[ 1 + \left( 2\pi \bar{r} \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2} \right)^2 \right]^{3/2}}.$$

В заключение можно отметить, что в отличие от радиоэлектронных систем, где несущая частота сигнала не влияет на информационные параметры канала связи, в оптическом диапазоне имеет место так называемый фоновый шум, зависящий от оптической частоты  $\nu$  (см. гл. 6).

#### Контрольные вопросы

1. Привести примеры оптических сигналов: непрерывного и дискретного; детерминированного и случайного; периодического и непериодического.
2. Используя фильтрующее свойство  $\delta$ -функции, вычислить интегралы

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - t_0) \exp(j\omega t) dt \quad \text{и} \quad \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\omega - \omega_0) \exp(j\omega t) d\omega.$$

3. Разложить в ряд Фурье периодическую последовательность прямоугольных импульсов с амплитудой  $E$  и со скважностью  $N = 2$ ; 3; 4. Как изменяется с ростом  $N$  амплитуда первой гармоники?

4. Определить полные и средние мощности периодических последовательностей прямоугольных импульсов с амплитудой  $E_0$  со скважностью  $N = 2$ ; 3; 4. Какая часть полной мощности приходится на постоянную составляющую, на первую гармонику, на пер-

вые две гармоники?

5. Построить на одном чертеже энергетические спектры  $W(\omega) = |S(j\omega)|^2$  прямоугольного, треугольного и косинусоидального импульсов одинаковой длительности и одинаковой площади. Прodelать то же, если одинаковы длительности и амплитуды импульсов.

6. Зависит ли информативность оптического изображения, создаваемого объективом, от относительного отверстия последнего?

7. Привести примеры оптических многомерных сигналов с разделяющимися переменными.

8. Перечислить основные отличия оптических сигналов от радиотехнических.

в каждой области поля размером  $\delta$  число возможных сочетаний, т.е. число различных распределений яркости по всему угловому полю, равно  $n = m^q$ . Тогда энтропия (априорная)

$$H = \log_2 n = 0,67 A_{\text{ex}} (\omega / \lambda)^2 \log_2 m.$$

Отсюда ясно, что информативность оптического изображения растет с увеличением числа  $m$  разрешаемых градаций яркости, площади  $A_{\text{ex}}$ , углового поля  $\omega$  и при дифракционных ограничениях уменьшается с ростом  $\lambda$ . Очевидно, что  $H$  увеличивается с ростом разрешающей способности оптической системы, т.е. с уменьшением размера кружка рассеяния, характеризующего эту систему.

## 2.4. Некоторые особенности оптических сигналов

Оптические сигналы, для приема и обработки которых служат ОЭП, по сравнению с сигналами, относящимися к другим диапазонам спектра электромагнитных колебаний, обладают рядом особенностей. Так, меньшие длины волн в оптическом диапазоне позволяют повысить угловое разрешение и уменьшить габаритные размеры и массу ОЭП по сравнению с радиоэлектронными системами, о чем уже говорилось выше. Заметно выше информационная емкость (плотность информации) оптического сигнала. Однако по той же причине прохождение оптических сигналов через поглощающие и рассеивающие среды, например через атмосферу, сопровождается большими потерями.

Меньшая длина волны (или большая частота) электромагнитного колебания — оптического сигнала обеспечивает возможность более высокой скорости передачи информации или лучшего временного разрешения в оптических системах локации и связи, нежели в подобных радиосистемах. По той же причине обеспечивается возможность измерения малых радиальных скоростей движущихся объектов за счет большого доплеровского смещения частоты оптического диапазона.

В электронике и электротехнике, как правило, имеют дело с одномерным сигналом, являющимся функцией одной переменной — времени. В оптико-электронном приборостроении часто используют многомерность оптического сигнала, который в достаточно общем виде можно представить в виде функции нескольких аргументов — трех пространственных координат, времени, состояния поляризации, длины волны или частоты. Хотя эти аргументы и связаны между собой, например, время и длина волны или частота, на практике удобно (и возможно) разделить эти переменные. Это особенно часто используется при работе с некогерентными оптическими сигналами, основной ха-

рактеристикой которых является квадратичная функция — мощность или энергия излучения, а не амплитуда электромагнитного колебания. Такая многомерность сигнала позволяет, например, применить разнообразные и более гибкие средства для его выделения на фоне помех, легче осуществить многоканальную обработку передаваемой информации, однако одновременно вызывает ряд трудностей при описании оптического сигнала, анализе прохождения его через звенья ОЭП, синтезе этих звеньев и ОЭП в целом.

Некогерентные оптические сигналы униполярны, т.е. мощность оптического излучения, переносимая сигналом, не может быть отрицательной. Поэтому в отличие от радиоэлектроники, где часто математическое ожидание сигнала можно принять равным нулю, в оптико-электронном приборостроении необходимо учитывать некоторый (постоянный или переменный) уровень этой величины.

Нужно отметить двусторонность оптического сигнала, являющегося функцией пространственных координат, относительно начала системы этих координат. Если в радиоэлектронике используется принцип последствия, в соответствии с которым сигнал, являющийся функцией времени  $t$ , рассматривается лишь после момента  $t_0$  его возникновения, т.е. по одну сторону от начала координат ( $t > t_0$ ), то оптический сигнал в виде, например, освещенности в изображении точечного источника рассматривается по обе стороны от начала координат — места идеального изображения точки.

Среди других особенностей распространенных оптических сигналов и полей (двух- и многомерных сигналов) следует указать на их меньшую стационарность по сравнению со многими временными процессами. Так, многие виды шумов в электронных звеньях часто принимаются стационарными случайными процессами. В то же время такие типичные оптические случайные сигналы, как яркости различных природных образований (наземный ландшафт, облачность и др.), очень часто являются нестационарными не только во времени, но и в пространстве.

Можно напомнить о характерной анизотропности многих оптических полей, которые описываются спектром мощности с более чем одним максимумом. Например, пространственное распределение яркости при наблюдении сельского ландшафта из космоса может иметь максимумы спектра мощности, соответствующие низкочастотной структуре (чередованию лесов, полей и т. п.) и высокочастотной структуре (чередованию деревьев, рядов посевов и т. п.).

## Глава 3. ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

### 3.1. Оптический спектр электромагнитных колебаний

Распределение энергии излучения в зависимости от длины волны или частоты принято называть его спектром. В значительной степени условно принято делить спектр электромагнитных колебаний на радиодиапазон (длина волны  $\lambda$  меняется от 1 мм до нескольких десятков километров), оптический диапазон ( $\lambda$  меняется от 1 нм =  $10^{-3}$  мкм до 1 мм) и рентгеновский диапазон ( $\lambda = 10^{-5} \dots 10^{-3}$  мкм). Весьма широкий оптический диапазон в свою очередь подразделяют на ИК область (от 0,76 мкм до 1 мм), видимую (0,4... 0,76 мкм) и УФ область ( $10^{-3} \dots 0,4$  мкм).

Инфракрасная область делится на коротковолновый участок (0,76...1,5 мкм), средневолновый (1,5...20 мкм) и длинноволновый (от 20 мкм до 1 мм). Следует указать, что границы этих диапазонов и участков также в значительной степени условны, и в ряде случаев можно встретить другое деление спектра электромагнитных волн.

В зависимости от характера распределения энергии излучения по спектру источники излучения принято делить на источники с непрерывным спектром, к которым в первую очередь относятся источники теплового излучения (излучения, возникающего в результате теплового возбуждения частиц вещества: атомов, молекул, ионов), источники с полосовым и линейчатым спектрами, к которым относятся люминесцентные излучатели и лазеры (энергия различных видов превращается в энергию излучения без промежуточного преобразования в тепловую), а также источники смешанного типа, излучение которых наряду со сплошным спектром имеет отдельные заметные полосы или линии.

Элементарными источниками излучения являются атомы и молекулы вещества. Атомарное излучение происходит при переходе электронов с одного энергетического уровня (более высокого) на другой. Каждому типу перехода соответствует монохроматическое излучение. Излучение молекул возникает при их колебательном и вращательном движениях, причем спектр вращательного движения молекул расположен в более длинноволновой области (обычно в длинноволновой ИК области). При колебательно-вращательном движении молекул спектр состоит из группы монохроматических линий, образующих полосу излучения. Монохроматическое излучение, т. е. излучение с практически одной частотой  $\nu$  или длиной волны  $\lambda = c/\nu$ , где  $c$  — скорость распространения излучения, можно представить как поток квантов с одинаковой энергией:

$$E = h\nu = hc/\lambda$$

где  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  Дж·с — постоянная Планка. Поскольку частота оптического излучения больше частоты радиоволн, кванты излучения в оптическом диапазоне более мощны, чем в радиодиапазоне.

Величины, описывающие монохроматическое излучение, обычно обозначают индексами  $\lambda$  и  $\nu$ . Иногда вместо длин волн  $\lambda$  используют обратные им величины — волновые числа  $\sigma$ , которые выражаются в  $\text{см}^{-1}$ .

### 3.2. Основные энергетические и фотометрические величины и соотношения между ними

Основным параметром системы энергетических величин является *поток излучения*  $\Phi_e$  — средняя мощность, переносимая оптическим излучением за время, значительно большее периода электромагнитных колебаний. Спектральный состав излучения характеризуется спектральным распределением потока излучения — функцией, описывающей зависимость монохроматического излучения  $\Phi_e(\lambda)$  от длины волны (частоты). Произведение  $\Phi_e(\lambda) d\lambda$  определяет мощность, переносимую потоком в интервале длин волн  $d\lambda$ . Таким образом,

$$\Phi_e = \int_0^{\infty} \Phi_e(\lambda) d\lambda.$$

Наиболее часто встречающиеся в оптико-электронном приборостроении величины, характеризующие оптическое излучение, приведены в табл. 3.1.

Условимся в дальнейшем индексом 1 обозначать элементы и параметры, относящиеся к излучателю, а индексом 2 — к облучаемому объекту.



Таблица 3.1

Основные энергетические и фотометрические величины и единицы их измерения (в соответствии с системой СИ и рекомендациями Международной комиссии по освещению)

Наименование (синонимы)	Определяющее выражение	Основная единица измерения и связь с другими единицами
<b>Энергетические</b>		
Поток излучения (лучистый поток, мощность излучения, radiant power, radiant flux)	$\Phi_e = \int_0^\infty \Phi_e(\lambda) d\lambda$	1 Вт = 10 <sup>7</sup> эрг·с <sup>-1</sup> = 0,239 кал·с <sup>-1</sup> = 6,24·10 <sup>18</sup> эВ·с <sup>-1</sup>
Энергия излучения (лучистая энергия, radiant energy)	$Q_e = \int_0^t \Phi_e(t) dt$	1 Дж = 1 Вт·с = = 2,78·10 <sup>-4</sup> кВт·ч = = 10 <sup>7</sup> эрг = 0,239 кал = = 6,24·10 <sup>18</sup> эВ
Энергетическая сила света (сила излучения, radiant intensity)	$I_e = d\Phi_e / d\Omega_1$	1 Вт·ср <sup>-1</sup>
Энергетическая светимость (поверхностная плотность потока излучения, излучательность, radiant exitance, emittance)	$M_e = d\Phi_e / dA_1$	1 Вт·м <sup>-2</sup> = = 100 мкВт·см <sup>-2</sup> = = 92,9 мВт·фут <sup>-2</sup>
Энергетическая освещенность (облученность, плотность мощности, мощность дозы, радиация, irradiance, dose-rate)	$E_e = d\Phi_e / dA_2$	1 Вт·м <sup>-2</sup> = = 100 мкВт·см <sup>-2</sup> = = 92,9 мВт·фут <sup>-2</sup>
Энергетическая яркость (лучистость, radiance)	$L_{e\theta_1} = \frac{I_{e\theta_1}}{dA_1 \cos\theta_1}$	1 Вт·м <sup>-1</sup> ·ср <sup>-1</sup>
Энергетическая экспозиция (энергетическое количество освещения, количество облучения, доза, экспозиционная доза, radiant exposure, irradiation)	$H_e = \int_0^t E_e(t) dt$	1 Дж·м <sup>-2</sup> = 1 Вт·с·м <sup>-2</sup> = = 10 <sup>4</sup> Дж·см <sup>-2</sup> = = 2,78·10 <sup>4</sup> Вт·ч·м <sup>-2</sup> = = 10 <sup>7</sup> эрг·см <sup>-2</sup> = = 2,39·10 <sup>5</sup> кал·см <sup>-2</sup>

Таблица 3.1 (продолжение)

Наименование (синонимы)	Определяющее выражение	Основная единица измерения и связь с другими единицами
<b>Фотометрические (световые)</b>		
Световой поток (luminous power, luminous flux)	$\Phi_v = K_{\lambda_m} \times \int_0^\infty V(\lambda) \Phi_e(\lambda) d\lambda$	лм
Световая энергия (luminous energy, quantity of light)	$\theta_v = \int_0^t \Phi_v(t) dt$	1 лм·с = 1 тальбот
Сила света (luminous intensity)	$I_v = d\Phi_v / d\Omega_1$	1 кд
Светимость (luminous exitance, luminous emittance)	$M_v = d\Phi_v / dA_1$	1 лм·м <sup>-2</sup>
Освещенность (illuminance, illumination)	$E_v = d\Phi_v / dA_2$	1 лк = 1 лм·м <sup>-2</sup> = = 10 <sup>4</sup> фот
Яркость (luminance)	$L_{v\theta_1} = \frac{I_{v\theta_1}}{dA_1 \cos\theta_1}$	1 кд·м <sup>-2</sup> = 1 нт = = 10 <sup>4</sup> сб = 3,14 асб = = 3,14·10 <sup>4</sup> Лб = = 0,2919 фут·Лб
Экспозиция (количество освещения, light exposure, luminous exposure)	$H_v = \int_0^t E_v(t) dt$	1 лк·с

Примечание. Если энергетические и световые величины нельзя спутать, то индексы  $e$  (энергетический) и  $v$  (визуальный) могут быть опущены.

Для расчета ОЭП особый интерес представляет распределение потока излучения в пространстве, которое достаточно полно описывается следующими величинами.

Энергетической светимостью  $M_e$  называется отношение потока излучения, испускаемого малым элементом поверхности по одну сторону от себя, т. е. в полусферу, к площади этого элемента  $dA_1$ .

Энергетической освещенностью (облученностью)  $E_e$  называется отношение потока излучения  $d\Phi_e$ , падающего на малый элемент поверхности, к площади этого элемента  $dA_2$ .

*Силой излучения* называется отношение потока излучения  $d\Phi_e$ , распространяющегося от источника в определенном направлении внутри малого телесного угла, к этому телесному углу  $d\Omega_j$ , т.е.

$$I_e = d\Phi_e / d\Omega_j. \quad (3.1)$$

Нужно отметить, что здесь имеется в виду точечный источник излучения, т.е. тело, имеющее малые размеры по сравнению с расстоянием, на котором рассматривается его действие.

*Энергетической яркостью* излучающей поверхности в данном направлении называется отношение измеренной в этом направлении энергетической силы света к видимой площади излучающей поверхности, т.е.

$$L_{e\theta_1} = I_{e\theta_1} / dA_{\theta_1}, \quad (3.2)$$

где  $I_{e\theta_1}$  — энергетическая сила света в направлении  $\theta_1$ ;  $dA_{\theta_1}$  — видимая площадь элемента поверхности  $dA$ , в направлении, образующем угол  $\theta_1$  с нормалью к элементу  $dA$ . Так как  $dA_{\theta_1} = dA \cos\theta_1$ , то

$$L_{e\theta_1} = I_{e\theta_1} / (dA \cos\theta_1).$$

Для плоских источников с яркостью, одинаковой во всех направлениях, справедлив закон Ламберта, согласно которому сила излучения пропорциональна косинусу угла  $\theta_1$ . Для поверхностей, подчиняющихся этому закону,

$$I_{e\theta_1} = I_{e0} \cos\theta_1 = L_e dA \cos\theta_1,$$

откуда

$$L_e = I_{e0} / (dA \cos\theta_1).$$

Закон Ламберта строго справедлив только для идеально рассеивающих или идеально поглощающих поверхностей. Широко используется следствие из закона Ламберта, по которому устанавливается связь между  $M_e$  и  $L_e$ , а именно:

$$M_e = \pi L_e.$$

Качественной характеристикой каждой из указанных величин является ее *спектральная плотность*, определяемая как отношение энергетической величины (освещенности, силы света, яркости), взятой в малом спектральном интервале длин волн, к ширине этого интервала  $\Delta\lambda$ . Например, спектральная плотность энергетической светимости  $M_\lambda = M(\lambda)$  является величиной  $M_e$ , приходящейся на интервал  $\lambda \dots \lambda + \Delta\lambda$ .

Связь между интегральными и спектральными характеристиками определяется выражениями вида

$$M_e = \int_0^\infty M_\lambda d\lambda; \quad M_\lambda = dM_e / d\lambda;$$

$$L_e = \int_0^\infty L_\lambda d\lambda; \quad L_\lambda = dL_e / d\lambda \quad \text{и т.д.}$$

При оценке мощности излучения по производимому им световому ощущению, т.е. по реакции человеческого глаза на воздействие потока излучения, пользуются световым потоком и соответствующими световыми величинами. Определения световых величин аналогичны определениям соответствующих энергетических величин.

Рассмотрим переход от энергетических величин к световым. Человеческий глаз неодинаково чувствителен к излучению различных длин волн. Если для некоторого излучателя измерить поток излучения в бесконечно малом диапазоне длин волн  $\lambda \dots \lambda + \Delta\lambda$  и световой поток, т.е. поток, воспринимаемый глазом в том же диапазоне спектра, то отношение значения светового потока  $\Phi_{v\lambda}$  к значению потока излучения  $\Phi_{e\lambda}$  будет характеризовать спектральную световую эффективность

$$K_\lambda = K(\lambda) = \Phi_{v\lambda} / \Phi_{e\lambda}.$$

Отношение  $K_\lambda$  для какой-либо длины волны излучения к максимальному значению  $K_m$  называется относительной спектральной световой эффективностью для дневного зрения:

$$V_\lambda = V(\lambda) = K_\lambda / K_m,$$

где  $K_m = 683 \text{ лм} \cdot \text{Вт}^{-1}$  — световой эквивалент потока излучения.

Часто график  $V_\lambda$  называют кривой спектральной чувствительности глаза или кривой видности (рис. 3.1). Ее максимум соответствует  $\lambda_{\text{max}} = 0,555 \text{ мкм}$ .

Если поток излучения определяется как  $\Phi_e = \int_0^\infty \Phi_{e\lambda} d\lambda$ , то, очевидно, световой поток

$$\Phi_v = \int_0^\infty K_\lambda \Phi_{e\lambda} d\lambda = \int_{0.4}^{0.76} K_\lambda \Phi_{e\lambda} d\lambda = 683 \int_{0.4}^{0.76} V_\lambda \Phi_{e\lambda} d\lambda.$$

Пределы интегрирования зависят от диапазона значений  $K_\lambda$ . Нужно отметить, что не только для глаза, но и для любого селективного приемника, имеющего неодинаковую чувствительность к излучению

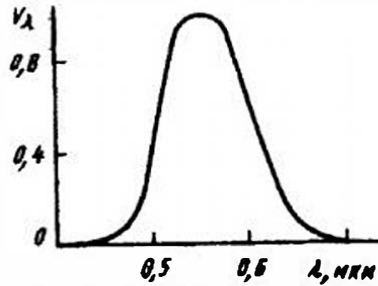


Рис. 3.1. Кривая относительной спектральной чувствительности глаза

различных длин волн, оценка эффективности потока может быть проведена аналогично. Вместо абсолютной спектральной кривой чувствительности глаза  $K_\lambda$  следует взять спектральную характеристику приемника  $s_\lambda$ .

Ознакомившись с основными энергетическими и фотометрическими величинами, можно перейти к рассмотрению некоторых соотношений между ними, часто используемых на практике.

Рассматривая формулу (3.1) и учитывая, что телесный угол  $d\Omega_1 \approx dA_2 \cos\theta_2 / l^2$ , где  $l$  — расстояние между источником излучения и облучаемым элементом поверхности  $dA_2$ , расположенным под углом  $\theta_2$  к направлению облучения, получаем выражение для энергетической освещенности, создаваемой точечным излучателем:

$$E_e = d\Phi_e / dA_2 = I_e \cos\theta_2 / l^2.$$

Определяя отсюда значение  $I_e$  и учитывая формулу (3.2), а также то, что  $d\Omega_2 \approx dA_1 \cos\theta_1 / l^2$ , получаем следующее выражение для энергетической яркости  $L_{e\theta_1}$ , создаваемой излучателем  $dA_1$ , в месте расположения  $dA_2$  по направлению от  $dA_1$  к  $dA_2$ :

$$L_{e\theta_1} = E_e / (d\Omega_2 \cos\theta_2).$$

Отсюда суммарная освещенность в пределах угла  $\Omega_2$

$$E_e = \int_{\Omega_2} L_{e\theta_1} \cos\theta_2 d\Omega_2.$$

В том случае, когда яркость всех пучков внутри  $\Omega_2$  постоянна, можно получить следующее выражение для освещенности:

$$E_e = L_e \int_{\Omega_2} \cos\theta_2 d\Omega_2 = L_e \Sigma.$$

Здесь  $\Sigma$  — интеграл, численно равный площади проекции на плоскость освещаемого элемента  $dA_2$  части поверхности единичной полусферы (с радиусом, равным единице, и с центром на элементе  $dA_2$ ), вырезаемой телесным углом  $\Omega_2$ . Соответствующее построение при-

ведено на рис. 3.2.

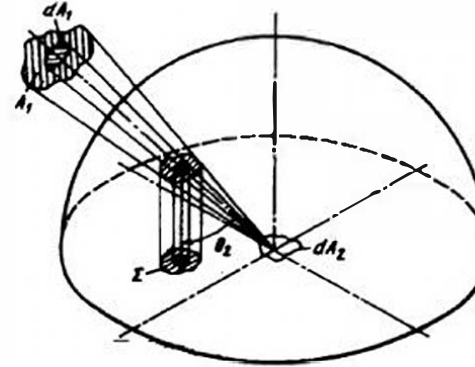


Рис. 3.2. К выводу (3.3)

Полученное выражение позволяет разработчику ОЭП рассчитывать значения освещенности приемного устройства в самых различных случаях. Так, очень часто требуется определить освещенность входного зрачка прибора, создаваемую бесконечно большим по протяженности фоном постоянной яркости, например небом. Так как телесный угол  $\Omega_2$  равен  $2\pi$  и  $\Sigma = \pi$ , освещенность зрачка  $E_{e\Sigma} = \pi L_e$ . Для небольших углов  $\Delta\Omega_2$  при  $L_{e\theta_1} = L_e = \text{const}$  в пределах  $\Delta\Omega_2$

$$E_{e\Sigma} = L_e \Delta\Omega_2 \quad (3.4)$$

В любом расчете ОЭС прежде всего следует учитывать пространственное распределение энергетических или фотометрических величин. Если, например, известно распределение силы света  $I_v$  в пределах телесного угла  $\Omega_1$ , то, очевидно, поток

$$\Phi_v = \int_{\Omega_1} I_v(\Omega_1) d\Omega_1.$$

Однако этот закон распределения не всегда известен, поэтому в практических расчетах иногда используют понятие о средних значениях энергетических и световых величин.

Средним значением силы света называется величина

$$I_{v \text{ ср}} = \frac{\Phi_v}{\Omega_1} = \frac{\int_{\Omega_1} I_v(\Omega_1) d\Omega_1}{\Omega_1},$$

т.е. отношение потока, испускаемого в пределах телесного угла, к значению этого угла.

Аналогично определяются и другие величины, например, средняя светимость

$$M_{\text{ср}} = \frac{\Phi_{\nu}}{A_1} = \frac{\int M_{\nu}(A_i) dA_i}{A_1},$$

средняя яркость в направлении  $\theta_i$

$$L_{\text{ср}\theta_i} = \frac{I_{\text{ср}\theta_i}}{\int_{A_1} \cos\theta_i dA_i}.$$

### 3.3. Система астрофизических звездных величин

Очень часто ОЭП, например, устройства автоматических телескопов, астрографы, средства звездной ориентации, работают по источнику — звезде. Поэтому необходимо учитывать специфику таких источников и уметь переходить от описанной выше системы единиц к единицам, принятым в астрономии и астрофизике.

Система фотометрических величин, принятая в астрономии, основана на понятии «Звездная величина».

Для характеристики излучения звезд в разных спектральных диапазонах (и как следствие измерений различными приемниками) пользуются понятиями о визуальных, болометрических, ультрафиолетовых, голубых звездных величинах. Относительные звездные величины измеряются на верхнем уровне земной атмосферы и не зависят от расстояния до звезды. Чаще других используют визуальные звездные величины, обозначаемые как  $m$  и определяющие так называемый блеск звезды.

Блеском называется величина, применяемая при визуальном наблюдении удаленного точечного источника и измеряемая освещенностью, которую создает источник в плоскости зрачка наблюдателя, перпендикулярной лучам. Деление звезд на группы по их звездным величинам произвели задолго до установления рассмотренной выше системы фотометрических величин. Поскольку ощущение блеска звезд является субъективным фактором, целесообразно установить связь между изменением этого ощущения и объективным изменением количества света, попадающего в глаз.

Звезды подразделяются на спектральные классы (O, B, A, F, G, K, M, R, N, S, W) в зависимости от длины волны, на которую приходится максимум излучения звезды. Каждый из этих классов подразделяется,

в свою очередь, на 10 градаций от 0 до 9 по значениям освещенностей, создаваемых звездами. Спектральный класс звезды, таким образом, определяется поверхностной температурой звезды  $T$ , поскольку излучение звезд хорошо описывается законом Планка  $M(\lambda, T)$  (см. ниже).

Психофизические исследования человеческого глаза показали, что субъективное ощущение (например, кажущийся блеск звезд) зависит от объективного изменения освещенности по закону Погсона:

$$m - m_0 = -2,5 \lg(E_{\nu} / E_{\nu 0}) \quad (3.5)$$

где  $m$  и  $m_0$  — звездные величины двух небесных источников (звезд);  $E_{\nu}$  и  $E_{\nu 0}$  — соответствующие им освещенности. Коэффициент 2,5 был определен по измерениям освещенностей от двух звезд, различающихся на одну звездную величину.

Принято звездную величину отмечать индексом « $m$ », например,  $1^m, 3$ ;  $0^m, 7$ ;  $2^m, 4$  и т.п. В соответствии с (3.5) отношение освещенностей, создаваемых звездами со звездными величинами, разнящимися на  $1^m$ , равно 2,512 (действительно,  $\lg 2,512 = 1/2,5$ ).

Специальными измерениями было установлено, что освещенность  $E_{\nu 0}$ , равную 1 лк, создает звезда величины

$$m_0 = -13^m, 75 \pm 0^m, 03,$$

если ее рассматривать за пределами земной атмосферы, и звезда величины

$$m_0 = -14^m, 01 \pm 0^m, 04, \quad (3.6)$$

если ее рассматривать на уровне моря. Различие в величинах  $m_0$  объясняется потерями света в земной атмосфере, т.е. для создания  $E_{\nu 0} = 1$  лк на уровне моря «требуется» более яркая звезда.

Освещенности  $E_{\nu 0} = 1$  лк соответствует  $E_{\nu 0} = 3,1 \cdot 10^{-9}$  Вт·м<sup>-2</sup>. Для характеристики поверхностной яркости в астрофизике часто используется звездную величину, приходящуюся на телесный угол, равный одной секунде в квадрате. Воспользовавшись формулами (3.5) и (3.6), можно найти связь между этой единицей и принятой в фотометрической системе единицей яркости.

Подставив в (3.5) значения  $m_0 \approx -14^m, 0$  и  $E_{\nu 0} = 1$  лк, с учетом выведенного выше соотношения (3.4) для малых углов получим

$$m + 14^m, 0 = -2,5 \lg(L_{\nu} \Delta\Omega_2 / 1 \text{ лк}).$$

Приведя величину  $m$  и соответствующую ей освещенность к единичному телесному углу  $\Delta\Omega_2$ , равному одной секунде в квадрате, и имея в виду, что 1 лк = 1 кд·м<sup>-2</sup>·ср, получим

$$m_p \approx -14^m, 0 - 2,5 \lg(L_{\nu} / 4,255 \cdot 10^{10})$$

или

$$m_{np} \approx 12^m,4 - 2,5 \lg L_v.$$

Размерность  $m_{np}$  — единица, деленная на секунду в квадрате. Значение  $4,255 \cdot 10^{10}$  есть число квадратных секунд в одном стерadiane.

В качестве примера использования этой формулы рассчитаем поверхностную яркость Солнца в астрофизических единицах. Как известно, яркость Солнца составляет  $1,5 \cdot 10^9$  кд·м<sup>-2</sup>, что эквивалентно

$$m_{np} \approx 12^m,4 - 2,5 \lg(1,5 \cdot 10^9) \approx -10^m,5$$

(визуальная звездная величина Солнца равна  $-26^m,8$ ).

Яркость ночного безлунного неба в зените  $L_v = 10^{-4}$  кд·м<sup>-2</sup> или  $m_{np} = 12^m,4 - 2,5 \lg(10^{-4}) = 22^m,4$ .

Сигнал, создаваемый приемником излучения со спектральной чувствительностью  $s(\lambda)$  и площадью  $A$  от звезды, создающей  $E(\lambda)$ , равен

$$U = \iint_{\lambda} s(\lambda) E(\lambda) d\lambda dA.$$

Учитывая, что для произвольной длины волны  $\lambda$  энергетическая освещенность от звезды с визуальной звездной величиной  $m_v$

$$\frac{E_{m_v, T}(\lambda)}{E_{m_v, T}(0,55)} = \frac{M(\lambda, T)}{M(0,55, T)},$$

сигнал  $U$  может быть вычислен как

$$U(m_v, T) = \iint_{\lambda} s(\lambda) E_{m_v, T}(0,55) \frac{M(\lambda, T)}{M(0,55, T)} d\lambda dA.$$

Если учесть, что интегральная освещенность от звезды с  $m_v$  равна

$$E_{m_v} = 3,1 \cdot 10^{-9} \cdot 10^{-0,4 m_v} [\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}],$$

то предполагая, что  $E_{m_v, T}(\lambda)$  — постоянная (мало изменяется) в видимом диапазоне спектра, можно записать

$$E_{m_v} = \int_{\lambda} E_{m_v, T}(\lambda) V(\lambda) d\lambda \approx E_{m_v, T}(0,55) \int_{\lambda} V(\lambda) d\lambda.$$

Значение интеграла в этой формуле равно

$$\int_{\lambda} V(\lambda) d\lambda \approx 0,089 \text{ мкм}.$$

Величины  $T$  и  $\lambda_{max}$  для ряда часто используемых в расчетах классов звезд приведены в табл. 3.2.

Таблица 3.2

Поверхностные температуры  $T$  и длины волны для максимума излучения ряда звезд

Спектральный класс звезды	$T$ , К	$\lambda_{max}$ , мкм
B 0	28000	0,103
B 5	15500	0,187
A 0	9900	0,293
A 5	8500	0,341
F 0	7400	0,392
F 5	6600	0,441
G 0	6000	0,484
G 5	5500	0,528
K 0	4900	0,592
K 5	4100	0,708
M 0	3500	0,829
M 5	2800	1,037

Другой распространенной в астрофизике единицей является абсолютная звездная величина  $M$ , которая соответствует освещенности, создаваемой звездой, находящейся на некотором фиксированном расстоянии  $l$ . Это расстояние равно 10 пк (парсекам). Согласно закону квадратов расстояний  $E_v = I_v / l^2$  абсолютная звездная величина  $M$  является, по сути дела, эквивалентом силы света  $I_v$ . Если прологарифмировать выражение  $E_v = I_v / l^2$  для значения  $l = 10 \text{ пк} = 3,086 \cdot 10^{17} \text{ м}$ , то с учетом (3.5) и (3.6), где  $E_{v0} = 1 \text{ лк}$  и  $m_0 = -14^m$ , можно получить формулу перехода от абсолютной звездной величины небесного источника излучения к его силе света:

$$\lg E_v = -0,4(M + 14^m) = \lg I_v - 2 \lg l$$

или

$$\lg I_v = 29,4 - 0,4 M.$$

Например, вычисленная по этой формуле сила света  $I_v$  Солнца, для которого  $M = 4,84$ , составит  $3,07 \cdot 10^{27}$  кд.

Силу света звезды, выраженную в долях силы света Солнца, принято называть в астрономии светимостью  $L$  (следует отличать эту величину от приведенной в табл. 3.1 светимости  $M$ ). Полагая светимость Солнца  $L$  равной единице, после применения закона Погсона для звезды с абсолютной звездной величиной  $M$  получим

$$\lg L = 0,4(4,84 - M).$$

### 3.4. Основные параметры и характеристики излучателей

Важнейшими параметрами и характеристиками излучателей, которые необходимо знать при расчете ОЭП, являются мощность, энергия излучения, светимость, яркость, сила излучения, т. е. величины, рассмотренные в § 3.2, а также спектральные плотности этих величин или закономерности их распределения по спектру длин волн. Не менее важно распределение этих величин в пространстве, например по поверхности излучателя или углу, в пределах которого происходит излучение. Кроме того, часто необходимо знание и ряда других параметров и характеристик, которые кратко будут рассмотрены ниже.

Для сравнения различных излучателей целесообразно иметь общий эталон. Им является *черное тело*, или полный излучатель, которым называется тепловой излучатель, имеющий при заданной температуре для всех длин волн максимально возможную спектральную плотность энергетической светимости. Черное тело полностью поглощает все падающие на него излучения независимо от длины волны, поляризации и направления падения.

Точность конструктивной реализации модели черного тела определяется приближением коэффициента поглощения этой модели к единице. Так как все характеристики излучения черного тела могут быть определены, если известен всего лишь один параметр — температура, оно служит эталонным прибором, по которому калибруются источники и приемники излучения. Наиболее распространена модель черного тела в виде замкнутой полости с малым выходным отверстием, например полового шара или цилиндра. Если площадь отверстия мала по сравнению с общей поглощающей поверхностью полости, то любой луч, прошедший внутрь, при многократных отражениях практически полностью будет поглощен.

В качестве модели полного излучателя можно использовать также клиновидную или коническую полость, причем излучение ее будет тем ближе к излучению черного тела, чем большее число отражений испытывают лучи внутри полости. Важно отметить, что любое тело,

например газ, имеющее коэффициент поглощения на единицу длины хода лучей меньше единицы, при увеличении пути прохождения излучения в нем будет излучать как черное тело. Например, собственное излучение солнечного ядра, проходя через хромосферу, заметно поглощается в ней. В результате Солнце можно рассматривать как черное тело с температурой, близкой к 6000 К.

Черное тело является идеальным ламбертовым (косинусным) излучателем.

Любой реальный тепловой излучатель характеризуется *коэффициентом излучения* (коэффициентом черноты)  $\varepsilon$  — отношением энергетической светимости тела к энергетической светимости черного тела при той же температуре, а также коэффициентом направленного излучения, являющимся отношением энергетической яркости тела в некотором направлении к энергетической яркости черного тела при той же температуре.

Тепловой излучатель, спектральный коэффициент излучения которого в рассматриваемой области спектра не зависит от длины волны, называется *неселективным*. Неселективный излучатель со спектральным коэффициентом излучения меньше единицы называется серым излучателем.

Излучатель, спектральный коэффициент излучения которого в рассматриваемой области спектра зависит от длины волны, называется *селективным*. Примером является вольфрамовая нить лампы накаливания. Селективным характером излучения обладают и вещества, которым свойственны селективные отражательная способность и прозрачность. Степень селективности можно определить, если известны оптические характеристики вещества.

*Коэффициентом поглощения*, или *поглощательной способностью*, называется отношение поглощаемой телом мощности излучения к потоку излучения, падающему на тело.

Важно отметить, что для большинства диэлектриков поглощательная способность растет с увеличением длины волны падающего излучения  $\lambda$ . Это накладывает ограничения на выбор материалов оптических систем для работы в длинноволновой области спектра. Поглощательная способность  $a$  меняется также в зависимости от угла падения лучей на вещество, однако это изменение практически не столь сильно сказывается, как зависимость  $a$  от  $\lambda$ .

Для металлов справедливо соотношение  $a_\lambda = 1/\sqrt{\sigma_\lambda \lambda}$ , где  $\sigma_\lambda$  — электрическая проводимость,  $\lambda$  — длина волны падающего излучения.

Важным параметром, служащим для оценки эффективности различных излучателей, является *энергетический КПД* — отношение потока излучения в рабочем спектральном диапазоне ко всей потребляемой излучателем мощности.

*Световым КПД* излучателя называется отношение светимости  $M_v$  к суммарной энергетической светимости для  $\lambda=0 \dots \infty$ .

*Световая отдача*  $K_{e_s}$  — это отношение  $M_v$  к энергетической светимости  $M_e$ , взятой для видимого диапазона  $\lambda=0,4 \dots 0,76$  мкм.

Нагретые тела как источники излучения отличаются от идеально черного тела, так как их коэффициенты излучения не равны единице на всех длинах волн. Следовательно, реальный излучатель дает меньше энергии, чем черное тело при той же температуре. Для расчетов энергии излучения, испускаемой серыми и селективными излучателями, удобно воспользоваться понятием об эквивалентных им полных излучателях, поскольку все параметры излучения последних можно определить по известной температуре. В качестве признаков эквивалентности могут служить яркость, цвет или энергетическая светимость, в соответствии с которыми введены понятия о яркостных, цветовых и радиационных температурах.

*Яркостная температура* — это температура черного тела, при которой на какой-либо длине волны оно имеет ту же спектральную плотность энергетической яркости, что и рассматриваемое тело. Из определения черного тела и данного определения ясно, что яркостная температура всегда меньше реальной температуры тела.

*Температурой распределения* называется температура эквивалентного черного тела, при которой излучение данного тела в видимой части спектра практически идентично излучению черного тела, т. е. ординаты их спектрального распределения яркости пропорциональны.

Температура черного тела, при которой его излучение имеет ту же цветность, что и рассматриваемое излучение, называется *цветовой*. Цветовая температура может быть больше или меньше фактической температуры тела, она может меняться с изменением этой фактической температуры.

Следует отметить, что некоторые селективные излучатели на отдельных участках спектра можно рассматривать как серые или даже черные тела, т. е. к ним этот термин вполне применим. На этих же участках представляется возможным использовать такие излучатели для моделирования черного тела.

Чтобы сравнить интегральные величины излучения черного тела и селективного излучателя, введено понятие *«Радиационная темпе-*

*ратура»*. Это — температура черного тела, имеющего такую же суммарную (по всему спектру) энергетическую светимость, что и данный селективный излучатель.

Помимо рассмотренных параметров и характеристик свойства реальных излучателей описываются большим числом эксплуатационных, конструктивных и других параметров, приводимых в технических описаниях источников излучения и многочисленной литературе [12, 30 и др.], а также рассматриваемых в отдельных курсах («Источники и приемники оптического излучения», «Основы лазерной техники» и ряде других). Поэтому в настоящем издании учебника описание свойств различных типов и групп источников излучения как естественных, так и искусственных, включая лазеры, не приведено.

### 3.5. Законы теплового излучения

Рассмотрим кратко основные законы излучения, которые необходимо знать при расчете ОЭП.

*Закон Кирхгофа*: в точке поверхности теплового излучателя при любой температуре и любой длине волны спектральный коэффициент направленного излучения для заданного направления равен спектральному коэффициенту поглощения для противоположно направленного неполяризованного излучения. Иначе, чем больше тело поглощает энергии, тем больше оно ее излучает, т. е.

$$M_{e\lambda_1} / a_{\lambda_1} = M_{e\lambda_2} / a_{\lambda_2} = \dots = M_{e\lambda_n} / a_{\lambda_n} = M_{e\lambda_{чт}}$$

где  $M_{e\lambda_{чт}}$  — спектральная плотность энергетической светимости черного тела;  $a_{\lambda}$  — спектральный коэффициент поглощения.

В соответствии с законом сохранения энергии для любого тела

$$a_{\lambda} + \rho_{\lambda} + \tau_{\lambda} = 1,$$

где  $\rho_{\lambda}$  и  $\tau_{\lambda}$  — коэффициенты отражения и пропускания соответственно. Поэтому для непрозрачных тел с  $\tau_{\lambda} = 0$  коэффициент  $a_{\lambda} = 1 - \rho_{\lambda}$ , т. е. по закону Кирхгофа тела с хорошей отражательной способностью являются плохими излучателями.

*Закон Стефана-Больцмана*: энергетическая светимость черного тела пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры, т. е.

$$M_e = \sigma T^4, \quad (3.7)$$

где  $\sigma = 5,66971 \cdot 10^{-8}$  Вт·м<sup>-2</sup>·К<sup>-4</sup> — постоянная Стефана-Больцмана.

Для любого излучателя  $M_{e\lambda} = \epsilon_{\lambda T} M_{e\lambda_{чт}}$ , где  $\epsilon_{\lambda T}$  — спектральный коэффициент излучения данного тела.

Для серого тела

$$\varepsilon_{\lambda T} = f(T) = \varepsilon_T; \quad M_{\varepsilon, \lambda T} = \varepsilon_T \sigma T^4.$$

Закон Планка описывает распределение энергии по спектру длин волн:

$$M_{\varepsilon, \lambda} = M_{\varepsilon}(\lambda, T) = C_1 \lambda^{-5} [\exp(C_2 / \lambda T) - 1]^{-1}. \quad (3.8)$$

где  $C_1 = 3,7415 \cdot 10^{-16}$  Вт·м<sup>2</sup>;  $C_2 = 1,43879 \cdot 10^{-2}$  м·К.

При  $\lambda T < 3000$  мкм·К для практических вычислений формулу (3.8) можно представить в виде

$$M_{\varepsilon, \lambda} = C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2 / \lambda T). \quad (3.9)$$

Закон Планка позволяет рассчитать энергетическую светимость черного тела  $M_{\omega}$ , а следовательно, и поток его излучения, приходящийся на заданный или выбранный спектральный диапазон  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ . Для этого можно проинтегрировать выражение (3.8) в пределах  $\lambda_1 \dots \lambda_2$ .

Иногда удобно вместо такого интегрирования разбить диапазон  $\Delta\lambda$  на  $n$  участков и воспользоваться приближенной формулой:

$$M_{\omega, \lambda} = \frac{C_1}{C_2^4} T^4 \left\{ \sum_n \frac{1}{n^4} [(n\lambda)^3 + 3(n\lambda)^2 + 6n\lambda + 6] \exp(-n\lambda) \right\}.$$

Из формулы закона Планка можно получить выражение для закона Стефана-Больцмана. Действительно, если проинтегрировать (3.8) в пределах  $0 \dots \infty$ , то получим (3.7), т. е.

$$M_{\varepsilon} = \int_0^{\infty} M_{\varepsilon, \lambda} d\lambda = \sigma T^4.$$

Если задаться целью определить длину волны излучения, соответствующую максимуму кривой  $M_{\omega, \lambda} = f(\lambda)$ , т. е. найти экстремум функции  $M_{\omega, \lambda}$ , то получим так называемый закон Голицына-Вина:

$$\lambda_{max} = 2898 / T. \quad (3.10)$$

Здесь  $\lambda_{max}$  берется в микрометрах, а  $T$  — в Кельвинах.

На практике часто закон Голицына-Вина используют в следующем виде:

$$\lambda_{max} = 3000 / T.$$

Закон Голицына-Вина указывает, что с увеличением температуры излучателя максимум излучения сдвигается влево по спектру длин волн  $\lambda$ , поэтому он называется также законом смещения.

Интегрируя выражение для  $M_{\varepsilon, \lambda}$  в пределах  $0 \dots \lambda_{max}$ , получим

$$M_{\varepsilon} = \int_0^{\lambda_{max}} M_{\varepsilon, \lambda} d\lambda = \frac{1}{4} \sigma T^4.$$

т. е. в коротковолновой части спектра черное тело излучает одну четверть всей энергии, а ее основная доля приходится на более длинные волны.

Для некоторых практических применений, например, для реализации схемы балансной оптической спектральной фильтрации (см. § 11.4), важно учитывать, что 50% полного излучения (площади кривой Планка) содержится в диапазоне  $0 \dots \lambda_{1/2}$ , где  $\lambda_{1/2} = 4110/T$ .

Очень часто чувствительность приемников излучения зависит в большей степени от скорости прихода квантов излучения, чем от значения энергии излучения. Поэтому можно привести выражение для числа квантов излучения (фотонов), испускаемых тепловым излучателем в единицу времени и приходящихся на единичный спектральный интервал внутри полусферического телесного угла.

Это выражение легко получается из (3.8) делением его на величину, определяющую энергию одного фотона, т. е. на  $\varepsilon = hc_0/\lambda = 1,9863 \cdot 10^{-19}/\lambda$  Вт·с

$$N_{\lambda} = 2\pi c_0 \lambda^{-4} \left\{ \exp[hc_0 / (k\lambda T)] - 1 \right\}^{-1}. \quad (3.11)$$

Поскольку мгновенная скорость излучения фотонов определяется многими случайными процессами, целесообразно оценить их влияние, приводящее к флуктуациям числа  $N_{\lambda}$ , спектром шума  $\Phi_{\lambda}$ , который является зависимостью от частоты среднего квадратического отклонения мощности или числа фотонов от их средних значений. Рассматривая мощность излучения  $\Phi_{\varepsilon}$  как флуктуирующую величину, можно получить выражение для  $\Phi_{\varepsilon}$  в следующем виде:

$$\Phi_{\varepsilon} = 8Ak\sigma T^5, \quad (3.12)$$

где  $A$  — площадь излучателя;  $k = 1,3806 \cdot 10^{-23}$  Дж·К<sup>-1</sup>;  $\sigma = 5,6697 \cdot 10^{-8}$  Вт·м<sup>-2</sup>·К<sup>-4</sup>.

Для спектра шума, описывающего флуктуации числа фотонов  $N$ :

$$\Phi_N = 4,17 \cdot 10^{11} AT^3. \quad (3.13)$$

Для источников — серых тел правые части (3.12) и (3.13) следует умножить на коэффициент излучения.

Имеются специальные таблицы функций Планка, с помощью которых можно найти полную энергию, излучаемую в данном спектральном диапазоне, число квантов в излучении черного тела и ряд других



данных [12].

Формулу Планка можно представить графически в виде так называемых кривых Планка (рис. 3.3), что чаще на практике более удобно. Рассматривая кривые для каких-либо температур, можно заметить, что чем больше температура, тем выше расположена кривая, т.е. на любом участке спектра полный излучатель с более высокой температурой дает больше энергии излучения, чем полный излучатель с меньшей температурой.

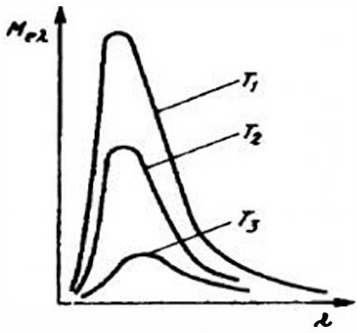


Рис. 3.3. Кривые Планка:  $T_1 > T_2 > T_3$

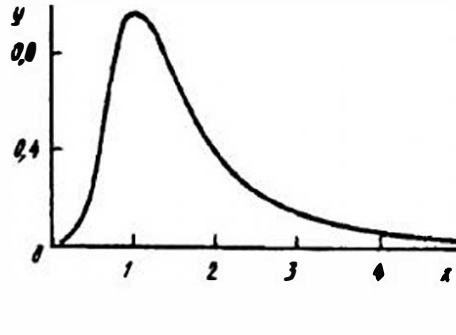


Рис. 3.4. Единая изотермическая кривая

Для упрощения расчетов, связанных с использованием кривых Планка, удобно рассматривать единую изотермическую кривую, получаемую заменой в формуле Планка переменных  $\lambda$  и  $M_{e\lambda}$  новыми переменными:

$$x = \lambda / \lambda_{max}; \quad y = M_{e\lambda} / M_{e\lambda_{max}}.$$

При этом формула Планка принимает следующий вид:

$$y = 142.32x^{-5} [\exp(4.9651/x) - 1]^{-1}.$$

Чтобы от единой изотермической кривой (рис. 3.4) вернуться к кривой Планка для данной температуры  $T$  в Кельвинах, необходимо: 1) определить  $\lambda_{max} = 2898/T$  в микрометрах; 2) определить  $M_{e\lambda_{max}} = 1,2864 \cdot 10^{-15} T^6$  в  $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{мкм}^{-1}$ ; 3) для выбранных значений  $\lambda$  определить  $x = \lambda / \lambda_{max}$ ; 4) по единой изотермической кривой найти  $y$ ; 5) определить соответствующие каждому значению  $\lambda$  значения

$$M_{e\lambda} = M_{e\lambda_{max}} y.$$

Если из всей энергии, испускаемой тепловым излучателем и определяемой величиной  $M_e$ , используется лишь энергия, излучаемая на некоторой рабочей длине волны, то для практических целей важно

знать температуру, при которой наиболее эффективно используется мощность излучателя. Определяя эффективность излучения через отношение функции Планка  $M_e(\lambda, T)$  к суммарной энергетической светимости  $M_e$ :

$$M_e(\lambda, T) / M_e = \frac{C_1 \lambda^{-5} [\exp(C_2 / \lambda T) - 1]^{-1}}{\sigma T^4}$$

и находя экстремум этого отношения, получаем, что

$$\lambda_{\text{эф}} T_{\text{эф}} = 3625,$$

т.е. для данной длины волны  $\lambda_{\text{эф}}$  существует определенная температура  $T_{\text{эф}}$ , обеспечивающая наибольшее отношение  $M_e(\lambda_{\text{эф}}, T_{\text{эф}})$  к  $M_e$ . Важно отметить, что значение  $\lambda_{\text{эф}}$  не совпадает со значением  $\lambda_{max}$ , рассчитываемым по (3.10).

На практике часто необходимо определить небольшую разность температур двух черных тел или близких к ним излучателей. Изменению температуры  $T$  соответствует изменение  $M_{e\lambda}$ . Дифференцируя формулу (3.9), можно получить значение  $dM_{e\lambda}/dT$  при  $\lambda T \ll C_2$ :

$$\frac{dM_{e\lambda}}{dT} = \frac{M_{e\lambda} C_2}{\lambda T^2},$$

а отсюда, перейдя к конечным приращениям, найти искомую величину

$$\Delta T = \frac{\lambda T^2}{M_{e\lambda} C_2} \Delta M_{e\lambda},$$

где  $M_{e\lambda}$  определяется из (3.8) или (3.9).

Полезно отметить, что для длин волн много больших  $\lambda_{max}$  спектральная плотность излучения  $M_{e\lambda}$  растет пропорционально  $T$ , а в области  $\lambda_{max}$  она увеличивается пропорционально  $T^5$ .

Если эффективность работы ОЭП определять по значению наблюдаемого контраста между исследуемым объектом и фоном, на котором он находится (объект и фон принимаются за черные тела с близкими температурами), то важно знать такую длину волны  $\lambda_c$ , при которой скорость изменения функции Планка при изменениях температуры максимальна.

Для определения  $\lambda_c$  нужно найти максимум зависимости  $dM_{e\lambda}/dT$ . На основании закона Планка можно установить, что такой максимум имеет место при  $\lambda_c T = 2411$ , т.е.  $\lambda_c = 2411/T$ .

Функции  $dM_{e\lambda}/dT$ , служащие для нахождения контраста излучения черных тел с различными температурами, приведены на рис. 3.5.

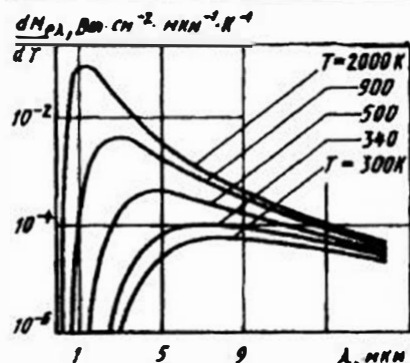


Рис. 3.5. Производные функции Планка

В большинстве практических задач при этом следует учитывать также пропускание среды и спектральные коэффициенты излучения объекта и фона.

#### Контрольные вопросы

1. Какими факторами обусловлено деление инфракрасного участка спектра на поддиапазоны?
2. Почему черное тело используют в качестве эталона в оптико-электронном приборостроении?
3. Какой световой поток соответствует потоку излучения лазера в 1 мВт, если лазер излучает на длине волны  $\lambda = 0,63$  мкм?
4. Как определить поглощательную способность непрозрачной оптической детали?
5. В каких случаях расчета потока, приходящего на приемник излучения ОЭП, можно пользоваться законом Стефана-Больцмана?
6. Чему равно максимальное значение  $M_{\lambda}$  серого излучателя?
7. Составить возможные структурные и функциональные схемы ОЭП, измеряющих цветовую температуру селективного излучателя.
8. Определить погрешности определения  $\lambda_{\text{max}}$  и  $M_{\lambda}$  для черного тела с температурой  $T$ , известной с погрешностью  $\Delta T$ .

## Глава 4. ВЛИЯНИЕ СРЕДЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАБОТУ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

### 4.1. Общие вопросы распространения излучения в атмосфере

Многие современные ОЭП работают в условиях, когда излучение наблюдаемого источника приходит на приемное устройство ослабленным за счет влияния среды, в которой оно распространяется. Кроме того, в этой среде может происходить и видоизменение сигнала, переносимого потоком излучения, например, по спектру, пространственной структуре, во времени. Конструктор уже на стадии выбора принципиальной схемы прибора должен учитывать влияние среды, так как только при условии определения характера взаимодействия излучения и среды, в которой оно распространяется, можно выбрать или рассчитать основные узлы приемной части ОЭП. Выполнение важнейших требований к ОЭП, таких, например, как достижение заданной дальности действия, помехозащищенности, точности измерений, зависит также от того, насколько правильно учтено это взаимодействие.

Очень часто средой распространения оптического сигнала является атмосфера. Общее ослабление излучения в атмосфере обусловлено двумя основными процессами:

поглощением газовыми компонентами, в результате которого происходит преобразование энергии излучения в другие ее виды;

молекулярным и аэрозольным ослаблением, или рассеянием, состоящим в изменении направленности излучения.

Поглощение вызвано наличием в атмосфере ряда веществ (воды, углекислого газа, озона и др.), имеющих спектральные полосы поглощения в оптической области. Рассеяние энергии излучения на частицах, из которых состоит среда — это отклонение потока от первоначального направления, причем здесь возможно и поглощение энергии веществом этих частиц. Кроме того, может иметь место молекулярное рассеяние излучения, а иногда следует учитывать излучение газов и частиц, составляющих атмосферу, описываемое законом Кирхгофа и снижающее контраст изображения наблюдаемого источника. При этом возможны также фоновые помехи.

Атмосфера заметно влияет на состояние поляризации проходящего через нее излучения. Неполаризованное излучение может стать частично поляризованным, а для поляризованного излучения, например лазерного, возможен поворот вектора поляризации.

В ряде случаев необходимо учитывать случайные изменения оптических свойств атмосферы. К ним в первую очередь относятся флуктуации фазы световой волны вследствие флуктуаций показателя преломления атмосферы. Их влияние проявляется в мерцании (случайном изменении яркости наблюдаемого источника) и дрожании (случайном изменении пространственного положения изображения наблюдаемого источника). Кроме того, возможны и другие явления, связанные с неоднородностью атмосферы, например рефракция, изменения плотности потока по сечению пучка. Иногда, при большой мощности и короткой длительности оптического сигнала, возникают нелинейные эффекты.

Установлено, что для излучения с длиной волны  $\lambda$  общее ослабление в оптически однородной среде описывается экспоненциальным законом Бугера:

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} \exp(-\alpha_{\lambda} l) = I_{0\lambda} \tau_{\lambda}^l = I_{0\lambda} \tau_{\lambda}, \quad (4.1)$$

где  $I_{\lambda}$  — сила излучения, прошедшего путь  $l$ ;  $I_{0\lambda}$  — сила излучения в начале трассы;  $\alpha_{\lambda}$  — показатель ослабления;  $\tau_{\lambda} = \exp(-\alpha_{\lambda} l)$  — коэффициент прозрачности среды, или прозрачность, для  $l = 1$  км;  $\tau_{\lambda} = \tau_{\lambda}^l$ .

Условиями применимости закона Бугера в общем случае являются [8]: отсутствие собственного свечения среды в рассматриваемом спектральном диапазоне; отсутствие индуцированного свечения среды; строгая монохроматичность излучения; небольшая мощность излучения, т. е. отсутствие нелинейных взаимодействий излучения с веществом, из которого состоит среда распространения; достаточная длительность распространяющихся в среде оптических сигналов, так как при очень коротких световых импульсах возможны нелинейные эф-

фекты взаимодействия излучения с веществом среды, а также ряд других явлений.

Избирательность по спектру процессов поглощения и рассеяния учитывают с помощью величины  $\tau_{\lambda} = I(\lambda)/I_0(\lambda)$ , называемой спектральным пропусканием слоя среды. Соответственно, спектральное поглощение определяется как

$$a_{\lambda} = \alpha(\lambda) = [I_0(\lambda) - I_l(\lambda)] / I_0(\lambda).$$

Если нужно определить прозрачность атмосферы на каком-то спектральном участке  $\Delta\lambda$ , то пропускание и поглощение задаются функциями следующего вида:

$$\tau = \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\Delta\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda; \quad a = \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\Delta\lambda} a_{\lambda} d\lambda.$$

Величину  $T_{\lambda} = \alpha_{\lambda} l$  называют оптической толщиной среды. В более общем случае — при изменяющемся по трассе показателе ослабления  $\alpha_{\lambda}$

$$T_{\lambda} = \int_0^l \alpha_{\lambda}(l) dl.$$

Для наклонных трасс распространения излучения при зенитных углах  $\theta < 80^\circ$ , когда атмосферу можно считать плоскопараллельной,

$$T_{\lambda\theta} = T_{\lambda 0} \sec \theta,$$

где  $T_{\lambda 0}$  — оптическая толщина вертикального столба атмосферы.

С учетом двух основных факторов ослабления — поглощения и рассеяния — выражение для  $\tau(\lambda)$  можно представить как

$$\tau(\lambda) = \tau_n(\lambda) \tau_a(\lambda), \quad (4.2)$$

где  $\tau_n(\lambda) = \exp[-k_n(\lambda) l]$ ;  $\tau_a(\lambda) = \exp[-\alpha_a(\lambda) l]$ ;  $k_n(\lambda)$  — спектральный монохроматический коэффициент поглощения;  $\alpha_a(\lambda)$  — спектральный монохроматический коэффициент аэрозольного ослабления (рассеяния).

Таким образом, для определения общего пропускания атмосферы достаточно найти значения коэффициентов  $k_n$  и  $\alpha_a$  при рассматриваемых метеоусловиях.

Иногда для оценки ослабления излучения пользуются понятием затухания, которое определяется в децибелах на километр:

$$\gamma_{\lambda} = 10 \alpha_{\lambda} \lg e = 4,34 \alpha_{\lambda}.$$

Поскольку для оценки поглощающих и рассеивающих свойств атмосферы необходимо знать ее состав, приведем некоторые сведения о ее компонентах.

Принято рассматривать атмосферу как среду, состоящую из смеси газов, водяного пара, мельчайших взвешенных частиц, называемых

аэрозолям.

Содержание водяного пара в атмосфере может сильно изменяться в зависимости от целого ряда факторов (от  $1,3 \cdot 10^{-5}$  до 4,5% по объему). Так, с понижением температуры количество водяного пара заметно убывает. Основное его количество содержится на высотах до 5 км. Средняя статистическая зависимость изменения концентрации водяного пара для небольших высот  $H$  описывается следующим образом:

$$a_H(H) = a_H(0) 10^{-\frac{H}{C_3}},$$

где  $a_H(0)$  — влажность на уровне моря;  $H$  — высота, км;  $C_3$  — эмпирический коэффициент, для средних метеоусловий  $C_3 = 5$ .

Одноядерные двухатомные молекулы азота и кислорода — основных составляющих чистой атмосферы — не имеют дипольного момента и поэтому не имеют полос поглощения в видимой и инфракрасной областях спектра. Рассеяние излучения на этих молекулах также невелико (см. § 4.3), поэтому распределение азота и кислорода в атмосфере здесь не рассматривается.

Углекислый газ обычно содержится в атмосфере в меньших количествах, чем пары воды; средняя его концентрация сохраняется почти постоянной до высот около 20 км, и объем его равен примерно 0,03 %.

Для исследования процессов поглощения важно знать также содержание и распределение озона, концентрация которого изменяется с высотой довольно сложно, резко повышаясь на высотах 22...27 км и понижаясь практически до нуля на высотах свыше 40 км. Средняя концентрация озона в приземном слое составляет  $2,7 \cdot 10^{-4}$  % объема. В атмосфере содержатся и другие газы, например, CO, CH<sub>4</sub>, которые также ослабляют проходящее излучение, однако их влияние по сравнению с парами воды, углекислым газом и озоном мало.

Закономерности распределения указанных компонентов по высоте описываются эмпирическими зависимостями, часть которых приведена в монографиях [8, 15, 30]. Очень трудно аналитически учитывать всевозможные посторонние включения (пыль, частицы биологического происхождения, кристаллы льда, капли воды и т. д.), которые в виде аэрозолей могут присутствовать на всех высотах (до 100 км) в атмосфере и снижать ее прозрачность. Можно считать, что концентрация аэрозолей убывает по экспоненте до высот 5...6 км, относительно постоянна в верхних слоях тропосферы и имеет резко выраженный максимум на высотах 15...23 км. Аэрозольное ослабление определяется формой и составом частиц, образующих аэрозоль, их концентра-

цией, распределением по размерам и т. д., что в значительной степени зависит от метеорологических и географических условий. Радиусы частиц аэрозоля могут меняться в широких пределах — от  $4 \cdot 10^{-3}$  мкм до 0,2 мм. Как размеры частиц, так и закон их распределения зависит от вида аэрозоля, места наблюдения и ряда других факторов. Поэтому очень трудно создать достаточно строгий аппарат для расчета ослабления излучения.

В литературе [15, 30] приводятся таблицы распределения основных поглощающих и рассеивающих компонентов атмосферы, а также температуры и давления в зависимости от высоты над уровнем моря для различных климатических поясов (тропики, средние широты летом, высокие широты зимой и т. д.), образующие модель атмосферы, используемую для расчета ее оптических свойств.

## 4.2. Поглощение излучения в земной атмосфере

В общем случае для неоднородной среды закон Бугера можно записать в следующем виде:

$$I_l(\lambda) = I_0(\lambda) \exp \left[ - \int_0^l k_n(\lambda, l) dl \right], \quad (4.3)$$

где  $k_n(\lambda, l)$  — монохроматический коэффициент поглощения. Для слоя однородной среды единичного сечения

$$I_l(\lambda) = I_0(\lambda) \exp[-k_n(\lambda)l] = I_0(\lambda) \exp[-k'_n(\lambda)\rho l],$$

где  $k'_n$  — массовый коэффициент поглощения, т. е. коэффициент поглощения на единицу массы поглощающего вещества ( $\text{м}^2 \cdot \text{г}^{-1}$ );  $\rho$  — плотность среды ( $\text{г} \cdot \text{м}^{-3}$ ).

Коэффициенты поглощения можно рассчитывать на основе учета поглощения излучения данной длины волны или частоты каждой линией спектра, а также на основе моделей полос поглощения. Эти коэффициенты очень часто определяются и экспериментально — в естественных или лабораторных условиях.

Физическая природа рассматриваемого процесса заключается в поглощении излучения отдельными спектральными линиями. Ширина спектральной линии зависит от ряда факторов: радиационного затухания, уширения линий за счет эффекта Доплера, возникающего при тепловом движении молекул, уширения линий за счет столкновений молекул. Как показали специальные исследования этих процессов, в приземном слое (до 20 км) ширина спектральных линий обусловлена главным образом столкновениями молекул. Теория процесса

была разработана Лоренцем, который дал формулу распределения интенсивности в спектральной линии поглощения как функции частоты  $\nu$ . Для группы перекрещивающихся линий спектральный коэффициент поглощения

$$k_n(\nu) = \sum_i \frac{I_i \gamma_i}{\pi (\nu - \nu_{oi})^2 + \gamma_i^2},$$

где  $I_i$  — интегральная интенсивность  $i$ -й перекрывающейся линии;  $\gamma_i$  — полуширина линии;  $\nu_{oi}$  — частота центра линии.

Квантовая механика позволяет определить значения  $k_n(\nu)$  в чисто вращательных спектрах, однако для длин волн менее 10 мкм необходимо учитывать и колебательные спектры молекул отдельных составляющих атмосферы и, в первую очередь, водяного пара. Аналитическое решение для  $\lambda < 10$  мкм практически невозможно, поэтому для вычисления  $k_n$  и  $\tau_n$  пользуются так называемыми моделями полос поглощения.

Экспериментально было определено, что в УФ и в ближней к ней видимой областях спектра основные линии поглощения создаются озоном (0,2...0,3; 0,32...0,35 и 0,45... 0,48 мкм).

Приведем некоторые результаты исследований колебательно-вращательных ИК спектров поглощения в атмосфере. Наиболее мощная поглощающая компонента  $H_2O$  имеет значительные полосы, располагающиеся около 0,94; 1,1; 1,38; 1,87; 2,7; 3,2; 6,3 мкм. Наличие этих полос вызвано колебательно-вращательным движением молекул воды. Чисто вращательный спектр поглощения воды создает полосы, располагающиеся в диапазоне от 10 мкм до миллиметровой границы. Молекулы углекислого газа  $CO_2$  создают значительное поглощение около 1,4; 1,6; 2,0; 4,3; 4,8; 5,2; 9,4; 10,4; 13,9 мкм, а молекулы озона наиболее значительно ослабляют излучение в области 9,6 мкм. В совокупности эти полосы, а также полосы других, слабее поглощающих компонентов ( $N_2O$ ,  $CO$ ,  $CH_4$ ,  $HDO$ ) создают так называемую картину поглощения излучения атмосферой (рис. 4.1), которая меняется в зависимости от концентрации и состояния отдельных поглощающих веществ. Для расчетов ОЭП очень важно отметить наличие «окон» пропускания атмосферы. Так, в атмосфере приземного слоя имеются следующие окна: 0,95...1,05; 1,2...1,3; 1,5...1,8; 2,1...2,4; 3,3...4,2; 4,5...5,0; 8...13 мкм. С увеличением высоты плотность воздуха и количество поглощающих компонентов уменьшаются, что приводит к весьма заметному расширению «окон» пропускания атмосферы.

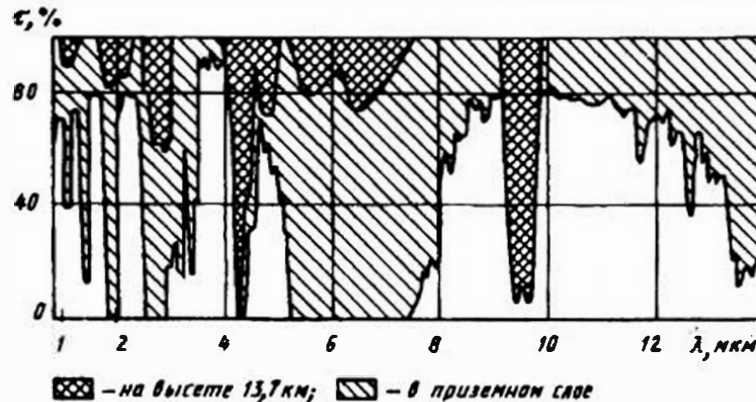


Рис. 4.1. Поглощение и пропускание в атмосфере

На основе практических измерений поглощения в атмосфере Эльдером и Стронгом была предложена следующая формула для вычисления (в процентах) значения  $\tau_n$  на трассах, расположенных на высотах 2...3 км:

$$\tau_n = t_0 - k_l \lg w, \tag{4.4}$$

где  $t_0$  и  $k_l$  — постоянные для рассматриваемого участка спектра, (табл. 4.1);  $w = w_0 l$  — толщина слоя осажденной воды (водность) км;  $w_0$  — количество осажденной воды на трассе длиной 1 км;  $l$  — путь излучения, км. Величина  $w_0$  может быть найдена как функция температуры воздуха  $t$  (рис. 4.2) и практически равна абсолютной влажности, или концентрации водяного пара  $a_H$ .

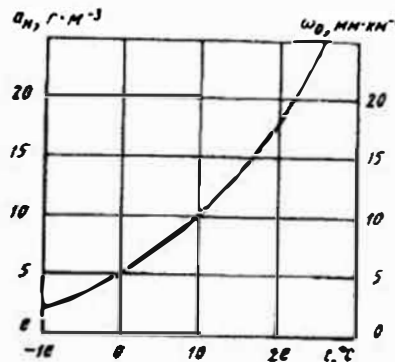


Рис. 4.2. К определению абсолютной влажности

Для определения  $w_0$  необходимо умножить значение относительной влажности на количество осажденной воды. Например, при  $t = 10^\circ \text{C}$  и относительной влажности 60%  $w_0 = 10 \cdot 0,6 = 6 \text{ мм} \cdot \text{км}^{-1}$ . Для высот  $H > 3 \text{ км}$  по методике Эльдера и Стронга следует вводить поправку на высоту, и тогда

$$w = w_0 l \cdot 10^{-(3 \cdot 0,2H)},$$

где  $H$  измеряется в километрах.

Таблица 4.1

Значения  $k_i$  и  $t_0$  для различных участков спектра

$\Delta\lambda$ , мкм	$k_i$	$t_0$
0,70...0,92	15,1	106,3
0,92...1,10	16,5	106,3
1,10...1,40	17,1	96,3
1,40...1,90	13,1	81,0
1,90...2,70	13,1	72,5
2,70...4,30	12,5	72,3
4,30...5,90	21,2	51,2

Наиболее распространенными методами расчета коэффициента пропускания  $\tau_n(\lambda)$ , обусловленного поглощением, являются метод учета отдельных составляющих поглощения с последующим их объединением и несколько более приближенный, но и более простой метод, использующий модели земной атмосферы, среди которых наиболее известна модель LOWTRAN [30].

При расчете по первому методу отдельно рассматриваются модели полос поглощения  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{N}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_4$ . Для наиболее сильных полос поглощения  $\text{H}_2\text{O}$  в диапазонах 1,0...2,0 и 4,3...15,0 мкм принята формула

$$\tau_n(\lambda) = \exp\left\{-[w^* K_i(\lambda)]^{1/2}\right\},$$

где  $w^*$  — эквивалентное количество поглощающего вещества,

$$w^* = \rho_0 \int_H M(H) \left[ \frac{P(H)}{P_0} \right]^2 \left[ \frac{T_0}{T(H)} \right]^{1,5} dH,$$

$\rho_0$  — плотность воздуха ( $\text{кг} \cdot \text{см}^{-3}$ ) при стандартной температуре ( $T_0 = 273,16 \text{ K}$ ) и давлении ( $P_0 = 760 \text{ мм.рт.ст.}$ );  $M(H)$  — отношение концентраций водяного пара ( $\text{г}$ ) и воздуха ( $\text{кг}$ ) на высоте  $H$ ;  $P(H)$  и  $T(H)$  — давление ( $\text{мм.рт.ст.}$ ) и температура ( $\text{K}$ ) на высоте  $H$  над уровнем моря;

$K_i(\lambda)$  — спектральный коэффициент, определяемый из таблиц [30].

Для диапазонов 2,0...4,3 и 15,0...30,0 мкм учет поглощения водяным паром можно вести по следующим формулам:

$$\tau_n(\lambda) = \exp\left\{-k_i(\lambda) \frac{w_1}{\sqrt{1 + \frac{2}{P} k_a(\lambda) w_1}}\right\},$$

$$w_1 = \rho_0 \int_H M(H) \frac{P(H)}{P_0} \frac{T_0}{T(H)} dH,$$

$$P = P_0 \frac{w^*}{w_1},$$

где коэффициенты  $k_i(\lambda)$  и  $k_a(\lambda)$  находят из таблиц [30],  $w_1$  — количество  $\text{H}_2\text{O}$  ( $\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$ ), остальные обозначения аналогичны данным выше.

Для углекислого газа в диапазонах 1,37...2,64, 4,65...5,35 и 9,13...11,67 действуют формулы

$$\tau_n(\lambda) = \tau[w_p K_2(\lambda)],$$

$$w_p = \int_H M'(H) \left[ \frac{P(H)}{P_0} \right]^2 \left[ \frac{T_0}{T(H)} \right]^{1,5} dH,$$

где  $K_2(\lambda)$  — спектральный коэффициент, определяемый по специальным таблицам [30];  $M'(H)$  — отношение парциального давления  $\text{CO}_2$  к общему давлению (см. табл. 5 — 25 в работе [30]).

Для того же  $\text{CO}_2$  в диапазонах 2,64...2,88, 4,184...4,454 и 11,67...19,92 мкм принимается модель Эльзассера.

Для озона  $\text{O}_3$  в диапазонах 9,398...10,19 и 11,7...15,4 мкм используются модели полос поглощения, предложенные Эльзассером и Гуди [15, 30].

Ряд моделей для менее сильных поглощающих компонент  $\text{N}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_4$  также приведен в специальной литературе [15, 30].

Второй метод, использующий разработанную в США модель земной атмосферы (LOWTRAN), является эмпирическим и основан на использовании следующей зависимости:

$$\tau_n(\lambda) = f[G(\lambda), w, P^n] = f[G(\lambda), w^*],$$

где  $G(\lambda)$  — параметр, определяемый для каждой длины волны  $\lambda$ ;  $w$  — количество поглощающего вещества;  $P$  — давление;  $w^*$  — эквивалент-

ное количество поглощающей компоненты.

Первым этапом расчета  $\tau_n(\lambda)$  по этому методу является определение  $w^*$  — эквивалентного количества поглощающего излучение вещества. Для этого служат графики зависимости  $w^*$  от высоты  $H$  или соответствующие таблицы, описывающие состояние стандартной атмосферы (концентрации основных поглощающих компонент в г·см<sup>-2</sup>·км<sup>-1</sup> на 1 км горизонтальной трассы) для различных климатических условий [30].

Для других атмосферных условий на горизонтальной трассе, проходящей на высоте  $H$ , эквивалентное количество водяного пара может быть определено по формуле

$$w^*_{\text{H}_2\text{O}} = w(H) \left( \frac{P}{P_0} \right)^{0,9};$$

для озона

$$w^*_{\text{O}_3} = w(H) \left( \frac{P}{P_0} \right)^{0,4};$$

для однородной смеси CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O, CO, CH<sub>4</sub>, O<sub>2</sub>

$$w^*_{\Sigma} = M' l \left( \frac{P}{P_0} \right)^{1,75} \frac{T_0}{T};$$

для континуума N<sub>2</sub>

$$w^*_{\text{N}_2} = M' l \left( \frac{P}{P_0} \right)^2 \left( \frac{T_0}{T} \right).$$

В этих формулах  $H$  — высота в километрах,  $P$  и  $T$  — давление и температура на трассе,  $P_0=760$  мм.рт.ст.,  $T_0=273,16$  К,  $M'$  — концентрация поглощающего газа в объеме,  $l$  — длина трассы.

Для наклонных трасс эти формулы принимают вид:

$$w^*_{\text{H}_2\text{O}} = \int_H^{\infty} w(H') \left( \frac{P}{P_0} \right)^{0,9} dH';$$

$$w^*_{\text{O}_3} = \int_H^{\infty} w(H') \left( \frac{P}{P_0} \right)^{0,4} dH';$$

$$w^*_{\Sigma} = M' \int_H^{\infty} \left( \frac{P}{P_0} \right)^{1,75} \left( \frac{T_0}{T} \right) dH';$$

$$w^*_{\text{N}_2} = M' \int_H^{\infty} \left( \frac{P}{P_0} \right)^2 \left( \frac{T_0}{T} \right) dH'.$$

Здесь  $H'$  — переменная интегрирования (высота).

Для вертикальной трассы, начинающейся на высоте  $H$ ,

$$w^*_{\Sigma} = M' \int_H^{\infty} \left( \frac{P}{P_0} \right)^{1,75} \left( \frac{T_0}{T} \right) dH'.$$

Модель LOWTRAN учитывает и аэрозольное поглощение. Коэффициент ослабления пропорционален отношению концентрации частиц  $D(H)$  на высоте  $H$  к концентрации  $D_0$  на уровне моря для видимости 23 км.

Для вертикальных трасс этот коэффициент (в км)

$$a_v = \int_H^{\infty} \left( \frac{D(H')}{D_0} \right) dH'.$$

Для наклонных трасс следует умножить длину вертикальной трассы на  $\sec \Theta$  ( $\Theta$  — зенитный угол трассы) для  $\Theta < 80^\circ$ .

Таким образом, поглощение излучения имеет ярко выраженный селективный характер и проявляется в виде полос поглощения или их совокупности, разделенных окнами пропускания с незначительным поглощением. Внутри окон пропускания атмосферы основное ослабление излучения происходит в результате рассеяния.

### 4.3. Рассеяние излучения в атмосфере

Поскольку аэрозольное рассеяние есть результат не только чисто рассеяния па частице, но и поглощения излучения веществом, из которого эта частица состоит, правильнее говорить об аэрозольном ослаблении. Рассеяние на частицах характеризуется коэффициентом рассеяния  $\sigma_p$  — отношением рассеянного частицей излучения к излучению, падающему на частицу. Поглощение энергии частицей характеризуется коэффициентом поглощения  $\sigma_n$  — отношением количества поглощенной частицей энергии к значению падающей на нее энергии.

Сумму  $\sigma_p$  и  $\sigma_n$  называют коэффициентом аэрозольного ослабления

$$\sigma_a(\lambda) = \sigma_p(\lambda) + \sigma_n(\lambda).$$

Иногда эти коэффициенты приводят к геометрическому сечению частицы, считая ее сферической с радиусом  $a_c$ .

$$\sigma'_p = \sigma_p / \pi a_c^2; \quad \sigma'_n = \sigma_n / \pi a_c^2; \quad \sigma'_a = \sigma_a / \pi a_c^2.$$

Для характеристики рассеивающих свойств частицы по разным направлениям часто используют *индикатрису рассеяния* — угловую функцию рассеяния, определяемую отношением энергии, рассеянной частицей в данном направлении, к полной энергии, рассеянной во все стороны.

Очень важно отметить, что на практике всегда приходится иметь дело с полидисперсной средой, т. е. средой, в которой имеются частицы самых различных размеров. Если обозначить функцию распределения частиц по размерам через  $f(a_c)$ , число частиц, содержащихся в единице объема, через  $N$ , то аэрозольное ослабление будет описываться следующими объемными коэффициентами (рассеяния, поглощения и общим):

$$\alpha_p = N \int_0^{\infty} \sigma_p(a_c, \lambda) f(a_c) da_c;$$

$$\alpha_n = N \int_0^{\infty} \sigma_n(a_c, \lambda) f(a_c) da_c;$$

$$\alpha_a = N \int_0^{\infty} \sigma_a(a_c, \lambda) f(a_c) da_c.$$

Связь между объемным коэффициентом аэрозольного ослабления и прозрачностью на трассе длиной  $l$  определяется как

$$\tau_a(\lambda) = \exp\left(-\int_l \alpha_a(\lambda, l) dl\right).$$

В обычной форме закон Бугера для рассеивающих сред (помимо отмеченных в начале главы условий) применим в тех случаях, когда пренебрежимо малы эффекты многократного рассеяния; число частиц в рассеивающем объеме велико, т. е. гораздо больше единицы; каждая частица рассеивает излучение независимо от присутствия других.

Зная функции  $\sigma_a(a_c, \lambda)$  и  $f(a_c)$ , можно определить значения коэффициентов ослабления. Для сферических частиц на основании теории Ми можно рассчитать коэффициенты  $\sigma_p$ ,  $\sigma_n$ ,  $\sigma_a$  в виде функций аргумента  $\rho_{\text{Ми}} = 2\pi a_c / \lambda$  для нескольких частных случаев, рассмотренных, например, в [8].

Трудность при расчете полидисперсного коэффициента аэрозольного ослабления  $\alpha_a$  состоит в определении функции распределе-

ния частиц по размерам  $f(a_c)$ . Концентрацию частиц  $N$  можно определить по количеству аэрозоля в единице объема, если известно распределение  $f(a_c)$ . К сожалению, еще нет достаточно строгого аналитического описания  $f(a_c)$ , что связано с трудностью учета множества метеорологических ситуаций, которые могут возникнуть в каждом конкретном случае при работе ОЭП. Существует ряд способов аппроксимации экспериментальных данных по определению функции  $f(a_c)$ . Из них можно отметить гамма-распределение, предложенное А. М. Левиным для описания полученного экспериментально спектра облачных капель сильных туманов.

В случае крупнокапельных туманов ( $a_c = 1 \dots 30$  мкм) коэффициент ослабления сохраняется приблизительно постоянным в пределах  $0,35 \dots 3,70$  мкм. Для средних туманов ( $a_c = 0,1 \dots 1$  мкм) постоянство  $\alpha_a$  наблюдается только в видимой области оптического спектра, а для мелкокапельных туманов заметное изменение  $\alpha_a$  наблюдается во всем оптическом диапазоне.

Для дождевых капель ( $a_c = 0,1 \dots 1$  мм и более) в диапазоне длин волн свыше 1 мкм значение аргумента  $\rho_{\text{Ми}}$  функций  $\sigma_p$ ,  $\sigma_n$ ,  $\sigma_a$  всегда гораздо больше единицы и функция  $\sigma_a$  близка к двум. При этом величина  $\alpha_a$  практически не зависит от длины волны.

Показатель рассеяния для дождя можно вычислить по формуле

$$\alpha_a = 1,25 \cdot 10^{-6} \xi / a_c^3,$$

где  $\xi$  — сила дождя, см/с;  $a_c$  — радиус капель, см.

Таким образом, для дамки и тумана рассеяние уменьшается с ростом длины волны излучения. Однако для сильных туманов, снега переход от видимого излучения к ИК не дает ощутимой выгоды.

Данные о количественных характеристиках ослабления излучения атмосферными аэрозолями относятся большей частью к видимой области оптического спектра, что вызвано прежде всего трудностью измерения аэрозольных коэффициентов ослабления в ИК области. Зависимость средних значений этих коэффициентов от высоты с точностью до 20% аппроксимируется выражением

$$\alpha_a(\lambda, H) = \alpha_a(\lambda, 0) \exp(-\beta_a H),$$

где  $\beta_a$  — эмпирический коэффициент, выбираемый для различных метеорологических дальностей видимости  $s_M$  (см. ниже) таким образом, что на высоте  $H = 5$  км коэффициент  $\alpha_a(\lambda, H)$  является постоянной величиной ( $5 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-1}$  для  $\lambda = 0,5$  мкм). На высотах  $3 \dots 5$  км наблюдается уменьшение значения  $\alpha_a$  на  $1 \dots 2$  порядка по сравнению со значением  $\alpha_a$ , измеренным у поверхности Земли.



Наряду с аэрозольным ослаблением в атмосфере имеет место и молекулярное рассеяние. Спектральный коэффициент молекулярного (релеевского) рассеяния определяется как

$$\sigma_{\text{рел}}(\lambda) = \sigma_{\text{рел}\lambda} = 0,83 N A^2 \lambda^{-4},$$

где  $N$  — число молекул в  $1 \text{ см}^3$ ;  $A$  — площадь поперечного сечения молекулы,  $\text{см}^2$ ;  $\lambda$  — длина волны излучения,  $\text{см}$ .

Некоторые значения  $\sigma_{\text{рел}}$  приведены в табл. 4.2. Очевидно, что в ИК области спектра молекулярным рассеянием можно практически пренебречь, так как оно не вносит сколько-нибудь заметного вклада в уменьшение пропускания излучения. При работе в видимой и особенно в УФ области оптического спектра этот фактор необходимо учитывать.

Таблица 4.2

Коэффициенты молекулярного рассеяния для  $l = 10 \text{ км}$ 

$\lambda$ , мкм	$\sigma_{\text{рел}\lambda}$ , $\text{см}^{-1}$	$\tau$ , %
0,35	$79,3 \cdot 10^{-8}$	45
0,55	$12,3 \cdot 10^{-8}$	89
0,76	$3,30 \cdot 10^{-8}$	97
1,00	$1,09 \cdot 10^{-8}$	99
1,20	$5,25 \cdot 10^{-9}$	-
3,00	$1,33 \cdot 10^{-10}$	-
5,00	$1,73 \cdot 10^{-11}$	-

Нужно отметить, что количественные характеристики аэрозольного ослабления и молекулярного рассеяния при распространении излучения по горизонтальному пути отличаются от характеристик ослабления и рассеяния, наблюдаемых при распространении излучения по наклонным трассам. Достаточно строгих аналитических методов расчета для этого случая пока не существует, поэтому необходимо использовать результаты только экспериментальных исследований (которых, к сожалению, проведено весьма мало) или приближенные способы учета наклонного хода излучения (см. § 14.3, а также [8, 15, 30]).

В заключение следует указать, что решение задачи о затухании излучения в рассеивающей среде требует обязательного учета некоторых параметров излучателя и приемной оптической системы. Необходимо учитывать попадание в приемную систему не только ослабленного по закону Бугера прямого излучения, но и части рассеянного излучения.

Для случая однократного рассеяния излучения от точечного источника в однородной и изотропной среде коэффициент пропускания  $\tau_a$  можно рассчитывать по формуле [8]

$$\tau_a = \exp(-T_a)(1 + T_a D_p). \quad (4.5)$$

$T_a$  — оптическая толщина рассеивающей среды;  $D_p$  — величина, зависящая от угловых апертур приемника и излучателя, а также от индикатрисы рассеяния частиц среды.

Важно отметить, что величина  $D_p$  не зависит от расстояния между излучателем и приемником. Вычисления ее были проведены для самых различных условий. Полученные данные были сведены в таблицы и графики, с помощью которых, зная параметр Ми  $\rho_{\text{Ми}} = 2\pi a_c / \lambda$  и апертуру излучателя, можно найти значения  $D_p$  для апертурных углов приемной системы в интервале  $0 \dots 6^\circ$  [8]. Очевидно, что при распространении излучения через среду с  $T_a$  в несколько единиц регистрируемый сигнал будет отличаться от сигнала, рассчитанного по закону Бугера, в несколько раз. Поэтому в таких случаях расчет следует вести по формуле (4.5).

Результаты экспериментальных проверок (4.5) показали их хорошее совпадение с основными теоретическими результатами и лишь один раз подтвердили необходимость учета параметров оптической системы при оценке рассеяния излучения. Это особенно важно для случая крупных частиц, когда  $D_p$  может достигать значений  $0,5 \dots 0,7$ .

При этом для  $T_a$ , равных нескольким единицам, вклад в общий сигнал рассеянного излучения может превышать вклад прямого ослабленного потока в несколько раз. Формула однократного рассеяния в случае точечного источника справедлива при  $T_a \leq 10$ . При узких или коллимированных пучках границы применимости закона Бугера расширяются, но становится более заметным эффект многократного рассеяния.

Помимо рассмотренных выше параметров среды, определяющих рассеяние, на практике используются и другие критерии, например метеорологическая дальность видимости  $s_M$  — расстояние, на котором контраст между источником определенного типа (мирой) и окружающим его фоном снижается до порога контрастной чувствительности глаза. Величина  $s_M$  характеризует метеорологическое состояние среды (ее мутность) и определяется как

$$s_M = \frac{\ln(I/\epsilon_k)}{\alpha_a},$$

где  $\alpha_a$  — показатель рассеяния,  $\epsilon_k$  — порог контрастной чувствительности приемника. Обычно для человеческого глаза принимают  $\epsilon_k = 0,02$ . При этом для  $\lambda = 0,55$  мкм

$$s_M = 3,91 / \alpha_{a,0,55}. \quad (4.6)$$

В табл. 4.3 приведены международный код видимости и соответствующие  $s_M$  значения  $\alpha_a$ .

Таблица 4.3

Международный код видимости, метеорологическая дальность видимости  $s_M$  и показатель рассеяния  $\alpha_{a,0,55}$

Кодовый номер	Погодные условия	$s_M$ , м	$\alpha_{a,0,55}$ , км <sup>-1</sup>
0	Плотный туман	< 50	> 78,2
1	Густой туман	50...200	78,2...19,6
2	Обычный туман	200...500	19,6...7,82
3	Легкий туман	500...1000	7,82...3,91
4	Слабый туман	1000...2000	3,91...1,96
5	Дымка	2000...4000	1,96...0,954
6	Легкая дымка	10000	0,391
7	Ясно	20000	0,196
8	Очень ясно	50000	0,078
9	Совершенно ясно	> 50000	< 0,078

Если подставить  $\alpha_a$  из последнего выражения в формулу для коэффициента прозрачности, то получим

$$\tau_{a,0,55} = \exp(-\alpha_{a,0,55} l) = \exp(-3,91l / s_M). \quad (4.7)$$

Иногда для расчета  $\alpha_{a\lambda}$  в условиях, когда  $s_M > 2$  км, пользуются формулой

$$\alpha_{a\lambda} = (3,91 / s_M)(\lambda / 0,55)^{-n_s}, \quad (4.8)$$

где  $n_s = 0,585 s_M^{1/3}$  для плохих погодных условий ( $s_M \leq 6$  км); для средних метеословий  $n_s = 1,3$  и для хороших  $n_s = 1,6$ .

С вводом понятия  $s_M$  приведенное выше условие применимости формул однократного рассеяния  $T_a \leq 10$  выглядит как  $l \leq 2,5 s_M$ , т.е. при  $s_M = 10$  км (дымка) эти формулы применимы для трасс не более 25 км, а при  $s_M = 200$  м (туман) — для  $l \leq 500$  м.

Для оценки рассеяния ультрафиолетового излучения в диапазоне 0,24...0,4 мкм можно воспользоваться эмпирической формулой

$$\gamma_\lambda = \frac{0,538 - \lambda}{0,028 s_M} + \left( \frac{0,08}{\lambda - 0,18} \right)^3,$$

где  $\gamma_\lambda = 4,34 \alpha_{a\lambda}$  — коэффициент затухания, км<sup>-1</sup>;  $\lambda$  — длина волны излучения, мкм;  $s_M$  — метеорологическая дальность видимости, км. Эта формула действительна при  $s_M$  в интервале 4...40 км.

Соотношения вида (4.7) и (4.8) позволяют вычислять коэффициент прозрачности  $\tau_{a\lambda}$  для любой  $\lambda$  в пределах любого атмосферного окна. При этом поглощение не учитывается, и его вычисляют отдельно, независимо от рассеяния.

Общее ослабление излучения после нахождения  $\tau_a$  и  $\tau_o$  определяют по формуле (4.2).

#### 4.4. Флуктуации прозрачности атмосферы и их влияние на работу оптико-электронного прибора

При распространении излучения в атмосфере наблюдается не только его ослабление, но и флуктуации его параметров (интенсивности, фазы, угла прихода и т. д.), обусловленные турбулентными явлениями — колебаниями температуры, влажности, плотности воздуха, а следовательно, и его показателя преломления.

В первом приближении зависимость показателя преломления воздуха от давления  $P$  и температуры  $T$  имеет вид:

$$n = 7,9 \cdot 10^{-2} P / T + 1,$$

где  $P$  в атмосферах, а  $T$  в градусах Кельвина.

В результате турбулентных движений в атмосфере создаются оптические неоднородности, размеры которых составляют от нескольких миллиметров до сотен и более метров.

Флуктуации амплитуды и фазы волны в оптическом пучке приводят к изменению его структуры, расширению, флуктуациям направления пучка и интенсивности сигнала.

Для анализа влияния флуктуационных процессов на распространение излучения в атмосфере удобно воспользоваться структурными функциями, введенными А. Н. Колмогоровым. Для среды с показателем преломления  $n$  пространственная структурная функция, описывающая пространственную дисперсию его случайного распределения, определяется как

$$D_n(r) = \overline{[n(r_2) - n(r_1)]^2} = \overline{[\Delta n(r)]^2},$$

где  $r = r_2 - r_1$  — расстояние между двумя точками случайного поля. Вид этой функции зависит от характера (модели) турбулентности. Для ло-

кально изотропной и однородной турбулентности (модель Колмогорова - Обухова)

$$D_n(r) = \begin{cases} C_n^2 l_0^{2/3} (r/l_0)^2 & 0 < r < l_0; \\ C_n^2 r^{2/3} & \text{при } l_0 < r < L_0; \\ \rightarrow const & r > L_0. \end{cases}$$

Здесь  $l_0$  и  $L_0$  — внутренний и внешний масштабы турбулентности (размеры наименьших и наибольших неоднородностей атмосферы);  $C_n^2$  — структурная постоянная турбулентности показателя преломления, характеризующая влияние неоднородностей атмосферы на распространение оптического излучения.

Величины  $l_0$  и  $L_0$  зависят от высоты над землей. В приземном слое  $l_0 = 1...2$  мм и  $L_0 = 5...10$  м, а на высоте  $H$  они определяются как  $l_0 = (10^{-9}H)^{1/3}$  и  $L_0 = (4H)^{1/2}$ , если  $l_0$ ,  $L_0$  и  $H$  выражены в метрах<sup>1</sup>.

Значение  $C_n^2$  зависит от времени суток, метеорологических условий, высоты над землей. В работе [27] приведены значения  $C_n^2$  для случаев слабой ( $8 \cdot 10^{-9}$  м<sup>-1/3</sup>), средней ( $4 \cdot 10^{-8}$  м<sup>-1/3</sup>) и сильной ( $5 \cdot 10^{-7}$  м<sup>-1/3</sup>) турбулентности атмосферы. В той же работе даны выражения, определяющие зависимость  $C_n^2$  от давления и температуры среды для различных длин волн излучения.

Зависимость  $C_n^2$  от высоты  $H$  в километрах можно определить как

$$C_n^2(H) = C_n^2(H_0)(H/H_0)^{-2/3} \exp(H/H_0)$$

где  $H_0 = 3,2$  км — эффективная толщина атмосферы;  $C_n^2(H_0)$  — значение  $C_n^2$  у поверхности Земли на высоте  $H_0$  над уровнем моря.

В работах [32, 36] приведены две модели, используемые для расчета  $C_n^2(H)$ . В первой модели атмосфера разбивается на несколько слоев, внутри каждого из которых  $C_n^2$  принимается постоянной.

Значения  $C_n^2$  на разных высотах  $H$  следующие:

при  $H$  от 0 до 18,5 м —  $8,4 \cdot 10^{-15}$ ; от 18,5 до 110 м —  $2,87 \cdot 10^{-12}/H^2$ ; от 110 до 1500 м —  $8,4 \cdot 10^{-16}$ ; от 1500 до 7200 м —  $8,87 \cdot 10^{-7}/H^2$ ; от 7200 до 20000 м —  $2,0 \cdot 10^{-16}/H^{1/2}$ .

<sup>1</sup> Иногда, как показали специально проведенные исследования, значения  $L_0$  могут составлять 20...40 см. В работе [34] приводится простая эмпирическая формула для расчета  $L_0$ :  $L_0(H) = \frac{1}{1 + \frac{(H-8500)^2}{2500}}$ , где высота  $H$  и  $L_0$  выражаются в метрах.

Вторая модель (Хюфнагеля-Волли) предусматривает расчет  $C_n^2$  по формуле

$$C_n^2(H) = 5,94 \cdot 10^{-53} (v_H/27) H^{10} \exp(-H/1000) + 2,7 \cdot 10^{-16} \exp(-H/1500) + A \exp(-H/100),$$

где высота  $H$  берется в метрах, средняя скорость ветра  $v_H$  на высоте  $H$  в метрах в секунду,  $A = 1,7 \cdot 10^{-14}$  м<sup>-2/3</sup>. В свою очередь скорость ветра  $v_H$  может быть рассчитана как

$$v_H = v(H) = 5 + 30 \exp\left\{-\left[\frac{(H-9400)}{4800}\right]^2\right\}.$$

Нужно указать, что влияние турбулентности сказывается лишь в тех случаях, когда время наблюдения превышает так называемую атмосферную постоянную времени, которая равна [32]

$$\tau_{\text{атм}} = 0,058 \left[ \frac{\lambda^2}{\sec z \int_H C_n^2(H) v^{5/3}(H) dH} \right]^{3/5},$$

где  $z$  — угол возвышения линии визирования,  $\lambda$  — длина волны излучения.

Простейшей моделью, которую можно использовать для прикладных расчетов, является

$$C_n^2(H) = \begin{cases} 1,5 \cdot 10^{-13}/H & \text{при } H < 20000 \text{ м,} \\ 0 & \text{при } H \geq 20000 \text{ м.} \end{cases}$$

В последние годы на основе экспериментальных определений структурной постоянной  $C_n^2$  при различных метеорологических условиях было предложено несколько моделей для вычисления значений  $C_n^2$  по известным температуре ( $t^\circ\text{C}$ ), относительной влажности ( $a_{\text{отн}}$ , %) и скорости ветра ( $v$  м/с). Хорошее совпадение с экспериментом дала следующая регрессионная модель [32]:

$$C_n^2 = a_1 W + b_1 t + c_1 a_{\text{отн}} + c_2 a_{\text{отн}}^2 + c_3 a_{\text{отн}}^3 + d_1 v + d_2 v^2 + d_3 v^3 +$$

где  $C_n^2$  приведена в метрах в минус 2/3 степени,  $a_1, b_1, c_1, \dots, e$  — числовые коэффициенты регрессии,  $W$  — весовой коэффициент, учитывающий время наблюдений (за время начала отсчета взято время восхода Солнца, а его заход принят происходящим через 11 часов). Значения коэффициентов регрессии в этой модели  $C_n^2$  следующие:  $a_1 = 3,8 \cdot 10^{-14}$ ,  $b_1 = 2,0 \cdot 10^{-15}$ ,  $c_1 = -2,8 \cdot 10^{-15}$ ,  $c_2 = 2,9 \cdot 10^{-17}$ ,  $c_3 = -1,1 \cdot 10^{-19}$ ,

$$d_1 = -2,5 \cdot 10^{-15}, d_2 = 1,2 \cdot 10^{-15}, d_3 = -8,5 \cdot 10^{-17}, e = -5,3 \cdot 10^{-13}.$$

Значения коэффициентов  $W$  зависят от времени суток. Для различных интервалов времени, отсчитываемых от момента восхода Солнца (0 часов по выбранной шкале времени), они равны:

интервал, ч:	4...3,	3...2,	2...1,	1...0 (восход Солнца);
значение $W$ :	0,011;	0,07;	0,08;	0,06;
интервал, ч:	0...1,	1...2,	2...3,	3...4, 4...5, 5...6, 6...7;
значение $W$ :	0,05;	0,1;	0,51;	0,75; 0,95; 1,0; 0,90;
интервал, ч:	7...8,	8...9,	9...10,	10...11 (заход Солнца);
значение $W$ :	0,80;	0,59;	0,32;	0,22;
интервал, ч:	11...12,	12...13,	13;	
значение $W$ :	0,10;	0,08;	0,13.	

Еще лучшее совпадение с экспериментом дала модель следующего вида:

$$C_n^2 = A_1 W + B_1 T + C_1 a_{\text{отн}}^2 + C_2 a_{\text{отн}}^2 + C_3 a_{\text{отн}}^3 + D_{1v} + D_{2v}^2 + D_{3v}^3 + E_1 S_c + F_1 a_{\Sigma} + F_2 a_{\Sigma}^2 + G.$$

где  $C_n^2$  измеряется в метрах в степени  $-2/3$ ,  $T$  — абсолютная температура в Кельвинах,  $W$ ,  $a_{\text{отн}}$ ,  $v$  — в тех же единицах, что и в предыдущей формуле,  $A_1, B_1, C_1, \dots, G$  — коэффициенты регрессии,  $S_c$  — солнечная постоянная,  $\text{кал} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{мин}^{-1}$ ;  $a_{\Sigma}$  — общая площадь поперечного сечения рассеивающих частиц, содержащихся в одном кубическом метре среды,  $\text{см}^2/\text{м}^3$ . Коэффициенты регрессии в этом выражении имеют следующие значения:  $A_1 = 5, 9 \cdot 10^{-15}$ ;  $B_1 = 1, 6 \cdot 10^{-16}$ ;  $C_1 = -3, 7 \cdot 10^{-15}$ ;  $C_2 = 6, 7 \cdot 10^{-17}$ ;  $C_3 = -3, 9 \cdot 10^{-19}$ ;  $D_1 = -3, 7 \cdot 10^{-15}$ ;  $D_2 = 1, 3 \cdot 10^{-15}$ ;  $D_3 = -8, 2 \cdot 10^{-17}$ ;  $E_1 = 2, 8 \cdot 10^{-14}$ ;  $F_1 = -1, 8 \cdot 10^{-14}$ ;  $F_2 = 1, 4 \cdot 10^{-14}$ ;  $G = -3, 9 \cdot 10^{-13}$ .

Мерцание (флуктуации интенсивности приходящего оптического сигнала). Мерой флуктуации интенсивности служит дисперсия флуктуаций логарифма силы излучения источника

$$\sigma_m^2 = (\ln I - \overline{\ln I})^2.$$

Когда длина трассы много больше внешнего масштаба турбулентности, распределение плотности вероятности  $p_s$  интенсивности сигнала подчиняется логарифмически нормальному закону:

$$p_s(I) = \frac{1}{\sigma_m \sqrt{2\pi}} \exp \left[ -\frac{(\ln I - \overline{\ln I})^2}{2\sigma_m^2} \right].$$

Для однородной турбулентной атмосферы на трассе длиной  $l$  при слабых флуктуациях ( $\sigma_m \ll 1$ ) в случае приема излучения точечным

приемником (системой с малым входным зрачком)

$$\sigma_m^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} l^{11/6}, \quad (4.9)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$ . При этом должно соблюдаться условие  $l \leq l_0^2/\lambda$ .

При увеличении  $l$  значение  $\sigma_m$  не возрастает бесконечно, а стремится к некоторому пределу.

Мерцание уменьшается при увеличении диаметра входного зрачка  $D$ , однако не беспредельно. Реально путем увеличения  $D$  удается снизить  $\sigma_m$  лишь до 30% от значения  $\sigma_m$ , найденного по формуле (4.9).

Мерцание имеет низкочастотный временной спектр. Максимум этого спектра лежит на частоте  $f_{\text{max}} = 0,32 v_{\perp} / \sqrt{\lambda l}$ . Здесь  $v_{\perp}$  — скорость ветра в направлении, перпендикулярном направлению излучения.

С увеличением зенитного расстояния  $z$  наблюдаемого внеатмосферного источника амплитуда мерцания возрастает по закону  $\sec z$ , так как увеличивается масса воздуха. Частота мерцаний в этом случае уменьшается с ростом  $z$ . Так, у горизонта частота  $f_{\text{max}}$  обычно не превышает 5...10 Гц, а вблизи зенита она достигает иногда  $10^3$  Гц.

Флуктуации фазы и угла прихода излучения. Изменения оптической длины хода лучей вследствие турбулентности приводят к флуктуациям фазы вдоль и поперек пучка. Поперечные флуктуации нарушают пространственную когерентность на волновом фронте, искривляют и изгибают пучок, вызывают дрожание изображения. Флуктуации вдоль пучка уменьшают его временную когерентность.

Выражение для структурной функции фазы  $\Phi$  имеет вид [8]:

$$D_{\Phi}(r) = \overline{(\Phi_1 - \Phi_2)^2} = \begin{cases} 2,9 k^2 l C_n^2 r^{5/3} & \text{при } l_0 > r > \sqrt{\lambda l}; \\ 1,46 k^2 l C_n^2 r^{5/3} & \text{при } l_0 < r < \sqrt{\lambda l}. \end{cases}$$

Спектр Хинчина - Винера для случайного изменения фазы плоского фронта описывается выражением

$$S(f) = \begin{cases} 0,033 k^2 l C_n^2 v_{\perp}^{5/3} [1 - \cos(2\pi r f / v_{\perp})] f^{-8/3} & \text{при } l_0 < r < \sqrt{\lambda l}; \\ 0,066 k^2 l C_n^2 v_{\perp}^{5/3} [1 - \cos(2\pi r f / v_{\perp})] f^{-8/3} & \text{при } l_0 > r > \sqrt{\lambda l}. \end{cases}$$

Дисперсия угла прихода излучения для системы с входным зрачком  $D$  определяется как

$$\sigma_{\theta}^2 = \frac{1}{k^2 D^2} D_{\Phi}(D) = \begin{cases} 1,46 D^{-4/3} C_n^2 l & \text{при } l_0 < D < \sqrt{\lambda l}; \\ 2,9 D^{-4/3} C_n^2 l & \text{при } l_0 > D > \sqrt{\lambda l}; \end{cases} \quad (4.10)$$

Среднее квадратическое отклонение угла прихода на приземных трассах (дрожание изображения) составляет единицы и десятки секунд. Как и мерцание, дрожание возрастает по закону  $\sec z$ , т.е. уве-

личивается с ростом зенитного расстояния  $z$  при наблюдении звезд или других внеатмосферных излучателей.

Спектральная плоскость мощности (распределение дисперсии по частотам дрожания) имеет низкочастотный характер (практически определяется диапазоном  $0,1 \dots 100$  Гц).

Максимум этого спектра наблюдается при частоте  $f_{max} = 0,22v_{\perp}/D$ , где  $v_{\perp}$  — скорость ветра в направлении, перпендикулярном трассе наблюдений.

Дисперсия дрожания медленно убывает (по закону степени  $-1/3$ ) с ростом времени осреднения получаемых в процессе измерения результатов. Например, время осреднения, необходимое для получения погрешности измерения смещения пучка в доли миллиметра, иногда составляет несколько десятков секунд.

Турбулентность весьма заметно сказывается на энергетических и геометрических параметрах лазерных пучков, распространяющихся в атмосфере, в частности, приводит к дополнительному расширению пучков за счет дрожания, что затрудняет фокусировку оптического лазерного излучения на больших расстояниях.

В работах [8, 27, 30, 34] подробно рассмотрена специфика распространения лазерного излучения в атмосфере и приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований этого важного для практики вопроса.

Следует указать, что в последние годы предложены достаточно эффективные методы борьбы с искажающим влиянием турбулентных сред. К ним, в частности, относятся методы, основанные на использовании так называемых когерентных оптических адаптивных систем, большинство которых работает по принципу оперативной фазовой коррекции фронта оптического сигнала в соответствии с фазовыми искажениями, вносимыми средой (см. §13.6, а также [26, 36 и др.]).

#### 4.5. Рефракция оптических лучей

При распространении излучения в неоднородной среде следует учитывать не только сравнительно быстрые изменения показателя преломления, проявляющиеся в турбулентности среды и приводящие к случайным изменениям параметров оптического сигнала, но и медленные изменения этого показателя, носящие систематический характер и вызывающие *рефракцию* — искривление оптических лучей. Угол между касательной к направлению лучей в начальной или конечной точках их траектории и прямой, соединяющей эти точки, называется *углом рефракции*. Углом полной рефракции, или просто *полной рефракцией*, называют угол между касательными к направлениям лучей

в начальной и конечной точках их траектории.

Рассмотрим идущий от источника луч в начале трассы длиной  $l$ , параллельный оптической оси ОЭП (рис. 4.3). Если на пути распространения излучения среда имеет постоянный температурный градиент  $\nabla T$ , то показатель преломления среды на участке пути  $\Delta l$  изменяется на величину

$$dn = (dn/dT)|\nabla T| \cos \alpha dl, \quad (4.11)$$

где  $|\nabla T|$  — модуль вектора  $\nabla T$ ;  $\alpha$  — угол между направлением  $\nabla T$  и оптической осью приемной системы.

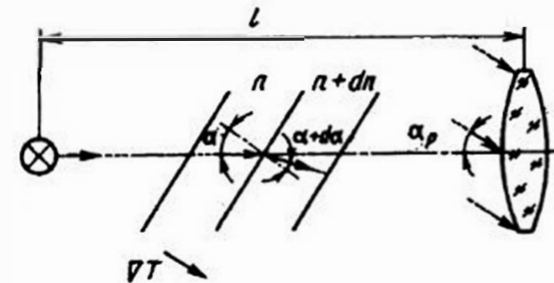


Рис. 4.3. К определению значения рефракции

Рассмотрим прохождение луча через границу раздела двух соседних произвольно выбранных на трассе луча элементарных слоев среды, показатели преломления в которых равны  $n$  и  $n+dn$ . Углы падающего  $\alpha$  и выходящего  $\alpha+d\alpha$  лучей по закону преломления связаны между собой соотношением  $n \sin \alpha = (n+dn) \sin (\alpha+d\alpha)$ .

Используя формулу для синуса суммы и учитывая, что  $\cos (d\alpha) \approx 1$ ,  $\sin (d\alpha) \approx d\alpha$ , получим  $n \sin \alpha = (n+dn) (\sin \alpha + \cos \alpha d\alpha)$ . Отсюда элементарный угол рефракции

$$d\alpha = -\operatorname{tg} \alpha \frac{dn}{n+dn} \approx -\frac{\operatorname{tg} \alpha}{n} dn$$

или с учетом (4.11)

$$d\alpha = -(\sin \alpha/n)(dn/dT)|\nabla T| dl.$$

Вследствие рефракции луч войдет во входной зрачок приемной системы под углом

$$\alpha_p = -\int_0^l (\sin \alpha/n)(dn/dT)|\nabla T| dl.$$

Полученная формула позволяет рассчитать угол рефракции  $\alpha_p$  при известных  $\nabla T$  и  $dn/dT$ . Если считать, что основное влияние на показатель преломления оказывает температура среды, то величину  $dn/dT$

без учета давления можно заменить на  $dn/dT = \cdot (n-1)/T = \cdot N/T$ .

Рефракция в условиях земной атмосферы заметно сказывается на работе ОЭП, поскольку углы рефракции достигают порой десятков секунд и более, что снижает точность угловых измерений, затрудняет обеспечение соосности оптических систем и т. д. Для борьбы с этим вредным явлением используются как методические приемы (выбор оптимального времени и условий наблюдений, когда градиент  $\nabla T$  минимален), так и инструментальные методы, основанные, например, на одновременном проведении измерений на нескольких длинах волн с последующим вычислением поправки на рефракцию.

#### 4.6. Влияние атмосферы на контраст между наблюдаемым объектом и фоном

Абсолютный контраст в плоскости расположения объекта, определяемый как разность между яркостями  $L_{об}$  и фона  $L_{ф}$ , на котором этот объект наблюдается, можно определить как

$$K_A = L_{об} - L_{ф}.$$

В случае расположения объекта в атмосфере под яркостью  $L_{ф}$  часто понимается яркость атмосферы в плоскости расположения объекта.

Обычно понимаемое как контраст безразмерное отношение (относительный контраст)

$$K = \frac{L_{об} - L_{ф}}{L_{об} + L_{ф}}$$

при близких значениях  $L_{об}$  и  $L_{ф}$ , т. е. при  $L_{об} \approx L_{ф}$ , равно

$$K = \frac{L_{об} - L_{ф}}{2L_{ф}}.$$

Ослабление излучения объекта в среде (атмосфере) и наличие ее собственного излучения на трассе распространения сигнала, характеризуемого так называемой яркостью среды на этой трассе  $L_c$ , влияет на значение контраста, так что контраст в месте наблюдения (на входе ОЭП)  $K_{А ОЭП}$  или  $K_{ОЭП}$  отличается от контраста у объекта  $K_A$  или  $K$ . С учетом коэффициента пропускания среды  $\tau_c$  для данной трассы (расстояния между объектом и ОЭП) можно записать

$$K_{А ОЭП} = (\tau_c L_{об} + L_c) - (\tau_c L_{ф} + L_c) = \tau_c K_A.$$

$$K_{ОЭП} = \frac{(\tau_c L_{об} + L_c) - (\tau_c L_{ф} + L_c)}{(\tau_c L_{об} + L_c) + (\tau_c L_{ф} + L_c)} = \frac{\tau_c (L_{об} - L_{ф})}{\tau_c (L_{об} + L_{ф}) + 2L_c}.$$

Или при сделанном выше предположении (случай порогового различения  $L_{об} \approx L_{ф}$ )

$$K_{ОЭП} = \tau_c K \frac{L_{ф}}{(\tau_c L_{об} + L_c)}.$$

В случае коротких небольших трасс, когда можно принять  $L_{ф} + L_c \approx L_{ф}$ ,  $K_{ОЭП} \approx \tau_c K$ .

##### Контрольные вопросы

1. Перечислите основные поглощающие компоненты земной атмосферы.
2. Как рассчитать пропускание атмосферы в пределах ее оков прозрачности?
3. В каком диапазоне длин волн важно учитывать молекулярное рассеяние оптического излучения?
4. Изменяется ли метеорологическая дальность видимости для различных приемников излучения?
5. Какими конструктивными средствами или методическими приемами можно уменьшить влияние мерцаания и дрожания на точность оптических измерений?

## Глава 5. ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОГО ПРИБОРА

### 5.1. Назначение, структура и особенности оптической системы оптико-электронного прибора

Оптическая система является одним из наиболее важных узлов ОЭП. В общем случае она служит:

для обеспечения требуемых энергетических (светотехнических) соотношений, т.е. для обеспечения заданного уровня сигнала (или отношения сигнал/шум) на приемнике излучения путем сбора необходимого количества энергии излучения, формирования рациональной пространственной структуры пучка лучей и его спектрального состава и т.д;

для получения требуемого качества изображения наблюдаемых объектов или полей, что приводит к необходимости обеспечить достаточное пространственное, временное, спектральное и энергетическое разрешение;

для выделения полезных оптических сигналов на фоне возможных помех и определения их характерных признаков, для чего также необходимо обеспечить должное разрешение по одному или нескольким параметрам оптического сигнала.

Последнее выполняется не только оптической системой, но всем ОЭП. Однако первичная обработка информации происходит прежде всего в оптической системе, что предъявляет к ней во многих случаях достаточно специфические требования.

Схема оптической системы ОЭП, включающей передающую и приемную части, представлена на рис. 5.1. Такой схеме соответствует активный метод работы, при котором обеспечивается возможность уп-

равлять параметрами источника излучения, облучающего наблюдаемый объект. При пассивном методе работы ОЭП, когда используется собственное излучение объекта, имеется лишь приемная часть. В схеме на рис. 5.1. не показаны дополнительные устройства, которые могут входить в состав оптической системы ОЭП (например, сканирующее устройство).

Иногда элементы системы располагаются в другой последовательности. Часто функции нескольких звеньев, представленных на рис. 5.1, совмещены в одном, например, во многих оптико-электронных следящих системах функции оптического анализатора изображения, пространственного фильтра и модулятора выполняет оптический растр.

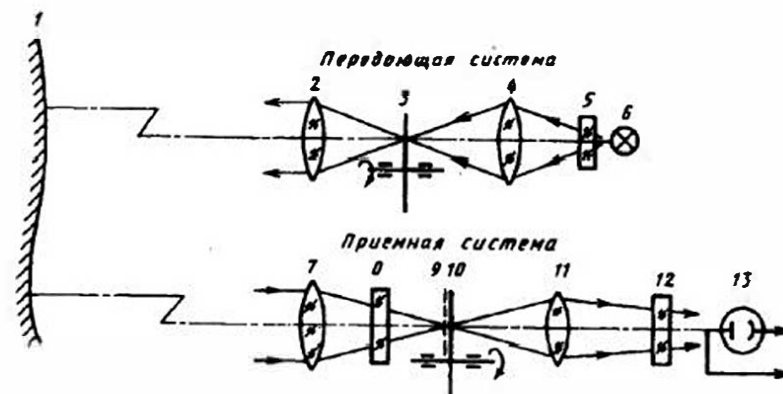


Рис. 5.1. Пример структурной схемы оптической системы ОЭП

В следующих параграфах настоящей главы, а также в гл. 7—9 будут рассмотрены особенности отдельных звеньев этой схемы, а пока рассмотрим кратко их назначение.

**Передающая система.** Выбор источника излучения 6 обусловлен требованием обеспечить рациональные энергетические соотношения. В ряде случаев за счет правильного выбора источника можно упростить конструкцию ОЭП, например, не вводить в передающую систему оптический фильтр 5, а часто и отдельный модулятор 3.

Оптический фильтр 5 в передающей системе предназначен, как правило, для выделения из всего спектра излучения источника какой-либо его части, что способствует, например, лучшей селекции наблюдаемого объекта на фоне помех, предотвращению излишней засветки приемной системы в целом и приемника излучения, в частности, скрытности работы ОЭП, защите последующих элементов передающей

оптической системы от нагрева и т.д. Конденсор 4 передающей системы служит для сбора максимально возможного количества потока излучения от источника, а в ряде случаев и для обеспечения рациональных соотношений между площадью сечения пучка и геометрическими параметрами модулятора 3. Последний выполняет особо важную роль в обеспечении помехозащищенности ОЭП при активном методе работы. Выбирая режим работы модулятора передающей системы и его параметры и кодируя передаваемую информацию, можно осуществить в приемной системе хорошую фильтрацию сигнала на фоне внешних и внутренних помех и его декодирование.

Объектив 2 передающей оптической системы формирует диаграмму направленности так, чтобы получить перекрытие зоны возможных перемещений облучаемого объекта 1.

*Приемная система.* Наиболее жесткие требования с точки зрения помехозащищенности предъявляются к элементам и узлам приемной системы. Ее объектив 7 должен обеспечить одновременно и сбор необходимого количества энергии, и образование изображения требуемого качества, а в ряде случаев и защиту от вредных внешних воздействий (аэродинамического нагрева, воздействия влаги, избыточного давления и т.п.).

Во многих ОЭП для обеспечения компенсационного режима слежения за наблюдаемым объектом или измерения его параметров, например его координат, используются специальные компенсаторы, с помощью которых можно уменьшить угловое поле объектива, увеличить быстродействие, компенсировать влияние некоторых помех. На рис. 5.1 компенсатор условно показан в виде плоско-параллельной пластины 8, поворачивающейся в сходящемся пучке лучей после объектива.

При современном уровне технологии в большинстве случаев трудно, а иногда и невозможно синтезировать и создать на практике объектив и приемник излучения с требуемыми параметрами и характеристиками. Поэтому в состав приемной системы вводят специальные звенья — фильтры пространственных 9 и оптических 12 частот.

В приемную систему может входить также отдельный анализатор оптического изображения, с помощью которого из сигнала-изображения наблюдаемого объекта 1 извлекается информация о его пространственном положении, контурах, законе распределения освещенности и т.п. Очень часто функции такого анализатора выполняет растр — пространственный фильтр 9, а съем полезной информации происходит при относительном взаимном перемещении растра и изображения. В ряде случаев в приемной системе предусматривается отдельный мо-

дулятор 10.

Важную роль в борьбе с внутренними шумами играет конденсор (коллектив) 11 приемной системы. С его помощью можно уменьшить размер чувствительной площадки приемника, что снижает уровень шумов последнего. Кроме того, используя конденсор, можно за счет «размытия» размеров изображения на этой площадке устранить вредное влияние неравномерности чувствительности по площадке приемника.

Параметры и характеристики приемника излучения 13 выбирают, как правило, из условий обеспечения необходимой чувствительности и требуемой помехозащищенности всего прибора. При этом важнейшей задачей является согласование параметров приемника с параметрами оптической системы ОЭП, а также наблюдаемого объекта и среды распространения излучения. Часто помимо своих основных функций — преобразования энергии оптического излучения в электрическую — приемник выполняет и другие функции. Например, координатно-чувствительные приемники являются одновременно и анализаторами изображения, а многоэлементные мозаичные приемники и фотоматрицы выполняют одновременно функции пространственных фильтров и анализаторов.

Специфическими свойствами оптической системы ОЭП являются:

наличие в ее составе приемника излучения, который одновременно входит в состав электронной системы и выполняет функции согласования между собой этих звеньев прибора;

иной, нежели у визуальных оптических систем, спектральный рабочий диапазон (часто, но не всегда). Если этот диапазон широк, то это приводит к большему влиянию некоторых aberrаций, например, хроматизма, и усложняет их коррекцию, а также затрудняет выбор оптических материалов, работающих в широком спектральном диапазоне. Если же, как например у лазерных оптических систем ОЭП, этот диапазон весьма узок, то это также обуславливает специфику их расчета и конструкции.

Линзовые и зеркально-линзовые оптические системы, работающие в ИК диапазоне, часто проще, чем системы для видимого диапазона, что объясняется большими значениями показателя преломления и меньшей дисперсией многих материалов, прозрачных в ИК области спектра. Сюда же следует отнести заметное влияние на приемник излучения потоков, испускаемых неохлажденными частями конструкции ОЭП, в том числе и оптическими элементами. Если в визуальных оптических системах для борьбы с «внутренними» бликами и засвет-



ками, возникающими за счет рассеяния потока в оптических элементах или на их оправах, применяются специальные покрытия (черные внутренних поверхностей, коркование и др.), то в ИК системах такие покрытия могут увеличить вредное излучение элементов конструкции и тем самым снизить чувствительность приемника и всего прибора. Поэтому во многих ОЭП, работающих в ИК диапазоне, применяют охлаждаемые диафрагмы, препятствующие поступлению на приемник излучения потока, испускаемого элементами конструкции прибора, находящимися вне его углового поля. Часто предъявляются повышенные требования к простоте и надежности конструкции оптической системы ОЭП, так как работа всего прибора часто идет без доступа оператора.

Многим оптическим системам ОЭП присуща и своя конкретная специфика. Например, весьма специфичны оптические системы, служащие для формирования или приема мощных лазерных пучков, или оптические системы радиометров, предназначенных для исследования слабо нагретых тел.

## 5.2. Критерии качества оптической системы оптико-электронного прибора

В зависимости от назначения и специфики оптических систем ОЭП используются различные критерии их качества. К числу достаточно общих критериев относятся коэффициент полезного действия оптической системы  $\eta_o$  (оптический КПД), определяющий потери энергии излучения в этой системе, включая и передающую и приемную ее части, коэффициент оптического усиления оптической системы, а также оптическая передаточная функция (ОПФ), разрешающая способность и ряд связанных с ними параметров, описывающих пространственное разрешение оптической системы.

Иногда для оценки качества оптической системы применяют и другие критерии, например конструктивные ее параметры, эксплуатационные свойства. Однако выбор этих критериев зависит от типа и назначения конкретной оптической системы и всего ОЭП. Поэтому прежде всего рассмотрим перечисленные выше более общие критерии.

КПД оптической системы  $\eta_o$  во многом определяет КПД всего ОЭП. Он учитывает потери потока при отражении его от оптических поверхностей и на поглощение в элементах оптической системы, а также ряд других факторов. Методика расчета  $\eta_o$  описана в § 14.5.

Коэффициент оптического усиления  $k_{opt}$  определяется как отношение потоков излучения, поступающих на приемник излучения при

использовании оптической системы и без нее. Если удаленный источник излучения не перекрывает полностью угловое поле оптической системы, то

$$k_{opt} = \tau_o A_{вх} / A_{пр}.$$

где  $\tau_o$  — коэффициент пропускания оптической системы (о его расчете см. § 14.4);  $A_{вх}$  — площадь входного зрачка приемной оптической системы;  $A_{пр}$  — площадь чувствительного слоя приемника излучения. Можно отметить, что для приемных оптических систем часто  $\tau_o = \eta_o$ .

Понятия «Передаточная функция» и «Частотная характеристика» оптической системы и «Оптическая передаточная функция (ОПФ)» будут описаны ниже в гл. 10, после рассмотрения правомерности использования преобразования Фурье для процессов образования оптического изображения. Пока же можно отметить, что ОПФ определяет зависимость изменения контраста изображения от пространственной частоты. Как ОПФ, так и более традиционный критерий пространственного разрешения — разрешающая способность во многом зависят от кружка рассеяния, т.е. картины (или функции) распределения освещенности в изображении точечного излучателя. Размер кружка рассеяния и распределение освещенности в нем определяются дифракцией, являющейся следствием волновой природы света, и аберрациями, т.е. искажениями фронта волны, зависящими от параметров оптических деталей и материалов, а также расфокусировкой и другими нарушениями идеальной оптической схемы.

Для оценки качества оптической системы и предъявления соответствующих требований к ее конструкции необходимо четко представлять связь дифракции и аберраций с этими конструктивными параметрами.

Аберрации можно уменьшать до допустимых значений изменением радиусов кривизны и толщин оптических деталей и промежутков между ними, подбором оптических материалов. В то же время дифракция зависит от размера диафрагм, ограничивающих пучки, и именно она определяет минимально достижимый размер кружка рассеяния, т.е. качество идеальной безаберрационной оптической системы.

Теоретически предельно оптимальным диаметром кружка рассеяния принято считать диаметр центрального яркого пятна в дифракционной картине изображения точки (диска Эри), угловой размер которого для объектива с круглым зрачком

$$2\Delta_\lambda = 2.44\lambda / D, \quad (5.1)$$

где  $2\Delta_\lambda$  измеряется в радианах, а длина волны  $\lambda$  и диаметр входного зрачка  $D$  — в одинаковых единицах. Радиус диска Эри в фокальной

плоскости объектива можно найти, умножив его угловой размер  $\Delta_\lambda$  на фокусное расстояние объектива.

Для раздельного восприятия (разрешения) двух точечных объектов в идеальной оптической системе часто считают необходимым, чтобы максимум яркости диска Эри для одного изображения совпадал с первым минимумом (первым темным кольцом) в изображении второго объекта. Тогда минимальный разрешаемый угол между двумя точечными объектами  $\alpha = 1,22 \lambda/D$ , где единицы измерения такие же, как и в (5.1).

В большинстве практических случаев размер кружка рассеяния определяется аберрациями системы, но не дифракционными явлениями, поэтому очень важно свести значения основных аберраций к минимуму.

Радиусы аберрационных кружков рассеяния связаны с важнейшими параметрами оптической системы следующим образом:

сферическая аберрация

$$\rho_1 = (1/8)k_1(D/f')^3; \quad (5.2,а)$$

кома

$$\rho_2 = (1/4)k_2(D/f')^2 \omega; \quad (5.2,б)$$

астигматизм

$$\rho_3 = a_3 - b_3 = k_3(D/f')\omega^2; \quad (5.2,в)$$

кривизна поля

$$\rho_4 = (1/4)k_4(D/f')\omega^2; \quad (5.2,г)$$

дисторсия

$$\Delta = k_5 \omega^3; \quad (5.2,д)$$

хроматизм положения

$$\rho_\lambda = k_6(D/f'); \quad (5.2,е)$$

хроматизм увеличения

$$\Delta l_\lambda = k_7 \omega; \quad (5.2,ж)$$

где  $\rho_i$  — радиус кружка рассеяния;  $D/f'$  — относительное отверстие;  $\omega$  — угловое поле в пространстве предметов;  $a_3$  и  $b_3$  — оси эллиптического изображения точки;  $\Delta$  — смещение изображения точки от положения, определяемого идеальной оптической системой, вследствие отклонения истинного увеличения от увеличения в идеальной системе;  $\Delta l_\lambda$  — разность размеров изображений одного и того же отрезка объекта для двух лучей с различными длинами волн;  $k_i$  — коэффици-

енты аберраций [18].

При выборе диапазона длин волн, в котором работает система, необходимо учитывать изменение показателя преломления  $n$  в этом диапазоне и возникающие в связи с этим хроматические аберрации отдельных компонентов системы. Устранять хроматизм можно не только обычной коррекцией, заключающейся в совместном использовании элементов с дисперсией различного знака, например ахроматизированных дублетов, но и выбором материала с постоянным значением  $n$  в интересующем разработчика диапазоне спектра.

Формулы (5.2,а) — (5.2,ж) сохраняют свой вид и для систем, образованных асферическими поверхностями, т.е. ввод асферических поверхностей не нарушает пропорциональность размера аберрационного кружка таким параметрам оптической системы, как относительное отверстие и угловое поле.

В каждом конкретном случае приходится корригировать (исправлять) оптическую систему в отношении определенных аберраций. Наиболее часто в узкопольных ОЭП требуется устранять сферическую, хроматическую аберрацию и кому. Методы коррекции оптических систем ОЭП, как правило, ничем не отличаются от традиционных методов расчета оптических систем [4, 7, 18].

### 5.3. Передающие оптические системы

При работе ОЭП активным методом практически всегда источник излучения дополняют специальной оптической системой, предназначенной главным образом для пространственного перераспределения потока. Эту систему принято называть передающей, а иногда — светоптической или осветительной. Необходимость ее применения обычно возникает вследствие чрезмерно большой расходимости излучения большинства источников, что не позволяет свести к минимуму потери потока на пути от излучателя до исследуемого объекта, а затем до приемной оптической системы. Иногда передающая оптическая система необходима для обеспечения условий качественной модуляции потока непосредственно у источника, для выделения оптимального участка спектра излучения источника до посылки сигнала к объекту и т.п.

Для увеличения потока излучения, направляемого от источника  $I$  на освещаемый объект  $O$ , в передающих системах часто применяют специальные оптические элементы — конденсоры. Если сопоставить две оптические осветительные системы — без конденсора (рис. 5.2,а) и с конденсором (рис. 5.2,б), то можно показать, что выигрыш в облученности  $E$  в плоскости  $O$  в схеме с конденсором составит  $\tau_k A_k/A_n$  раз. Здесь  $\tau_k$  — коэффициент пропускания конденсора;  $A_k$  — площадь кон-

денсора (его выходного зрачка);  $A_n$  — проекция излучающей площадки на плоскость, которая перпендикулярна оптической оси.

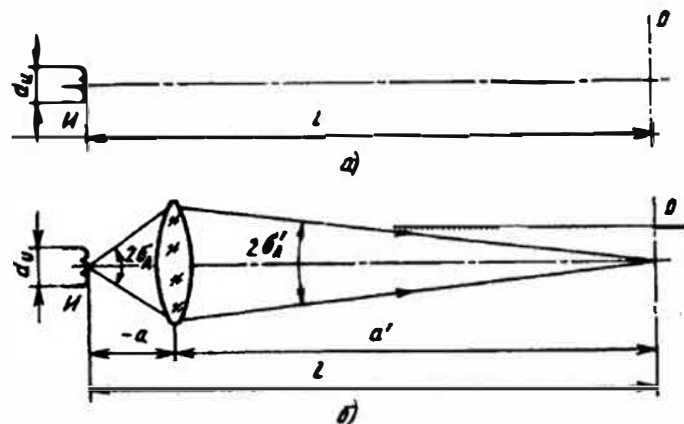


Рис. 5.2. Схемы простейших осветительных систем:  
а — без конденсора; б — с конденсором

Действительно, для схемы без конденсора облученность (или освещенность)

$$E_O = \tau_c L_n A_n / l^2 = \tau_c I_n / l^2, \quad (5.3)$$

где  $\tau_c$  — коэффициент пропускания среды на пути от источника  $H$  до плоскости  $O$ ;  $L_n$  и  $I_n$  — яркость и сила излучения (света) ламбертовского источника (принимая, что расстояние  $l$  значительно больше размера источника  $d_n$ ). Для схемы с конденсором при  $l \approx a'$  облученность в плоскости  $O$

$$E_O = \tau_c \tau_n L_n A_n / a'^2. \quad (5.4)$$

Из сопоставления (5.3) и (5.4) следует, что для увеличения  $E_O$  целесообразно увеличивать площадь выходного зрачка конденсора, а следовательно, и угол  $2\theta_n'$ , в котором собирается поток, испускаемый источником. Однако при этом усложняется конструкция и растут aberrации конденсора, что приводит к увеличению расходимости выходного пучка и ухудшению равномерности облученности (освещенности) в плоскости  $O$ . Расходимость, обусловленная aberrациями, может превысить геометрическую расходимость пучка вследствие конечности размеров излучающего тела источника. При уменьшении aberrаций за счет усложнения конструкции конденсора происходит уменьшение его коэффициента пропускания  $\tau_n$ . Кроме того, следует отметить, что при изменении расстояния  $a'$  в процессе работы ОЭП облу-

ченность в плоскости  $O$  будет меняться, а это часто весьма нежелательно.

Если облучаемый объект находится на большом расстоянии от источника и значительные изменения его облученности при изменениях этого расстояния недопустимы, то передающую систему строят по схеме коллиматора или прожектора, в которой стремятся обеспечить параллельность выходящих лучей, для чего источник помещают в переднем фокусе конденсора, т.е.  $a = f'$ . В силу конечности размеров излучателя и в этой схеме имеет место расходимость пучка лучей и, следовательно, изменение облученности при изменении расстояния  $l$ . В этом случае формула (5.4) также верна для расчета облученности при  $a' > l_{кр}$  или  $l > l_{кр}$ , где  $l_{кр} = -D_n f' / d_n$ ,  $D_n$  — диаметр выходного зрачка конденсора. Обычно  $l_{кр} = (50 \dots 70) D_n$ .

От ряда недостатков рассмотренных систем свободна система с конденсором и объективом, представленная на рис. 5.3. За конденсором 2 помещается полевая диафрагма 3, в качестве которой иногда используют марку, сетку или другой оптический элемент. Нужно отметить, что во многих ОЭП размер полевой диафрагмы весьма велик в отличие от проекционных систем. Это позволяет упростить конструкции конденсоров и объективов. Конденсор 2 создает изображение источника 1 во входном зрачке объектива 4.

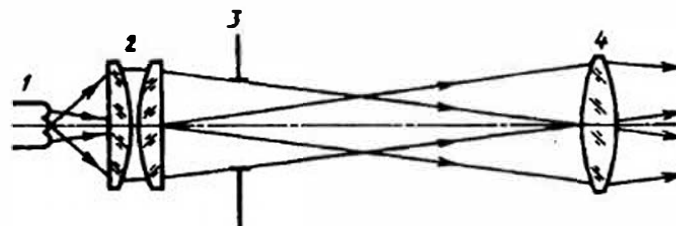


Рис. 5.3. Схема передающей системы с конденсором и объективом

При расположении диафрагмы около конденсора диаметр последнего будет минимален. Поскольку яркость излучающей площадки большинства источников неравномерна, эта схема предпочтительнее представленной на рис. 5.2, б в тех случаях, когда важна равномерность распределения потока в плоскости облучаемых объектов.

Для обеспечения требуемого спектрального состава излучения в любую из представленных выше схем может быть введен светофильтр.

В качестве конденсоров и объективов передающих систем используются как линзовые, так и зеркальные элементы. Их основными параметрами являются: фокусное расстояние  $f'$ , линейное увеличение

$V$ , относительное отверстие  $D/f'$  или диафрагменное число  $K = f'/D$ , углы охвата  $2\sigma_A$  и сходимости  $2\sigma'_A$ . Для конденсора с  $K = K_k$  в виде тонкой линзы при  $a = f'$  (см. рис. 5.2,б)

$$\operatorname{tg} \sigma_A = D_k V / [2(1-V)f'_k] = V / [2(1-V)K_k].$$

Одиночную линзу применяют в качестве конденсора при  $(2\sigma_A + 2\sigma'_A) \leq 45^\circ$ . Если  $a' > 20f'_k$ , то обычно в качестве конденсора используют плосковыпуклую линзу, обращенную плоскостью к источнику. При  $V = -1$  наилучшей формой линзы является двояковыпуклая с одинаковыми радиусами.

Двухлинзовый конденсор применяют при  $(2\sigma_A + 2\sigma'_A) \leq 60^\circ$ . Две плосковыпуклые линзы, соприкасающиеся сферическими поверхностями, при требуемом увеличении  $V$  должны иметь отношение фокусных расстояний  $f'_{2к}/f'_{1к} = 2V$ , причем  $f'_{1к}$  — фокусное расстояние ближайшей к источнику линзы конденсора. Форму линз конденсора обычно определяют из условия получения минимума сферической аберрации [4, 7, 18]. Более сложные конденсоры позволяют получить большие значения  $2\sigma_A + 2\sigma'_A$ , например, трехлинзовые — до  $100^\circ$ . Однако их конструкции сложны, а потери потока в них велики. Поэтому часто для увеличения угла охвата выгоднее включать в состав системы добавочное зеркало, как это делается в прожекторах, или использовать линзу Френеля [7]. Реже в передающих системах ОЭП применяются оптические линзовые растры.

Меньшие потери энергии имеют место в зеркальных и зеркально-линзовых передающих системах. Одиночное сферическое зеркало редко используют на практике вследствие большой сферической аберрации, а следовательно, и большой расходимости и неоднородности пучка, хотя угол охвата его может превышать  $100^\circ$  при увеличении  $V$  до -5. Чаще конденсорами служат эллипсоидные зеркала, в один из фокусов которых помещают малоразмерный (точечный) излучатель, а в другой — центр входного зрачка объектива передающей системы. Угол охвата таких зеркал может превышать  $180^\circ$ .

Специфичны оптические системы лазерных передающих систем. В зависимости от назначения и принципа работы конкретного ОЭП такие системы могут фокусировать лазерные пучки на постоянном или переменном расстояниях, коллимировать их, изменять диаграмму направленности. Оптические элементы, применяемые в лазерных системах (линзы, пластины, призмы и т.д.), принципиально ничем не отличаются от элементов систем с некогерентными излучателями. В то же время при их выборе и расчете следует учитывать ряд особенностей, например, монохроматичность лазерного излучения, его

поляризованность, узкую диаграмму направленности и др. [11].

Поскольку пучок лучей лазера не является гомоцентрическим, проектирование передающей оптической системы в этом случае имеет ряд особенностей. Часто выходное отверстие лазера рассматривают как диафрагму, из которой выходят осевые и наклонные пучки параллельных лучей. Для уменьшения угла расхождения этих пучков используют афокальные линзовые, зеркальные и зеркально-линзовые системы [11, 18]. Чаще всего такие системы аналогичны телескопическим (рис. 5.4). Их увеличение  $\gamma = \sigma'/\sigma$ , причем  $\sigma$  — угол расхождения лучей лазера;  $\sigma'$  — угол расхождения лучей на выходе передающей оптической системы. Диаметр пучка лучей на выходе телескопической системы с видимым увеличением  $\Gamma$

$$d' = d / \Gamma,$$

где  $d$  — диаметр пучка на выходе лазера.

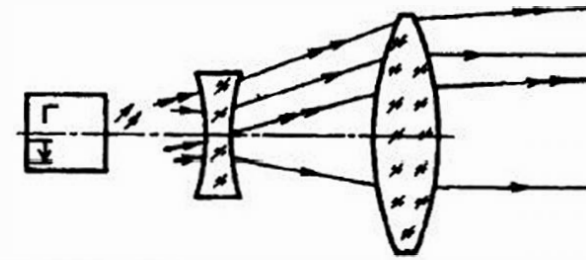


Рис. 5.4. Простейшая передающая лазерная оптическая система

Критерием качества передающей оптической системы часто может быть коэффициент оптического усиления, определяемый для передающей системы как отношение осевой силы излучения на выходе системы к осевой силе излучения источника  $I_{и}$ , т.е. с учетом (5.3) и (5.4)

$$h_{опт} = \tau_{ол} A_l / A_{и},$$

где  $\tau_{ол}$  — коэффициент пропускания;  $A_l$  — площадь выходного зрачка оптической передающей системы;  $A_{и}$  — видимая площадь излучателя.

#### 5.4. Объективы

Важнейшей частью как приемной, так и передающей оптической системы любого ОЭП является объектив. В передающей системе объектив окончательно формирует пучок лучей, направляемый на исследуемый объект или в приемную оптическую систему. В приемной сис-

теме объектив служит в первую очередь для сбора энергии излучения и образования изображения исследуемого или наблюдаемого объекта (или пространства объектов). Требования к качеству этого изображения, а следовательно, и к объективу определяются задачами, решаемыми с помощью прибора, условиями его работы и конструктивными особенностями, свойственными каждому конкретному случаю. Общие вопросы габаритного и абберрационного расчетов объективов достаточно подробно рассматриваются в литературе [7 и др.].

Специфичны методы и особенно порядок расчета объективов приемных оптических систем ОЭП. Они заметно отличаются от тех, которые приняты при расчете визуальных систем.

Габаритный расчет всей приемной оптической системы ОЭП и объектива, в частности, чаще всего приходится начинать с выполнения энергетического расчета, целью которого в данном случае является определение необходимого размера входного зрачка системы, обычно его диаметра  $D$  (см. гл. 14). Помимо энергетических соотношений на выбор диаметра входного зрачка могут влиять такие факторы, как, например, необходимость перекрытия диапазона возможных колебаний приходящего пучка, уменьшения влияния флуктуаций прозрачности атмосферы (см. § 4.4) и др. Для увеличения уровня полезного сигнала — потока от излучателя малой площади всегда целесообразно увеличивать  $D$ , однако этому на практике препятствуют как трудности технологического или конструктивного характера (сложность изготовления, большие размеры и т.п.), так и принципиальные причины, например, трудность абберрационной коррекции при росте отношения  $D/f'$  [см. формулы (5.2)], увеличение влияния посторонних помех, усложнение конструкции других звеньев оптической системы.

После выбора диаметра входного зрачка, а правильнее, его площади, обычно рассчитывают или подбирают фокусное расстояние объектива  $f'$  и его относительное отверстие  $D/f'$ . Фокусное расстояние объектива является вторым важнейшим габаритным параметром. На его выбор влияют также абберрационные соотношения, т.е. требования к качеству изображения, так как после выбора  $D$  фокусное расстояние остается свободным параметром, которым можно варьировать, подбирая относительное отверстие в соответствии с формулами (5.2). В измерительных оптико-электронных системах, особенно в высокоточных, фокусное расстояние, исходя из требования обеспечения необходимой точности линейных или угловых измерений [3, 10, 20], как правило, стремятся сделать возможно большим, если позволяют размеры прибора. При этом уменьшается погрешность измерения (слежения, наведения), обусловленная неточностью анализирующего или отсчёт-

ного устройства, устанавливаемого обычно в фокальной плоскости объектива. Например, если цена деления отсчетной сетки, установленной в этой плоскости, равна  $\Delta y$ , то соответствующий угол в угловом поле прибора составит

$$\Delta\beta = \Delta y / f'. \quad (5.5)$$

Очевидно, что по мере роста  $f'$  уменьшается значение  $\Delta\beta$ . Если  $\Delta y$  — допуск на погрешность отсчетного устройства или анализатора, а  $\Delta\beta$  — заданная угловая чувствительность прибора, то  $f'$  может быть найдено из (5.5):  $f' \geq \Delta y / \Delta\beta$ .

Угловое поле объектива обычно определяется техническим заданием на прибор, а также способом работы системы. В ряде случаев это поле выбирается малым, что позволяет улучшить энергетические соотношения между полезным сигналом и помехами. Для обеспечения просмотра больших углов в этом случае применяют сканирующие системы, рассматриваемые в гл. 8. При малых угловых полях легче обеспечить лучшее качество изображения за счет уменьшения полевых абберраций — комы, астигматизма, кривизны поля, дисторсии.

Определив значения важнейших габаритных параметров объектива, разработчик ОЭП может перейти к выбору его конструкции, после чего рассчитывается окончательное значение коэффициента пропускания объектива  $\tau_0$ .

При выборе конструкции объектива ОЭП на практике всегда приходится искать компромиссное решение, как с точки зрения улучшения пропускания, т.е. уменьшения потерь потока, так и исходя из требований обеспечения нужного качества изображения. Первое приводит к необходимости максимально упрощать систему, уменьшать число компонентов объектива; для обеспечения второго требования приходится применять достаточно сложные, многокомпонентные объективы.

Для оценки возможностей обеспечения этого компромисса кратко рассмотрим наиболее распространенные разновидности конструкций объективов ОЭС. Их можно разделить на три большие группы: линзовые, зеркальные и зеркально-линзовые.

Простейший объектив — это одиночная линза. Основным ее недостатком является плохое качество изображения, так как ей присущи все виды абберраций, среди которых особенно существенны хроматизм и сферическая абберрация. Гораздо лучшее качество изображения за счет устранения хроматизма и уменьшения сферической абберрации и комы обеспечивают сравнительно простые двухлинзовые склеенные и несклеенные объективы. Их относительное отверстие обычно не пре-

вышает 1 : 3 при угловом поле около  $10^\circ$  и диаметре входного зрачка не более 100...150 мм.

Для обеспечения хорошего качества изображения при больших угловых полях следует применять более сложные системы (триплеты, многокомпонентные объективы и т. д), обладающие меньшим пропусканием.

Преимущества линзовых систем по сравнению с зеркальными следующие: возможность хорошей абберрационной коррекции, большие угловые поля, технологическая простота конструкции (проще сборка и юстировка, большая нерасстраиваемость вследствие температурных воздействий и т. п.), возможность совмещения функций защитного стекла и первого компонента.

В то же время линзовым системам присущи такие недостатки, как высокое селективное поглощение в ряде участков оптического спектра, сравнительно большие хроматические aberrации, значительные продольные размеры и масса, большая стоимость некоторых оптических материалов, из которых изготавливают линзы для УФ и ИК диапазона, трудность осуществления оптико-механического сканирования.

Многих этих недостатков нет у зеркальных систем; основными достоинствами их являются возможность работы в широком спектральном диапазоне с небольшими потерями энергии излучения, а также отсутствие хроматизма и меньшие продольные размеры. Одиночное зеркало часто служит в качестве простейшего объектива, особенно если оно является параболическим. Довольно широко используются и более сложные зеркальные системы (система Гершеля, зеркальная система Кассегрена и др.), основным недостатком которых является экранирование части входного зрачка либо приемником, либо вторичными отражателями (контррефлекторами). При одинаковых значениях относительного отверстия зеркальная система обеспечит выигрыш в количестве собираемой энергии, если соблюдается неравенство

$$\tau_z(D^2 - d^2) > \tau_n D^2,$$

где  $\tau_z$  и  $\tau_n$  — коэффициенты пропускания зеркального и линзового объективов соответственно;  $d$  — диаметр экранирующей диафрагмы. Для большинства зеркальных систем характерна некоторая технологическая усложненность по сравнению с однотипными линзовыми объективами.

В последние годы в связи с развитием адаптивных оптических систем [23] появились зеркальные системы с управляемым в процессе работы ОЭП профилем отражающей поверхности (составные зеркала,

зеркала с синтезированной апертурой, гибкие зеркала и др.).

Многими преимуществами линзовых и зеркальных систем обладают зеркально-линзовые системы, которые кроме достаточно высокого пропускания могут иметь большие относительные отверстия и значительные угловые поля. В ряде таких систем довольно просто осуществляется оптико-механическое сканирование.

Широко используются в ОЭП зеркально-линзовые системы Максудова и Максудова-Кассегрена с мениском в качестве первого компонента. Мениски позволяют исправить сферическую aberrацию, кроме того, их можно сделать ахроматичными. Иногда поверхности зеркал в этих системах выполняются асферическими, а в ряде случаев в них вводят и корригирующие линзы, помещаемые обычно вблизи фокальной плоскости объектива.

В качестве примера на рис. 5.5 приведена схема объектива, в котором одна из отражающих поверхностей выполнена с отклонениями от сферы порядка 38...57 мкм, что позволило при относительном отверстии 1: 1,5, диаметре входного зрачка 16,6 см и угловом поле  $5,8^\circ$  сосредоточить 75% собираемой энергии в кружок диаметром 15 мкм.

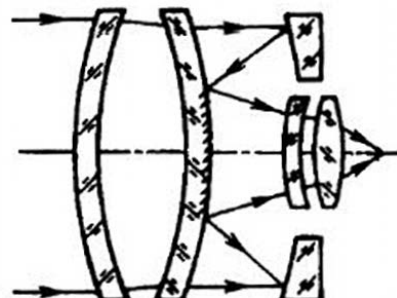


Рис. 5.5. Схема зеркально-линзового объектива

За последние годы внимание разработчиков привлекли зеркала Манжена, в которых используется отражение от внутренней, а не от наружной поверхности зеркала. В них сферическая aberrация легко сводится к минимуму.

В заключение можно указать, что перечисленные достоинства и недостатки линзовых и зеркальных систем свойственны во многом не только объективам ОЭП, но и другим их оптическим звеньям, т. е. всей оптической системе ОЭП.

Методы aberrационного расчета объективов ОЭП принципиально ничем не отличаются от общепринятых методов [4, 18].

### 5.5. Конденсоры приемных оптических систем

Поток излучения, собранный объективом, непосредственно им же может быть направлен на приемник излучения. Простейшим случаем является расположение чувствительного слоя приемника в фокальной плоскости объектива или в непосредственной близости от нее (рис. 5.6). В этом случае размер приемника  $l$  зависит от фокусного расстояния  $f'$  объектива и его углового поля  $2\omega$ :

$$l \approx 2f' \operatorname{tg} \omega. \quad (5.6)$$

Однако такая простая оптическая схема имеет ряд недостатков. Во-первых, размер приемника может быть слишком большим, что увеличивает его пороговый поток (при увеличении площади чувствительного слоя возрастают шумы приемника); во-вторых, при изменении угла падения лучей на входной зрачок изображение удаленного источника, имеющее малый размер, будет переходить с одного участка чувствительного слоя приемника на другой, а при этом за счет неравномерности чувствительности по площади возникает неконтролируемое изменение выходного сигнала — так называемый шум из-за неравномерности чувствительности по слою. В-третьих, в ряде случаев в фокальной плоскости объектива необходимо располагать не чувствительный слой приемника, а устройство, анализирующее закон распределения освещенности в изображении. При этом приходится отодвигать приемник, что ведет к крайне нежелательному увеличению площади его чувствительного слоя. Иногда необходимо уменьшить влияние перемещения изображения вдоль оси системы (при взаимном сближении или удалении объектива и источника), что довольно трудно получить в системе, представленной на рис. 5.6.

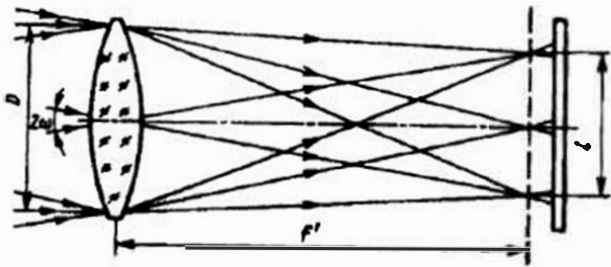


Рис. 5.6. Простейшая приемная оптическая система ОЭП

Для устранения перечисленных вредных явлений, т. е. для увеличения на выходе приемника отношения сигнал/шум, используют специальные оптические элементы, трансформирующие световой пучок

после объектива — конденсоры. Их основное назначение — уменьшать размер чувствительного слоя приемника и устранять влияние неравномерности чувствительности по площадке.

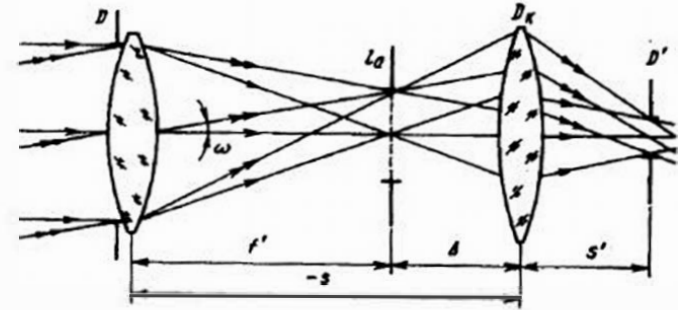


Рис. 5.7. Приемная оптическая система с конденсором

Общая схема оптической системы (в тонких компонентах) с конденсором представлена на рис. 5.7. В данном случае конденсор переносит изображение входного зрачка, положение которого принято близким к главной плоскости объектива, в плоскость чувствительного слоя приемника. В плоскости изображения удаленного источника помещается растр анализатора изображений, оправа которого размером  $l_a$ , является полевой диафрагмой. Очевидно, что расстояние  $\Delta$  между плоскостью анализа (плоскость, в которой строится и анализируется изображение) и главной плоскостью конденсора не может быть отрицательным, так как в последнем случае нельзя осуществить анализ изображения в фокальной плоскости объектива. Фокусное расстояние конденсора  $f'_k$  по абсолютной величине может быть больше, меньше или равно  $\Delta$ . Целесообразно иметь  $f'_k \leq \Delta$ , так как при  $f'_k > \Delta$  пучок на выходе конденсора распирается, что противоречит самому смыслу применения конденсора. При  $f'_k = \Delta$  ход лучей в системе телецентрический (телескопическая система).

Используя принятые на рис. 5.7 обозначения и применяя формулу отрезков  $1/s' - 1/s = 1/f'_k$ , найдем положение выходного зрачка на оси:

$$s' = sf'_k / (s + f'_k), \text{ где } s = -(f' + \Delta).$$

Для системы, находящейся в воздухе, диаметр выходного зрачка

$$D' = -D \frac{s'}{s} = D \frac{f'_k}{f' - f'_k + \Delta}. \quad (5.7)$$

а диаметр конденсора

$$D_{\kappa} = 2 \left( \frac{l_2}{2} + \Delta \frac{l_2 + D}{2f'} \right) = 2(f' + \Delta) \operatorname{tg} \omega + \Delta \frac{D}{f'}. \quad (5.8)$$

Из анализа (5.7) следует, что для уменьшения размера чувствительного слоя приемника, располагаемого в плоскости выходного зрачка, т.е. для уменьшения  $D'$ , необходимо увеличивать  $\Delta$  и уменьшать  $f'_{\kappa}$ . Однако это невыгодно на практике, так как с увеличением  $\Delta$  растет диаметр конденсора  $D_{\kappa}$  что следует из формулы (5.8), т.е. увеличивается относительное отверстие конденсора  $D_{\kappa}/f'_{\kappa}$ . Кроме того, увеличиваются продольные размеры системы.

Предельным случаем является тот, когда  $\Delta = 0$ . Такой конденсор часто называют коллективом. При использовании коллектива растр анализатора уже невозможно поместить в фокальной плоскости объектива. Для коллектива  $D_{\kappa} = 2f' \operatorname{tg} \omega$ , а диаметр выходного зрачка системы

$$D' = D \frac{f'_{\kappa}}{f' - f'_{\kappa}} = D \frac{2f'_{\kappa} \operatorname{tg} \omega}{D_{\kappa} - 2f'_{\kappa} \operatorname{tg} \omega}.$$

При  $D_{\kappa} \gg 2f'_{\kappa} \operatorname{tg} \omega$  размер площади приемника

$$l_2 = D' = 2DK_{\kappa} \operatorname{tg} \omega, \quad (5.9)$$

где  $K_{\kappa} = f'_{\kappa}/D_{\kappa}$  — диафрагменное число конденсора. Если нет коллектива (см. рис. 5.6),

$$l = 2f' \operatorname{tg} \omega = 2DK \operatorname{tg} \omega, \quad (5.10)$$

где  $K = f'/D$  — диафрагменное число объектива.

Сравнивая (5.9) с (5.10), можно увидеть, что изменение размера чувствительного слоя приемника при использовании коллектива происходит в  $K_{\kappa}/K$  раз.

Как рассчитать или выбрать важнейшие габаритные параметры и расположение конденсора? Если заданы или известны параметры объектива ( $D, f', \operatorname{tg} \omega$ ) и из конструктивных соображений выбрано значение  $\Delta$ , то диаметр конденсора (его апертуру) определяют по формуле (5.8). Из формулы (5.7) находят фокусное расстояние конденсора

$$f'_{\kappa} = D'(f' + \Delta)/(D + D'), \quad (5.11)$$

после чего, используя (5.8) и (5.11), легко определить относительное отверстие

$$\frac{D_{\kappa}}{f'_{\kappa}} = \frac{D + D'}{D'} 2 \operatorname{tg} \omega + \frac{D + D'}{D'} \frac{D}{f'} \frac{\Delta}{f' + \Delta}, \quad (5.12)$$

Из анализа (5.12) ясно, что уменьшение  $D'$ , а следовательно, и размера чувствительного слоя приемника приводит к увеличению отношения  $D_{\kappa}/f'_{\kappa}$ .

В оптической системе, представленной на рис. 5.7 и используемой в ОЭП, работающих по низкотемпературным излучателям, т.е. в ИК области спектра, в плоскости выходного зрачка удобно располагать охлаждаемую диафрагму, которая служит для устранения облучения приемника элементами конструкции, находящимися вне пространства предметов. В этом случае чувствительный слой приемника излучения приходится отодвигать от этой плоскости. Например, в тепловизионных системах этот слой помещается в плоскость, куда конденсор «переносит» изображение из задней фокальной плоскости объектива. Это, конечно, ведет к увеличению размеров чувствительного слоя приемника.

Во всех случаях использования конденсора, как впрочем и других оптических компонентов, необходимо соблюдать обобщенное условие синусов — инвариант Лагранжа-Гельмгольца:

$$n y \sin \sigma_A = n' y' \sin \sigma'_A = \text{const} = J, \quad (5.13)$$

который определяет предельные соотношения между показателем преломления среды  $n$ , размером сечения пучка  $y$  и апертурным углом  $\sigma_A$ .

Наряду с уменьшением шумов приемника схеме с конденсором свойственно и уменьшение полезного сигнала, определяемое коэффициентом пропускания конденсора. Поэтому целесообразность применения конденсора определяется тем, увеличивается ли или уменьшается отношение сигнал/шум на выходе схемы.

Для сравнительно простых конденсоров максимальное значение углового поля  $2\omega_{\kappa} = 2\omega D/D'$  не превышает 45...60°. Ввод более сложного конденсора (например, трехлинзового и сложнее) приводит к большим потерям энергии излучения. Поэтому для решения задач, поставленных в начале настоящего параграфа, помимо конденсоров применяются и другие средства, например иммерсионные системы (иммерсионные приемники), волоконно-оптические световоды, оптические ловушки и т. д. Во всех случаях при их расчете можно пользоваться инвариантом (5.13) или более общим (для телесных, а не плоских углов) инвариантом Штраубеля:

$$n_1^2 d A_1 \cos \varepsilon_1 d \Omega_1 = \dots = n_i^2 d A_i \cos \varepsilon_i d \Omega_i, \quad (5.14)$$

где  $\varepsilon_i$  — угол между осью пучка и нормалью к сечению пучка площади  $dA_i$ ;  $d\Omega_i$  — апертурный телесный угол;  $n_i$  — показатель преломления в  $i$ -м сечении.



Если задаться целью уменьшить размер приемника, т. е. параметр  $y$  в выражении (5.13), то для сохранения  $J = \text{const}$  можно увеличить показатель преломления. Для этого чувствительный слой приемника наносится непосредственно на последнюю поверхность конденсора, или оптический контакт между линзой и чувствительным слоем создается каким-либо другим путем, т.е. используется принцип оптической иммерсии.

Часто оптический контакт создается путем наклейки полусферической или гиперполусферической линзы на чувствительный слой приемника. В этом случае значение величины  $n_1$  в (5.14) определяется показателем преломления оптического клея.

В последнее время для передачи изображения из плоскости анализа к чувствительному слою приемника с минимальными потерями широко применяют волоконные световоды. Если в световод — цилиндр с внутренними отражающими поверхностями — входит луч, то после ряда отражений он выйдет из противоположного торца цилиндра под углом, абсолютное значение которого равно углу входа (рис. 5.8). Такой цилиндр можно выполнить из стекла, причем здесь используется принцип полного внутреннего отражения на границе стекла и окружающей его среды. Такие волокна, являющиеся очень хорошими световодами, могут иметь сечение самого различного профиля и быть изогнутыми. Придавая торцу жгута волокон форму криволинейной поверхности, можно изменять кривизну поля изображений.

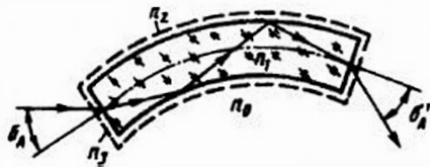


Рис. 5.8. Прохождение луча через оптическое волокно

Выгода от применения волоконной оптики заключается в том, что отдельные волокна выделяют элементы изображения и переносят их в требуемую плоскость, которая может находиться на сравнительно большом расстоянии от плоскости изображений объектива. Очевидно, что можно передавать только те детали изображения, размер которых больше диаметра волокна или равен ему. В настоящее время изготавливаются волокна диаметром в несколько микрон. Предел уменьшения диаметра определяется дифракцией.

Волокна формируются в виде плотного пучка. Чтобы на соприкасающихся волокнах не происходил переход энергии из одного волокна в другое, апертура волокна (см. рис. 5.8) должна удовлетворять

условию

$$A = n_0 \sin \sigma_A \leq \sqrt{n_1^2 - n_2^2},$$

где  $n_0, n_1, n_2$  — показатели преломления окружающей среды, материала волокна и материала наружного покрытия;  $\sigma_A$  — угол при вершине входного пучка.

Для улучшения условий работы волокна на его торцовую поверхность часто наносят просветляющее покрытие. Если обозначить показатель преломления этого покрытия через  $n_3$ , то можно легко показать, что коэффициент пропускания волокна увеличивается при возрастании  $n_1$  и отношения  $n_1/n_2$  и при уменьшении  $n_3$ .

Коэффициент пропускания жгута оптических волокон можно рассчитать по формуле

$$\tau_s = A_1 \tau_{s1} (1 - \rho)^2 \sin \sigma_A / A_0,$$

где  $A_1$  — суммарная полезная площадь торцов волокон;  $A_0$  — общая площадь входного торца жгута, включающая и промежутки между волокнами;  $\tau_{s1}$  — коэффициент пропускания волокна;  $\rho$  — коэффициент отражения на торцах волокна;  $\sigma_A$  — апертурный угол на входе.

Для конических волокон отношение синусов апертурных углов на входе и выходе определяется отношением диаметров волокна, т.е.  $\sin \sigma'_A / \sin \sigma_A = D/D'$ .

Высокий коэффициент пропускания, возможность просто осуществлять разложение изображения на элементы, а также передавать энергию с малыми потерями по криволинейному пути открыли широкие перспективы применения таких световодов. Примерами применения волоконных систем может служить перенос изображения с люминесцирующего экрана электронно-лучевой трубки или электронно-оптического преобразователя в любую произвольно взятую плоскость, причем здесь полностью устраняются ореолы и блики.

Особое значение имеет возможность перестройки углового поля прибора. Применяя различные варианты расположения входных и выходных окон волокон, можно реализовать любой нужный закон кодирования или декодирования сигналов, переход от одного вида развертки к другому, а также от двумерного представления пространства к одномерному и многое другое. Используя конические волокна, можно добиться увеличения или уменьшения изображения. Большой интерес представляет совместное использование волоконной оптики и мозаичных приемников.

## 5.6. Оптические компенсаторы

Во многих ОЭП носителем полезной информации об исследуемом или наблюдаемом объекте является амплитуда потока излучения, собираемого объективом, или изменения этой амплитуды. В реальных условиях работы ОЭП полезный сигнал  $\Phi$  может меняться не только при изменении контролируемых параметров объекта (рассогласования  $x$ ), например его координат, но и по другим причинам, например, вследствие изменений яркости источника, прозрачности среды на пути от источника к объективу, пропускания оптики, чувствительности приемника и т.п. Поэтому одному и тому же сигналу  $\Phi$  может соответствовать множество рассогласований  $x$ . Для достижения однозначной связи между рассогласованием  $x_i$  и сигналом  $\Phi_i$  необходимо, чтобы крутизна статической характеристики  $k = d\Phi/dx$  была постоянной.

Эту задачу можно решить, введя в состав оптической системы компенсатор — устройство для компенсации сдвига изображения излучателя. Компенсатор располагается перед объективом или между объективом и анализатором. Примеры некоторых компенсаторов приведены на рис. 5.9.

Обычно компенсация сдвига изображения осуществляется изменением положения компенсатора (поворот, линейное смещение), что приводит к изменению направления или смещению лучей, образующих изображение излучателя. При этом независимо от значения  $\Phi$ , изображение возвращается в исходное, нулевое положение. Чем больше сдвиг, тем больше должен повернуться или сместиться компенсатор. Измеряя этот поворот или смещение  $\alpha$  и зная масштаб преобразования «рассогласование на входе прибора ( $\beta$ ) — сигнал на выходе индикатора рассогласования ( $\alpha$ )», можно измерить сдвиг или рассогласование  $\beta$ . Масштаб этого преобразования можно сделать достаточно большим, т.е. малым значениям  $\beta$  могут соответствовать большие значения  $\alpha$ .

Основными параметрами компенсатора, на основании которых можно оценить целесообразность его использования в ОЭП, являются крутизна  $k = d\alpha/d\beta$  статической характеристики  $\alpha = f(\beta)$  (для линейной зоны этой характеристики ее иногда называют масштабом преобразования), а также диапазон линейности статической характеристики. Величины  $\alpha$  и  $\beta$  необходимо представлять в одних и тех же единицах, например, для углоизмерительных приборов — в угловых.

В табл. 5.1 даны формулы для вычисления параметров некоторых компенсаторов. Эти формулы могут служить для сравнения различных типов компенсаторов.

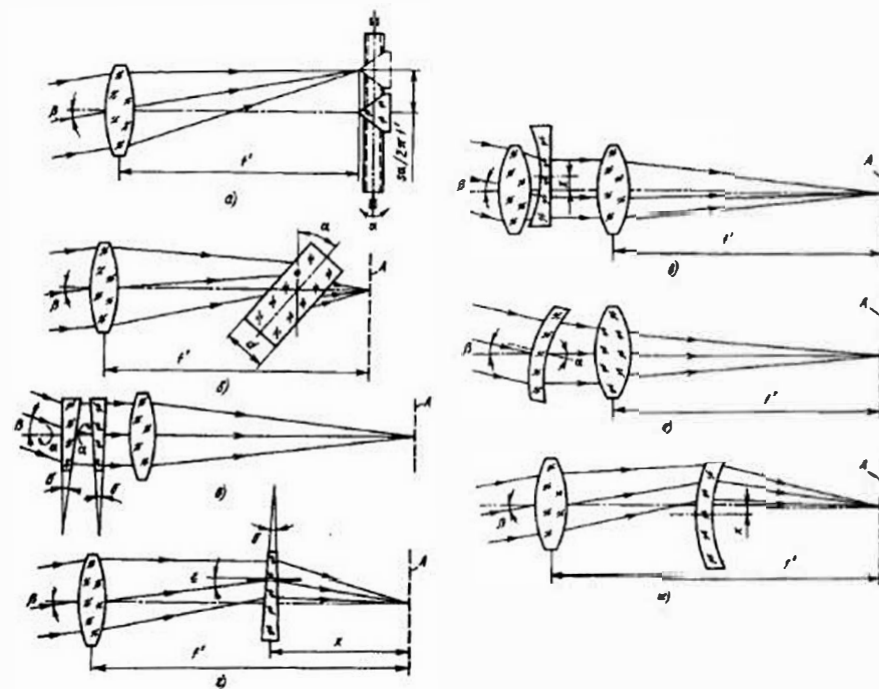


Рис. 5.9. Оптические компенсаторы

В табл. 5.1 и на рис. 5.9 обозначено:  $A$  — анализатор;  $\beta$  — угол рассогласования на входе оптической системы;  $\alpha$  — угол поворота компенсатора;  $\Delta\beta_n$  — допуск на линейность статической характеристики;  $f'$  — фокусное расстояние объектива системы;  $s$  — шаг винта;  $n$  — показатель преломления материала, из которого изготовлен оптический компенсатор;  $\sigma$  — преломляющий угол клина;  $x$  — линейное смещение компенсатора;  $\xi = \Gamma - 1$  ( $\Gamma$  — видимое увеличение телескопической линзы с фокусным расстоянием  $f'_n$ );  $\epsilon$  — угол падения лучей на преломляющую грань клина;  $\Delta\beta_m$  — методическая погрешность вычисления параметров компенсатора.

Тип компенсатора (схема)	$\beta=f(\alpha)$ или $\beta=f(x)$	Диапазон статической характеристики с допуском на нелинейность $\Delta\beta_n$	Примечание
Анализатор с микрометрическим винтом (рис. 5.9,а)	$\arctg \frac{s_a}{2\pi f'}$	$(3\Delta\beta_n)^{1/3}$	Методическая погрешность, допущенная при выводе формулы $\Delta\beta_n < (1/3)\beta^2$
Плоскопараллельная пластина в сходящемся пучке лучей (рис. 5.9,б)	$d \sin(\alpha + \beta)/f' - \frac{0.5 d \sin 2(\alpha + \beta)}{f' \sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha + \beta)}}$	$\frac{n-1}{n} \left( \frac{6}{\frac{4}{n} - 1 - 3n^2} \right)^{1/3} \times \left( \frac{d}{f'} \right)^{2/3} \Delta\beta_n^{1/3}$	При $n=1,5 \dots 2,0$ $\alpha^\circ = \frac{10}{f'} \frac{5}{f'} \frac{1}{f'}$ $\Delta\beta_n'' = \frac{0,7d}{f'} \frac{0,08d}{f'} \frac{0,06d}{f'}$
Два вращающихся клина в параллельном пучке лучей (рис. 5.9,в)	$2\sigma(n-1)\sin\alpha$	$2\sigma(n-1)^{2/3} (6\Delta\beta_n)^{1/3}$	При $n=1,5 \dots 2,0$ и $\alpha=10 \dots 30^\circ$ $\Delta\beta_n'' = (2,4 \cdot 10^{-7} \dots 6,6 \cdot 10^{-4}) \sigma(n-1)$
Клин в сходящемся пучке лучей, перемещающийся вдоль оптической оси системы (рис. 5.9,г)	$\frac{x\sigma(n-1)}{f'} \times \left( 1 + \frac{n+1}{2\pi} \varepsilon^2 \right)$	$\left[ \frac{2f'n}{x\sigma(n^2-1)} \Delta\beta_n \right]^{1/2}$	При $\varepsilon < 30'$ $\Delta\beta_n < 0,15''$

Таблица 5.1 (окончание)

Тип компенсатора (схема)	$\beta=f(\alpha)$ или $\beta=f(x)$	Диапазон статической характеристики с допуском на нелинейность $\Delta\beta_n$	Примечание
Линзовый компенсатор в параллельном пучке лучей (рис. 5.9,д)	$\arctg(x/f'_n)$	$(3\Delta\beta_n)^{1/3}$	$\Delta\beta_n < (1/3)\beta^2$ При $\beta \leq 30'$ $\Delta\beta_n < 0,5''$
Телескопическая линза в параллельном пучке лучей (рис. 5.9,е)	$\arctg \frac{\xi \operatorname{tg} \alpha}{1 + \xi + \operatorname{tg}^2 \alpha}$	$\left( \frac{3\xi^2}{1 + \xi} \Delta\beta_n \right)^{1/3}$	При $\alpha \leq 5^\circ$ и $ \xi  \leq 1$ $\Delta\beta_n < 0,1''$ для $\beta < 30'$
Телескопическая линза в сходящемся пучке лучей, перемещающаяся перпендикулярно оптической оси (рис. 5.9,ж)	$\arctg \frac{x\xi}{f'\Gamma}$	$(3\Delta\beta_n)^{1/3}$	$\Delta\beta_n < (1/3)\beta^2$ При $\beta \leq 30'$ $\Delta\beta_n < 0,5''$

## 5.7. Бленды. Борьба с внешними и внутриприборными засветками в оптической системе

Для борьбы с рассеянным излучением, возникающим при наличии так называемых боковых помех, находящихся за пределами углового поля ОЭП, используются оптические бленды. Часто яркость этого рассеянного излучения заметно превышает яркость фоновых помех, находящихся в угловом поле объектива.

Иногда боковые помехи создают не только рассеянное излучение, но и яркие блики на оптических поверхностях, поверхностях оправ и приемнике излучения.

Простейшая бленда, установленная соосно оптической оси объектива, показана на рис. 5.10. Излучение от боковой помехи  $\Pi$  проходит входное окно бленды, а затем рассеивается, отражается и поглощается на ее внутренней поверхности, которая должна хорошо поглощать это излучение. Рассеянная доля излучения через выходное окно бленды попадает в объектив и может попасть на приемник. Наименьший угол  $\varphi$ , образуемый идущими от помехи лучами с оптической осью, называется углом засветки бленды.

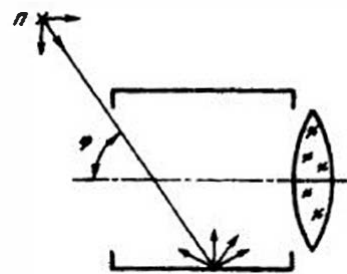


Рис. 5.10. Простейшая бленда

Одним из основных параметров бленды является коэффициент ослабления  $K_0$ , под которым понимают отношение освещенности от боковой помехи на входном окне бленды к освещенности рассеянного излучения на ее выходном окне. Значение  $K_0$  зависит от угла засветки  $\varphi$ . Поэтому значение  $\varphi$ , при котором  $K_0$  достигает заданного значения, называется углом допустимой засветки [26].

По конструкции бленды можно разделить на круговые, двойные, кольцевые и сотовые (рис. 5.11). Выбор типа бленды зависит от многих факторов: от требуемого значения  $K_0$ , допустимых размеров и массы бленды, характеристик помех, углового поля объектива и др.

Наиболее распространены круговые бленды. Их внутренние цилиндрические поверхности имеют черное диффузно отражающее покрытие, а на полированные и оксидированные поверхности плоских диафрагм наносятся просветляющие покрытия для подавления зеркальной составляющей рассеянного излучения в направлении выходного окна бленды.

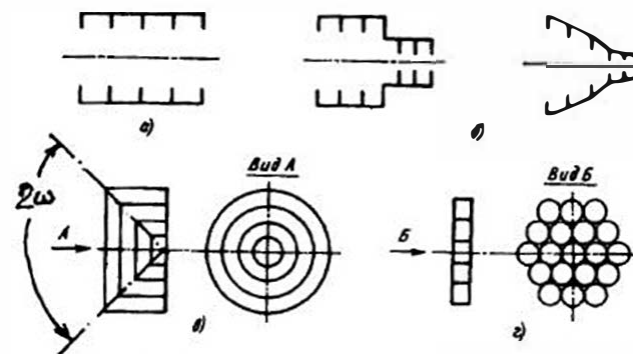


Рис. 5.11. Оптические бленды (сечения):  
а — круговая, б — двойные, в — кольцевая, г — сотовая

Расстановка диафрагм внутри бленды проводится путем геометрических построений хода лучей, которые учитывают требуемое число отражений на боковых цилиндрических поверхностях. Круговые бленды обеспечивают  $K_0 = 5 \cdot 10^5$ .

Двойные бленды позволяют получить самые большие значения коэффициента ослабления ( $K_0 \leq 10^6$ ). Они состоят из двух частей: основной, которая непосредственно воспринимает излучение от боковой помехи, и дополнительной, защищающей выходное окно бленды от излучения, рассеянного и отраженного основной блендой. Эти части двойной бленды могут быть цилиндрическими, коническими, эллиптическими.

В узкопольных центрированных зеркальных объективах эффективно используются кольцевые бленды ( $K_0 \leq 10^5$ ). Внутри их корпуса симметрично продольной оси обычно размещаются круговые диафрагмы, огибающие кромок которых образуют усеченный конус с углом  $2\omega$  при вершине, равным угловому полю объектива. Такая конструкция не вносит переменного виньетирования по полю.

Наименьшие размеры имеют сотовые бленды, представляющие собой систему трубчатых элементов, расположенных перед объективом параллельно его оптической оси. Для них коэффициент  $K_0$  достигает примерно  $10^2 \dots 10^3$ . Сотовые бленды вносят переменное виньетирование пучков лучей от наблюдаемого объекта, что является их существенным недостатком, поэтому их применяют только для очень узкопольных объективов.

Кроме описанных бленд иногда в ОЭП используются складные бленды, что заметно усложняет конструкцию прибора, а также простейшие светозащитные козырьки.

Для борьбы с засветками, источники которых находятся внутри прибора (внутриприборные засветки), например, с излучением элементов конструкции (оправ, оптических деталей и др.), находящихся в угловом поле приемника излучения, применяют специальные диафрагмы, часто охлаждаемые. Как отмечалось выше, такие диафрагмы целесообразно помещать в выходных зрачках. Если такое расположение охлаждаемой диафрагмы невозможно, то приходится применять дополнительные диафрагмы, препятствующие попаданию излучения, испускаемого или рассеиваемого элементами конструкции в направлении приемника (рис. 5.12).

Если сделать зеркальной обращенную к приемнику плоскость дополнительной диафрагмы, то приемник, расположенный внутри джара, как бы «видит» охлаждаемое пространство (мнимая охлаждаемая диафрагма), которое заштриховано на рис. 5.12.

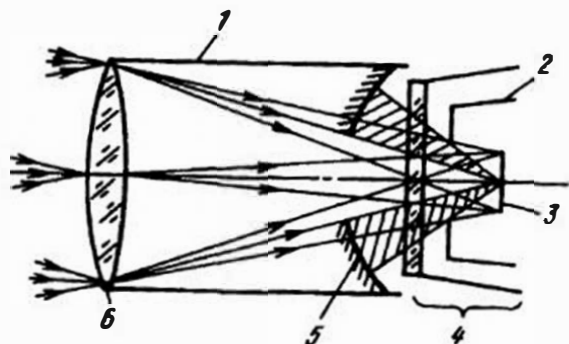


Рис. 5.12. Применение дополнительных диафрагм для борьбы с внутриприборными засветками:

1 — корпус объектива; 2 — охлаждаемая диафрагма; 3 — чувствительный слой приемника; 4 — джар; 5 — дополнительная диафрагма; 6 — объектив

Следует также отметить, что применение конденсора в приемной оптической системе ОЭП эквивалентно применению бленды (оправа конденсора является, по сути дела, дополнительной блендой) и уменьшает долю рассеянного излучения, приходящую на приемник. Это, в свою очередь, позволяет применить на входе оптической системы с конденсором, т.е. перед объективом, более простую по конструкции бленду.

В ряде случаев в ОЭП, например в тепловизорах, работающих в ИК диапазоне длин волн 8...14 мкм, приходится бороться с явлением, называемым эффектом Нарцисса [14]. Это явление состоит в том, что при сканировании на приемник попадают отраженные от поверхностей

оптических деталей, диафрагм и оправ потоки излучения, создаваемые охлаждаемым чувствительным слоем приемника и деталями его корпуса. При попадании на приемник изображения этих холодных поверхностей сигнал, снимаемый с приемника, заметно меньше, чем в те моменты, когда на приемник попадает излучение от более нагретых объектов. В видеосигнале, образующемся при сканировании, возникает провал (темная зона). Для ослабления эффекта Нарцисса необходимо: уменьшать излучающую площадь холодной поверхности; уменьшать отражение путем нанесения просветляющих покрытий на задние, отражающие поверхности линз; расфокусировать отраженное от этих поверхностей излучение, не применяя вогнутых задних поверхностей в предшествующих приемнику компонентах; наклонять плоские окна и пластины, располагающиеся в оптической системе перед охлаждаемым приемником.

## 5.8. Оптические фильтры

*Оптическим фильтром* принято называть устройство, служащее для изменения спектрального состава или ослабления проходящего через него потока излучения. Фильтры, изменяющие спектр излучения, называются спектральными, а фильтры, ослабляющие поток без заметного изменения его спектра — нейтральными.

Роль оптического фильтра в современном ОЭП чрезвычайно велика. Фильтр является важнейшим средством спектральной селекции, позволяющей выделить излучение исследуемого объекта на фоне других излучений. Выбирая фильтр, мы, с одной стороны, увеличиваем отношение сигнал/помеха, но, с другой стороны, уменьшаем общее количество принимаемого приемником излучения от объекта. Задача конструктора ОЭП состоит в том, чтобы благодаря правильному выбору фильтра получить максимально возможное отношение сигнал/помеха при минимальных потерях полезного сигнала.

Основной характеристикой фильтра является его спектральная характеристика — зависимость коэффициента пропускания  $\tau$  от длины волны проходящего через фильтр излучения. Интегральный коэффициент пропускания фильтра в диапазоне  $\lambda_1, \dots, \lambda_2$  определяется соотношением

$$\tau = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\lambda} \Phi_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\lambda} d\lambda}$$

где  $\Phi_{\lambda}$  — спектральное распределение потока, падающего на фильтр.

Для однородного поглощающего слоя толщиной  $l$  для  $\tau_\lambda$  действует экспоненциальный закон ослабления, т.е.  $\tau_\lambda = \exp(-\alpha_{\lambda l})$ , где  $\alpha_{\lambda l}$  — показатель ослабления на единицу пути.

Иногда пропускание фильтра оценивают его оптической плотностью:  $D_\lambda = \lg(1/\tau_\lambda)$ .

По виду спектральной характеристики оптические фильтры можно подразделить на следующие группы: полосовые, пропускающие излучение в узкой полосе длин волн; длинноволновые отсекающие, пропускающие излучение с длинами волн, большими заданного предела  $\lambda_{min}$ ; коротковолновые отсекающие, пропускающие излучение с длинами волн, меньшими заданного предела  $\lambda_{max}$ .

Спектральная характеристика полосового фильтра, полученного сложением длинноволнового фильтра с  $\lambda_{min} = \lambda_1$  и коротковолнового фильтра с  $\lambda_{max} = \lambda_2$ , показана на рис. 5.13.

Обычно к параметрам фильтра предъявляют следующие требования:

- высокая контрастность  $\tau_{max}/\tau_{min}$ ;
- большая граничная крутизна, при которой  $\Delta\lambda$  составляет десятые, а иногда и тысячные доли микрометра;
- малые потери ( $\tau \geq 80\%$ );
- возможность получения заданных спектральных границ;
- стабильность спектральной характеристики для заданных условий;
- эксплуатационные и технологические требования к вибростойкости, истиранию, габаритным размерам и т.д.

Граничную длину волны обычно выбирают на уровне 10% максимума  $\tau_\lambda$ . Иногда говорят о полуширине характеристики, имея в виду границы, соответствующие 50% максимума  $\tau_\lambda$ .

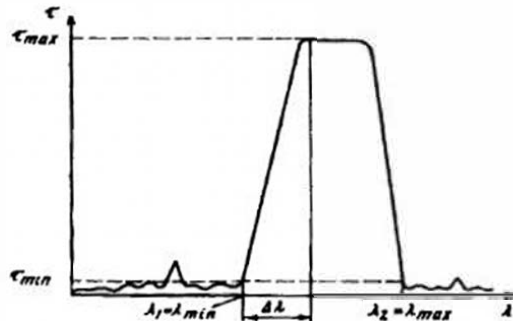


Рис. 5.13. Типовая характеристика полосового оптического фильтра

Оптический фильтр выбирают с учетом ряда факторов, важнейшим из которых обычно является стремление подобрать такую кривую  $\tau_\lambda$ , при которой с учетом спектра приходящего излучения и спектральной чувствительности  $s_\lambda$  приемника, стоящего за фильтром, будет получено максимальное отношение сигнал/помеха (см. гл. 11).

Важными критериями для выбора фильтра являются требования к его физико-механическим свойствам, стабильности его характеристик в различных условиях работы. Часто к числу немаловажных факторов следует отнести технологичность и стоимость оптического фильтра.

По физическому принципу работы фильтры можно классифицировать следующим образом.

**Фильтры, основанные на избирательном поглощении (абсорбционные).** Все вещества обладают избирательным поглощением в одной или нескольких областях спектра, что позволяет создавать длинноволновые и коротковолновые отсекающие фильтры. Примерами таких фильтров являются фильтры из цветного оптического стекла, окрашенных пластмасс, фильтры из Ge, PbS, PbTe и других оптических материалов. У фильтров этого типа контрастность и крутизна недостаточно высокие. Для них применяется просветление. Эти фильтры относительно просты в изготовлении и эксплуатации, характеристики их стабильны. Габаритные размеры таких фильтров могут изменяться в широких пределах.

**Интерференционные фильтры.** Используя интерференцию света, можно получить фильтр с очень хорошими параметрами  $\Delta\lambda$  и  $\tau_{max}/\tau_{min}$ . Простейший фильтр подобного рода состоит из тонкой пленки прозрачного диэлектрика, покрытой с обеих сторон полупрозрачными металлическими слоями. Этот фильтр подобен широко известному интерферометру Фабри-Перо.

Максимальное пропускание фильтра соответствует длинам волн  $\lambda$ , для которых оптическая толщина диэлектрического слоя кратна  $\lambda/2$ . Вследствие потерь в полупрозрачных слоях коэффициент пропускания сильно уменьшается.

Пропускание излучения с длиной волны  $\lambda$  для простого (однослойного) фильтра

$$\tau_\varphi = \frac{\tau_1 \tau_2 \tau_p}{(1 - \tau_p \sqrt{\rho_1 \rho_2})^2 + 4 \tau_p \sqrt{\rho_1 \rho_2} \sin^2 \varphi},$$

где  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  и  $\tau_p$  — энергетические коэффициенты пропускания первого и второго полупрозрачных слоев и разделяющего их диэлектрического

го слоя;  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — энергетические коэффициенты отражения металлических слоев со стороны диэлектрика;  $2\varphi$  — разность фаз между двумя последовательно интерферирующими лучами:

$$2\varphi = \frac{4\pi l}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin^2 \sigma_n} + \varphi_0;$$

здесь  $l$  — толщина подложки из диэлектрика;  $n$  — показатель преломления подложки;  $\sigma_n$  — угол падения излучения;  $\varphi_0$  — фазовый сдвиг при отражении на полупрозрачном слое.

Ширину полосы пропускания интерференционного фильтра можно уменьшить, увеличив отражающую способность полупрозражающего слоя и толщину диэлектрика. Но это, в свою очередь, ведет к уменьшению пропускания, и, кроме того, возникают побочные полосы пропускания. Поэтому простой однослойный интерференционный фильтр заменяют многослойным, в котором металлические полупрозражающие пленки заменяются несколькими слоями диэлектрических материалов (криолит, сернистый цинк, фтористый магний, германий и др.). Многослойные интерференционные фильтры позволяют получить очень узкие полосы (около  $10^{-3} \dots 10^{-4}$  мкм) в ИК области спектра при высоких значениях контрастности  $\tau_{max}/\tau_{min}$ .

Иногда интерференционные фильтры работают и на отражение, т.е. с их помощью обеспечивают разделение отраженного и проходящего потоков по длинам волн.

Наряду с основной полосой пропускания интерференционный фильтр имеет ряд «паразитных» полос, обычно находящихся в более коротковолновой области. Поэтому целесообразно дополнять интерференционный фильтр отсекающим фильтром.

Интерференционные фильтры позволяют пропускать довольно широкие пучки, причем углы падения лучей на фильтр могут достигать нескольких десятков градусов. При малых углах падения ( $\sigma_n < 8^\circ$ ) параметры фильтра практически остаются теми же, что и для лучей, падающих перпендикулярно на фильтр. При увеличении угла падения увеличивается ширина полосы пропускания, она смещается, а также уменьшаются пропускание  $\tau_{max}$  и контрастность  $\tau_{max}/\tau_{min}$ .

При увеличении угла наклона пучка параллельных лучей, падающего на фильтр, длина волны, соответствующая максимуму пропускания для узкополосных фильтров, или граничная длина волны для отсекающих фильтров смещается в коротковолновую область. При работе фильтра в сходящихся лучах ширина полосы пропускания увеличивается заметнее у фильтров с большим числом слоев.

Характеристики интерференционного фильтра зависят также от его температуры. При уменьшении температуры спектральная характеристика фильтра смещается в коротковолновую область и, наоборот, при увеличении температуры она смещается в длинноволновую. Эта зависимость сдвига от температуры в диапазоне  $\pm 60^\circ \text{C}$  линейна и имеет крутизну  $(1 \dots 3) \cdot 10^{-5}$  мкм/ $^\circ\text{C}$ . Стабильность характеристик интерференционных фильтров во времени зависит от технологии их изготовления и материалов слоев фильтра. Для ряда материалов она достаточно высока.

**Поляризационные фильтры.** В последнее время для получения очень узкой (в несколько ангстрем) полосы пропускания стали применять поляризационные (интерференционно-поляризационные) фильтры. Их основным элементом является поляризатор, служащий для пропускания поляризованного излучения через материал, обладающий двойным лучепреломлением и расщепляющий излучение на обыкновенные и необыкновенные лучи. Эти лучи проходят через материал со скоростями, определяемыми соответствующими показателями преломления. Плоскости их поляризации взаимно перпендикулярны, а фазовый сдвиг зависит от скорости распространения луча и толщины материала. Выходящие лучи затем соединяются во втором поляризаторе, и интенсивность на выходе зависит от фазового сдвига. Интерференция дает ослабление, если фазовый сдвиг равен нечетному числу полуволн, и усиление, если сдвиг равен четному числу полуволн излучения.

**Нейтральные фильтры и ослабители.** Очень часто требуется ослабить излучение или разделить поток на две части, не изменяя его спектрального состава. Для этого служат так называемые нейтральные фильтры (светоделители) и ослабители. Наиболее широко используются фильтры на основе тонких пленок хрома, платины, никеля, палладия и титана. В области  $0,4 \dots 1,2$  мкм все эти материалы, нанесенные на подложку из стекла, обеспечивают коэффициент пропускания  $15 \dots 25\%$ . Наилучшими характеристиками с точки зрения постоянства спектрального коэффициента пропускания обладают платина и титан. Титановые фильтры позволяют создавать светоделители и нейтральные ослабители для ИК области спектра (до 12 мкм), причем их спектральное пропускание остается однородным для пленок разных толщин, в то время как у пленок из других материалов эта однородность нарушается. Большим преимуществом титановых покрытий является также их повышенная устойчивость к изменению внешних условий (температура, влажность и т. п.).

## 5.9. Материалы оптических систем оптико-электронных приборов

Материалы оптической системы необходимо выбирать с учетом эксплуатационных, конструктивных и технологических характеристик конкретного ОЭП. При этом обычно нужно учитывать следующие свойства оптических материалов: спектральное пропускание или отражение; показатель преломления или коэффициент отражения; дисперсию; изменение спектра пропускания и показателя преломления при изменении температуры; твердость; стойкость к воздействию различных сред, прежде всего, воды; плотность; теплопроводность; термическое расширение; теплоемкость; модуль упругости; температуру размягчения и плавления; наконец, стоимость, возможность обработки, доступность материала.

Многообразие этих свойств и требований к ОЭП приводит часто к тому, что выбор оптического материала становится серьезной технико-экономической задачей. Правильно выбрав материал, можно упростить конструкцию оптического узла, улучшить характеристики всей системы. Например, используя для мениска в системе Максудова материал с минимальной дисперсией, можно пренебречь хроматической коррекцией системы, обеспечить малый кружок рассеяния без усложнения объектива, без ввода корректирующей линзы. При выборе материалов для оптических деталей следует помнить о технологичности как отдельных узлов, так и всей системы.

Для работы в видимой и ближней ИК областях спектра очень широко используется обычное оптическое стекло, достоинствами которого являются дешевизна, хорошая обрабатываемость, хорошие физико-механические свойства, достаточная прозрачность для излучения с длинами волн до 2 мкм, что в видимом и ближнем ИК диапазонах делает его наиболее приемлемым материалом. Однако для работы в среднем и длинноволновом ИК диапазонах приходится применять либо специальные виды стекол (стекла типа ИКС), либо кристаллы или оптическую керамику.

Такие оптические кристаллы как фтористый кальций, фтористый литий, а в последние годы и оптические керамики широко применяются в различных ОЭП. Выбор типа кристалла определяется как его соответствием тем условиям, в которых работает прибор (температура, влажность и т.д.), так и доступностью его получения. К сожалению, часто бывает трудно получить хороший кристалл нужного размера. Если из обычных и ИК стекол удастся изготовить детали диаметром в несколько десятков сантиметров, то диаметры линз из опти-

ческих керамик пока не превышают 200 мм, а из некоторых кристаллов и того меньше (например, из КРС-5 — не более 125 мм).

К настоящему времени промышленность освоила довольно большую номенклатуру оптических материалов для линзовых систем ОЭП. В табл. 5.2 — 5.5 и на рис. 5.14, 5.15 приведены некоторые физические свойства и характеристики распространенных на практике материалов.

Таблица 5.2

Физические свойства некоторых стекол, оптических керамик и кристаллов

Характеристика	Иртран-1, Иртран-5L, КО-1	Иртран-2, КО-2	Иртран-3, КО-3	Иртран-4, КО-4	Иртран-5, КО-5	Иртран-6, КО-6
Химический состав	MgF <sub>2</sub>	ZnS	CaF <sub>2</sub>	ZnSe	MgO	CdTe
Плотность, г·см <sup>-3</sup>	3,18	4,098	3,18	5,27	3,58	5,85
Показатель преломления при длине волны 1,0 мкм	1,3778	2,2907	1,4289	2,485	1,7223	2,802
Коэффициенты дисперсии $\frac{n_{10} - 1}{n_3 - n_{12}}$	-	22,8	-	58,6	-	186
Длинноволновая граница прозрачности, мкм	8	14	10,2	19,5	8	29,0
Температурный коэффициент показателя преломления $(dn/dt) \cdot 10^6$ (для излучения с длиной волны $\lambda$ , мкм)	+1,6 ( $\lambda = -0,7065$ )	+48 ( $\lambda = 6,0$ )	-16 ( $\lambda = 0,54$ )	+50 ( $\lambda = 5,0$ )	+14 ( $\lambda = 0,77$ )	-117,5 ( $\lambda = 10,6$ )
Температура размягчения или плавления, °C	1255	1830	1360	1500	2800	1090
Коэффициент термического расширения $\alpha \cdot 10^6$ , K <sup>-1</sup>	11	6,9	20	7,7	12	5,9
Модуль упругости, Па $10^{10}$	11,0	8,35	10,54	7,31	30,12	0,38
Прочность на изгиб, Па $10^8$	1502	975	366	419	1325	328
Твердость по Кляуну, Па $10^7$	565	346	196	147	628	44
Теплопроводность, Вт·м <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup>	14,6	15,5	7,96	12,9	43,6	4,19
Удельная теплоемкость, Дж·г <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup>	1,0	0,49	0,8	0,38	0,92	0,28



Таблица 5.2 (окончание)

Характеристика	Литий фтористый	Стекло кварцевое	Стекло халькогенное ВДН № 16-А	Стекло оптическое К8
Химический состав	LiF	SiO <sub>2</sub>	-	SiO <sub>2</sub>
Плотность, г·см <sup>-3</sup>	2,6	2,2	4,6	2,52
Показатель преломления при длине волны 1,0 мкм	1,3871	1,4505	2,75	1,50707
Коэффициенты дисперсии $\frac{n_{10}-1}{n_8-n_{12}}$	-	-	-	-
Длинноволновая граница прозрачности, мкм	7,5	4,5	16,8	-
Температурный коэффициент показателя преломления $(dn/dt) \cdot 10^6$ (для излучения с длиной волны $\lambda$ , мкм)	-16 ( $\lambda=1,0$ )	+9,8 ( $\lambda=0,656$ )	+80 ( $\lambda=5$ )	-
Температура размягчения или плавления, °C	870	1700	380	560
Коэффициент термического расширения $\alpha \cdot 10^6, K^{-1}$	33,17	0,5	23	8,6
Модуль упругости, Па·10 <sup>10</sup>	-	7,15	-	8,06
Прочность на изгиб, Па·10 <sup>5</sup>	144	1178	186	1770
Твердость по Кнупу, Па·10 <sup>7</sup>	97	461	-	-
Теплопроводность, Вт·м <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup>	14,2	12,1	-	0,96
Удельная теплоемкость, Дж·г <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup>	1,63	0,75	-	0,75

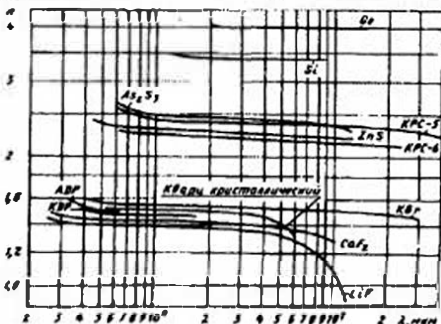


Рис. 5.14. Значения показателей преломления для некоторых оптических материалов

Таблица 5.3  
Физические свойства оптических материалов, прозрачных в димлазоне 8...13 мкм

Характеристика	Кремний кристаллический	Германий кристаллический	КРС-5	Серебро хлористое поликристаллическое	Арсенид галлия	Барий фтористый
Химический состав	Si	Ge	-	AgCl	GaAs	BaF
Плотность, г·см <sup>3</sup>	2,33	5,33	7,37	5,55	5,3	4,83
Показатель преломления при длине волны 1,0 мкм	3,553	-	2,44	2,022	-	1,47
Показатель преломления при длине волны 8,0 мкм	3,4184	4,0052	2,374	1,988	3,34	-
Показатель преломления при длине волны 10,6 мкм	3,4179	4,0028	2,369	1,979	3,08	1,3932
Показатель преломления при длине волны 13,0 мкм	-	4,0021	2,363	1,964	2,97	-
Коэффициенты дисперсии $\frac{n_{10}-1}{n_8-n_{12}}$	22	-	-	53,88	-	-
Коэффициенты дисперсии $\frac{n_{10,6}-1}{n_8-n_{13}}$	-	9	125	41	696	-
Длинноволновая граница прозрачности, мкм	8	-	>40	25	>15	12
Коэффициент поглощения на длине волны 10,6 мкм, см <sup>-1</sup>	-	0,025	0,005	-	0,005	-
Температурный коэффициент показателя преломления $(dn/dt) \cdot 10^6$ (для излучения с длиной волны $\lambda$ , мкм)	+162 ( $\lambda=5,0$ )	+400 ( $\lambda=5,0$ )	-235 ( $\lambda=10,6$ )	-61 ( $\lambda=0,61$ )	148	-
Температура размягчения или плавления, °C	1420	958,5	414,5	457,7	1237	1280
Коэффициент термического расширения $\alpha \cdot 10^6, K^{-1}$	3,1...4,2	6,1	58	30	5,7	18,4
Модуль упругости, Па·10 <sup>10</sup>	16,4	-	15,5	19,6	-	-

Таблица 5.3 (окончание)

Характеристика	Кремний кристаллический	Германий кристаллический	КРС-5	Серебро хлористое поликристаллическое	Арсенид галлия	Барий фтористый
Потери на отражение на двух поверхностях для излучения с длиной волны $\lambda$ , мкм, %	46,1	52,9	28,4	19,5	45,0	-
Твердость по Кнупу, Па·10 <sup>9</sup>	1127	-	39,6	9,3	736	80,5
Теплопроводность, Вт·м <sup>-1</sup> ·К <sup>-1</sup>	-	-	0,51	1,09	52,3	7,12
Удельная теплоемкость, Дж·г <sup>-1</sup> ·К <sup>-1</sup>	0,88	0,31	-	0,35	-	-

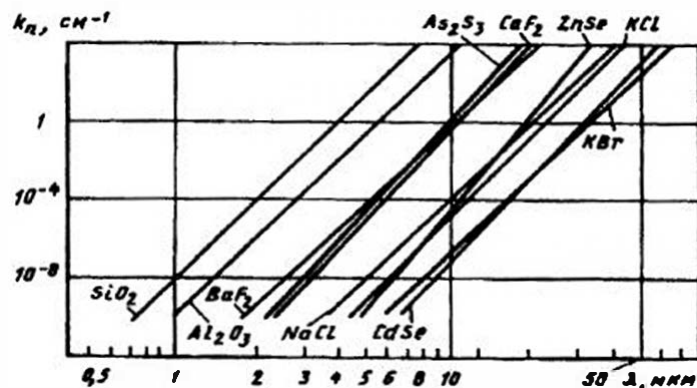


Рис. 5.15. Коэффициенты поглощения некоторых оптических материалов

Одним из наиболее распространенных материалов ИК оптических систем является германий. Он широко используется для изготовления оптических элементов, прозрачных в диапазоне 8...13 мкм. В диапазоне 3...5 мкм он применяется для хроматической коррекции, т. е. линзы из германия используются в паре с линзами, изготовленными из других материалов. Как и кремний, германий имеет большой показатель преломления (табл. 5.3) и малую дисперсию (см. рис. 5.14), поэтому в ряде случаев германиевые объективы не нужно ахроматизировать. Если же ахроматизация требуется, то хорошие результаты дает совместное использование в объективе линз, изготовленных из герма-

Таблица 5.4

Параметры инфракрасных стекол

Марка	Диапазон пропускания	Показатель преломления для $\lambda=2$ мкм, $n_2$	Коэффициент дисперсии $\frac{n_2 - 1}{n_{2,2} - n_{1,2}}$	Коэффициент термического расширения $\alpha \cdot 10^6, ^\circ\text{C}^{-1}$	Максимальная рабочая температура, $^\circ\text{C}$
ИКС-23	0,8...9	2,4261	201	246	100
ИКС-24	0,8...11	2,4098	196	182	160
ИКС-25	1,5...1,7	2,8081	130	220	100
ИКС-27	1,5...16	2,682	-	177	170
ИКС-28	1...12	2,7285	142	220	100
ИКС-29	1...15	2,6381	153	220	110
ИКС-30	1...11	2,5686	173	122	260
ИКС-31	1...15	2,6380	-	131	240
ИКС-32	1,5...15	3,0351	-	147	190
ИКС-33	7...16	2,673 для $\lambda=10$ мкм	-	225	100

ния, и линз из халькогенидных стекол, например АМТIR-1. В зеркальных и зеркально-линзовых системах, работающих в ИК диапазоне, в качестве материала для защитных элементов и корректирующих линз часто используют германий, так как тонкие пластины и мениски или маленькие линзы обладают малыми хроматическими aberrациями.

В табл. 5.5 приведены значения показателя преломления ряда материалов, используемых для изготовления оптических систем, работающих в ИК диапазоне 3...5 и 8...12 мкм. Эти материалы освоены в производстве, сравнительно просто обрабатываются, негигроскопичны, на них достаточно легко наносится просветляющие покрытия.

В качестве материалов для подложек зеркал, работающих в широком диапазоне температур, используется пирекс, плавленный кварц, ситаллы, бериллий и другие материалы. В табл. 5.6 приведены характеристики ряда материалов, используемых для изготовления точных крупногабаритных зеркал. Применение бериллия, отличающегося жесткостью, малой плотностью, позволяет заметно уменьшить массу зеркала. Вследствие кристаллической структуры бериллия его поверхность плохо полируется, поэтому перед нанесением на подложку отражающего слоя на ее поверхность наносят промежуточный слой никелевого сплава.

Таблица 5.5

Показатели преломления ряда материалов, прозрачных в ИК области спектра

Материал	Длина волны, мкм					
	3	4	5	8	10	12
ZnS	2.2570	2.2520	2.2460	2.2229	2.2005	2.1704
ZnSe	2.4376	2.4331	2.4295	2.4173	2.4065	2.3930
Si	3.4320	3.4255	3.4223	3.4184	3.4179	3.4157
Ge	4.0452	4.0243	4.0161	4.0051	4.0032	4.0023
As <sub>2</sub> S <sub>3</sub>	2.4161	2.4112	2.4073	2.3940	2.3816	2.3645
AMTIR-1	2.5187	2.5141	2.5109	2.5034	2.4976	2.4904
BaF <sub>2</sub>	1.4612	1.4580	1.4510	-	-	-
MgF <sub>2</sub>	1.3640	1.3526	1.3374	-	-	-
Салфур	1.7121	1.6753	1.6239	-	-	-
CaF <sub>2</sub>	1.4179	1.4097	1.3990	-	-	-

Коэффициент отражения большинства металлов увеличивается с ростом длины волны излучения. Хорошей отражательной способностью обладает алюминий. В ИК области спектра его коэффициент отражения достигает 95%. В качестве других отражающих покрытий применяются такие материалы, как золото, палладий, родий, коэффициент отражения которых в ИК области спектра достигает 95...98%.

В качестве просветляющих покрытий можно использовать пленки пятиокси ниобия, которые прозрачны ( $\tau > 90\%$ ) для излучения с длиной волны свыше 10 мкм. Показатель преломления  $n$  пятиокси ниобия на длине волны  $\lambda = 2,8$  мкм равен 2,04, что позволяет использовать это вещество для просветления германия ( $n = 4,06$ ). Германий хорошо просветляется также диоксидом церия (для  $\lambda = 2...4$  мкм  $\tau = 85\%$ ) и сернистым цинком (для  $\lambda = 7...14$  мкм  $\tau = 95\%$ ). Последний применяется и для просветления кремния. Из других материалов для просветляющих покрытий следует отметить криолит (для  $\lambda = 0,2...10$  мкм  $n = 1,34$ ), фтористый магний (для  $\lambda = 0,12...5$  мкм  $n = 1,35$ ), сернистый цинк (для  $\lambda = 0,4...15$  мкм  $n = 2,15$ ) и оксид кремния (для  $\lambda = 0,4...8$  мкм  $n = 1,45...1,90$ ), обладающие высокой прочностью и химической стойкостью, а также диоксиды титана, циркония.

Таблица 5.6

Характеристики некоторых силикатных и металлических материалов

Материал	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Модуль упругости E, ГПа	Коэффициент температурного расширения (средний в интервале температур), $\alpha \cdot 10^{-6}$ , К <sup>-1</sup>	Коэффициент теплопроводности при 20°C, Вт·м <sup>-1</sup> ·К <sup>-1</sup>	Удельная теплоемкость при 20°C, Дж·кг <sup>-1</sup> ·К <sup>-1</sup>
Ситалл СО-115М	2,44	102	2,5 (+20...+120°C)	1,06	755
Плавленый кварц КУ, КВ	2,2	74	5,5 (+20...+200°C)	1,38	742
Легированный плавленый кварц	2,21	69	0,4 (-200...+200°C)	1,30	760
Бераллий	1,86	300	130 (0...+200°C)	155	1780
Алюминий	2,6	70	240 (+20...+200°C)	201	880
Инвар	8,0	145	12	10,9	419
Сталь	7,7	210	106 (0...+100°C)	46,1	502
Титан	4,5	118	81 (+20...+200°C)	15,5	471

### 5.10. Атермализация и ахроматизация оптической системы оптико-электронного прибора путем выбора надлежащих оптических материалов

Для ОЭП, работающих в условиях значительных перепадов температуры окружающей среды и, следовательно, изменений температуры оптических компонентов, очень важно обеспечить стабильность параметров оптической системы. Для ОЭП инфракрасного диапазона это особенно важно, так как большинство прозрачных в этом диапазоне материалов обладают большими температурными коэффициентами показателя преломления  $\beta = dn/dT$ , нежели обычные оптические стекла, работающие в видимом диапазоне.

Исключение или ослабление влияния изменений температуры  $T$  на параметры и характеристики оптической системы («атермализация») может быть достигнуто с помощью механических, электроме-

ханических и чисто оптических средств. В первом случае применяется механическое перемещение отдельных компонентов оптической системы при расфокусировке вследствие изменения температуры. Во втором случае с помощью системы датчиков температуры, устанавливаемых, например, вдоль оптической оси, осуществляется управление электромеханическим приводом, компенсирующим расфокусировку. Такие способы успешно применяют в ряде оптических адаптивных систем (см. гл. 12). В третьем случае подбирают надлежащую комбинацию оптических материалов, из которых изготавливают отдельные компоненты оптической системы; при этом для устранения или ослабления расфокусировки подбирают материалы с различными  $\beta$  и компоненты с разным знаком изменения оптической силы  $D_0 = 1/f'$  или фокусного расстояния  $f'$ .

Первые два способа атермализации (механический и электромеханический) более сложны в своей конструктивной реализации по сравнению с третьим (оптическим). Рассмотрим более подробно этот способ, достаточно полно описанный в работе [38].

Пусть  $R$  и  $R'$  — радиусы передней и задней поверхностей линзы нулевой толщины при какой-то номинальной температуре  $T_0$ , а  $\alpha$  — коэффициент термического (теплого) расширения (КТР) материала, из которого изготовлена линза. Тогда относительное изменение радиуса при изменении температуры на  $\Delta T$  равно

$$\Delta R / R = \alpha \Delta T.$$

Пусть  $n_1$ ,  $n_2$  и  $n_3$  — показатели преломления материала линзы для средней и граничных длин волн  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$  в рабочем спектральном диапазоне  $\lambda_2 \dots \lambda_3$  при температуре  $T_0$ , а  $\beta$  определяется для центральной длины волны  $\lambda_1$ , т.е. для  $n_1$ . Можно принять, что

$$\Delta n = \beta \Delta T.$$

Если  $f'$  — фокусное расстояние тонкой линзы при  $T_0$ , то

$$D_0 = (n_1 - 1)(1/R - 1/R').$$

Дифференцируя выражение для  $D_0$  по температуре, получим

$$dD_0 / dT = \gamma D_0,$$

где

$$\gamma = \frac{\beta}{n-1} - \alpha.$$

Так как  $dD_0 / D_0 = -df' / f'$ , то

$$\gamma = -\frac{1}{f'} \cdot \frac{df'}{dT_0}.$$

т.е.  $\gamma$  — относительное изменение фокусного расстояния (обычно рассматриваемое при изменении температуры на 1 К).

В большинстве случаев  $\alpha$  — положительная и достаточно заметная величина, хотя, например, для кварца  $\alpha$  очень мала, а для воды при низких температурах  $\alpha$  отрицательна. В то же время  $\beta$  и  $\gamma$  для известных оптических материалов бывают положительными, отрицательными и очень близкими к нулю.

К сожалению, большинство оптических материалов, обладающих хорошим пропусканием в ИК области спектра, имеют довольно большие значения  $\beta$ , что приводит к высоким  $\gamma$  в реальных системах. Если фокусное расстояние  $f'$  линзы конструктивно определяется какой-то оправой (корпусом, основанием), составляющей с линзой единую конструкцию, то условием атермализации  $f'$  является

$$\gamma = -\alpha_{\text{оп}}.$$

где  $\alpha_{\text{оп}}$  — КТР материала оправы (корпуса, основания).

Оптическая атермализация сложной системы может быть осуществлена подбором двух или более оптических материалов отдельных ее компонентов, взаимно компенсирующих изменения  $f'$  всей системы.

Наряду с атермализацией в оптической системе должны быть обеспечены и другие условия. К их числу относятся, в первую очередь, условие сохранения постоянной оптической силы всей системы  $D_{0\text{общ}}$ , состоящей из  $j$  элементов,

$$\sum_{i=1}^j D_{0i} = D_{0\text{общ}}, \quad (5.15)$$

а также условие ахроматизации

$$\sum_{i=1}^j \frac{D_{0i}}{V_i} = 0, \quad (5.16)$$

где  $V_i = \frac{n_{\lambda_{i1}} - 1}{n_{\lambda_{i2}} - n_{\lambda_{i3}}}$  — число Аббе, характеризующее дисперсию материала  $i$ -го элемента;  $n_{\lambda_{i1}}$ ,  $n_{\lambda_{i2}}$ ,  $n_{\lambda_{i3}}$  — показатели преломления  $i$ -го элемента на средней ( $\lambda_1$ ) и граничных ( $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$ ) длинах волн рабочего спектрального диапазона.

Условие атермализации можно записать в следующем виде:

$$-(1 + \alpha_{\text{оп}} \cdot \Delta T) \cdot \sum_{i=1}^j \left( \frac{dD_{0i}}{dT} \right)_i + \alpha_{\text{оп}} \cdot D_{0\text{общ}} = 0. \quad (5.17)$$

В табл. 5.7 приводятся данные о значениях  $V$  и  $dD_o/dT$  (для единичного эквивалентного фокусного расстояния) для ряда распространенных оптических материалов, используемых при проектировании ОЭП, работающих в диапазоне 8...12 мкм [2, 30, 38].

Таблица 5.7

Значения  $V$  и  $dD_o/dT$  для ряда материалов

Материал	$V$	$dD_o/dT \cdot 10^4$
NaCl	19	-95
CsI	234	-172
GaAs	107	66
Ge	864	126
CdTe	150	53
ZnS	23	31
ZnSe	58	34
AgCl	54	-92
KPC-5	165	-229
IRG 100	105	20

В работе [38] описывается графо-аналитический метод выбора оптических материалов, основанный на одновременном обеспечении условий ахроматизации и атермализации оптической системы ОЭП.

Решая систему уравнений (5.15) — (5.17) и размещая на графике в ортогональной системе координат ( $V$ ,  $\gamma V$ ) точки, соответствующие значениям  $V$  и  $\gamma V$ , можно подобрать комбинацию материалов, обеспечивающую минимум хроматических aberrаций и расфокусировки из-за изменения температуры. Например, для трехлинзовой системы наилучшего результата можно достичь в том случае, если для материалов, из которых изготовлены линзы, треугольник, образованный при соединении прямыми точек ( $V$ ,  $\gamma V$ ), будет иметь наибольшую площадь.

#### Контрольные вопросы

1. Какие параметры и характеристики передающей и приемной оптических систем ОЭП должны быть согласованы между собой?
2. Какие параметры объектива ОЭП оказывают заметное влияние на его разрешающую способность и почему?
3. Как можно уменьшить расходимость пучка лучей на выходе передающей оптической системы? Сравните различные способы уменьшения этой расходимости между собой.
4. Дайте сравнительную характеристику линзовых и зеркальных оптических систем ОЭП.
5. Сравните достоинства и недостатки схем, представленных на рис. 5.6 и 5.7.

6. Назовите возможные способы уменьшения площади чувствительного слоя приемника излучения путем изменения конструкции оптической системы ОЭП и ее параметров.

7. Дайте сравнительную характеристику абсорбционных и интерференционных фильтров.

8. Какие параметры и характеристики интерференционного оптического фильтра зависят от места его расположения в оптической системе?

9. Какие параметры и характеристики оптических материалов следует учитывать в первую очередь при проектировании ОЭС, предназначенной для получения изображения земной поверхности в диапазоне 8...13 мкм и расположенной на борту космического летательного аппарата, например системы исследования природных ресурсов?

## Глава 6. ПРИЕМНИК ИЗЛУЧЕНИЯ КАК ЗВЕНО ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОГО ПРИБОРА

### 6.1. Краткая классификация приемников излучения, используемых в оптико-электронных приборах

Устройство, предназначенное для преобразования оптического сигнала в электрический, называют приемником оптического излучения (приемником излучения, фотоприемником). К приемникам оптического излучения часто относят устройства, преобразующие ИК или УФ излучение в видимое, например, электронно-оптические преобразователи, фотопленки различных видов и другие фоточувствительные материалы, а также фотоприемные устройства (ФПУ), в которых в единую конструкцию объединены собственно приемник (ПИ) и схема предварительной обработки электрического сигнала, например схема предварительного усиления.

Помимо преобразования одного вида энергии (оптической) в другой (электрическую) многие специальные приемники излучения и ФПУ выполняют в ОЭП и другие функции: преобразуют закон распределения освещенности (а не просто поток излучения) в соответствующий электрический сигнал, служат для анализа закона распределения освещенности в изображении, определения координат изображений и их отдельных зон, фильтрации полезного сигнала на фоне помех и т.д. Типичными ПИ такого типа являются электровакуумные передающие телевизионные трубки, а также их твердотельные аналоги, например ПЗС-матрицы. Некоторые из этих функций и особенностей таких ПИ будут описаны в последующих главах.

В данной главе рассматриваются наиболее общие свойства приемников, в первую очередь, как преобразователей энергии оптического

излучения в электрический сигнал, важные для согласования приемника с другими звеньями ОЭП, а также для выполнения перечисленных выше функций.

Приемники излучения разделяются на два основных класса — фотоэлектрические (фотонные) и тепловые. Принцип действия фотоэлектрических ПИ основан на внешнем (фотоэлементы, фотоэлектронные умножители и др.) или внутреннем (фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы и др.) фотоэффекте. Все фотоэлектрические приемники являются селективными, т.е. их чувствительность зависит от частоты (или длины волны) излучения, падающего на приемник.

В тепловых ПИ энергия оптического излучения сначала преобразуется в тепловую, а лишь затем происходят изменения свойств приемника: возникает термоЭДС (термоэлементы), изменяется проводимость (боллометры) или диэлектрическая постоянная (пироэлектрические ПИ), формируется чувствительный слой (эвапорографы) и т.д. Тепловые приемники неселективны.

Отдельными видами ПИ являются: многоспектральные, работающие в двух или более диапазонах оптического спектра; многоэлементные ПИ; координатные (позиционно-чувствительные) ПИ, у которых выходной сигнал зависит от координат изображения на чувствительном слое, и ряд других. Классификация ПИ проводится также по области спектральной чувствительности, степени охлаждения чувствительного слоя, быстродействию, физическим принципам действия (лавинные, инжекционные, гетеродинные, иммерсионные и др. ПИ) [9, 22, 30].

### 6.2. Параметры приемников излучения

Параметрами ПИ обычно называют величины, характеризующие свойства приемника при работе его в определенных условиях и служащие критериями оценки его качества.

Рассмотрим основные параметры ПИ, с которыми наиболее часто приходится иметь дело разработчику ОЭП.

**Чувствительность.** В общем случае чувствительность приемника — это отношение изменения электрической величины на выходе ПИ, вызванного падающим на него излучением, к количественной характеристике этого излучения в заданных эксплуатационных условиях.

В зависимости от характеристики излучения различают чувствительность к потоку излучения  $\varepsilon_{\Phi_e}$ , чувствительность к световому потоку  $\varepsilon_{\Phi_v}$ , чувствительность к облученности  $\varepsilon_{E_e}$  или к освещенности  $\varepsilon_{E_v}$ .

*Токовой чувствительностью*  $s_I$  называется чувствительность ПИ, у которого измеряемой электрической величиной является сила фототока, а *вольтовой*  $s_U$  — чувствительность при измерении напряжения на выходе ПИ.

*Интегральной чувствительностью* ПИ называется чувствительность к немонахроматическому излучению заданного спектрального состава, а *монохроматической чувствительностью*  $s_\lambda$  — чувствительность к монохроматическому излучению с длиной волны  $\lambda$ .

Различают также *статическую чувствительность*, определяемую отношением постоянных значений измеряемых на выходе и на входе ПИ величин, и *дифференциальную* — отношение малых приращений этих величин.

Иногда чувствительность характеризуется отношением числа квантов, вызвавших фотозффект, к общему числу квантов излучения, попавших на чувствительную площадку ПИ. Это отношение принято называть *квантовой эффективностью или квантовым выходом*.

Поскольку сигнал на выходе цепи включения для некоторых типов ПИ может зависеть от напряжения питания (например, у фоторезисторов), иногда вводят понятие об *удельной чувствительности*, которая представляет собой чувствительность, отнесенную к 1 В питающего напряжения.

**Пороговые и шумовые параметры.** Помимо полезного регулярно сигнала на выходе ПИ всегда имеется хаотический сигнал со случайными амплитудой и частотой — шум приемника излучения. Источники шума могут быть как внутренними, так и внешними по отношению к ПИ и ОЭП в целом. Шум не позволяет регистрировать сколь угодно малые сигналы, которые становятся незаметными на его фоне, т. е. ограничивает предельные возможности прибора. Поэтому разработчики ОЭП стремятся свести шум к минимальному, который часто определяется шумом ПИ. В рационально сконструированном ОЭП чувствительность к малым входным сигналам зависит только от уровня собственных шумов ПИ.

Током или напряжением шума ПИ называется среднее квадратическое значение флуктуации тока, протекающего через ПИ, или напряжения на заданной нагрузке в его цепи в указанной полосе частот.

Основные виды шумов для ПИ следующие.

*Тепловой шум* вызывается хаотическим тепловым движением свободных электронов. Дисперсия его в полосе частот  $\Delta f$  определяется по

формуле

$$\bar{V}_T^2 = 4kTR\Delta f,$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж·К<sup>-1</sup> — постоянная Больцмана;  $T$  — температура приемника;  $R$  — его сопротивление.

*Дробовый шум* определяется тем, что электрический ток является потоком дискретных частиц и зависит от их числа, которое флуктуирует во времени. Протекая по нагрузке  $R_n$ , этот флуктуирующий ток создает напряжение, дисперсия которого

$$\bar{V}_{др}^2 = 2eI_0R_n^2\Delta f,$$

где  $e$  — заряд электрона;  $I_0$  — среднее значение силы тока;  $\Delta f$  — полоса частот. Спектры теплового и дробового шумов являются равномерными.

Несколько видов шумов часто объединяют единым термином *токовый шум (1/f — шум, избыточный шум)*. На практике часто принимают следующее выражение для дисперсии токового шума:

$$\bar{V}_i^2 = A_T I^2 R^2 \frac{\Delta f}{f},$$

где  $A_T$  — численная постоянная, значение которой зависит от типа ПИ. Спектр этого шума подчиняется  $1/f$ -зависимости.

*Радиационный (фотонный) шум* определяется флуктуациями сигнала, попадающего на ПИ, т. е. флуктуациями числа фотонов, проходящих на чувствительный слой как от внешних излучателей, так и от элементов самого ПИ. Кроме того, в тепловых приемниках появляются флуктуации температуры, обусловленные непостоянством процесса теплообмена между чувствительной площадкой и окружающей средой. Последние часто называют тепловыми флуктуациями.

Дисперсия флуктуаций мощности излучения, поступающего от фона, имеющего температуру  $T_\phi$  и коэффициент излучения  $\epsilon_\phi$ , на ПИ площадью  $A$  для полосы частот  $\Delta f$  описывается выражением вида

$$\Delta \bar{\Phi}_\pi^2 = 8\epsilon_\phi \epsilon_r k T_\phi^5 \sigma A \Delta f,$$

где  $\epsilon_r$  — коэффициент теплового излучения (поглощения) чувствительного слоя ПИ;  $\sigma$  — постоянная закона Стефана-Больцмана.

Поскольку ПИ является, в свою очередь, излучателем с температурой  $T_{\text{пк}}$ , то флуктуации «уходящего» от него потока описываются выражением

$$\Delta \bar{\Phi}_{\text{пк}}^2 = 8\epsilon_r k T_{\text{пк}}^5 \sigma A \Delta f.$$

Общая флуктуация, определяющая дисперсию радиационного шума,

$$\Delta\bar{\Phi}_p^2 = \Delta\bar{\Phi}_n^2 + \Delta\bar{\Phi}_{пн}^2 = 8\varepsilon_r k\alpha A \Delta f (\varepsilon_{тф} T_\phi^5 + T_{пн}^5).$$

Спектр этого шума равномерный (белый).

Поскольку радиационный шум в значительной степени зависит от параметров источника излучения и условий работы ПИ, он определяет предел чувствительности ПИ. Часто за идеальный ПИ принимают тот, у которого все шумы незначительны по сравнению с радиационным.

Дисперсия напряжения радиационного шума на выходе приемника равна

$$\bar{V}_p^2 = s_{v\phi}^2 \Delta\bar{\Phi}_n^2 + s_{vпн}^2 \Delta\bar{\Phi}_{пн}^2.$$

где  $s_{v\phi}$  и  $s_{vпн}$  — вольтовые чувствительности ПИ к излучению фона, имеющего температуру  $T_\phi$ , и излучению самого приемника с температурой  $T_{пн}$ .

Если отдельные виды шумов некоррелированы, то случайные флуктуации вызовут шум, дисперсия которого

$$\bar{V}_ш^2 = \sum \bar{V}_m^2.$$

*Порогом чувствительности приемника  $\Phi_{пн}$  в заданной полосе частот* называется среднее квадратическое значение первой гармоники действующего на ПИ модулированного потока излучения с заданным спектральным распределением, при котором среднее квадратическое значение первой гармоники напряжения (тока) сигнала равно среднему квадратическому напряжению (току) шума в заданной полосе частот на частоте модуляции потока:

$$\Phi_{пн} = \sqrt{\bar{V}_ш^2} / s_v \quad \text{или} \quad \Phi_{пн} = \sqrt{\bar{I}_ш^2} / s_I. \quad (6.1)$$

Применительно к фотоэлементам и фотоумножителям величину  $\Phi_{пн}$  называют эквивалентом шума.

Иногда порог чувствительности ПИ характеризуют величиной, эквивалентной шумам облученности или освещенности чувствительного слоя  $E_{пн}$ . На практике  $\Phi_{пн}$  или  $E_{пн}$  часто определяют, измеряя уровень шумов в схеме включения приемника  $\bar{V}_ш = \sqrt{\bar{V}_ш^2}$  и выходной сигнал  $\Delta V$ , заметно превышающий  $\bar{V}_ш$  и соответствующий потоку  $\Delta\Phi$  или облученности  $\Delta E$ , т.е.

$$\Phi_{пн} = \frac{\sqrt{\bar{V}_ш^2}}{\Delta V} \Delta\Phi \quad \text{или} \quad E_{пн} = \frac{\sqrt{\bar{V}_ш^2}}{\Delta E} \Delta E.$$

Поскольку шум зависит от ширины полосы частот  $\Delta f$ , в которой его измеряют, то  $\Phi_{пн}$  зависит от  $\Delta f$ . Для более удобного сравнения различных приемников введено понятие *порога  $\Phi_{пн}$  чувствительности ПИ в единичной полосе частот* — отношение величины  $\Phi_{пн}$  к полосе частот:

$$\Phi_{пн} = \frac{\Phi_{пн}}{\sqrt{\Delta f}}.$$

Величина, обратная  $\Phi_{пн}$ , называется *обнаружительной способностью приемника*:

$$D = 1 / \Phi_{пн}.$$

Следует отметить, что этот параметр неоднозначен для различных конструкций ПИ одного и того же типа, так как для различных площадей  $A$  чувствительного слоя параметры  $s_v$  и  $\bar{V}_ш$  непостоянны.

Поэтому более удобно пользоваться *удельной обнаружительной способностью приемника*:

$$D^* = s_v \frac{\sqrt{A\Delta f}}{\bar{V}_ш} \quad (6.2)$$

Следует указать, что все перечисленные параметры рассматриваются по отношению к излучателю с одной и той же температурой и при постоянной температуре чувствительного слоя ПИ.

Если  $\Phi_{пн}$ ,  $D$  и  $D^*$  измеряются по отношению к монохроматическому излучению, то вводится индекс, обозначающий длину волны, например  $D_\lambda^*$ .

Поскольку величины  $s_v$  и  $\bar{V}_ш$  являются в общем случае функциями длины волны  $\lambda$ , то и  $D^*$  также является функцией  $\lambda$ . Наиболее часто встречается случай, когда радиационный шум гораздо меньше других составляющих шума приемника, т.е. зависимостью  $\bar{V}_ш$  от  $\lambda$  можно пренебречь. Для этого случая

$$D^*(\lambda) = D_\lambda^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{\bar{V}_ш} s_v(\lambda) = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{\bar{V}_ш} s_{v\lambda}.$$

Если же преобладает радиационный шум, например, порог чувствительности приемника определяется радиационным шумом излучения фона, поступающего на чувствительный слой («BLIP-detector» или «background-limited infrared photodetector»), то удельная обнаружительная способность  $D_{\text{BLIP}}^*(\lambda)$  в этом случае определяется как

$$D_{\text{BLIP}}^* = \frac{s_{v\lambda} \sqrt{A\Delta f}}{\sqrt{\bar{V}_п^2}}.$$



В некоторых расчетах удобно пользоваться приближением, описываемым линейной зависимостью монохроматической обнаружительной способности  $D_\lambda^*$  от длины волны  $\lambda$ , т.е.

$$D_\lambda^* = \frac{\lambda}{\lambda_{max}} D_{\lambda_{max}}^*,$$

где  $\lambda_{max}$  — длина волны, на которой  $D_\lambda^*$  принимает максимальное значение —  $D_{\lambda_{max}}^*$ .

Если на приемник падает поток от черного тела с температурой  $T$ , имеющий спектр  $\Phi_{\lambda T}$ , то зная  $D_\lambda^*$  для максимума  $\Phi_{\lambda T}$ , можно рассчитать обнаружительную способность приемника по отношению к этому черному телу

$$D_T^* = \frac{\int_0^\infty D_\lambda^* \Phi_{\lambda T} d\lambda}{\int_0^\infty \Phi_{\lambda T} d\lambda}.$$

Если порог чувствительности ПИ определяется шумами фона, падающего на чувствительный слой ПИ в пределах угла, который он «просматривает» (радиационный порог чувствительности  $\Phi_{п\text{ог}}$ ), параметр  $D^*$  в этих случаях находят для полусферического телесного угла  $2\pi$  и пересчитывают для используемого в каждом конкретном случае угла  $\Omega_{\text{ПИ}}$ . Например, для ПИ с квадратной чувствительной площадкой и угловым полем  $2\omega_{\text{ПИ}}$

$$D_{\text{BLIP}}^*(\Omega_{\text{ПИ}}) = \frac{1}{\sin \omega_{\text{ПИ}}} D_{\text{BLIP}}^*(2\pi).$$

**Инерционность.** Эта характеристика ПИ оценивается его постоянной времени  $\tau$ , в качестве которой принимают время нарастания  $\tau_{0,1...0,9}$  — интервал времени между точками переходной характеристики ПИ, за который сигнал на выходе ПИ изменяется при внезапном облучении от 0,1 до 0,9 своего установившегося значения при длительном облучении, или время спада  $\tau_{0,9...0,1}$  — интервал времени уменьшения сигнала после прекращения облучения ПИ от 0,9 до 0,1 его установившегося значения.

Постоянная времени  $\tau$  определяет *граничную частоту фотоприемника*  $f_{\text{гп}}$  — частоту синусоидально модулированного потока излучения, падающего на ПИ, при которой его чувствительность снижается до значения 0,707 чувствительности при немодулированном излучении.

**Сопротивление приемника.** Этот параметр особенно важен при выборе или расчете цепи включения ПИ. Зная его, можно найти оптимальное сопротивление нагрузки ПИ. Для различных ПИ используются разные параметры, с помощью которых можно оценить сопротивление чувствительного элемента. Например, для фоторезисторов в качестве параметра рассматривается *темновое сопротивление*  $R_T$  — сопротивление приемника в случае отсутствия облучения приемника. Для фотодиодов обычно приводят значение *дифференциального сопротивления*  $R_D$ , которое равно отношению малых приращений напряжения сигнала к фототоку при заданных эксплуатационных условиях, например при заданной облученности ПИ.

При согласовании приемника с последующей электронной схемой разработчику приходится учитывать величину  $R_T$  (или  $R_D$ ) при выборе типа усилителя и схемы связи приемника с усилителем.

**Спектральные параметры** (параметры спектральной характеристики). Коротковолновая и длинноволновая границы спектральной чувствительности ПИ определяются как наименьшая и наибольшая, соответственно, длины волн монохроматического излучения, при которых чувствительность ПИ равна 0,1 ее максимального значения.

Эффективность приема излучения в диапазоне  $\lambda_1... \lambda_2$  можно оценить с помощью величины, называемой *коэффициентом использования* или спектральным КПД приемника:

$$\varphi = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_\lambda \Phi_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_\lambda d\lambda},$$

где  $s_\lambda$  — спектральная характеристика чувствительности ПИ;  $\Phi_\lambda$  — спектральная плотность потока излучения, падающего на ПИ.

Строго говоря, коэффициент использования можно считать параметром ПИ только в том случае, если рассматривать его по отношению к какому-то определенному источнику излучения, например, эталонному.

**Геометрические, электрические и другие параметры.** Для оценки конструктивных особенностей ПИ при работе его в составе ОЭП необходимо знать такие его параметры, как *площадь и конфигурация чувствительного слоя, оптические свойства* (коэффициенты поглощения, преломления и отражения), *емкость, напряжение питания* (рабочее напряжение), *температура чувствительного слоя* и ряд дру-

гих параметров, описывающих его свойства.

Отдельные группы параметров характеризуют специфические свойства различных типов приемников, например, фоторезисторов, координатных фотоприемников и др.

### 6.3. Характеристики приемников излучения

Зависимость, определяющая изменение какого-либо параметра приемника при изменении внешнего воздействия на него, называется характеристикой.

**Спектральные характеристики.** Вследствие избирательности поглощения энергии излучения большинством ПИ их чувствительность к монохроматическому излучению меняется с изменением длины волны падающего потока. Эту чувствительность называют *спектральной*, а зависимость ее от длины волны падающего на приемник монохроматического потока излучения — *спектральной характеристикой чувствительности* (рис. 6.1).

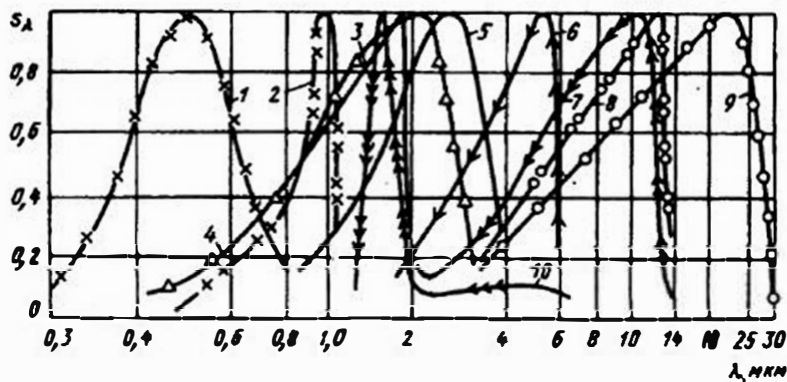


Рис. 6.1. Спектральные характеристики некоторых ПИ:

- 1 — сернисто-кадмиевый фоторезистор CdS; 2 — кремниевый фотодиод;
- 3 — германиевый фотодиод; 4 — неохлаждаемый фоторезистор PbS<sub>295</sub>;
- 5 — охлаждаемый фоторезистор PbS<sub>78</sub>; 6 — охлаждаемый фоторезистор InSb<sub>78</sub>;
- 7 — глубокоохлаждаемый (T=30 K) фоторезистор Ge; 8 — охлаждаемый фотоприемник (фоторезистор, фотодиод) Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te при x=0,95 и температуре охлаждения T=70 K;
- 9 — то же, при x=0,1 и температуре охлаждения T=83 K;
- 10 — охлаждаемый фоторезистор Ge:Au<sub>78</sub>.

**Вольтовые характеристики.** Вольтовые характеристики выражают зависимости чувствительности, тока и напряжения шума, удельной обнаружительной способности и других параметров от напряжения, приложенного к приемнику. Вольтовая характеристика чувстви-

тельности  $s(U)$  определяется при фиксированном потоке излучения, падающего на ПИ.

Зависимости параметров от мощности излучения. К ним относятся: *люкс-омическая характеристика фоторезистора* — зависимость светового сопротивления фоторезистора от освещенности; *энергетические характеристики* — зависимости силы тока или напряжения сигнала от потока излучения, падающего на ПИ; *световая характеристика фотоумножителя* — зависимость анодного тока фотоумножителя от значения потока — и ряд других.

Зная энергетические характеристики ПИ, можно легко определить его интегральную (вольтовую, токовую) чувствительность, которая является крутизной зависимости  $U = f(\Phi)$  или  $I = f(\Phi)$ .

Селективные ПИ при увеличении потока, падающего на них, ведут себя подобно глазу — их чувствительность падает. Поскольку для большинства таких приемников энергетические характеристики нелинейны, т.е. крутизна в различных точках неодинакова, чувствительность ПИ необходимо определять при заданной освещенности (облученности) его приемной площадки, а также при заданном спектральном составе излучения. При других освещенностях значение чувствительности может быть иным, поэтому при изменениях потока, падающего на ПИ, следует учитывать изменение чувствительности, пользуясь энергетической характеристикой.

**Частотные характеристики.** Зависимость чувствительности ПИ от частоты модуляции падающего на него потока излучения называется *частотной характеристикой чувствительности* ПИ. Эта характеристика связана с постоянной времени приемника  $\tau$ . Максимально допустимая (граничная) частота модуляции  $f_{гр}$  зависит именно от значения  $\tau$ .

Граничную частоту модуляции определяют по-разному, в зависимости от допуска на падение чувствительности  $s$ . Так, при  $s(f_{гр}) = 0,16 s(0)$  частота  $f_{гр} = 1/\tau$ , а при  $s(f_{гр}) = 0,71 s(0)$   $f_{гр} = 1/(2\pi\tau)$ . Часто принимают  $f_{гр} = 1/(3\tau)$ .

Зависимость  $D^*$  от частоты модуляции потока излучения называется *частотной характеристикой удельной обнаружительной способности*.

Иногда к частотным характеристикам относят *спектральные плотности тока или напряжения шума* ПИ — распределения плотности  $\Phi_m$  дисперсии тока или напряжения шума приемника по частотам. Эти зависимости называют также *спектром мощности шума*. Типичная зависимость такого рода для полупроводниковых ПИ приведена на рис. 6.2.

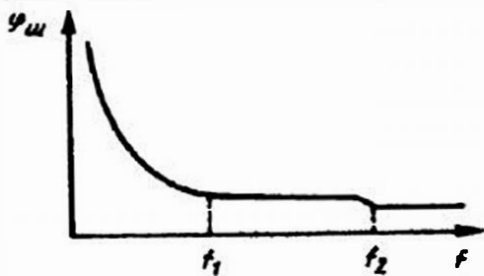


Рис. 6.2. Типичный спектр мощности шума ПИ

В области «избыточно-го» шума, обусловленного главным образом контактными явлениями и флуктуациями скорости рекомбинации носителей (на частотах  $0 \dots f_1$ ), спектр шума подчиняется закону  $1/f^2$ , причем  $\xi \approx 1$ . Обычно граница этой области  $f_1$  не превышает 1000 Гц.

В области частот  $f_1 \dots f_2$ , где практически имеет место равномерное распределение, основным является генерационно-рекомбинационный шум, а в области выше  $f_2$  (десятки и более килогерц) — тепловой.

Зная подобные характеристики для конкретных приемников, можно выбрать частоту модуляции сигнала и полосу пропускания системы так, чтобы по возможности уменьшить влияние собственных шумов ПИ на чувствительность прибора. С точки зрения уменьшения дисперсии шума в заданной полосе  $\Delta f$

$$D_m = \sigma_m^2 = \int_{f_0 - \Delta f/2}^{f_0 + \Delta f/2} \varphi_m(f) df$$

целесообразно увеличивать рабочую частоту модуляции  $f_0$  и уменьшать полосу пропускания  $\Delta f$  системы.

**Температурные характеристики.** Это — зависимости, определяющие изменение различных параметров ПИ, например, тока и напряжения шума, сопротивления и чувствительности, при изменении температуры его чувствительного слоя.

**Фоновые характеристики.** Это — зависимости параметров (сопротивления, чувствительности, тока и напряжения шумов, удельной обнаружительной способности) от немодулированного потока излучения фона.

**Временные и пространственные характеристики.** К ним обычно относят: *переходные характеристики*, описывающие изменение сигнала на выходе ПИ при внезапном облучении или затемнении его чувствительного слоя; *зонную характеристику* — распределение чувствительности по площадке приемника; *угловую характеристику чувствительности* — ее зависимость от угла падения лучей на чувствительный слой ПИ, а для координатных ПИ — *координатную харак-*

*теристику*, определяющую зависимость сигнала на выходе ПИ от координаты изображения (пятна) на чувствительном слое, и *временной дрейф нулевой точки координатного ПИ* — смещение нулевой точки координатной характеристики при постоянной температуре в течение заданного интервала времени.

К временным характеристикам можно отнести также зависимость изменения параметров приемника во времени, характеризующие их стабильность.

#### 6.4. Паспортизация приемников. Пересчет их параметров

Так как параметры и характеристики ПИ существенно зависят от условий их эксплуатации, спектрального состава и других параметров потока, необходимо четко оговорить некоторые стандартные (нормальные) условия, в которых следует проводить их измерения (паспортизацию). Кроме того, параметры и характеристики ПИ разных типов и назначения резко различаются между собой, поэтому ограничиться для всех ПИ одними и теми же стандартными условиями не представляется возможным.

Приемники, работающие в средней части ИК спектра, т.е. в диапазоне 1,5...20 мкм (обычно это охлаждаемые ПИ), калибруют по излучателю — черному телу с температурой 373 К. Неохлаждаемые фоторезисторы, работающие в первом, а иногда и во втором атмосферных окнах, калибруют по черному телу с температурой 573 К. Параметры ПИ, работающих в видимом диапазоне, определяют по лампам накаливания — источникам А с цветовой температурой вольфрамовой нити  $T_n = 2856$  К, источникам В ( $T_n = 4800$  К) и С ( $T_n = 6500$  К).

В зависимости от инерционности ПИ и спектра шумов устанавливаются различные частоты модуляции и полосы пропускания при их паспортизации. Чувствительность многих фоторезисторов определяется при частотах модуляции 400 и 500 Гц и полосе пропускания измерительной установки в несколько десятков герц. Весьма инерционные тепловые ПИ паспортизуются при частотах модуляции потока в несколько герц, а малоинерционные ПИ — при частотах 900...1000 Гц.

Должны быть оговорены также температура окружающей среды, влажность, давление и такие конструктивные параметры измерительной установки, как входное сопротивление  $R_{вх}$  (обычно  $R_{вх} \geq R_T$ ) и уровень шума  $V_{ш}$ , приведенный к выходу ПИ (обычно уровень шума  $V_{ш}$  установки должен быть не менее чем в 2 раза меньше уровня шумов исследуемого ПИ).

Иногда некоторые важнейшие условия измерений параметра приводятся в качестве индексов при его обозначении. Например,  $D_{500,90,1}^*$  означает, что измерение  $D^*$  велось по черному телу с температурой 500 К, при частоте модуляции 90 Гц и было отнесено к полосе пропускания 1 Гц.

В реальных условиях работы ПИ принимает поток, как правило, отличающийся по своему спектральному составу от потока, который он принимает при паспортизации. Например, это происходит вследствие того, что температура излучателя, по которому работает ОЭП, отличается от температуры источника, по которому паспортизируется (калибруется) ПИ. В ряде случаев ПИ, откалиброванный по отношению к излучению со сплошным спектром (например, по отношению к излучению черного тела), работает с монохроматическим потоком (например, потоком, приходящим от лазера). Поэтому в каждом таком случае параметры ПИ должны быть пересчитаны для новых условий. Рассмотрим характерный пример пересчета чувствительности ПИ.

Пусть имеется ПИ с чувствительностью  $s_{v1}$  к излучению со спектральной плотностью потока излучения  $\Phi_{\lambda 1}$ . Требуется определить его чувствительность  $s_{v2}$  к излучению источника, описываемому функцией  $\Phi_{\lambda 2}$ , т.е., например, к излучателю с другой температурой.

Выражение для чувствительности ПИ в общем виде можно записать как

$$s_v = \frac{\Delta V}{\Delta \Phi} = s_{\lambda \max} \frac{\int_{\lambda_m}^{\lambda_n} \tau_{\lambda} s_{\lambda} \Phi_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_m}^{\lambda_n} \tau_{\lambda} \Phi_{\lambda} d\lambda},$$

где  $\Phi_{\lambda}$  — функция, описывающая распределение потока, пришедшего на ПИ в диапазоне  $\lambda_m \dots \lambda_n$  по спектру длин волн;  $\tau_{\lambda}$  — спектральный коэффициент пропускания среды;  $s_{\lambda}$  — спектральная характеристика чувствительности ПИ;  $s_{\lambda \max}$  — абсолютное значение спектральной чувствительности в максимуме спектральной характеристики ПИ.

При измерении чувствительности  $s_{v1}$  работа происходит в среде со спектральным пропусканием  $\tau_{\lambda 1}$  в диапазоне  $\lambda_1 \dots \lambda_2$ , а при работе по излучателю, свойства которого описываются функцией  $\Phi_{\lambda 2}$  — в среде с пропусканием  $\tau_{\lambda 2}$  в диапазоне  $\lambda_3 \dots \lambda_4$ , причем  $\tau_{\lambda 2}$  может учитывать и пропускание оптики прибора.

Если в случае калибровки ПИ и при его работе в реальных условиях рабочая точка энергетической характеристики для монохрома-

тического потока лежит в линейной зоне, т.е.  $s_{\lambda \max 1} = s_{\lambda \max 2} = s_{\lambda \max}$ , то, очевидно,

$$s_{v1} = s_{\lambda \max} \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_{\lambda} \tau_{\lambda 1} \Phi_{\lambda 1} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\lambda 1} \Phi_{\lambda 1} d\lambda}; \quad s_{v2} = s_{\lambda \max} \frac{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} s_{\lambda} \tau_{\lambda 2} \Phi_{\lambda 2} d\lambda}{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \tau_{\lambda 2} \Phi_{\lambda 2} d\lambda};$$

$$s_{\lambda \max} = s_{v1} \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\lambda 1} \Phi_{\lambda 1} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_{\lambda} \tau_{\lambda 1} \Phi_{\lambda 1} d\lambda} = s_{v2} \frac{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \tau_{\lambda 2} \Phi_{\lambda 2} d\lambda}{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} s_{\lambda} \tau_{\lambda 2} \Phi_{\lambda 2} d\lambda}.$$

откуда искомая величина

$$s_{v2} = s_{v1} \frac{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} s_{\lambda} \tau_{\lambda 2} \Phi_{\lambda 2} d\lambda}{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \tau_{\lambda 2} \Phi_{\lambda 2} d\lambda} \cdot \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\lambda 1} \Phi_{\lambda 1} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_{\lambda} \tau_{\lambda 1} \Phi_{\lambda 1} d\lambda}. \quad (6.3)$$

В том случае, когда берутся одинаковые пределы интегрирования по  $\lambda$ , а величины  $\tau_{\lambda 1}$  и  $\tau_{\lambda 2}$  принимаются постоянными,

$$s_{\lambda 2} = s_{\lambda 1} \Phi_2 / \Phi_1. \quad (6.4)$$

где  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  — коэффициенты использования (см. § 6.2).

Очень часто в практике подобных расчетов приходится переходить от параметров, размерность которых выражена в световых единицах, к параметрам с размерностью в энергетических единицах. Например, значение токовой чувствительности кремниевого фотодиода приводится в единицах ампер на люмен, в то время как максимум его спектральной характеристики чувствительности приходится на ближнюю ИК область, где поток измеряется не в люменах, а в ваттах. Паспортная чувствительность  $s_I$  в амперах на люмен определяется по источнику — лампе с определенными температурой нити накала  $T_1$  ( $T_n = 2856$  К) и спектром  $\Phi_{\lambda 1}$ , и может быть с учетом формулы для све-

тогового потока (см. § 3.2) представлена для диапазона  $\lambda_1 \dots \lambda_2$  как

$$s_{I1} = \frac{\Delta I}{\Delta \Phi_v} = s_{I \max} \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_{\lambda} \tau_{\lambda I} \Phi_{\lambda I} d\lambda}{683 \int_{0.4}^{0.76} V_{\lambda} \tau_{\lambda I} \Phi_{\lambda I} d\lambda}.$$

Рассуждая так же, как и при выводе (6.3), можно получить следующее выражение для токовой чувствительности  $s_{I2}$ , определенной для излучателя со спектром  $\Phi_{\lambda 2}$  в диапазоне  $\lambda_3 \dots \lambda_4$ :

$$s_{I2} = s_{I1} \frac{683 \int_{\lambda_3}^{\lambda_4} s_{\lambda} \tau_{\lambda 2} \Phi_{\lambda 2} d\lambda \int_{0.76}^{0.76} V_{\lambda} \tau_{\lambda I} \Phi_{\lambda I} d\lambda}{\int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \tau_{\lambda 2} \Phi_{\lambda 2} d\lambda \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_{\lambda} \tau_{\lambda I} \Phi_{\lambda I} d\lambda} \quad (6.5)$$

Аналогично можно пересчитать и другие параметры, изменяющиеся с переходом к излучателю с новым спектральным составом излучения. Например, для пересчета порога чувствительности можно воспользоваться зависимостью (6.4), и если радиационный шум ПИ мал по сравнению с другими шумовыми составляющими, то формула для величин  $\Phi_{\Pi}$  в соответствии с (6.1) и (6.4) будет выглядеть следующим образом:

$$\Phi_{\Pi 2} = \Phi_{\Pi 1} \Phi_1 / \Phi_2. \quad (6.6)$$

Общую методику пересчета параметров можно свести к следующей последовательности действий:

составляется развернутое — «спектральное» — выражение для известного (паспортного) параметра ПИ с учетом его размерности;

составляется такое же выражение для искомого — пересчитываемого — параметра с учетом отличий в условиях работы ПИ и размерности по сравнению с паспортным параметром;

полученная система из двух уравнений решается относительно искомой величины.

Эта же методика может быть использована и при пересчете интегральных параметров в спектральные, т.е. при определении чувствительности ПИ к монохроматическому излучению.

Пусть, например, требуется определить чувствительность ПИ, откалиброванного по излучению известного спектрального состава  $\Phi_{\lambda}$ , для какой-либо длины волны  $\lambda$  (для монохроматического излучения)

в абсолютных единицах  $s_{\lambda \text{ abs}} = s_{\lambda \text{ abs}}(\lambda)$ , если известны кривая спектральной чувствительности приемника  $s_{\lambda}$ , построенная в относительных единицах, и значение абсолютной чувствительности  $s_{\Sigma} = s_{\text{инт}}$ , измеренное в диапазоне  $\lambda_m \dots \lambda_n$ , включающем  $\lambda$ .

Поскольку абсолютную чувствительность для диапазона  $\lambda_m \dots \lambda_n$  можно выразить как

$$s_{\Sigma} = s_{\lambda \max} \frac{\int_{\lambda_m}^{\lambda_n} s_{\lambda} \Phi_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_m}^{\lambda_n} \Phi_{\lambda} d\lambda},$$

то максимальная монохроматическая абсолютная чувствительность

$$s_{\lambda \max} = s_{\Sigma} \frac{\int_{\lambda_m}^{\lambda_n} \Phi_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_m}^{\lambda_n} s_{\lambda} \Phi_{\lambda} d\lambda}. \quad (6.7)$$

Так как  $s_{\lambda} = s_{\lambda \text{ abs}} / s_{\lambda \max}$ , то после подстановки в (6.7)  $s_{\lambda \max}$  искомая абсолютная спектральная чувствительность на длине волны  $\lambda$  определится как

$$s_{\lambda \text{ abs}} = s_{\lambda} s_{\Sigma} \frac{\int_{\lambda_m}^{\lambda_n} \Phi_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_m}^{\lambda_n} s_{\lambda} \Phi_{\lambda} d\lambda}. \quad (6.8)$$

Чувствительность  $s_{\Sigma}$  для всего диапазона длин волн, в котором работает ПИ, приводится обычно в его паспорте (интегральная, вольтовая или токовая чувствительность).

По аналогии для световых величин

$$s_{\lambda \text{ abs}} = \frac{683 s_{\lambda} s_{\Sigma} \int_{0.4}^{0.76} V_{\lambda} \Phi_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_m}^{\lambda_n} s_{\lambda} \Phi_{\lambda} d\lambda} \quad (6.9)$$

Здесь  $s_{\lambda \text{ абс}}$  выражена в амперах на ватт ( $\text{А} \cdot \text{Вт}^{-1}$ ) или вольтах на ватт ( $\text{В} \cdot \text{Вт}^{-1}$ );  $s_{\Sigma}$  — в амперах на люмен ( $\text{А} \cdot \text{лм}^{-1}$ ) или вольтах на люмен ( $\text{В} \cdot \text{лм}^{-1}$ ).

Величина  $s_{\lambda \text{ абс}}$  зависит не от вида источника (черное тело, лазер и т.д.), относительно которого она определяется, а лишь от квантового выхода на данной длине волны.

Приведем некоторые удобные для практических расчетов формулы.

Порог чувствительности в ваттах для монохроматического излучения с длиной волны  $\lambda_i$  определяется как

$$\Phi_{\text{пл}i} = \Phi_{\text{п}} \frac{\int_{\lambda_m}^{\lambda_n} s_{\lambda} \Phi_{\lambda} d\lambda}{s_{\lambda_i} \int_{\lambda_m}^{\lambda_n} \Phi_{\lambda} d\lambda}, \quad (6.10)$$

а для монохроматического светового потока в люменах

$$\Phi_{\text{пл}i} = \Phi_{\text{п}} \frac{\int_{\lambda_m}^{\lambda_n} s_{\lambda} \Phi_{\lambda} d\lambda}{683 s_{\lambda_i} \int_{\lambda_m}^{\lambda_n} V_{\lambda} \Phi_{\lambda} d\lambda}. \quad (6.11)$$

Для перехода к квантовой форме представления порогового потока  $\Phi_{\text{пл}i}$  необходимо разделить (6.10) на энергию кванта, т.е.

$$\Phi_{\text{пл}i}^q = \Phi_{\text{пл}i} / (h\nu_i) = \Phi_{\text{пл}i} \lambda_i / (hc). \quad (6.12)$$

Для вычисления интегралов во всех приведенных выше выражениях можно воспользоваться любым из известных способов графического интегрирования. Аналитический способ чаще всего неприемлем, так как зависимость  $s_{\lambda}$  трудно описать какой-либо функцией, а, кроме того, интегрирование функции  $\Phi_{\lambda}$  также представляется громоздкой операцией. Можно значительно облегчить расчет, если заменить интегралы суммами, например, для (6.8):

$$s_{\lambda \text{ абс}} = s_{\lambda} s_{\Sigma} \frac{\sum_{\lambda_m}^{\lambda_n} \Phi_{\lambda}}{\sum_{\lambda_m}^{\lambda_n} s_{\lambda} \Phi_{\lambda}}. \quad (6.13)$$

Если в рассматриваемом спектральном диапазоне спектральный коэффициент пропускания оптических сред — величина непостоянная, то в формулы (6.7) — (6.13) следует ввести функции  $\tau_{\lambda}$ , как в (6.3).

## 6.5. Основные виды приемников излучения, применяемых в оптико-электронных приборах

Рассмотрим краткую сравнительную характеристику основных групп и видов ПИ, наиболее широко используемых в оптико-электронном приборостроении, имея в виду, что подробному изложению физических принципов их работы, особенностей схем включения и других вопросов посвящена многочисленная литература [9, 16, 20, 24, 30, 35].

**Фотоэмиссионные приемники** (с внешним фотоэлектрическим эффектом). К этим приемникам относятся вакуумные и газонаполненные фотоэлементы (ФЭ) и фотоэлектронные умножители (ФЭУ). В основе внешнего фотоэлектрического эффекта лежит эмиссия фотоэлектронов под действием падающего излучения. Эмиттируемые электроны под действием приложенного напряжения, создающего ускоряющее поле, направляются от эмиттера-катода к аноду, образуя во внешней цепи ток.

Характеристики некоторых часто встречающихся на практике фотокатодов приведены в табл. 6.1.

Параметры современных ПИ этого класса позволяют применять их как для регистрации чрезвычайно малых световых потоков ( $10^{-13} \dots 10^{-14}$  лм), так и для приема очень мощных излучений. Спектральные характеристики ФЭ и ФЭУ определяются типом фотокатода, и их постоянная времени обычно не превышает  $10^{-9}$  с. Токовая чувствительность ФЭУ зависит от числа каскадов умножения и напряжения питания и может достигать нескольких десятков ампер на люмен. При этом важно отметить относительно большой линейный участок световых характеристик ФЭУ. Линейная зависимость выходного тока от освещенности на фотокатоде иногда сохраняется при освещенности более  $10^3$  лк.

К недостаткам ФЭУ следует отнести необходимость иметь высокое стабилизированное питающее напряжение (сотни и тысячи вольт), возможность потери эмиссионной способности некоторых типов ФЭУ. При освещении значительными световыми потоками, сравнительную сложность схемы включения и большие габаритные размеры по сравнению с другими приемниками. Шумы фотоэмиссионных ПИ зависят главным образом от дробового шума и низкочастотного фликкер-эффекта (эффекта мерцания). Для ФЭУ следует также учитывать шум, обусловленный вторичной эмиссией, и шум в нагрузке.

Таблица 6.1

Характеристики некоторых фотокатодов [9, 24, 30]

Тип фотокатода	Максимум спектральной чувствительности, мкм	$\lambda_p$ , мкм	Интегральная (токовая) чувствительность, мкА/лм	Плотность темнового тока при 20°C, А/см <sup>2</sup>	Постоянная времени, с
Кислородно-серебряно-цезиевый	0,4...0,8	1,3	20...60	$10^{12}$	10 <sup>-9</sup>
Сурьмяно-цезиевый	0,4...0,5	0,8	120...180	$10^{15}$	
Многощелочной	0,4...0,6	0,9	150...250	$10^{16}$	
С отрицательным электронным средством	0,4...0,8	1,1...1,4	1300...1700	$10^{13}$	

У фотоэмиссионных ПИ можно наблюдать весьма значительную неравномерность чувствительности по площади фотокатода. Основным методом борьбы с ней является создание оптической схемы прибора, при которой фотокатод облучается не в маленькой зоне, а по всей площади, т.е. применение конденсоров.

**Фоторезисторы.** В основе работы фоторезисторов (рис. 6.3) лежит изменение электропроводности чувствительного слоя при облучении. Помимо полезного сигнала, поступающего обычно на фоторезистор в виде модулированного потока, часто имеется и посторонний мешающий фон. Наличие последнего вызывает уменьшение сопротивления  $R_{\Phi}$  слоя и при отсутствии сигнала, что необходимо учитывать при выборе значения  $R_H$ .

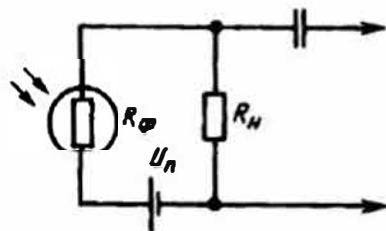


Рис. 6.3. Типовая схема включения фоторезистора

Задача оптимального выбора параметров цепи включения облегчается, если известны энергетические и фоновые характеристики приемника. Иногда более целесообразно использовать зависимость изменения сопротивления приемника от освещенности, т.е.  $R_{\Phi} = f(E)$ . Эта характеристика позволяет выбрать сопротивление нагрузки  $R_H$ , находящееся в оптимальном соотношении с

сопротивлением приемника  $R_{\Phi}$  при различных освещенностях чувствительного слоя.

Значения интегральной и вольтовой чувствительности, измеренные при отсутствии постоянного фона, будут отличаться от значений, полученных при наличии фона. При этом меняется и уровень шума на выходе фоторезистора. В этих условиях пороговый поток также изменяется.

У многих типов фоторезисторов при достижении определенного значения  $U_n$  наступает резкое увеличение уровня шума при сравнительно небольшом нарастании сигнала. Это значение обычно не превышает нескольких десятков вольт, в редких случаях (например, для некоторых сернисто-кадмиевых фоторезисторов) — нескольких сотен вольт.

Нужно отметить, что наиболее чувствительные фоторезисторы оказываются и наиболее инерционными. Для ряда ПИ установлена прямая связь между порогом чувствительности  $\Phi_{п}$  и постоянной времени  $\tau$  вида  $\Phi_{п} \tau \approx \text{const}$ .

Допустимая мощность рассеяния фоторезисторов зависит от материала чувствительного слоя, а также от режима облучения. При непрерывном облучении эта мощность находится в пределах от сотых до десятых долей ватта, при импульсном облучении она достигает единиц ватт.

К числу основных шумов, определяющих порог чувствительности фоторезисторов, относятся тепловой и токовый шумы. Предел уменьшения порогового потока ограничивается радиационным шумом.

Отметим такие достоинства фоторезисторов, как малые размеры и массу, пониженное по сравнению с фотоэмиссионными приемниками напряжение питания, возможность работы в значительно более широком спектральном диапазоне. Ряд фоторезисторов имеет очень высокую интегральную чувствительность, мощность их рассеяния достаточна для управления электрической цепью мощностью в несколько ватт.

К недостаткам фотоприемников этого класса можно отнести повышенную инерционность, значительную зависимость характеристик и параметров от температуры, малую линейную зону энергетической характеристики, зависимость выходного сигнала от площади засветки чувствительного слоя.

Типовые параметры некоторых фоторезисторов приведены в табл. 6.2. Сведения о других параметрах и характеристиках фоторезисторов, в частности, об их конструктивных размерах, форме и размерах чув-

Таблица 6.2

Материал	Рабочая температура, К	Диапазон спектральной чувствительности, мкм	$\lambda_{max}$ , мкм	Удельный монохроматический пороговый поток для $\lambda_{max}$ , $\Phi_{порог}^{инт}$ , Вт·см <sup>-2</sup> ·Гц <sup>-1/2</sup>	Интегральная чувствительность $S_{инт}$ , В·Вт <sup>-1</sup> ·см <sup>2</sup>	Постоянная времени, мкс	Темновое сопротивление, Ом
CdS	295	0,3...0,9	0,5...0,6	$0,3 \cdot 10^{-11} \dots 10^{-12}$ [90,2π]	$(3 \dots 6) \cdot 10^5$ [2856,0]	$(1 \dots 5) \cdot 10^4$	$10^6 \dots 10^7$
PbS	295	0,5...3,5	2,1	$(0,7 \dots 3) \cdot 10^{-11}$ [90,2π]	20...30 [573,500]	30	$(5 \dots 25) \cdot 10^4$
PbSe	78	0,8...6,0	5,0	$(0,2 \dots 1,0) \cdot 10^{-10}$ [90,2π]	20...110 [373,90]	10...50	$(0,2 \dots 20) \cdot 10^4$
PbTe	78...90	0,5...5,5	4,0...4,5	$(3,3 \dots 6,7) \cdot 10^{-10}$ [90,2π]	150...300 [373,400]	20...100	$(1 \dots 4) \cdot 10^7$
InSb	195	1,0...6,1	5,0	$4,0 \cdot 10^{-10}$ [900,2π]	-	1	60
HgCdTe	78	3,5...14,0	12,2	$(1,1 \dots 2,6) \cdot 10^{-11}$ [900,60°]	-	5	100
$\lambda_n$ -Si:An	50	2,0...12,7	7,5	$(1,3 \dots 1,4) \cdot 10^{-10}$ [900,2π]	-	1	$2,5 \cdot 10^6$
Ce:Au	30	2,0...14,0	10,6	$(2 \dots 5) \cdot 10^{-11}$ [900,70°]	150...160 [373,400]	0,1...1,0	$(5 \dots 10) \cdot 10^5$

Примечание. В квадратных скобках в столбце значений  $\Phi_{порог}^{инт}$  указаны частота модуляции потока и угловое поле ПИ, а в столбце значений  $S_{инт}$  — температура источника в Кельвинах, по которому калибровался ПИ, и частота модуляции потока

ствительного слоя, питающих напряжениях и др., приведены в работах [9, 22, 30].

**Фотодиоды и фототранзисторы.** Фотодиодом принято называть полупроводниковый ПИ, основанный на использовании односторонней проводимости *p-n*-перехода, при освещении которого или образуется ЭДС (фотогальванический, или вентильный режим — рис. 6.4, а), или при наличии источника питания в цепи фотодиода изменяется его обратный ток (фотодиодный режим — рис. 6.4, б).

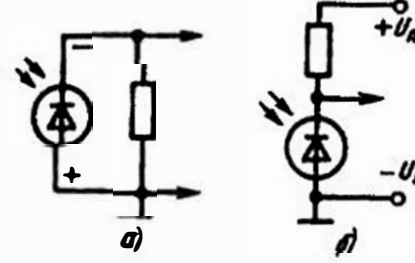


Рис. 6.4. Схемы включения фотодиодов в фотогальваническом (а) и фотодиодном (б) режимах

Фотодиоды изготовляют на основе:

одного *p-n*-перехода, сформированного на границе двух областей из одного материала с соответствующими примесями противоположного типа;

гетероперехода, образующегося на границе двух областей различных материалов с примесями противоположного типа;

контактного барьера, возникающего на границе металл — *n*-полупроводник и металл — *p*-полупроводник;

различных МДП-структур (барьера Шоттки) и ряда других схем [9, 12, 22, 30].

В настоящее время основными материалами для изготовления фотодиодов служат германий, кремний, а также сурьмянистый индий и арсенид галлия.

Очень важной характеристикой фотодиода является стабильность его параметров при изменении температуры, влажности, давления окружающей среды. В этом отношении кремниевые фотодиоды имеют существенные преимущества перед германиевыми. Темновой ток кремниевых приемников почти постоянен, а темновой ток германиевых фотодиодов при изменении температуры от 20 до 50°C может изменяться в 3...5 раз.

Другим достоинством кремниевых фотодиодов является возможность работы с большими обратными напряжениями (до 100 В), что недопустимо для германиевых фотодиодов.



Постоянная времени фотодиода в значительной степени зависит от способа его изготовления, от размеров площадки. Для сплавных фотодиодов значение  $\tau$  обычно близко к  $10^{-5}$  с; для диффузионных фотодиодов при маленьких площадках  $\tau$  может достигать  $10^{-6}$  с. В специальных фотодиодах с малой толщиной базы можно достигнуть  $\tau = 10^{-10}$  с.

Стремление увеличить чувствительность фотодиодов и уменьшить их постоянную времени привело к разработке *p-i-n*-фотодиодов [9]. Типичный *p-i-n*-фотодиод состоит из трех последовательных областей: из тонкой сильно легированной *n*-области, более толстого слоя с очень малой концентрацией примеси (*i*-область) и сильно легированной *p*-области. В результате освобождения *i*-области от носителей под воздействием обратного смещения в ней устанавливается сильное и почти постоянное поле. Падающее излучение поглощается в *i*- и *n*-областях и образует электронно-дырочные пары. Электроны и дырки разделяются полем и покидают *i*-область, а пары, возникающие в *n*-области, диффундируют к переходу, где дырки захватываются сильным ускоряющим электрическим полем и проходят через переход, а электроны остаются в *n*-области.

При площади чувствительного слоя около  $100 \text{ мм}^2$  кремниевые *p-i-n*-фотодиоды обладают чувствительностью  $0,015 \text{ А} \cdot \text{Вт}^{-1}$  при  $\lambda = 0,4 \text{ мкм}$  и временным разрешением 5 нс. При приеме излучения с  $\lambda = 0,9 \text{ мкм}$  и напряжении смещения  $U_{см} = 1000 \text{ В}$  их чувствительность составляет  $0,53 \text{ А} \cdot \text{Вт}^{-1}$ , а темновой ток  $I_{\tau} \leq 20 \text{ мкА}$  при  $U_{см} = 700 \text{ В}$  и  $I_{\tau} \leq 5 \text{ мкА}$  при  $U_{см} = 300 \text{ В}$ . Световые характеристики этих диодов при  $U_{см} = 100 \dots 1000 \text{ В}$  линейны до значений фототоков в 6 А.

В фотодиодах усиление тока можно получить умножением числа носителей. На этом принципе основаны лавинные фотодиоды [9], в которых при обратном напряжении, равном или близком к пробивному, в области *p-n*-перехода подвижные носители приобретают столь высокие скорости, что вызывают ионизацию атомов решетки, т. е. образуют новые электронно-дырочные пары. Это же ускорение действует и на носители, появившиеся в области *p-n*-перехода при его освещении. Для обеспечения стабильности коэффициента усиления фототока необходимо очень тщательно стабилизировать питающее напряжение и температуру, что усложняет использование лавинных фотодиодов. Эти ПИ используют для приема слабых сигналов, в основном при лазерной локации. Их постоянная времени составляет  $10^{-8} \dots 10^{-9}$  с при коэффициенте внутреннего усиления до  $10^4$  и рабочем напряжении 30...100 В.

Среди других полупроводниковых ПИ, созданных за последнее время, можно отметить фотодиоды с барьером Шоттки, характеризующиеся сравнительно простой технологией изготовления, параметры которых близки к параметрам *p-i-n*-фотодиодов, а также гетерофотодиоды [9].

Сравнительно большие темновые токи при включении обычных фотодиодов в фотодиодном режиме делают невозможным их использование для измерения малых потоков. В этом случае необходимо работать в фотогальваническом режиме, при котором обнаружительная способность системы определяется практически не весьма малыми шумами приемника, а шумами схемы его включения или последующих электронных звеньев.

Наибольшее влияние на обнаружительную способность фотодиодов оказывают дробовый, тепловой (электрического сопротивления базы), а также токовый шум.

**Фототранзисторы** — это обладающие свойством усиления фототока ПИ с двумя *p-n*-переходами, в которых происходит направленное движение носителей тока.

Фототранзисторы имеют высокий квантовый выход (около 100). Однако наличие второго *p-n*-перехода приводит к значительному увеличению шумов, поэтому часто предпочитают использовать фотодиоды, добавляя дополнительный каскад в усилитель сигнала, шум которого меньше влияет на обнаружительную способность прибора по сравнению с шумом, возникающим при использовании фототранзистора. Основными видами шумов в фототранзисторах являются тепловой и дробовый шум.

К недостаткам фототранзисторов относятся: значительная нестабильность параметров и характеристик во времени и при изменении температуры окружающей среды; меньшая, чем у фотодиодов, обнаружительная способность. У ряда фототранзисторов в центре чувствительного слоя вследствие затенения эмиттером части базы имеется «слепое пятно». Поэтому при их использовании совершенно необходимо распределять поток по всей чувствительной поверхности фотослоя, т. е. применять конденсоры.

Параметры некоторых отечественных фотодиодов и фототранзисторов приведены в табл. 6.3.

**Тепловые (неселективные) приемники излучения.** Принцип работы *термоэлементов* основан на использовании термоэлектрического эффекта Зеебека, который заключается в появлении электродвижущей силы (термоЭДС) в цепи, состоящей из двух разнородных по составу проводников (рис. 6.5), при условии, что между двумя их спая-

Таблица 6.3

Параметры некоторых фотодиодов и фототранзисторов

Тип приемника	Материал	Диапазон спектральной чувствительности $\Delta\lambda$ , мкм	$\lambda_{max}$ , мкм	Интегральная токовая чувствительность $S_I$ , мкА/лк
ФД-7Г	Ge	0,4...1,9	1,6	0,1
КФДМ	Si	0,5...1,2	1,0	$1,6 \cdot 10^{-2}$
ФД-24К	Si	0,47...1,12	1,0	$0,6 \cdot 10^{-2}$
ФТГ-3	Ge	0,4...1,9	1,6	750 мА/лм
ФТ-1К	Si	0,5...1,2	1,0	0,4

Тип приемника	Постоянная времени $\tau$ , с	Напряжение питания $U_p$ , В	Порог чувствительности $\Phi_{п1}$ , лм·Гц <sup>1/2</sup>	Площадь чувствительного слоя, мм <sup>2</sup>
ФД-7Г	-	10	$5 \cdot 10^{-9}$	4,9
КФДМ	$10^{-6}$	20...22	$5 \cdot 10^{-9}$	1...2
ФД-24К	$10^{-5}$	26...28	$1,6 \cdot 10^{-9}$	78
ФТГ-3	-	25	-	3
ФТ-1К	$8 \cdot 10^{-4}$	25	$2,5 \cdot 10^{-7}$	2...3

ми имеется разность температур, т.е. контактные разности потенциалов на каждом спае различны.

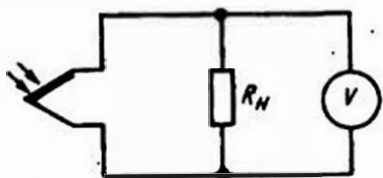


Рис. 6.5. Принципиальная схема включения термоэлемента

В качестве материалов для металлических термоэлементов используют сурьмяно-висмутовые спаи, серебро, железо, теллур, константан, хромель и различные сплавы этих веществ, а для полупроводниковых — сурьму, кремний, теллур, селен. Данные об их термоэлектрических свойствах приведены в литературе [9, 22].

Обычно сопротивление термоэлемента очень мало (не выше десятков омов), что обуславливает необходимость применения трансформаторного входа в качестве согласующего звена между ПИ и усилителем, а это усложняет конструкцию прибора. К недостаткам термоэлементов следует также отнести их большую инерционность (постоянная времени составляет десятки и сотни миллисекунд).

Принцип работы *болометра* основан на изменении электрического сопротивления полупроводника или металла при нагреве чувствительной площадки под действием падающего на него потока излучения. Относительное изменение сопротивления болометра при из-

менении его температуры на  $\Delta T$  в случае, если  $\Delta R_0 \ll R_0$ , можно представить уравнением

$$\Delta R_0 / R_0 = \beta_T \Delta T.$$

Температурный коэффициент сопротивления (ТКС)  $\beta_T$  для большинства металлов в широком диапазоне температур обратно пропорционален температуре, т.е.  $\beta_T = 1/T$ , а для большинства полупроводников  $\beta_T = -3000/T^2$ . Важно отметить различные знаки изменения сопротивления полупроводниковых и металлических болометров.

Простейшая схема включения болометра аналогична схеме включения фоторезистора. Болометр обычно включают по мостовой схеме (рис. 6.6), которая питается постоянным или переменным током. Влияние окружающей температуры может вызвать нежелательный разбаланс моста, поэтому в качестве уравнивающего элемента схемы часто применяют также болометр, называемый компенсационным. При изменении внешних условий оба болометра в одинаковой степени изменяют свое сопротивление, в результате чего равновесие моста сохраняется. Поток от излучателя попадает только на один болометр, что вызывает разбаланс моста.

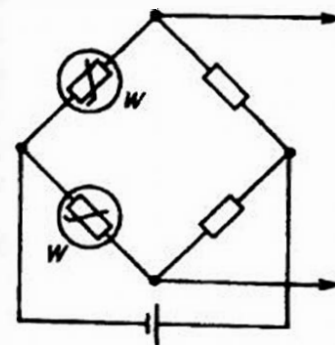


Рис. 6.6. Принципиальная схема включения болометра

Основными шумами для термоэлементов и болометров являются фоновый и тепловой.

Конструкция ряда болометров описана в литературе [9, 22, 24]. В табл. 6.4 приведены параметры типовых приемников этого класса.

В *пирозлектрических* ПИ при малейших изменениях температуры приемника — сегнетоэлектрика с постоянной электрической поляризацией, эта поляризация заметно изменяется, что ведет к изменению разности потенциалов на выходах приемника. В отличие от болометров пирозлектрические ПИ являются емкостными, а не резисторными, т.е. их полное сопротивление уменьшается с ростом частоты модуляции падающего на них излучения. Поэтому они позволяют получить очень широкую и равномерную частотную характеристику.

Частотная характеристика пирозлектрического ПИ зависит от двух факторов: скорости теплового процесса и электрической схемы включения приемника. Подбором активной нагрузки  $R_0$  в цепи включения пирозлектрического ПИ частотную характеристику можно сде-

Таблица 6.4

Параметры Векторных тепловых приемников излучения

Тип ПИ	Размеры чувствительного элемента, мм (площадь, мм <sup>2</sup> )	Сопротивление, Ом	Интегральная чувствительность, В·Вт <sup>-1</sup>	Удельная обнаружительная способность, Вт <sup>-1</sup> см Гц <sup>1/2</sup>	Постоянная времени, мс
Термоэлемент ТКС-3х1,5	3х1,5	4...20	1...4	4,56 10 <sup>8</sup>	-
Болометр металлический БМ6-Ф1	1,9х0,4	100...400	15	10 <sup>8</sup>	22
Болометр полупроводниковый БКМ-5	1х1	1,5·10 <sup>6</sup>	100	2·10 <sup>8</sup>	4
Пироэлектрический приемник БПЭ-2	(0,78)	-	300	4,56 10 <sup>8</sup>	-
Пироэлектрический приемник МП-30 (с предусилителем)	1х1	≤500	≥1000	0,5·10 <sup>8</sup>	-
Болометр полупроводниковый глубоководный (4,23 К)	7х0,7	10 <sup>3</sup>	1,1·10 <sup>4</sup>	2·10 <sup>10</sup>	10 <sup>3</sup>

лать равномерной вплоть до очень высоких частот (до 10<sup>7</sup> Гц и выше). При R<sub>н</sub> = 1000 МОм спад характеристики наблюдается при 300 Гц, а при R<sub>н</sub> = 100 кОм — при 3·10<sup>6</sup> Гц, но в последнем случае пороговый поток приемника увеличивается примерно в 10<sup>4</sup> раз [22].

Оценивая всю группу неселективных ПИ, можно отметить, что на тех участках спектра, где могут работать фотоэлектрические ПИ, тепловые ПИ вследствие их инерционности, худших эксплуатационных и некоторых других параметров применять нецелесообразно. Однако в длинноволновом ИК диапазоне спектра они пока еще широко используются для обнаружения и измерения потока излучения.

Иногда в отдельную группу выделяют многоцветные ПИ, работающие в двух спектральных диапазонах или более. Сегодня известны двухцветные ПИ, в которых коротковолновый приемник расположен над длинноволновым и является для последующего фильтром, отсекающим коротковолновую часть падающего излучения. Такие приемники работают в следующих диапазонах: 0,3...1,15 и 1,15...5,2 мкм (PbSe и PbS); 0,4...1,8 и 4...4,8 мкм (Ge и InSb); 3...5 и 8...14 мкм (InSb и PbSnTe). На базе тройных соединений HgCdTe и PbSnTe созданы как двухцветные, так и трехцветные приемники [9].

Помимо рассмотренных выше ПИ в некоторых современных ОЭП иногда используют приемники, основанные и на других физических эффектах (ПИ с СВЧ-смещением, оптико-акустические и т. п.), нашедшие пока ограниченное применение. Сведения о них можно найти в [9, 12, 22, 30 и др.].

## 6.6. Одноэлементные координатные (позиционно-чувствительные) и развертывающие приемники излучения

По физическому принципу работы координатные ПИ можно разделить на две большие группы — одноэлементные (с непрерывной структурой чувствительного слоя), в которых обычно осуществляется аналоговая обработка оптических сигналов, и многоэлементные (с дискретной структурой чувствительного слоя) с цифровой обработкой сигналов.

Для описания свойств координатных (позиционно-чувствительных) ПИ, у которых выходной сигнал зависит от координаты изображения на чувствительной поверхности ПИ, помимо параметров и характеристик, рассмотренных § 6.2 и § 6.3, используют и некоторые другие. Важнейшей из них является координатная (статическая, пеленгационная) характеристика — зависимость информативного параметра выходного сигнала (чаще всего амплитуды) от координаты изображения. Линейная зона и крутизна этой характеристики, а также координата нулевой точки, в которой выходной сигнал равен нулю, служат параметрами таких ПИ.

Нужно отметить, что первые два параметра могут изменяться в зависимости от уровня входного сигнала и закона распределения освещенности в изображении.

Большое значение имеет стабильность параметров координатных ПИ (КПИ) при изменении внешних условий, особенно температуры, так как изменение крутизны координатной характеристики или дрейф нулевой точки могут привести к значительным погрешностям в измерении положения изображения, перемещающегося по чувствительному слою ПИ. Минимальное перемещение изображения (разрешающая способность), регистрируемое КПИ, зависит от уровня его шумов, которые у ряда КПИ такие же, как и у обычных ПИ.

**Инверсионные фотодиоды, работающие на основе продольного фотоэффекта.** Сущность продольного фотоэффекта заключается в том, что в случае несимметричного относительно центра чувствительной площадки фотодиода падения пучка возникает дополнительная ЭДС,

направление которой параллельно  $p$ - $n$ -переходу [9]. Эта ЭДС пропорциональна удалению светового пятна от центра чувствительной площадки. Зависимость ЭДС от положения изображения на чувствительном слое фотодиода называется инверсионной характеристикой.

Продольная фотоЭДС определяется как

$$U = [\rho I / (2\pi\omega)] \ln[(d+x)/(d-x)],$$

где  $\rho$  — удельное сопротивление менее легированной  $n$ -области;  $I$  — полный фототок;  $\omega$  — толщина  $n$ -области;  $2d$  — расстояние между контактами, расположенными с одной и той же стороны  $p$ - $n$ -перехода;  $x$  — координата энергетического центра тяжести изображения по оси, соединяющей контакты.

Для малых значений  $x$  (малых рассогласований),  $U \approx \rho I x / (\pi\omega d)$ , т.е. инверсионную характеристику можно считать линейной (рис. 6.7).

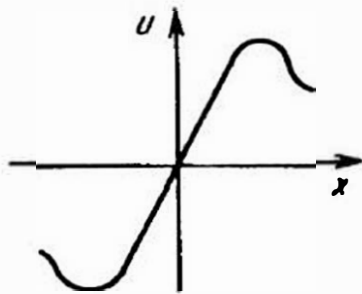


Рис. 6.7. Типичная инверсионная характеристика

Крутизна характеристики может превышать  $100 \text{ В}\cdot\text{Вт}^{-1}\cdot\text{мм}^{-1}$ , линейная зона инверсионной характеристики составляет несколько миллиметров. Важно отметить, что, используя две пары взаимно перпендикулярных базовых контактов, можно создать двухмерный приемник, с помощью которого определяются две координаты излучателя. При включении нагрузки между базовыми контактами фотодиода знак выходного сигнала указывает, вправо или влево от оси симметрии сместилось изображение излучателя. Подавая на

напряжение смещения на базовые контакты, можно изменять положение нулевой точки инверсионной характеристики, что выгодно применять в ряде быстродействующих ОЭП.

Основным фактором, ограничивающим сегодня широкое использование инверсионных ПИ, является зависимость их параметров от освещенности чувствительной площадки, а также заметный дрейф нуля, что исключает их применение в особо точных ОЭП, предназначенных для измерения линейных и угловых величин и работающих при изменяющихся освещенностях входного зрачка. Один из наиболее важных параметров инверсионного приемника — крутизна его характеристики — может меняться в зависимости от целого ряда причин: от конфигурации изображения излучателя на слое, амплитуды сигнала и уровня фона.

**Фотопотенциометры.** Схема фотопотенциометра представлена на рис. 6.8. На резистивном слое 1 создается падение напряжения от внешнего источника  $U_0$ . Резистивный слой является одним из контактов фотопроводящего слоя 2. Второй контакт 3 является омическим и служит коллектором. Фотопотенциометр освещается световым зондом 4

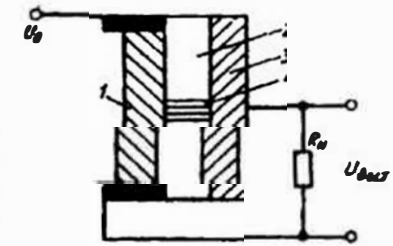


Рис. 6.8. Схема фотопотенциометра в виде полосы.

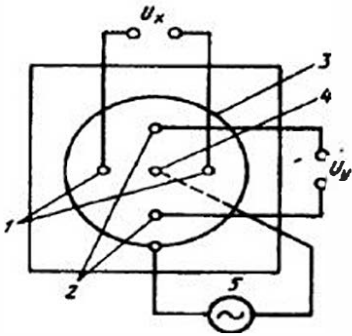
В месте засветки образуется проводящий мостик, сопротивление которого на несколько порядков меньше сопротивления неосвещенных участков. Поэтому ток в нагрузке  $R_n$  определяется потенциалом резистивного слоя на уровне светового зонда. Следовательно, величина  $U_{\text{вых}}$  является функцией координаты центра зонда, выполняющей здесь ту же роль, что и движок в обычном потенциометре. Выходное напряжение  $U_{\text{вых}}$  отличается от разности потенциалов на уровне зонда на величину, равную падению напряжения на освещенном участке фотопроводящего слоя, которая много меньше  $U_{\text{вых}}$ .

Утечкой тока через необлучаемые участки фотослоя можно пренебречь, если удельное продольное сопротивление значительно меньше удельного (приведенного к единице длины) темнового поперечного сопротивления фотослоя, а поперечное сопротивление освещенного фотослоя во много раз меньше его темнового сопротивления.

Фотопотенциометры имеют чувствительность до  $1 \text{ В}/(\text{мм}\cdot\text{Вт})$ , их разрешающая способность достигает нескольких микрометров на длине  $10 \dots 70 \text{ мм}$ , отклонения от линейности могут быть уменьшены до  $1 \dots 5\%$ . За счет профилирования чувствительного слоя удается преобразовывать перемещение светового зонда в электрический сигнал заданного функционального вида.

Основным недостатком фотопотенциометров является низкое быстродействие, оцениваемое постоянными времени в несколько миллисекунд.

**Координатные фотоприемники с радиальным электрическим полем** (рис. 6.9). На полупроводниковой пластине на расстояниях не более  $2l$  ( $l$  — диффузионная длина) установлены две пары контактов 1 и 2 для съема сигнала смещения изображения объекта по двум взаимно перпендикулярным направлениям. На этой же стороне пластины нанесен кольцевой электрод 3, к которому подводится синусоидальное напряжение относительно точечного модулирующего электрода 4, рас-



положенного на противоположной стороне пластины. Это переменное напряжение создает радиальное электрическое поле для носителей, генерируемых на поверхности пластины, и осуществляет модуляцию выходного сигнала. Вследствие незначительной толщины пластины можно пренебречь вертикальной составляющей модулирующего поля и считать, что оно распространяется по поверхности приемника.

Рис. 6.9. Схема координатного приемника с радиальным электрическим полем

случае на диффундирующие в пластину носители тока действует переменное электрическое поле, которое будет изменять закон их распределения, смещая последние к контактам 1 и 2. При этом происходит периодическое изменение потенциала на электродах с частотой изменения радиального электрического поля, создаваемого источником переменного напряжения 5. Пока объект находится в центре пластины, потенциалы на соответствующих электродах 1 и 2 изменяются одинаково и выходные сигналы  $U_x = U_y = 0$ . При смещении объекта от центра нарушается симметрия распределения носителей, и на электродах 1 и 2 будут новые потенциалы, разность которых пропорциональна смещению, а фаза сигнала укажет направление смещения.

При модулирующем напряжении порядка 1 В чувствительность таких ПИ составляет 0,5...1 В/(мм·мВт); постоянная времени  $10^{-5}$  с; уровень шума — порядка  $10^{-7}$  В, что позволяет обеспечить высокую разрешающую способность (менее 0,1 мкм), правда, для небольших размеров чувствительного слоя (до 1,2...1,4 мм). Для устранения зависимости координатной характеристики от значения потока, образующего изображение, по дополнительному сигналу, снимаемому, например, с контактов 1 и 4 (рис. 6.9), т. е. образующемуся в результате поперечного фотоэффекта, осуществляется управление амплитудой тянущего поля. Этот дополнительный сигнал поступает в цепь управления источником тока, подключенным к центральному электроду 4.

Координатные фотодиоды с барьером Шоттки (рис. 6.10). На неосвещаемой стороне фотодиода есть контакты 1 и 2. К сформированному на границе полупроводниковой подложки 3 и металлизированного слоя 5  $p-n$ -переходу 4 приложено обратное смещающее напряжение  $U$ . Электронно-дырочные пары, генерируемые в обедненном зарядом

слое, разделяются полем смещения. Дырки, затянутые в толщу подложки, проходят к электродам 1 и 2 путь с высоким сопротивлением. Этот ток, инжектированный в подложку, распределяется между электродами в соответствии с законом Ома. Разностный ток является линейной функцией поперечного положения пучка лучей, генерирующего носители.

Линейность координатной характеристики зависит прежде всего от однородности сопротивления подложки, а также от однородности чувствительности приемника. Она выше в центральной части чувствительного слоя. Нелинейность в радиусе менее 0,1 продольного размера слоя не превышает 1% и составляет несколько процентов на краю. Эта нелинейность может быть устранилена соответствующей калибровкой.

Известны фотодиоды рассматриваемого типа с размером чувствительной площадки  $35 \times 35$  мм и чувствительностью к перемещению порядка долей микрометра.

В качестве сканирующего устройства, осуществляющего развертку изображения, в ОЭП используются сканисторы — развертывающие приемники излучения на базе  $p-n$ -переходов. В сканисторе с непрерывной базой (непрерывном сканисторе) на высокоомную полосу коллектора 1 с двумя контактами по краям (рис. 6.11, а) наносятся базовая область 2 типа  $n$  и эмиттерная область 3 типа  $p$ . На последней имеется прозрачный эквипотенциальный электрод 4 с контактом. Дискретный сканистор (рис. 6.11, б) состоит из большого числа  $p-n$ -переходов, со-

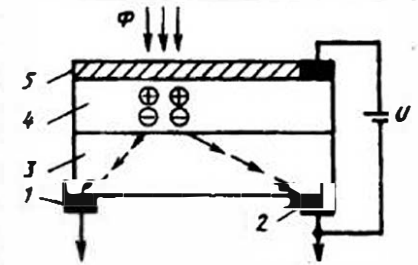


Рис. 6.10. Схема координатного фотодиода с барьером Шоттки

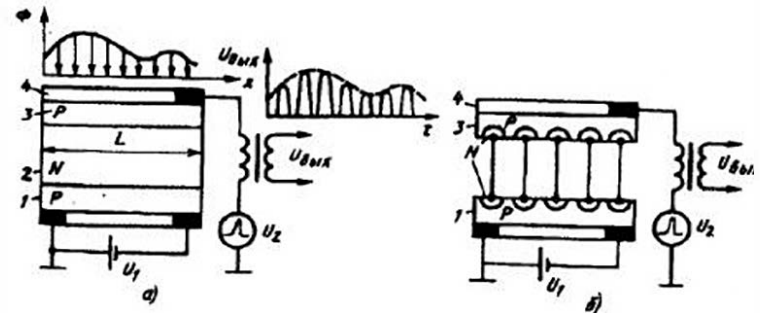


Рис. 6.11. Схемы сканисторов:  
а — непрерывного; б — дискретного

единенных попарно проводниками, что уменьшает растекание носителей вдоль базы и повышает разрешающую способность устройства.

Если к контактам коллектора сканистора приложить постоянное напряжение  $U_1$ , то при равномерном распределении сопротивления в коллекторе падение напряжения вдоль него также будет распределено равномерно, т.е. потенциал в точке с координатой  $x$  будет равен  $U_1x/L$ , где  $L$  — расстояние между контактами коллектора. Для  $p$ - $n$ -переходов в коллекторе это напряжение является запирающим, а в эмиттере — прямым.

Если на эмиттер подать напряжение  $U_2$  от генератора пилообразных импульсов, изменяющееся во времени по закону  $U_2t/T$  с периодом  $T$ , то в точке с координатой  $x$  к  $p$ - $n$ -переходам в эмиттере будет приложено напряжение

$$\Delta U = U_1x/L - U_2t/T.$$

В момент времени  $t_x = (U_1/U_2)(x/L)T$ , когда  $\Delta U = 0$ , происходит изменение знака  $\Delta U$ , и оно становится обратным для  $p$ - $n$ -переходов в эмиттере, являющихся фотодиодами.

Сигнал в каждой точке эмиттера (в каждом фотодиоде дискретного сканистора) пропорционален освещенности. За время  $T$  происходит «опрос» всех переходов вдоль эмиттера.

Используя дифференцирование выходного видеосигнала, можно получить последовательность импульсов с амплитудами, пропорциональными освещенности вдоль направления развертки. Объединяя несколько линейных сканисторов и последовательно их коммутируя, можно осуществлять двумерный анализ изображения или сканирование.

Сканисторы долговечны, компактны. Длина строк достигает нескольких сантиметров, разрешающая способность непрерывных сканисторов — около 100 мкм, дискретных — порядка 20 мкм и может быть увеличена за счет специальной обработки выходного сигнала, например двукратного его дифференцирования.

## 6.7. Многоэлементные приемники излучения

Многоэлементные приемники излучения можно разделить на приемники с полной электрической развязкой отдельных чувствительных элементов и приемники с внутренними электрическими связями. Приемник первого типа представляет собой набор отдельных одноэлементных приемников, обычно изготавливаемых на единой подложке и часто имеющих самостоятельные каналы предварительного усиления, а иногда и более сложной первичной обработки сигнала. Такие прием-

ники при большом числе элементов, к сожалению, пока еще имеют увеличенные габаритные размеры и большое число выводов. При интегральном исполнении приемников второго типа реализуется гораздо большее число каналов, но взаимовлияние и разброс параметров отдельных элементов, наличие коммутационных переходных процессов и утечек по токоведущим шинам и подложкам и ряд других недостатков, например ограниченный диапазон спектральной чувствительности, заметно ограничивают или усложняют их применение.

Очень важно, что приемники первого типа позволяют осуществить произвольную координатную выборку отдельных элементов. Однако на сегодня они уступают ПИ второго типа по числу этих элементов (и по пространственному разрешению), динамическому диапазону амплитуд принимаемых сигналов и по уровню шумов коммутации. Для повышения пространственного разрешения ПИ первого типа (до сотых долей размера одного элемента приемника) приходится принимать специальные меры.

Простейшим приемником первого типа является двухплощадочный (разрезной) приемник, состоящий из двух частей, разделенных небольшим промежутком, который играет роль нулевой точки координатной характеристики. Площадки обычно включаются по дифференциальной (разностной) схеме. Хотя обе площадки такого приемника изготавливаются обычно в совершенно одинаковых условиях или вырезаются из одной заготовки, полностью устранить разброс их чувствительностей не удастся, т.е. и здесь отмечается дрейф нуля при изменении окружающих условий или при длительной эксплуатации приемника.

Область координатной характеристики двухплощадочного приемника, в которой выходной сигнал изменяется от минимума, соответствующего уровню шума, до максимума, когда изображение излучателя полностью переходит на одну из площадок, определяется размером изображения, а также шириной разделительного промежутка. Очевидно, что линейность и крутизна характеристики также зависят от параметров изображения — формы и закона распределения освещенности.

Достоинствами таких приемников являются большая крутизна, малый дрейф нуля, высокое быстродействие. К их недостаткам следует отнести сравнительно небольшой линейный участок координатной характеристики, а главное, зависимость крутизны этой характеристики от многих параметров (формы, размера, ориентации изображения излучателя, закона распределения освещенности и др.).

Помимо однокоординатных мозаичных приемников, измеряющих рассогласования вдоль одной из осей координат, имеются и двухкоординатные приемники. Простейшим из них является координатный разрезной фотодиод, представляющий собой пластину полупроводника с *p-n*-переходом, разделенную на четыре части с промежутками порядка 0,05...0,1 мм. Размеры отдельных площадок таких КПИ достигают нескольких миллиметров, а крутизна координатной характеристики — 0,1...0,5 В/(мм·мВт). К каждой из частей подведены токоотъемные контакты.

В ряде случаев отдельные элементы чувствительного слоя используются не для образования полезного сигнала, а для компенсации влияния переменных внешних условий (температуры, давления, влажности, уровня фоновой освещенности и т. п.).

При использовании двух- и четырехплощадочных КПИ в ОЭП, предназначенных для точного наведения на излучающий объект, часто возникает задача: компенсировать влияние изменяющейся освещенности чувствительных площадок на крутизну координатной характеристики ОЭП, а следовательно, и на точность наведения. Известно несколько способов уменьшения этого влияния.

Одним из таких способов для КПИ, состоящего из двух элементов — фотодиодов, является последовательное включение фотодиодов в фотогальваническом режиме. При этом крутизна координатной характеристики КПИ в области малых смещений изображения с линии раздела чувствительных площадок не зависит от освещенности изображения, однако чувствительность такого КПИ низка.

Известны схемы КПИ с параллельным включением фотодиодов в фотогальваническом режиме, одна из которых позволяет заметно уменьшить изменение крутизны координатной характеристики КПИ в заданном диапазоне изменения освещенности изображения, а вторая обеспечивает получение сигнала, пропорционального освещенности, в цепях управления усилителем, работающим совместно с КПИ.

Распространенным способом стабилизации координатной характеристики является использование дифференциальных (суммарно-разностных) схем включения, когда смещение изображения, пропорциональное разности сигналов, снимаемых с площадок КПИ, берется в относительной мере как отношение этой разности к их сумме, которая пропорциональна всему потоку, образующему изображение (см. ниже § 7.3, а также [3]).

В последние годы для работы в составе различных ОЭП были разработаны многоэлементные двумерные КПИ с числом элементов от нескольких десятков до нескольких тысяч. В освоенных промыш-

ленностью КПИ размеры отдельных элементов обычно составляют несколько десятков микрометров при таких же примерно размерах промежутков между элементами.

В табл. 6.5 и 6.6 приведены параметры некоторых многоэлементных двумерных приемников, разработанных у нас в стране и за рубежом.

Таблица 6.5

Основные параметры отечественных кремниевых фотодиодных матриц

Параметр	МФ-14	МФ-16	МФ-22	ФПМ 256×256
Число элементов	32×32	16×16	64×64	256×256
Размер элемента, мкм	100×100	100×100	80×60	Нет данных
Шаг структуры, мкм	250×250	250×250	100×100	Нет данных
Пороговая экспозиция, Дж	10 <sup>-13</sup> ...10 <sup>-16</sup>	10 <sup>-12</sup>	10 <sup>-12</sup>	Нет данных
Динамический диапазон	10 <sup>6</sup>	10 <sup>6</sup>	10 <sup>3</sup>	200
Неоднородность темнового сигнала, %	10	10	10	10
Неоднородность интегральной чувствительности, %	Нет данных	Нет данных	Нет данных	15
Минимальное время выборки одного элемента, мкс	1	1	1	Нет данных
Диапазон тактовых частот, МГц	Нет данных	Нет данных	Нет данных	0,01...8,0
Максимальное время экспозиции	1...3	1...3	0,003	Нет данных

Для ОЭП, работающих в ИК области спектра, наиболее перспективными представляются многоэлементные фотодиодные приемники из HgCdTe, InSb и PtSi, а также фоторезисторные матрицы из легированного кремния, PbSe и PbS.

Анализ большого числа зарубежных источников позволил составить сводную таблицу основных параметров некоторых уже освоенных

промышленностью приемников этих типов (табл. 6.6). Сообщается о разработке и появлении в ближайшие годы линейных приемников (линеек) из HgCdTe, охлаждаемых до 80 К, с числом элементов до 960 и фотодиодных матриц из этого материала с числом элементов до 480 × 640 и размерами квадратных элементов от 20 мкм до 1 мм. Эти приемники работают в широком спектральном диапазоне (до 14 мкм).

Матричные приемники на базе PtSi, имеют меньший спектральный рабочий диапазон (до 5 мкм), но обладают высокой однородностью параметров отдельных элементов. Имеются сообщения о создании таких фотоматриц с числом элементов 128×128, 256×256, 512×512, 480×640, 2048×16 и других, а также линеек с числом элементов до 4096.

Линейные фотовольтаические приемники из InSb, имеющие длинноволновую границу спектральной чувствительности 5,5 мкм (при охлаждении до 80 К), имеют число элементов 64...128, а матричные — до 640×480.

Таблица 6.6

Типичные значения параметров современных зарубежных многоэлементных фотодиодов (ФД) и фоторезисторов (ФР)

Параметры	Тип приемника			
	ФД (HgCdTe)	ФД (PtSi)	ФД (InSb)	ФР (Si:As)
Количество элементов	240×4	488×640	256×256	10×50
Размеры одного элемента, мкм	40×40	24×24	30×30	Нет данных
Длинноволновая граница спектральной чувствительности, мкм	10...10,5	5,0	5,5	25
Температура охлаждения, К	≤80	≤77	≤50...70	≤12
Обнаружительная способность в максимуме спектральной характеристики $D^*_{\lambda_{max}}$ , Вт <sup>-1</sup> ·см·Гц <sup>1/2</sup>	1,2·10 <sup>11</sup>	Нет данных	5·10 <sup>12</sup>	3·10 <sup>10</sup>
Среднее квадратическое отклонение $D^*$ , %, для одного элемента	<15	0,2...0,5	1...3	1,5

Усилия разработчиков таких приемников направлены на расширение спектрального диапазона их чувствительности, увеличение динамического диапазона рабочих освещенностей и достижение высокой степени однородности чувствительности отдельных элементов. В табл. 6.7 приведены данные о достигнутых значениях этой неоднородности

в зависимости от площади чувствительного слоя одного элемента  $A$  и допуска на размер элемента  $\delta$  [35].

Таблица 6.7

Неоднородность чувствительности многоэлементных приемников в зависимости от площади элемента и допуска на его размеры

Тип приемника	$A$ , см <sup>2</sup>	$\delta$ , мкм	$\Delta\delta$ , %
PbS	10 <sup>-4</sup> ...10 <sup>-5</sup>	1...5	2...10
HgCdTe	10 <sup>-4</sup> ...10 <sup>-5</sup>	1	2...5
InSb	(2...3)·10 <sup>-5</sup>	0,25...1,0	0,8...2,0
PtSi	2·10 <sup>-5</sup>	0,1...0,25	0,1...2,0

При выборе многоэлементного приемника следует учитывать не только однородность параметров его отдельных элементов, но и чувствительность (квантовую эффективность  $\eta_c$ ) фотослоя. Вследствие гораздо большей чувствительности приемники на основе InSb и HgCdTe ( $\eta_c \geq 50\%$ ) часто предпочтительнее более однородных структур на базе PtSi ( $\eta_c \approx 1\%$ ), особенно при работе на длинах волн свыше 4 мкм.

Нужно отметить, что высокая квантовая эффективность, которой обладает ряд материалов, из которых изготавливаются приемники (обычно фотовольтаические), усложняет требования к системе съема и обработки сигналов. Это связано с быстрым насыщением считывающих устройств, что на практике вынуждает повышать скорость считывания, т. е. увеличивать частоту кадров, чему часто препятствует инерционность приемника, а иногда приходится уменьшать спектральный диапазон работы системы  $\Delta\lambda$ .

Наиболее распространенными многоэлементными ПИ с внутренними электрическими связями являются фотоприемники на базе приборов с зарядовой связью [9, 20, 22, 30, 35]. Приборами с зарядовой связью (ПЗС) принято называть полупроводниковые устройства, в которых при подаче на них определенной последовательности тактовых импульсов осуществляется управляемое перемещение пакетов зарядов вдоль полупроводниковой подложки. Эти устройства состоят из ряда МДП-структур, в которых металлические электроды образуют регулярную систему с достаточно малым шагом — расстоянием между электродами.

Хорошо известны трехфазные структуры ПЗС (рис. 6.12). Один элемент образуется тремя электродами, каждый из которых подключен к своей токопроводящей фазной шине 1...3. Подложкой является



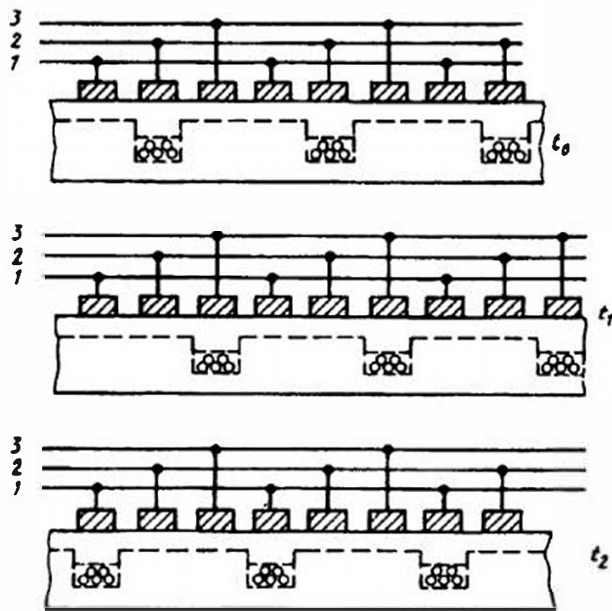


Рис. 6.12. Трехфазная структура ПЗС (принцип работы)

полупроводниковая пластина или пленка, на которую нанесены микроостровки окисла, покрытые слоем металла, играющего роль электрода. Пусть отрицательный (в случае *n*-подложки) потенциал подан на шину 2 в какой-то начальный момент времени  $t_0$ . Накопление зарядов под электродами этой шины в результате действия локальной освещенности по истечении времени накопления заканчивается, и высокий потенциал с шины 2 снимается и подается на шину 3 (момент  $t_1$ ). Заряды перетекут в потенциальную яму под электроды шины 3 одновременно во всех элементах. К электродам шины 1 они не потекут, так как их потенциал в момент  $t_1$  остается низким. В момент времени  $t_2$  высокий потенциал с электродов шины 3 подается на электроды шины 1, и все заряды одновременно переносятся вправо на один шаг (на один электрод). Далее процесс повторяется.

Таким образом, линейка фото-ПЗС, в которой под системой прозрачных в рабочем диапазоне спектра электродов при освещении возникает внутренний фотоэффект, позволяет преобразовать распределение освещенности в зарядовые пакеты носителей, хранить их и создавать выходной видеосигнал при последовательной смене потенциалов на фазных шинах. Схемы такого преобразования рассмотрены в гл. 7.

Помимо трехфазной структуры ПЗС разработаны одно-, двух- и четырехфазные ПЗС.

Уровень шума в фото-ПЗС обычно определяется флуктуациями числа электронов в зарядовых пакетах, вызванными фотонным шумом сигнала, дробовым шумом темнового тока, шумами захвата носителей в структуре ПЗС, шумом фонового заряда и др. Охлаждение до  $(-20...-40)^\circ\text{C}$  и другие методы снижения шумов позволяют уменьшить число шумовых электронов до  $15...30$  в полосе частот до  $1\text{ МГц}$  и обеспечить работу ПИ при перепаде освещенностей  $10^4...10^5$ .

Приемники на базе ПЗС помимо общепринятых параметров и характеристик описываются рядом специфических, к которым относятся: частотно-контрастная (пространственно-частотная) характеристика, определяющая качество передачи контраста изображения в виде функции от пространственной частоты проецируемой на ПЗС штриховой миры; амплитуды минимальных и максимальных управляющих напряжений хранения и запирающая; минимальная  $f_{min}$  и максимальная  $f_{max}$  тактовые частоты ( $f_{min} = 0,1...1\text{ кГц}$ ,  $f_{max} = 2...20\text{ МГц}$ ); время хранения информации, достигающее десятых долей секунды, и ряд других [9].

Разрешающая способность ПЗС снижается при больших засветках вследствие переполнения потенциальных ям и диффузии носителей, генерируемых в нижней зоне подложки. Эти явления вызывают растекание зарядов, т.е. появление паразитных зарядов в соседних чувствительных элементах, и смаз изображения. Кроме того, на качество работы фото-ПЗС существенное влияние оказывают различия в значениях чувствительности, темнового тока и геометрических размерах различных элементов, называемые геометрическим шумом. Эти вариации составляют  $(3...5)\%$  и даже  $\pm(10...25)\%$ .

Достоинствами ПЗС являются:

высокая разрешающая способность;  
малое потребление мощности, затрачиваемой на обработку информации;

отсутствие необходимости создавать большое число *p-n*-переходов и контактов к ним, а следовательно, хорошая технологичность и надежность;

высокое быстродействие, характеризуемое частотами развертки порядка мегагерц и более;

возможность обрабатывать и кодировать изображение непосредственно в самом формирователе сигнала, так как на вход ПЗС информация подается в аналоговой форме, а управление ПЗС осуществляется цифровыми методами, и сигнал на выходе дискретен.

Основными недостатками этих ПИ являются: неоднородность фотоэлектрических свойств, прежде всего чувствительности отдельных элементов, достигающая часто десятков процентов;

ограниченный спектральный рабочий диапазон (0,5...1,1 мкм и лишь у некоторых до 3...5 мкм);

невозможность произвольной выборки сигнала с любого элемента ПЗС, т.е. строго определенная последовательность "опроса" элементов приемника;

выход из строя всей строки развертки при потере чувствительности (например, «прожоге» при воздействии мощного излучения) одного из элементов этой строки.

Параметры некоторых отечественных и зарубежных фотоматриц на основе ПЗС приведены в табл. 6.8 и 6.9.

От ряда недостатков ПЗС свободны приборы с зарядовой инжекцией (ПЗИ) — полупроводниковые ПИ с поверхностным каналом, в котором для считывания и обработки сигналов используется инжекция и перенос заряда внутри отдельных фоточувствительных ячеек [9]. Ячейки ПЗИ аналогичны ПЗС, но считывание заряда в ПЗИ идет в той же ячейке, где он был создан, а инжекция заряда в полупроводниковую подложку служит для освобождения фоточувствительных ячеек от ранее накопленного заряда. Эти ПИ могут работать как развертывающие ПИ с координатной адресацией (произвольной выборкой изображения). В настоящее время известно лишь очень небольшое количество ПИ на базе ПЗИ.

Для работы в ИК диапазоне спектра создаются гибридные мозаичные ПИ, в которых фоточувствительный слой выполняется в виде мозаики из отдельных фотодиодов или фоторезисторов, соединенных с ПЗС-ячейками, с помощью которых осуществляется считывание сигнала, а также его первичная обработка, например, временная задержка и интегрирование (см. § 8.1 и § 11.9).

В таких гибридных ПИ, чувствительные элементы которых изготавливаются из  $PbSnTe$  и  $HgCdTe$ , достигнута квантовая эффективность 50...60% (для  $\lambda = 4,5$  мкм при температуре фона 80...100 К) и  $D^* = 3 \cdot 10^{12}$  Вт<sup>-1</sup>·см·Гц<sup>1/2</sup>.

Прогресс в области создания ПЗС-матриц видимого диапазона (имеются сообщения о создании фото-ПЗС с числом элементов до 2048×2048 и даже 4096×4096 при размерах одного элемента 9×9 мкм и менее) позволяет надеяться, что в ближайшем будущем будут созданы гибридные структуры с аналогичными параметрами для ИК диапазо-

Таблица 6.8

Основные параметры отечественных двумерных фото-ПЗС

Параметры	Т и п				
	К569АП1	К1200ЦМ1	К1200ЦМ2	ФПЗС1м	ФПЗС2м
Количество элементов	64×128	144×232	288×360	576×572	288×256
Размеры одного элемента, мкм	32×32	27×20	18×11	24×11	30×16
Шаг структуры, мкм	36×32	27×27	18×19	24×28	30×23
Сигнал насыщения, В	0,5	0,1	Нет данных	0,3	0,6
Экспозиция насыщения, лк·с	Нет данных	0,1	Нет данных	0,1	0,16
Неравномерность темнового сигнала, %	10	10	Нет данных	10	10
Максимальная тактовая частота, МГц	0,6	2,5	3,5	Нет данных	Нет данных
Неравномерность интегральной чувствительности, %	20	10	3,5	10	10

Таблица 6.9

Параметры некоторых матричных зарубежных фото-ПЗС

Фирма-изготовитель или марка ПЗС	Число элементов	Размер элемента, мкм	Общий размер чувствительной площадки, мм	Динамический диапазон, дБ
Philips-Valvo	795×294	11×22,5	8,8×6,6	45
Sanyo MXA 1010	608×575	10×10	6×4,6	Нет данных
ICX 018L	510×492	17×13	8,8×6,6	67
MN 8230	449×579	15,2×8,3	6,5×4,9	72
Mitsubishi	510×485	13×10	6,6×4,9	69
HE 98211	320×244	27×27	8,8×6,6	Нет данных

на.

Специфичны шумы многоэлементных приемников излучения (МПИ). Наряду с обычными шумами, присущими одноэлементным приемникам, в МПИ имеют место шумы, определяемые физическими принципами их работы, а также способами считывания сигнала, образуемого на элементах МПИ. К основным составляющим шума МПИ обычно относят:

радиационный фоновый шум;

так называемый геометрический шум, определяемый неоднородностью параметров отдельных элементов МПИ;

тепловой шум, вызываемый теми же, что и в одноплощадных приемниках, явлениями термоэмиссии носителей;

неустраняемый минимальный уровень шума — шумовой «пьедестал» (*floor noise*);

шум вследствие неполной эффективности переноса зарядов в ПЗС-фотоприемниках;

шум выходной цепи (цепи считывания) МПИ.

Очень часто все эти составляющие выражают числом электронов («шумовых» электронов), приходящихся на один элемент (пиксель) МПИ.

Дисперсию радиационного фонового шума МПИ можно представить как

$$\sigma_p^2 = \frac{2eI_\phi \Delta f_m}{\eta_{cx} \eta_{cy}}$$

где  $e$  — заряд электрона;  $I_\phi$  — ток, вызываемый потоком, приходящим от «видимого» МПИ фона с некоторой усредненной яркостью или температурой;  $\Delta f_m$  — информационная полоса пропускания частот,  $\Delta f_m = N_x N_y / (2T_k)$ ,  $N_x N_y$  — количество элементов МПИ по горизонтали ( $N_x$ ) и по вертикали ( $N_y$ ),  $T_k$  — время кадра (период сканирования; см. § 8.2). Числитель этого выражения полностью аналогичен выражению для дисперсии дробового шума. Появление в знаменателе произведения коэффициентов  $\eta_{cx}$  и  $\eta_{cy}$  (КПД сканирования по осям  $x$  и  $y$  — см. § 8.2) объясняется тем, что накопление сигнала и шумов в МПИ идет не за все время  $T_k$ , а только лишь за его часть, т.е. имеют место потери сигнала.

Большое значение имеет геометрический шум, возникающий из-за различий спектральной чувствительности, темновых токов и других параметров и характеристик отдельных элементов МПИ. По своей сути это пространственно изменяющийся шум, но он превращается во временной шум, когда осуществляется считывание сигналов с от-

дельных элементов МПИ (электронное сканирование). Борьба с таким видом шума достаточно сложно. Для этого нужно совершенствовать технологию производства МПИ, чистоту материалов, из которых изготавливается приемник. Для борьбы с ним в последние годы успешно используют методы электронной коррекции (одноточечной, двухточечной, нелинейной), зачастую реализуемые непосредственно в процессе работы МПИ, т.е. в реальном масштабе времени. Иногда с целью уменьшения геометрического шума используют осреднение сигналов, снимаемых с нескольких соседних элементов в процессе принудительного сканирования изображения (колебания изображения).

Для МПИ, работающих в средней и длинноволновой ИК областях спектра, обычно считают, что источником сигнала, который создает фототок, подвергающийся паразитной модуляции из-за неоднородности, является излучение фона, т.е. рассматривают пороговый режим работы МПИ.

Материал фотослоя, технология изготовления приемника определяют некоторый минимальный уровень шума, называемый также шумовым пьедесталом. Среднее квадратическое значение этого уровня для современных зарубежных МПИ составляет 100—300 электронов на один элемент. Эта составляющая шума обычно учитывается при приеме слабых сигналов.

Для распространенных ПЗС-фотоприемников наряду с другими составляющими шума необходимо учитывать неэффективность переноса носителей заряда между ячейками ПЗС. Среднее квадратическое значение эквивалентного шумового заряда (в числе электронов) определяется как

$$\Delta \bar{n}_{\text{эф}} = \sqrt{2(1-\varepsilon)m(n_c^2 + n_\phi^2)},$$

где  $\varepsilon$  — коэффициент эффективности переноса заряда от ячейки к ячейке;  $m$  — число ячеек ПЗС, проходимых зарядовым пакетом;  $n_c$  и  $n_\phi$  — числа фотоэлектронов, составляющих полезный сигнал и фон соответственно.

Иногда при расчетах удобно представлять шумы МПИ в фотонной (квантовой) форме, т.е. в виде флуктуаций  $\Delta n$  числа эффективных фотонов, попадающих на приемник. Считая основные составляющие шума (радиационный или фотонный шум  $\Delta n_p$ , тепловой шум  $\Delta n_t$ , шумовой пьедестал  $\Delta n_d$  и шум вследствие неэффективности переноса для ПЗС) некоррелированными, можно записать следующее выражение для среднего квадратического шума на длине волны  $\lambda$ :

$$\Delta \bar{n}_{\text{МПИ}} = \sqrt{\Delta n_{\text{р}\lambda}^2 + \Delta n_{\text{т}\lambda}^2 + \Delta n_{\text{п}\lambda}^2 + \Delta n_{\text{эф}\lambda}^2},$$

где

$$\Delta \bar{n}_{\text{р}\lambda} = \sqrt{\eta_{\text{е}\lambda} \tau_{\text{о}\lambda} A_{\text{вх}} \tau_d L_{\text{вх}\lambda} \Delta \Omega};$$

$\eta_{\text{е}\lambda}$  — квантовая эффективность приемника;  $\tau_{\text{о}\lambda}$  — спектральный коэффициент пропускания оптической системы;  $A_{\text{вх}}$  — площадь входного зрачка оптической системы;  $\tau_d$  — время пребывания изображения излучателя на приемнике;  $L_{\text{вх}\lambda}$  — приведенная ко входному зрачку яркость излучателя, определяемая числом фотонов, приходящих на приемник в единицу времени (см. § 3.5);  $\Delta \Omega$  — мгновенное угловое поле приемника;

$$\Delta \bar{n}_{\text{т}} = \frac{1}{e} \sqrt{kTC + \frac{\pi kT}{R} \tau_d},$$

$e$  — заряд электрона;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура чувствительного слоя приемника;  $C$  и  $R$  — емкость и сопротивление приемника.

При приеме слабых сигналов в качестве излучателя обычно принимают фон, находящийся в угловом поле  $\Delta \Omega$ . Для расчета  $\Delta \bar{n}_{\text{МПИ}}$  в каком-то спектральном диапазоне  $\Delta \lambda$  либо проводят интегрирование приведенных выше формул — функций  $\lambda$ , либо берут какое-то среднее значение  $\lambda$ .

#### Контрольные вопросы

1. Дайте сравнительную характеристику фотоэлектрических и тепловых ПИ.
2. Зависит ли чувствительность ПИ от параметров цепи его включения?
3. Какие виды шума наиболее характерны для фотоэмиссионных приемников, фоторезисторов, фотодиодов, термоэлементов, болометров?
4. Как коэффициент использования селективного ПИ изменяется с ростом температуры излучателя — чернотела, создающего поток, падающий на приемник?
5. В чем различие между энергетическими и фоновыми характеристиками ПИ?
6. Нарисуйте функциональные (структурные) схемы установок для измерения важнейших параметров и характеристик ПИ.
7. Какие параметры и характеристики ПИ изменяются (и как) при охлаждении чувствительного слоя?
8. Зачем используются дифференциальные, мостовые, суммарно-разностные схемы включения ПИ?
9. Назовите основные достоинства и недостатки ПИ на базе ПЭС.
10. Какие параметры и характеристики координатных ПИ зависят от освещенности, формы и размеров изображения, создаваемого объективом на чувствительном слое приемника?
11. Какие специфические шумы присущи одноэлементным и многоэлементным КПИ?

## Глава 7. АНАЛИЗАТОРЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

### 7.1. Назначение анализаторов изображений и их классификация

*Анализатор изображения — это устройство, служащее для извлечения из оптического сигнала в виде изображения наблюдаемого объекта (или поля объектов) информации о параметрах или свойствах этого объекта (или поля).* Чаще всего в ОЭП имеют место плоские изображения, т. е. оптический сигнал описывается законом распределения освещенности, параметрами которого могут быть линейные координаты, длина волны излучения и время.

Обычно анализ оптических изображений осуществляется путем непрерывной или дискретной выборки значений сигнала — потока или освещенности в отдельных точках (участках) плоскости изображений. Такая пространственная выборка чаще всего реализуется путем последовательного во времени опроса (определения значений потока или освещенности) этих точек, выполняемого при сканировании — последовательном просмотре плоскости изображений.

Сканирование реализуется с помощью как оптико-механических, так и электронных развертывающих устройств (см. гл. 8). Поэтому процесс анализа изображений часто неразрывно связан с процессом сканирования, для их выполнения используются одни и те же элементы. В качестве таких элементов обычно служат оптические раstry — диафрагмы с определенным законом распределения прозрачных и непрозрачных участков, а также координатные одноэлементные и многоэлементные приемники излучения, о которых говорилось в § 6.6 и 6.7. Поскольку развертка изображения осуществляется последова-

тельно во времени, сигнал, приходящий на вход анализатора и являющийся функцией пространственных координат, после анализатора преобразуется в функцию времени.

Далеко не всегда выявление закона распределения освещенности в изображении наблюдаемого или исследуемого объекта является конечным результатом работы анализатора и ОЭП в целом. Важно определить какие-либо параметры или свойства объекта, связанные с законом распределения освещенности в его изображении, или изменения параметров или свойств объекта, однозначно связанные с изменением этого закона. Например, для нахождения координат объекта в пространстве предметов можно определить координаты его изображения в плоскости изображений — плоскости анализа. При перемещении объекта в угловом поле ОЭП закон распределения освещенности в плоскости анализа изменяется — смещается изображение, возможно перераспределение освещенности в изображении, изменяются размеры изображения и т.п. Если объект точечный, то вместе с изменением положения кружка рассеяния, являющегося изображением объекта, изменяется положение энергетического центра тяжести кружка, определяющего направление на объект. Для выявления этих изменений и служит анализатор.

Сигнал, параметры которого функционально связаны с параметрами наблюдаемого объекта, получается с помощью всего ОЭП или его системы первичной обработки информации, а не только с помощью анализатора изображения. Однако важнейшая роль в решении этой задачи принадлежит анализатору.

*Иногда анализатором называют устройство, обеспечивающее анализ углового поля, просматриваемого прибором, и выработку электрических сигналов, однозначно соответствующих координатам излучателя.* Такое определение относится скорее ко всему ОЭП, а не к отдельному его узлу или элементу, и ограничивает область применения анализаторов лишь измерениями координат.

Часто в ОЭП функции анализатора выполняются элементом, который одновременно осуществляет и модуляцию оптического сигнала. Как правило, такими элементами являются растры. Здесь кратко рассмотрим особенности работы таких звеньев прежде всего в качестве анализаторов.

Анализаторы, выполняющие одновременно функции модулятора и сканирующего устройства, обычно перемещаются относительно изображения, либо изображение перемещается относительно неподвижного анализатора. Общая теория подвижных анализаторов подробно изложена в монографии В. Л. Левшина [13]. С помощью таких анали-

заторов решается важнейшая для многих ОЭП задача — фильтрация полезных сигналов на фоне помех и шумов. Этим вопросам посвящена гл. 11.

В основу классификации анализаторов изображения можно положить различные признаки. Наиболее распространена классификация по виду информативного параметра сигнала на выходе анализатора, т.е. параметра, переносящего информацию об исследуемом изображении. По этому признаку различают амплитудные, амплитудно-фазовые, частотные, времяимпульсные, поляризационные и некоторые другие анализаторы.

По конструктивному признаку различают растровые и светоделительные анализаторы, а также одно- и многоэлементные координатные (позиционно-чувствительные) и развертывающие анализаторы — приемники излучения, к которым часто относят и передающие телевизионные трубки и их аналоги, например ПЗС.

Достоинством растровых и светоделительных анализаторов является конструктивная простота, возможность работы в широком диапазоне оптического спектра с малыми потерями энергии, высокая чувствительность и точность. С помощью растров проще всего совместить функции анализатора, модулятора и пространственного фильтра в одном звене. При использовании координатных и развертывающих приемников излучения в качестве анализаторов достигается большое быстродействие, появляются принципиальные возможности использовать более сложные алгоритмы обработки изображения, а также изменять эти алгоритмы в процессе работы ОЭП. Совмещение функций приемника и анализатора уменьшает потери потока излучения. В то же время недостаточное качество ряда современных координатных и развертывающих приемников приводит к необходимости усложнять электронный тракт обработки снимаемых с приемника сигналов.

В последние годы в ряде ОЭП стали применять анализаторы, основанные на использовании некоторых физических эффектов, в частности, поляризации, интерференции, дифракции [3, 10, 21, 30]. Однако большого распространения, за исключением поляризационных, эти анализаторы пока не получили.

## 7.2. Основные параметры и характеристики анализаторов

Основной характеристикой анализатора изображения является его *характеристика преобразования, или статическая характеристика*, представляющая собой зависимость изменения информативного

параметра выходного сигнала  $\Delta\Phi$  от изменения отслеживаемого параметра изображения. Очень часто отслеживаемой величиной является смещение  $\Delta x$  изображения или какой-либо его точки, например энергетического центра тяжести, а информативным параметром — амплитуда, частота, фаза переменной составляющей потока излучения или электрического сигнала на выходе анализатора.

*Крутизна статической характеристики определяет коэффициент преобразования (чувствительность) анализатора.* Чем больше крутизна, тем выше чувствительность анализатора к изменению контролируемого параметра изображения. Необходимо отметить, что крутизна, как и *диапазон изменений отслеживаемого параметра*, в котором статическая характеристика линейна, для многих анализаторов зависит от закона распределения освещенности в изображении, т.е. не является постоянной. Это в ряде случаев затрудняет сравнительную оценку различных анализаторов, которую проводят для однотипных изображений. Для такого сравнения иногда используют понятие *относительная чувствительность анализатора*, определяемое, например, как отношение коэффициента преобразования  $K_a = \Delta\Phi/\Delta x$ , взятого в рабочем диапазоне  $\Delta x$ , к значению этого параметра для границы всего диапазона статической характеристики анализатора.

Важными критериями качества анализатора являются его точностные параметры и характеристики, соответствующие ГОСТ 8.009-84. К ним относятся, в первую очередь, *инструментальные погрешности*, анализ которых дан в [3]. Для разработчика ОЭП важны также конструктивные параметры анализатора, потребляемая мощность, вид необходимого питания, размеры, масса и т.д.

Поскольку анализатор часто выполняет одновременно функции сканирующего элемента и модулятора потока, его быстродействие определяется не только требованиями к скорости анализа изображений, но и необходимостью обеспечить заданную частоту или другие параметры сканирующей системы, а также заданную или рассчитанную частоту модуляции потока. Кроме того, такие анализаторы должны обеспечивать максимально возможную глубину модуляции сигнала.

К числу параметров и характеристик анализатора, от которых зависит его пространственное разрешение, относятся *удельная разрешающая способность* — число элементов изображения (разложения) на единицу длины или поверхности в плоскости анализа, а также *зонная характеристика*, описывающая изменение чувствительности по плоскости анализа. Они обычно служат для описания анализаторов на базе непрерывных (аналоговых) и дискретных (матричных и мозаичных) приемников излучения. Для этих анализаторов действительна

практически вся система параметров и характеристик приемников, рассмотренная в гл. 6.

В ряде случаев, когда анализатор выполняет и функции сканирующего (развертывающего) устройства, для его описания можно использовать систему параметров и характеристик сканирующих систем (см. гл. 8).

### 7.3. Светоделительные амплитудные анализаторы

Примером распространенного амплитудного анализатора, т.е. анализатора, позволяющего выделять полезную информацию, содержащуюся в амплитуде сигнала, может служить светоделительный блок. Схема простейшего ОЭП для определения направления на энергетический центр излучателя, в котором используется такой анализатор, представлена на рис. 7.1, а.

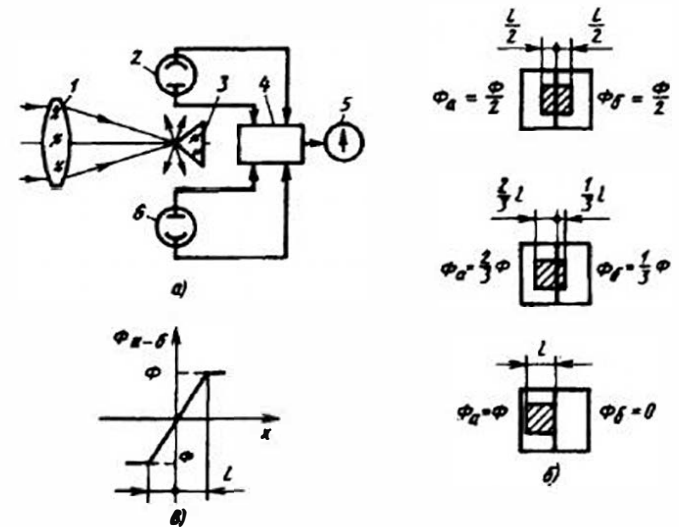


Рис. 7.1. Схема ОЭП с анализатором — светоделительным блоком: а — структурная схема; б — расположение изображения относительно ребра призмы-анализатора; в — статическая характеристика

Изображение прямоугольной визирной марки (на рис. 7.1, б оно заштриховано) строится объективом 1 в его фокальной плоскости, где размещается ребро светоделительного блока — призмы 3. Весь поток  $\Phi$  делится анализатором на две части:  $\Phi_a$  и  $\Phi_b$ , попадающие на идентичные фотоприемники 2, 6. Сигналы с приемников поступают на блок

сравнения 4, на выходе которого образуется их разность. Пропорциональный этой разности  $\Phi_{a,6} = \Phi_a - \Phi_6$  сигнал с выхода блока сравнения поступает на индикатор 5.

Очевидно, что при смещении визирной марки с оптической оси системы ее изображение будет смещаться относительно ребра анализатора (рис. 7.1, б). Разность потоков  $\Phi_{a,6}$  будет меняться пропорционально этому смещению, т.е. пропорционально угловому рассогласованию между оптической осью и направлением на энергетический центр марки, до тех пор, пока изображение целиком не перейдет на одну из граней светоделительного блока.

При равномерной освещенности изображения статическая характеристика имеет вид ломаной, представленной на рис. 7.1, в. Важно отметить, что ширина линейной зоны статической характеристики определяется размером изображения и законом распределения освещенности в нем.

Принцип работы анализатора на базе двухэлементного разрезного приемника (рис. 7.2) аналогичен изложенному выше. Здесь роль граней призмы играют две чувствительные площадки приемника, включенные по дифференциальной схеме, а роль ребра призмы — разделяющий эти площадки промежуток.

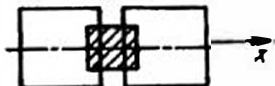


Рис. 7.2. Двухэлементный приемник излучения — простейший амплитудный анализатор изображения

Помимо двухканальных (двухэлементных) светоделительных анализаторов, осуществляющих определение положения энергетического центра тяжести изображения вдоль одной оси, в ОЭП применяют и двумерные амплитудные анализаторы такого типа. Наиболее распространены анализаторы в виде зеркальных четырехгранных пирамид, а также четырехплощадочные квадрантные приемники.

Для получения наибольшей крутизны статической характеристики целесообразно отдельные площадки таких анализаторов располагать так, как это показано на рис. 7.3, а. В зависимости от взаимной ориентации осей системы координат, в которой измеряется смещение изображения от центра анализатора, и границ между площадками анализатора 1... 4 (см. рис. 7.3) образуются различные комбинации сигналов, снимаемых с этих площадок. Для устранения зависимости крутизны статической характеристики от изменения освещенности изображения эти комбинации сигналов обычно нормируют путем деления на величину, пропорциональную сумме сигналов, снимаемых со всех

четырех площадок анализатора. Например, для анализатора, представленного на рис. 7.3, б, целесообразно определять смещения изображения по осям  $x$  и  $y$  как

$$\Delta x \approx \frac{(\Phi_1 + \Phi_2) - (\Phi_3 + \Phi_4)}{\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4}; \quad \Delta y \approx \frac{(\Phi_1 + \Phi_4) - (\Phi_2 + \Phi_3)}{\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4},$$

где  $\Phi_1, \dots, \Phi_4$  — потоки, попадающие на соответствующие квадранты анализатора.

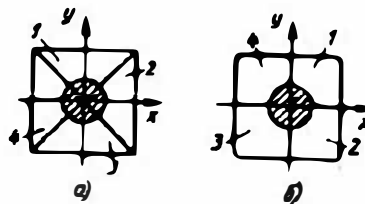


Рис. 7.3. Двухкоординатный амплитудный анализатор

Достоинства анализаторов этого типа являются простота конструкции, отсутствие подвижных деталей, возможность получения очень высокой чувствительности.

Основные их недостатки: плохая помехозащищенность, так как появление какой-либо помехи в одном из каналов анализатора вызывает его «разбаланс», т.е. смещение нуля и изменение вида статической характеристики; трудность обеспечения идентичности параметров отдельных каналов (плеч) анализатора, особенно при использовании двух- и четырехплощадочных приемников излучения в качестве анализатора, поскольку в процессе работы ОЭП коэффициенты пропускания этих каналов, как и чувствительности отдельных элементов приемника, могут случайным образом измениться; наличие промежутков между отдельными элементами приемника-анализатора и ряд других. Для устранения отмеченных недостатков приходится использовать схемы автоматической компенсации разброса параметров анализатора и их нестабильности во времени.

По указанным причинам такие анализаторы наиболее эффективны при пассивном методе работы ОЭП по высококонтрастным излучателям в пределах небольших угловых полей, где рядом с наблюдаемым объектом нет излучающих помех и неоднородных фонов.

#### 7.4. Амплитудно-фазовые анализаторы

Очень распространены на практике амплитудно-фазовые анализаторы, которые в результате сканирования изображения создают сигнал с амплитудой и фазой, меняющимися в зависимости от параметров изображения, чаще всего в зависимости от координат изображения в плоскости анализа.

Примером простейшего анализатора такого типа является вращающийся полудиск (рис. 7.4). При вращении полудиска 2 вокруг

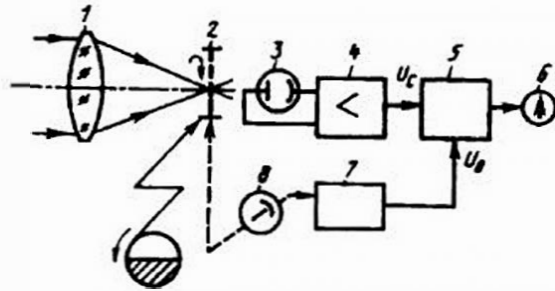


Рис. 7.4. Схема ОЭП с амплитудно-фазовым анализатором — полудиском

оптической оси объектива 1 происходит периодическое изменение амплитуды сигнала, поступающего на приемник излучения 3. При смещении изображения, например, как это показано на рис. 7.5, в виде круга с центрально-симметричным распределением освещенности, с центра полудиска будут меняться форма сигнала и амплитуда первой гармонической составляющей (положения I... IV на рис. 7.5). При изменении фазового угла изображения  $\varphi$  (угла между начальным положением  $\varphi = 0$  ребра полудиска и положением ребра при пересечении центра изображения) меняется фаза сигнала. На рис. 7.5 фаза сигнала изменилась от  $\varphi = \pi/2$  (положения II... IV) до  $\varphi = 3\pi/4$  (положение V). Если с валом двигателя 8, вращающего полудиск 2, жестко связать генератор опорного напряжения 7 (см. рис. 7.4), вырабатывающий сигнал  $U_0$ , фаза которого постоянна, то, сравнивая фазы электрических сигналов  $U_c$  (на выходе усилителя 4, помещенного после приемника и настроенного на частоту первой гармонической составляющей) и  $U_0$  в специальном электронном блоке 5 (фазочувствительном детекторе), на выходе (индикатор 6) можно получить информацию о фазовом угле изображения визирной марки. С помощью фазочувствительных детекторов (см. гл. 9) легко разложить полученный сигнал рассогласования на составляющие, пропорциональные смещению изображения по осям  $x$  и  $y$ .

Если смещение  $\Delta\rho$  изображения — круга радиуса  $\rho$  — невелико ( $\Delta\rho/\rho \leq 0,25$ ), то с погрешностью в доли процента статическая характеристика  $\Delta\Phi = f(\Delta\rho)$  описывается выражением

$$\Delta\Phi = \frac{2\Delta\rho}{\pi\rho} \Phi,$$

где  $\Phi$  — полный поток, образующий изображение, т.е. относительная чувствительность такого анализатора  $K_a = 2/\pi$ .

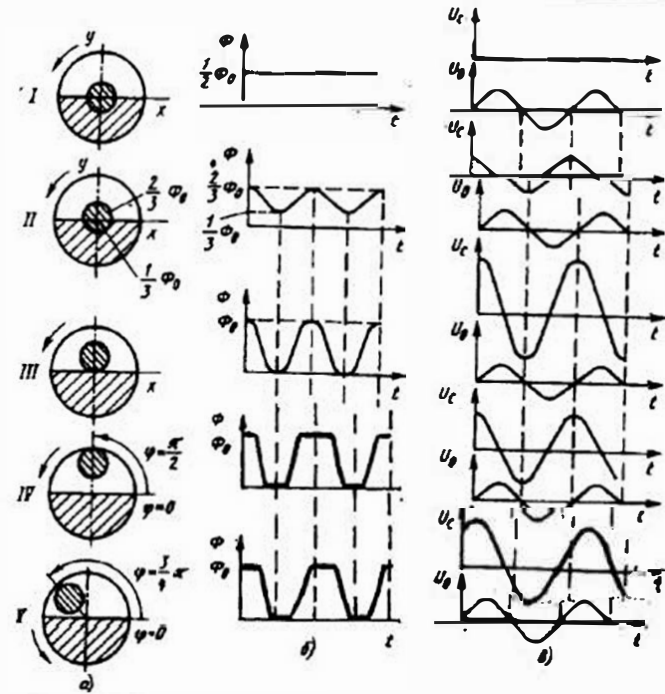


Рис. 7.5. Сигналы в системе с анализатором-полудиском: а — положение изображения; б — сигналы после анализатора; в — сигналы после усилителя и генератора опорного напряжения

Если изображение представляет собой дифракционный кружок Эри (см. § 5.2), то линейность статической характеристики сохраняется при  $\Delta\rho/\rho \leq 0,3$ , где  $\rho_x = 1,22 \lambda f / D$  [см. формулу (5.1)], а относительная чувствительность  $K_a \approx 1,1$ .

Другим примером является оптическая система, схематично изображенная на рис. 7.6, а. При вращении вокруг оптической оси системы Кассегрена наклонного контррефлектора 1 изображение излучателя совершает круговое движение в плоскости анализа, где размещен простейший растр — круглая диафрагма 2. За диафрагмой установлен приемник излучения 3. Таким образом, здесь осуществляется последовательный просмотр поля — сканирование в пространстве объектов.

Если излучатель находится на оптической оси, то его изображение будет двигаться по периферии растра (рис. 7.6, б). При осесимметричном распределении освещенности в изображении амплитуда сигнала на выходе растра постоянна (рис. 7.6, в, положение I). При сме-



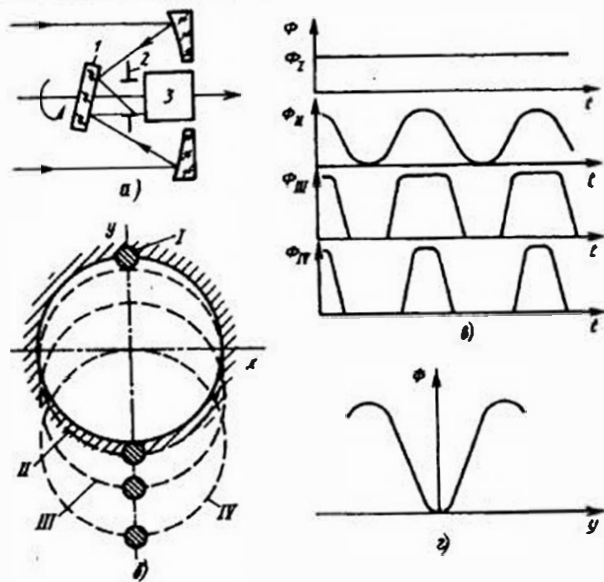


Рис. 7.6. Оптическая система с переносом изображения по растру:  
 а — оптическая схема; б — траектория изображения;  
 в — сигналы после анализатора; г — статическая характеристика

зации излучателя с оптической осью траектория движения становится эксцентричной по отношению к растру-диафрагме (траектории II...IV). Появляется переменная составляющая сигнала (сигналы  $\Phi_{II} \dots \Phi_{IV}$  на рис. 7.6, в). Амплитуда и фаза этой составляющей меняются в зависимости от положения излучателя в угловом поле прибора. В зоне небольших угловых рассогласований, не превышающих размер изображения, характер изменения амплитуды в зависимости от смещения изображения (рис. 7.6, г) часто считают линейным. Выделение фазы сигнала, т.е. угла рассогласования в полярной системе координат, в такой системе возможно осуществить точно так же, как и в предыдущем примере, т.е. с помощью генератора опорного напряжения и фазочувствительного детектора.

Основными источниками погрешностей, свойственных анализаторам описанного типа, являются погрешности, обусловленные нестабильностью амплитуды сигнала, эксцентриситетом оси вращения анализатора или изображения (биения оси вращения), изменением частоты вращения полудиска или изображения.

По ряду причин (нестабильность освещенности в изображении, наличие в угловом поле прибора помимо визирной марки излучателей-

помех, влияние неоднородности чувствительного слоя приемника и др.) при использовании таких анализаторов амплитуду сигнала в качестве носителя полезной информации, как правило, не выбирают. Применение оптических компенсаторов в ОЭП с этими анализаторами заметно ослабляет влияние нестабильности амплитуды сигнала на точность измерения или слежения, но приводит к дополнительным и порой значительным потерям потока и усложнению конструкции всего ОЭП.

Еще одной конструктивной разновидностью амплитудно-фазовых анализаторов являются виброщелевые анализаторы, основным узлом которых служит щелевая диафрагма, совершающая в плоскости изображений колебания относительно оптической оси объектива. Иногда вместо щели используется колеблющаяся нить. Как и в предыдущем случае, можно также осуществлять колебания изображения относительно неподвижной щели или нити. Принцип действия виброщелевого анализатора иллюстрирует рис. 7.7.

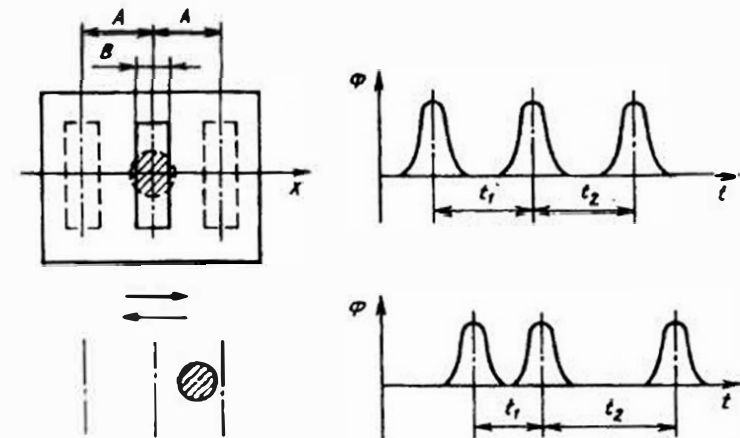


Рис. 7.7. Принцип работы виброщелевого анализатора ( $t_1 + t_2 = T$ )

Если происходит колебание щели относительно изображения (или наоборот), то при расположении изображения на оси системы (оптической оси, совпадающей с центром колебаний) временной интервал  $\tau = t_1 - t_2 = 0$ . При появлении рассогласования, т.е. смещении изображения на величину  $x$  по оси, вдоль которой совершаются колебания, измерив  $\tau = t_1 - t_2 \neq 0$ , можно определить  $x$ , например, заполняя интервал времени  $\tau$  импульсами высокой частоты и подсчитывая их число.

Амплитуда выходного сигнала используется в качестве информативного параметра в тех случаях, когда амплитуда колебаний щели и ее ширина  $B$  сопоставимы с размером изображения, т.е.  $A$  ненамного превышает размер изображения по оси  $x$ . При оптимальном соотношении  $A = B/\sqrt{2}$  и размере изображения, гораздо меньшем  $B$ , линейность статической характеристики такого анализатора сохраняется при  $\Delta x/B \leq 0,15$ . Здесь  $\Delta x$  — смещение изображения относительно центра сканирования. Относительная чувствительность при синусоидальном характере изменения скорости колебания щели  $K_s = 2/\pi$ . Максимальная крутизна статической характеристики при этих условиях достигается при равенстве ширины изображения размеру щели  $B$ .

При равномерной скорости колебания щели или прямоугольного изображения относительно щели часто для получения высокой чувствительности стремятся обеспечить соотношение  $A = B$ .

Для виброщелевых анализаторов так же, как и для вращающихся анализаторов, основными являются погрешности, возникающие вследствие изменения амплитуды входного сигнала (потока), в том числе в результате изменения распределения освещенности в изображении, а также из-за нестабильности положения центра и скорости колебаний [3].

## 7.5. Фазовые анализаторы изображения

Несовершенство амплитудных и амплитудно-фазовых анализаторов, что проявляется прежде всего в сильной зависимости их статических характеристик от неконтролируемых изменений амплитуды входного сигнала, повысило в последнее время интерес к фазовым анализаторам, в значительной степени лишенным этого существенного недостатка. Примером простейшего фазового анализатора является вращающийся растр (рис. 7.8).

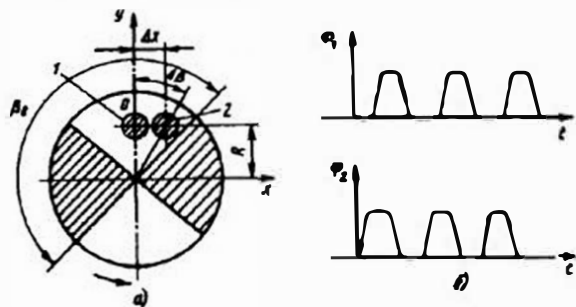


Рис. 7.8. Простейший фазовый растровый анализатор

Если растр эксцентричен по отношению к оптической оси объектива, проходящей через точку  $O$  (рис. 7.8, а), то при смещении изображения из положения 1 в положение 2 на расстояние  $\Delta x$  произойдет изменение фазы последовательностей импульсов  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  на выходе анализатора (рис. 7.8, б), соответствующих этим положениям. Изменяя разность фаз  $\Delta\varphi$  текущего значения сигнала на выходе анализатора и некоторого опорного сигнала, источник которого жестко связан с вращающимся растром (см., например, рис. 7.4), можно получить информацию о значении  $\Delta x$ . Обычно импульсные сигналы  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  (рис. 7.8, б) подаются на приемник излучения, усиливаются и фильтруются, т.е. в электронном тракте выделяется первая гармоника, и сравнение фаз сигнала и опорного напряжения осуществляется для этой гармоники.

Если смещение  $\Delta x$  соответствует угловому отклонению радиус-вектора центра изображения  $\Delta\beta = \arctg(\Delta x/R)$ , а угловой размер периода раstra  $\beta_0 = 360^\circ/m$ , где  $m$  — число периодов раstra, то, так как действительно соотношение  $\Delta\beta/\beta_0 = \Delta\varphi/360^\circ$ , выражение для статической характеристики такого анализатора будет иметь вид

$$\Delta\varphi = m \arctg(\Delta x/R).$$

Вместо плоского анализатора-раstra иногда используются анализаторы в виде вращающегося барабана, боковая цилиндрическая поверхность которого выполнена в виде чередующихся прозрачных и непрозрачных полос.

Помимо растровых фазовых анализаторов известны устройства, в которых развертка поля изображений осуществляется «электронным» способом, например, осуществляется сканирование электронным изображением по неподвижной диафрагме диссектора. Принципиальная схема такой развертки аналогична представленной на рис. 7.6, но вместо сканирования с помощью наклонного зеркала используется отклонение электронного изображения, построенного на фотокатод диссектора и переносимого в плоскость диафрагмы с помощью электронной фокусирующе-отклоняющей системы (см. § 8.5). Подавая на отклоняющие катушки управляющие напряжения равной частоты и амплитуды, но сдвинутые по фазе на  $90^\circ$ , можно заставить изображение двигаться по окружности. Получаемые после развертки импульсы фототока усиливаются, из их спектра выделяется первая гармоника, смещение фазы которой относительно фазы опорного напряжения несет информацию о координате изображения.

Подобный принцип развертки и анализа может быть осуществлен не только с помощью оптико-механических или фотоэлектронных ус-

тройств, но и при использовании других, самых разнообразных сканирующих систем (см. гл. 8).

Основные погрешности растровых фазовых анализаторов возникают вследствие неточного нанесения рисунка растра, эксцентриситета оси растра по отношению к оси его вращения, изменения распределения освещенности в изображении при его смещении и ряда других причин [3].

В электронных развертывающих устройствах основным источником погрешности часто является нестабильность питающих напряжений, приводящая к непостоянству траектории сканирования, изменению частоты сигнала и другим вредным последствиям.

Следует также отметить, что для получения высокой точности измерения малых фазовых рассогласований необходимо обеспечить достаточно высокое отношение сигнал/шум.

## 7.6. Частотные анализаторы

Анализаторы, в которых информативным параметром выходного сигнала является его частота, обычно используют для определения координат малоразмерных излучателей, расположенных в угловом поле ОЭП.

Простейший оптический растр анализатора, используемый для создания частотно-модулированного сигнала, частота которого несет информацию о положении излучателя в угловом поле прибора, показан на рис. 7.9. Если поместить такой растр вместо простой круглой диафрагмы в систему, схема которой дана на рис. 7.6, то при нулевом рассогласовании излучатель находится на оптической оси системы

(траектория 1 на рис. 7.9), и сигнал на выходе растра будет представлять собой последовательность одинаковых импульсов, следующих с частотой  $f = m\pi$ , где  $m$  — число периодов растра, а  $\pi$  — частота вращения изображения. При смещении изображения (траектория 2) меняется длительность и фаза импульсов, т.е. и частота их следования. Изменение мгновенных значений частоты пропорционально изменению длительности импульсов, что, в свою очередь, определяется траекторией движения изображения. Из рис. 7.9

Рис. 7.9. Растр частотного анализатора

ясно, что участки траектории (дуги  $ab$  и  $cd$ ) связаны со временем  $t_{ab}$  и  $t_{cd}$  прохождения их изображением, а следовательно, и с мгновен-

ными значениями частоты:

$$\frac{ab}{cd} = \frac{t_{ab}}{t_{cd}} = \frac{f_{cd}}{f_{ab}} = \frac{f - \Delta f}{f + \Delta f}, \quad (7.1)$$

где  $\Delta f$  — девиация частоты (отклонение мгновенной частоты  $f_{ab}$  или  $f_{cd}$  от значения  $f$ ). В то же время очевидно, что

$$\frac{ab}{cd} \approx \frac{\rho_c - \Delta\rho}{\rho_c + \Delta\rho}, \quad (7.2)$$

где  $\rho_c$  — радиус траектории движения изображения (сканирования);  $\Delta\rho = OO_1$  — смещение центра этой траектории (рассогласование, прямо пропорциональное смещению излучателя с оптической оси) в плоскости растра. Подставив (7.1) в (7.2), после несложных преобразований легко получить

$$\Delta f = f \Delta\rho / \rho_c.$$

Таким образом, в такой системе девиация частоты  $\Delta f$  однозначно связана с величиной  $\Delta\rho$ , определяющей радиус-вектор изображения излучателя.

## 7.7. Времяимпульсные (фазоимпульсные) анализаторы

Принцип действия этих анализаторов основан на измерении времени интервала между двумя импульсами или фазы импульсов, создаваемых сигналом при сканировании поля изображений, отсчитываемой относительно некоторого опорного или нулевого положения.

Времяимпульсные анализаторы, как и другие, могут быть построены по схеме с подвижным растром или по схеме с подвижным изображением. Типичным времяимпульсным анализатором является виброщелевой анализатор, схема работы которого дана на рис. 7.7, при условии, что измеряется не амплитуда, а фаза импульсов, образующих выходной сигнал. Как правило, при этом амплитуда колебания или сканирования гораздо больше, чем ширина щели, т.е. период следования импульсов заметно превышает их длительность.

Схема времяимпульсного анализатора с поступательно движущимся вдоль оси  $x$  растром в виде двух щелей, наклонных под углом  $\pm\beta_0$  к оси  $y$ , приведена на рис. 7.10. В начале просмотра поля изображений, представленного на рис. 7.10 в виде круга, с помощью генератора опорных импульсов задается начальный импульс, запускающий генератор высокочастотных стандартных импульсов заполнения. К моменту пересечения изображения первой щелью число им-

пульсов заполнения равно  $N_1$ , а в момент пересечения второй щелью этого изображения —  $N_2$ . Легко убедиться, что значение рассогласования  $\Delta x$  по оси  $x$  пропорционально полусумме этих чисел, т.е.  $\Delta x \sim (N_1 + N_2)/2$ , а значение  $\Delta y$  можно найти из очевидного тригонометрического соотношения

$$\frac{(N_2 - N_1)X_n}{2(y_0 + \Delta y)} = \operatorname{tg} \beta_0,$$

где  $X_n$  — размер по оси  $x$ , соответствующий периоду импульсов заполнения, т.е. нужно подсчитать полуразность  $(N_1 - N_2)/2$  и знать конструктивные параметры  $X_n, y_0$  и  $\beta_0$ , чтобы найти  $\Delta y$ .

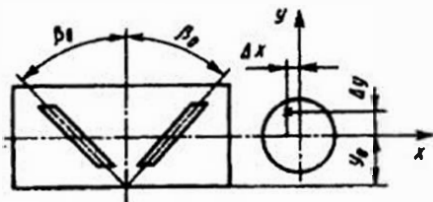


Рис. 7.10. Времяимпульсный двухщелевой анализатор

Довольно распространенным типом вращающегося растрового анализатора, определяющего координаты изображения в полярной системе координат  $(\rho, \varphi)$ , является диск, профиль которого — спираль Архимеда, либо непрозрачный диск с прорезью-щелью, выполненной по этой спирали или по эвольвенте. Например, если граница между прозрачной и непрозрачной частями растра анализатора (рис. 7.11) имеет вид спирали Архимеда, в соответствии с уравнением которой  $\alpha = k\rho$ , где  $k$  — коэффициент пропорциональности;  $\rho$  — радиус-вектор, то длительность  $\tau$  импульсов потока на выходе анализатора будет зависеть от радиуса-вектора изображения, т.е. при постоянной угловой скорости  $\omega$  диска  $\alpha = \tau\omega$ . При  $\alpha = \pi$  на радиусе  $R$ , соответствующем предельному размеру анализируемого поля,  $k = \pi/R$  и  $\tau = \pi\rho/(\omega R)$ , т.е. статическая характеристика анализатора является линейной. Фаза выходного импульса соответствует полярному углу  $\varphi$  между радиусом-вектором изображения и осью  $x$ . Для увеличения крутизны статической характеристики модулирующие прорези часто распо-

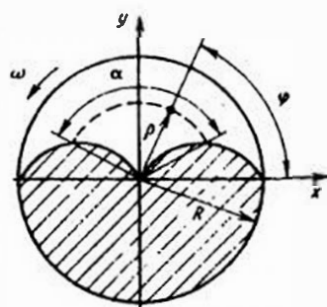


Рис. 7.11. Времяимпульсный анализатор с профилем растра, выполненным по спирали Архимеда

лагают внецентрично.

Как пример времяимпульсного анализатора с переносом изображения можно рассмотреть анализатор в виде крестообразной щели или принципиально аналогичный ему четырехэлементный приемник излучения в виде креста (рис. 7.12). Такой приемник устанавливается в плоскости изображений — в фокальной плоскости для удаленного излучателя. Траектория движения изображения в этой плоскости — окружность радиуса  $\rho_c$ . При рассогласовании  $\Delta\rho$ , связанном с угловым рассогласованием на входе  $\Delta\beta$  (в радианах) и фокусным расстоянием объектива  $f'$  как  $\Delta\rho = \Delta\beta f'$ , интервалы времени между импульсами, образующимися на выходе приемника при пересечении движущимся изображением площадок 1-4 приемника, соответственно равны:

$$\Delta t_{3-1} = t_3 - t_1 = \frac{AC - CA}{\omega_c}; \quad \Delta t_{4-2} = t_4 - t_2 = \frac{BD - DB}{\omega_c},$$

где  $\omega_c$  — равномерная угловая скорость сканирования (скорость перемещения изображения);  $t_i$  — момент пересечения изображением  $i$ -й площадки приемника.

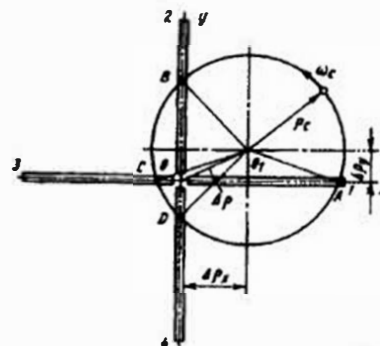


Рис. 7.12. Времяимпульсный крестообразный анализатор с переносом изображения

Из рис. 7.12 следует, что  $CA = 2\operatorname{arccos}(\Delta\rho_y/\rho_c)$ . Для малых рассогласований, т.е. для малых  $\Delta\rho_y$ ,

$$\Delta t_{3-1} = 4 \left[ \pi/2 - \operatorname{arccos}(\Delta\rho_y/\rho_c) \right] / \omega_c \approx 4\Delta\rho_y / (\rho_c \omega_c). \quad (7.3)$$

Из (7.3) следует, что

$$\Delta\rho_y = \rho_c \omega_c \Delta t_{3-1} / 4. \quad (7.4)$$

Таким образом, интервал времени между моментами пересечения изображением площадок 3 и 1 приемника пропорционален составляющей рассогласования (координата излучателя) по оси  $y$  —  $\Delta\rho_y$ . Аналогично (7.4), из определения  $\Delta t_{4-2} = t_4 - t_2$  и дуг  $BD$  и  $DB$  (см. треуголь-

ник  $BO_1D$  на рис. 7.12) можно получить  $t_{4-2} \approx 4\Delta\rho_x / (\rho\omega_c)$  и

$$\Delta\rho_x \approx \rho\omega_c \Delta t_{4-2} / 4, \quad (7.5)$$

т.е. обе координаты излучателя в плоскости анализатора можно определить при известных  $\rho_c$  и  $\omega_c$ .

Изображение может перемещаться с помощью наклонного вращающегося зеркала (см. рис. 7.6) или других сканирующих элементов. Подобный принцип анализа положен в основу диссекторных анализаторов с крестообразной диафрагмой, по которой перемещается электронное изображение [30]. Иногда вместо крестообразной диафрагмы используется диафрагма другой формы, например квадратной, а также другая форма развертки. Во всех этих случаях сохраняется пропорциональность  $\Delta\rho_y$  и  $\Delta\rho_x$  временным интервалам  $\Delta t_{3-1}$  и  $\Delta t_{4-2}$ .

Для повышения чувствительности и точности времяимпульсных анализаторов важно обеспечить высокую точность определения временного положения импульсов, осуществляемого различными способами: по максимуму амплитуды, по точкам перегиба фронта нарастания и спада импульса путем дифференцирования выходных сигналов, методом стробирования и др. Погрешность этого определения обычно является доминирующей, хотя заметное влияние на точность оказывают погрешности, обусловленные нестабильностью и нелинейностью закона сканирования, и ряд других погрешностей [3].

Основными достоинствами времяимпульсных анализаторов являются: возможность совместить функции анализа, сканирования и модуляции в одном звене (при этом ослабляется вредное влияние постоянной составляющей яркости фона, поскольку последовательно просматриваются небольшие участки поля объектов или поля изображений); высокое быстродействие; малая зависимость точности измерения или слежения от амплитуды сигнала, а также малая площадь чувствительного слоя приемника, что снижает уровень его внутренних шумов.

К недостаткам таких анализаторов прежде всего следует отнести необходимость иметь более широкую, чем для амплитудных и фазовых устройств, полосу пропускания электронного тракта, так как спектр импульсного сигнала со сравнительно большой скважностью достаточно широк (см. гл. 2).

## 7.8. Анализаторы на базе аналоговых полупроводниковых первичных преобразователей

Ряд разработанных к настоящему времени полупроводниковых первичных преобразователей оптических сигналов с успехом ис-

пользуется к качестве анализаторов изображения. К ним относятся координатные или позиционно-чувствительные фотоприемники (ПЧФ), развертывающие фотоприемники (РФ) и селективно-преобразовательные фотоприемники (СПФ). Первые выполняют простейшие задачи анализа, например, определение энергетического центра тяжести изображения и слежение за этим центром или размером изображения. Вторые осуществляют развертку плоскости изображений, порой по достаточно сложной траектории. Третьи служат обычно для выделения каких-либо особых зон изображения.

Выше, в § 6.6, был описан механизм работы некоторых ПЧФ. Часто их используют как типичные амплитудные светодетельные анализаторы (см. § 7.3). Некоторые ПЧФ, работающие на основе объемных эффектов в полупроводниках, применяют как времяимпульсные анализаторы.

К числу наиболее распространенных аналоговых развертывающих фотоприемников относятся сканисторы, принцип действия, достоинства и недостатки которых были рассмотрены выше (см. § 6.6).

Другим примером анализатора изображений на базе РФ может служить фотоприемник с радиально-тянущим полем (рис. 7.13). На полупроводниковую пластину 4 наносятся металлический кольцевой 5 и точечный 6 электроды. К этим электродам подключен источник напряжения 7, который создает в пластине тянущее радиальное электрическое поле. Внутри металлического кольцевого электрода 2 расположен развертывающий элемент, который может быть выполнен или в виде кольцевых электродов (рис. 7.13, а), или в виде спирали (рис. 7.13, б). При наличии развертывающего элемента в виде кольца два

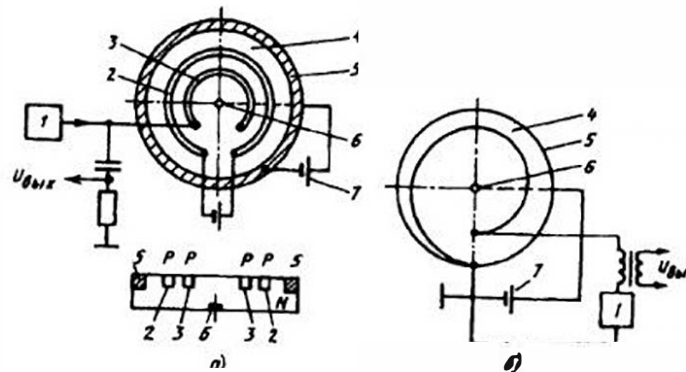


Рис. 7.13. Полупроводниковые фотоприемники-анализаторы с радиально-тянущим полем

дополнительных кольцевых электрода 2 и 3 образуют с полупроводниковой пластиной  $p$ - $n$ - $p$ - или  $n$ - $p$ - $n$ -структуру. В результате приложения к электроду 3 пилообразного напряжения от генератора 1 и к концам электрода 2 постоянного напряжения в пластине возникает вполне определенное (линейное) распределение потенциалов. Эквипотенциальными линиями в данном случае будут концентрические окружности, центром которых является точечный электрод 6, причем значение потенциала от окружности к окружности растет линейно.

Процесс сканирования происходит следующим образом. Если спроецировать изображение объекта на полупроводниковую пластину внутри развертывающего элемента, то в освещенных участках полупроводника будут возникать неравновесные носители тока, которые под действием радиального электрического поля начнут двигаться по радиусам в направлении к кольцевому электроду и будут достигать развертывающего элемента. Количество носителей, попадающих на определенный участок развертывающего элемента за некоторый промежуток времени, будет обратно пропорционально расстоянию от крайнего элемента изображения до соответствующего участка развертывающего элемента. В момент времени, когда наступает равенство линейно распределенного и развертывающего напряжений, переход в определенном участке открывается и с развертывающего элемента снимается ток, несущий информацию о количестве неравновесных носителей, пришедших на данный участок. Если выходной сигнал продифференцировать, то результат будет характеризовать анализируемое изображение, т.е. повторять во времени распределение неравновесных носителей тока, попадающих на развертывающий элемент, что в свою очередь адекватно очертанию изображения.

Принцип работы РФ со спиральным развертывающим элементом (рис. 7.13, б) аналогичен принципу работы приемника с кольцевым развертывающим элементом. В этом случае дополнительный (развертывающий) электрод в виде  $p$ - $n$ -перехода, имеющий форму спирали, нанесен на полупроводниковую пластину 4 таким образом, что составляет вместе с ней  $p$ - $n$ - $p$ -структуру. Линейное распределение потенциалов вдоль спирали достигается тем, что форма спирали выбирается с учетом характера распределения электрического поля внутри пластины.

Сканирование изображения осуществляется при изменении во времени развертывающего напряжения, подаваемого генератором пилообразного напряжения на верхний слой развертывающего элемента (спирали).

Из других аналоговых (непрерывных) РФ, которые могут выполнять функции анализаторов изображения, отметим видисторы, приемники на основе магнитоконцентрационного эффекта Суля, РФ на основе эффекта шнурования тока в некоторых полупроводниках, на основе многослойных  $p$ - $n$ -структур и ряд других.

В отдельных образцах таких устройств достигнуто разрешение порядка нескольких микрометров. Однако широкого распространения такие анализаторы пока не получили, что объясняется, в частности, недостаточной стабильностью их параметров и характеристик в сложных условиях эксплуатации. Предпочтение отдается дискретным РФ (фотоматрицам, ПЗС и др.), рассмотренным в § 6.7 и ниже в § 7.9.

Селективно-преобразовательные фотоприемники используются в качестве анализаторов обычно для выделения в плоскости изображений зон с заданным значением параметра изображения, например уровня освещенности, или зон определенной формы. В качестве такого анализатора можно использовать устройства, представленные на рис. 7.13, если на выходе установить пороговую схему, настраиваемую на срабатывание лишь при превышении определенного уровня освещенности. При площади анализатора  $30 \text{ мм}^2$  его удельная разрешающая способность может достигать  $10 \text{ лин/мм}$  при общем числе элементов разрешения 90 и быстродействию порядка  $10^{-4} \text{ с}$ .

Всем рассмотренным анализаторам в большей или меньшей степени свойственны определенные достоинства, указанные выше для сканисторов. К недостаткам, ограничивающим их применение, следует отнести нестабильность параметров в различных условиях работы, малые размеры анализируемых площадей, недостаточное для ряда применений разрешение и др.

### 7.9. Многоэлементные (мозаичные и матричные) приемники излучения как анализаторы изображений

Широкое распространение в качестве анализаторов изображения получили приемники излучения с дискретной структурой фотослоя и прежде всего полупроводниковые приемники в виде мозаик или матриц. Принцип работы мозаичного или матричного приемника в качестве анализатора состоит в следующем. Оптическое изображение создается в разделенном на отдельные элементы чувствительном слое приемника пространственный рельеф зарядов или сопротивлений. При считывании электронным способом этого заряда в цепи приемника формируется сигнал, состоящий из импульсов, амплитуда которых пропорциональна освещенности в отдельных точках мозаики или матрицы.

Разрешающая способность таких анализаторов зависит не только от размеров элементов мозаики или матрицы, но и от способов обработки сигналов, снимаемых с этих элементов. Повысить разрешающую способность удается с помощью дифференцирования сигналов, использования способа двойной коррелированной выборки, принудительного сканирования изображения по матрице или мозаике с последующим интегрированием сигналов, придания сигналам, снимаемым с различных элементов, различных «весов», т. е. усиливая их по-разному, и др. (см. последующие главы настоящей книги).

К этому типу анализаторов можно отнести отдельные виды передающих телевизионных трубок, их твердотельные аналоги, например ПЗС, одномерные и двумерные мозаичные приемники, дискретные сканисторы.

Как и аналоговые полупроводниковые приемники-анализаторы, дискретные приемники-анализаторы можно подразделить на:

позиционно-чувствительные, создающие сигнал, в котором содержится информация о координатах изображения излучателя (обычно малоразмерного) в плоскости анализа или о взаимном расположении нескольких изображений; обычно эта информация содержится в амплитуде сигнала;

развертывающие дискретные приемники-анализаторы, которые иногда называют твердотельными аналогами передающих телевизионных трубок (см. § 6.6 и 8.5);

селективно-преобразующие приемники-анализаторы, в которых одновременно с преобразованием оптического сигнала в электрический происходит первичная обработка информации, например, оконтуривание, фильтрация, выделение движущихся изображений или изображений определенной формы и т.д.

Физические принципы работы таких приемников-анализаторов были описаны выше, поэтому кратко рассмотрим лишь некоторые их особенности, важные с точки зрения выполнения ими функций анализаторов.

Обобщенная схема фотодиодного матричного анализатора представлена на рис. 7.14. На пластину полупроводника с *p-n*-переходами нанесены две группы взаимно перпендикулярных металлических токопроводящих шин. Развертка изображения осуществляется путем поочередного опроса пересекающихся шин, между которыми включены отдельные фотодиоды. Например, строчная горизонтальная развертка производится путем последовательных вдоль первой строки переключений столбцов (от 1 до *j*): 1 и 2, ..., 1 и *j*, затем вдоль второй строки: 2 и 1, 2 и 2, ..., 2 и *j* и т.д. Переходы от токопроводящих шин к

фотослою, расположенному между ними (рис. 7.14, б), осуществляют через разомкнутые ключи — полупроводниковые диоды или транзисторы, расположенные в местах пересечения шин. Эти ключи выполняют роль коммутаторов с проводимостью, сильно различающейся в замкнутом и разомкнутом состояниях. Нормальным положением ключа является разомкнутое. При совпадении импульсов, идущих от генераторов развертки, происходит замыкание и соответствующий фотодиод подключается к выходу. Таким образом на выходной нагрузке образует видеосигнал.

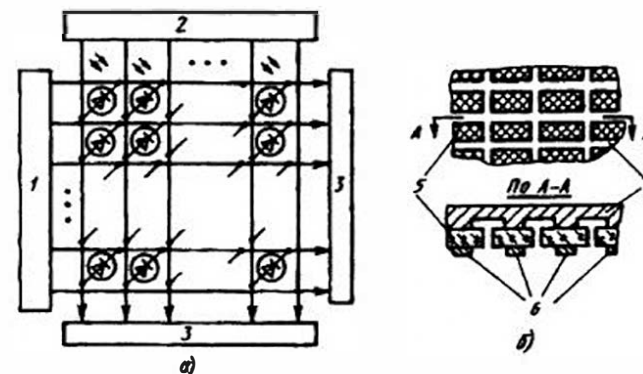


Рис. 7.14. Схема фотодиодного матричного анализатора: а — схема включения; б — поперечное сечение полупроводниковой структуры; 1 и 2 — генераторы вертикальной и горизонтальной разверток; 3 — цепи видеосигналов; 4 — горизонтальные шины; 5 — фотослой; 6 — вертикальные шины

Очевидно, что в каждый момент времени к выходной нагрузке должен быть подключен лишь один элемент матрицы. Тогда видеосигнал повторяет во времени (при развертке) закон распределения освещенности на поверхности матрицы. В таких анализаторах можно задавать различные типы разверток — строчную (горизонтальную) и кадровую (вертикальную), т.е. осуществлять не только последовательную, но и достаточно произвольную выборку оптического сигнала — распределения освещенности в изображении.

Кроме фотодиодной структуры в матрицах-анализаторах используются фоторезисторы, фототранзисторы и другие фотоприемные структуры. Очевидно, что постоянная времени элемента фотослоя должна быть меньше времени коммутации, т.е. времени переключения элементов. Можно также осуществить работу матрицы в режиме на-

копления, если постоянная времени элемента фотослоя будет больше времени коммутации. Хотя в этом случае чувствительность анализатора повысится, однако осуществить произвольную выборку сигнала уже не удастся.

Принцип коммутации (переключения) матрицы можно пояснить с помощью рис. 7.15. При поступлении импульса  $U_p$  от генератора развертки на элемент матрицы  $A$  (фотодиод), куда подано обратное смещение, «конденсатор» элемента заряжается до максимального значения импульса развертки. Попадание излучения на этот элемент увеличивает скорость разряда этого «конденсатора» через нагрузку  $R_n$ , т.е. скорость изменения потенциала  $U_A$  в точке  $A$  в течение периода развертки. При следующей коммутации ток дозаряда «конденсатора» элемента зависит от потери заряда за период коммутации  $T_k$  и оказывается пропорциональным общему числу квантов, попавших на элемент (фотодиод) за это время  $T_k$ . Дифференцируя выходной сигнал, можно получить видеоимпульс  $U_s$ . В качестве генератора развертки используются диодные или транзисторные дешифраторы, а также сдвиговые регистры. Первые позволяют осуществить произвольный закон считывания информации с элементов матрицы.

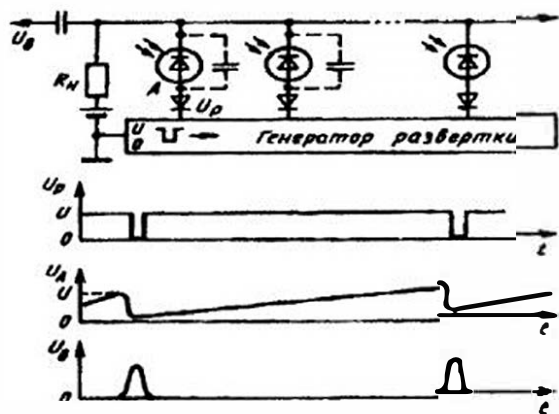


Рис. 7.15. Схема коммутации фотодиодной матрицы

Быстродействие современных матричных анализаторов определяется временем цикла опроса матрицы (или одного элемента) и постоянной времени составляющих ее элементов.

Для уменьшения размеров элементов и увеличения их числа элементы матрицы (фотодиоды) могут работать поочередно как фото-

чувствительные элементы при обратном смещении и как ключи при прямом смещении. Схема их включения аналогична представленной на рис. 7.15, но вместо диодов-ключей последовательно с фотодиодами включаются конденсаторы. Полярность коммутирующих импульсов соответствует прямому смещению фотодиодов. В конце периода коммутации потенциал в точке соединения фотодиода и конденсатора-ключа уменьшается до значения, устанавливающего обратное смещение фотодиода. При освещении последнего потенциал точки соединения постепенно увеличивается из-за разряда конденсатора.

Принципиальной особенностью многоэлементных приемников-анализаторов является дискретизация непрерывного оптического сигнала-изображения, часто сопровождающаяся и его квантованием по уровню. В соответствии с теоремой Котельникова (см. § 2.1) погрешность представления непрерывного сигнала конечным числом его отсчетов уменьшается с ростом этого числа. Поэтому для повышения разрешающей способности анализатора желательно уменьшать размер элемента приемника и тем самым увеличивать число отсчетов элементов разложения.

При развертке изображений с помощью таких анализаторов возникает искажение спектра сигнала вследствие редукции пространственной частоты, т.е. из-за перекрытия отдельных составляющих спектра. Более подробно этот вопрос будет рассмотрен ниже, в § 7.10. Здесь же можно указать, что для уменьшения этих искажений нужно уменьшать период повторения (расположения) элементов, т.е. уменьшать как размер элементов, так и расстояние между ними, что часто технологически весьма затруднительно или невозможно. При увеличении числа элементов мозаики или матрицы увеличивается сложность электронного «обрамления» анализатора — схем развертки, коммутации, съема сигналов. По отмеченным причинам иногда целесообразно повышать разрешение и точность измерений не путем уменьшения размеров элементов и их числа, а путем использования способов интерполяции и некоторых других способов обработки сигналов. Так, «размывая» изображение, например путем расфокусировки, чтобы оно перекрывало несколько элементов, можно точнее определить положение его энергетического центра тяжести, нежели в случае его фокусирования лишь на одном элементе.

Совершенствование анализаторов рассмотренного типа ведется за счет увеличения числа элементов в мозаике или матрице с одновременным сокращением промежутков между ними, повышения как интегральной, так и пороговой чувствительности отдельных элементов, применения более совершенных схем генераторов разверток,



сдвиговых регистров и другого электронного «обрамления» фотоматрицы. С точки зрения качественного анализа изображений особенно важно обеспечить высокую однородность параметров отдельных элементов мозаики и стабильность их в процессе эксплуатации. Поскольку у многих мозаичных приемников разброс параметров достаточно велик и может достигать десятков процентов, часто приходится вводить специальные цепи калибровки и коррекции, что существенно усложняет электронный тракт.

Еще одним источником погрешности могут явиться межэлементные связи (перекрестные искажения и утечки), которые приводят к заметным потерям энергии сигнала (до нескольких десятков процентов).

Очень распространенным типом многоэлементного анализатора являются фотоприемники на основе ПЗС. Этим анализаторам-приемникам свойственны дискретность накопления зарядов и линейность световой характеристики. «Жесткость» пространственной структуры (растра) ПЗС исключает искажения изображений при их считывании и анализе и уменьшает влияние временной нестабильности, а линейность световой (люкс-амперной) характеристики позволяет достаточно точно воспроизводить структуру оптического сигнала в виде временной последовательности электрических сигналов.

Принцип работы линейной ПЗС был рассмотрен выше (см. § 6.7). Такие устройства сегодня достаточно хорошо освоены в производстве и широко используются на практике. По ряду причин, связанных в первую очередь со сложностью технологии изготовления, менее распространены матричные ПЗС. Однако они весьма перспективны для применения в большом числе ОЭП и непрерывно совершенствуются.

ПЗС-анализаторы являются типичным примером устройств, работающих в режиме накопления, и им свойственны отмечавшиеся выше достоинства и недостатки устройств такого типа. Основным недостатком с точки зрения анализа изображений является геометрический шум — неоднородность темнового тока и чувствительности отдельных элементов матрицы ПЗС, достигающая единиц и даже десятков процентов.

В матричных анализаторах используются различные схемы считывания информации. В схеме кадрового считывания осуществляется перенос всего кадра, образующего изображение, по столбцам, как это показано на рис. 7.16, а, или по строкам из оптической секции 1 в секцию хранения 2. Перенос кадра производится после накопления зарядов в секции 1, занимающего обычно половину времени  $T_k$  обработки кадра. Во время второй половины  $T_k$  в секции 1 снова идет

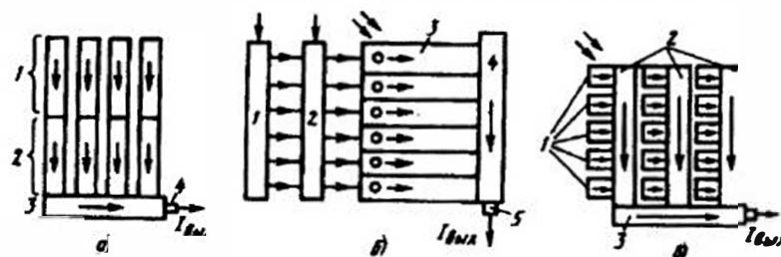


Рис. 7.16. Схемы считывания информации с ПЗС-анализаторов: а — кадровая; б — строчная; в — строчно-кадровая

накопление зарядов, а в секции хранения 2 происходит параллельный перенос по строкам (или по столбцам) в выходной регистр 3 и затем на выходной диод 4, т.е. происходит последовательный вывод строки (столбца) изображения. Так как заряды от каждого элемента области накопления, соответствующие освещенностям этих элементов, проходят через области расположения других «элементарных» зарядов, то к каждому из них добавляется заряд, генерируемый под воздействием излучения в предыдущих элементах. Это вызывает смаз изображения, который проявляется в виде тянущихся за изображением «хвостов». Амплитуда смаза уменьшается с ростом отношения  $t_n/t_c$ , где  $t_n$  — время накопления, а  $t_c$  — время переноса (считывания) столбца или строки. Для борьбы со смазом используются высокочастотная фильтрация, схемы компенсации и ряд других приемов.

При строчной схеме считывания (рис. 7.16, б) на каждую из строк оптической секции 3 (секции накопления) через ключи 2 выбора строк, управляемые сдвиговым регистром 1, работающим от генератора сдвигающих импульсов, подаются импульсы сдвига зарядов. Сигналы из каждой горизонтальной строки считываются последовательно в вертикальный выходной регистр 4, управляемый от генератора сдвигающих импульсов. Из регистра 4 сигнал выхода подается на выходной диод 5. Заряды от каждой строки проходят разное число разрядов выходного регистра, поэтому для получения видеосигнала, соответствующего распределению освещенности по поверхности оптической секции, сигналы  $I_{вых}$  с отдельных строк должны вводиться в систему отображения с задержкой по времени, пропорциональной номеру строки.

При строчно-кадровой схеме считывания изображения (рис. 7.16, в) область накопления состоит из столбцов фоточувствительных элементов 1 (или строк), между которыми находятся защищенные от падающего на эту область потока сдвиговые регистры 2. Заряды на-

капливаются в фоточувствительных элементах и затем переносятся параллельно в соседние ячейки сдвиговых регистров 2. Во время накопления следующего кадра эти заряды из 2 выносятся в выходной регистр 3. Время накопления в такой схеме в 2 раза больше, чем в схеме кадрового переноса, при одинаковой частоте считывания кадра, но пространственное разрешение или эффективность использования падающего потока хуже из-за необходимости размещать в плоскости изображения экранированные сдвиговые регистры. В такой схеме в то же время не возникает смаза изображения.

В матричных анализаторах с последовательным переносом зарядов удается сравнительно просто реализовать принцип временной задержки и накопления (интегрирования), который состоит в следующем.

Если в схеме, представленной на рис. 7.16, б, перемещать изображение относительно матрицы в вертикальном направлении, т.е. перпендикулярно строкам, то можно добиться того, чтобы сдвиг накапливаемых зарядов по этому направлению совпадал по направлению и скорости со скоростью движения изображения. При этом накопление зарядов, соответствующих одним и тем же участкам изображения, происходит в одних и тех же по порядку зарядовых пакетах, но в различных строках. Это позволяет увеличить время накопления при исключении смаза изображения. Считывание каждой строки в выходном регистре должно происходить с соответствующей задержкой. В таких системах удается увеличить отношение сигнал/шум в число раз, равное корню квадратному из увеличения времени задержки (см. ниже, § 8.1).

Достоинствами ПЗС-линеек и матриц как анализаторов, кроме отмеченных выше, являются высокое разрешение, достигающее 10...15 мкм при общем числе элементов в линейке порядка  $10^3$  и в матрице  $(5 \cdot 10^2) \times (5 \cdot 10^2)$ , достаточно большое быстродействие, малые размеры, масса и энергопотребление, большой срок службы.

Одним из принципиальных недостатков ПЗС-анализаторов является невозможность осуществления произвольного закона выборки сигналов с отдельных элементов линейки или матрицы, поскольку в них производится последовательный съем сигналов с отдельных строк или столбцов. От этого недостатка в значительной степени свободны приборы с зарядовой инжекцией (ПЗИ), в которых в отличие от ПЗС перенос заряда происходит между электродами в каждой отдельной их паре без сдвига всех зарядовых пакетов к одному общему выходу.

Матрица ПЗИ имеет координатную выборку. При выходе из строя какого-либо элемента ПЗИ на изображении, воспроизводимом после

получения видеосигнала, образуются темные или светлые точки, а не полосы, как в ПЗС. Однако большие выходные емкости столбцов ПЗИ приводят к возрастанию шумов и усложняют прием слабых сигналов из строк. Такие анализаторы гораздо инерционнее ПЗС. Несмотря на эти недостатки ПЗИ-анализаторы непрерывно совершенствуются и в ближайшее время могут найти широкое применение в ОЭП.

Еще одним направлением совершенствования матричных анализаторов является расширение спектрального диапазона их работы. Пока большинство ПЗС используются в видимой и ближней ИК области спектра. Ведутся работы как по расширению этого диапазона собственно ПЗС и ПЗИ, так и по созданию гибридных анализаторов, в которых прием излучения осуществляется матрицей или мозаикой фоторезисторов или фотодиодов, а хранение, перенос и дальнейшая обработка сигналов ведется с помощью ПЗС-структур.

Анализаторы на ПЗС успешно используются для определения координат малоразмерных изображений. Так же, как и в матричных анализаторах, описанных выше, в них можно применить ряд специальных алгоритмов обработки сигналов и получить высокую точность измерений, характеризуемую погрешностями в десятые и даже сотые доли размера одного элемента.

Другим важным применением ПЗС в ОЭП является так называемое межкадровое вычитание, используемое при пространственной фильтрации, селекции движущихся излучателей и в ряде других практических задач (см. ниже гл. 11).

## 7.10. Спектр сигнала на выходе многоэлементного анализатора изображений

Как отмечалось в § 7.1, анализ изображения часто осуществляется путем дискретной выборки оптического сигнала, описываемого распределением освещенности в изображении — функцией  $E(x,y)$ . Эту выборку можно производить с помощью раstra с определенным чередованием прозрачных и непрозрачных участков или многоэлементного приемника излучения. Поскольку площадь прозрачного участка раstra или одного элемента приемника конечна, то при дискретной выборке (дискретизация изображения) происходит сглаживание сигнала (размыв изображения) в пределах этого участка или элемента, т. е. свертка функции  $E(x,y)$  с функцией  $g(x,y)$ , описывающей распределение пропускаемости раstra или чувствительности приемника. Таким образом, сигнал на выходе анализатора

$$U_{\text{вых}}(x,y) = E(x,y) ** g(x,y)$$

Знак \*\* обозначает двумерную свертку.

Спектр этого сигнала по теореме о спектре свертки будет представлять собой произведение спектров функций  $E(x, y)$  и  $g(x, y)$ , т.е.

$$U_{\text{вых}}(\omega_x, \omega_y) = E(\omega_x, \omega_y) \cdot G(\omega_x, \omega_y).$$

Для распространенного на практике случая, когда двумерная выборка изображения, описываемого функцией  $E(x, y)$ , осуществляется прямоугольной апертурой с размерами  $a \times b$ , например, прямоугольной полностью прозрачной диафрагмой или приемником излучения с равномерной по прямоугольному фотослою чувствительностью, сигнал на выходе этой апертуры описывается выражением

$$U_{\text{вых}}(x, y) = E(x, y) ** \text{rect}(x/a, y/b),$$

$$\text{где } \text{rect}(x/a, y/b) = \begin{cases} 1 & |x/a \leq 0.5|, |y/b \leq 0.5| \\ 0 & \text{при } |x/a > 0.5|, |y/b > 0.5| \end{cases}.$$

Если выборка осуществляется матрицей прямоугольных апертур с периодами  $X$  и  $Y$  по осям  $x$  и  $y$  соответственно, то выходной сигнал

$$U_{\text{вых}}(x, y) = [E(x, y) ** \text{rect}(x/a, y/b)] \cdot \text{comb}(x/X, y/Y),$$

$$\text{где } \text{comb}(x/X, y/Y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta\left(\frac{x}{X} - n\right) \delta\left(\frac{y}{Y} - m\right).$$

Пользуясь теоремами о спектрах (см. § 2.1), можно найти пространственно-частотный (двумерный) спектр этого сигнала:

$$U_{\text{вых}}(\omega_x, \omega_y) = [E(\omega_x, \omega_y) \text{sinc}(a\omega_x, b\omega_y)] ** \text{comb}(X\omega_x, Y\omega_y),$$

$$\text{где } \text{sinc}(a\omega_x, b\omega_y) = \frac{\sin(\pi a\omega_x)}{\pi a\omega_x} \frac{\sin(\pi b\omega_y)}{\pi b\omega_y}.$$

Рассмотрим преобразования спектров в системе, где осуществляется выборка, для простейшего одномерного случая, когда выборка изображения  $E(x)$  осуществляется линейкой прямоугольных апертур или приемников, имеющих размер  $a$  по оси выборки  $x$ .

На рис. 7.17 представлены сигналы и соответствующие им спектры. Спектр анализируемой функции  $E(x)$  принят низкочастотным. Как отмечалось в § 2.1, спектр последовательности одинаковых импульсов с периодом  $X$  состоит из отдельных гармоник, отстоящих друг от друга на величину  $\omega_1 = 2\pi f_1 = 2\pi/X$ , а их огибающая повторяет огибающую спектра одиночного импульса. Таким образом, спектр сигнала, соответствующий выборке сигнала  $E(x)$  последовательностью пря-

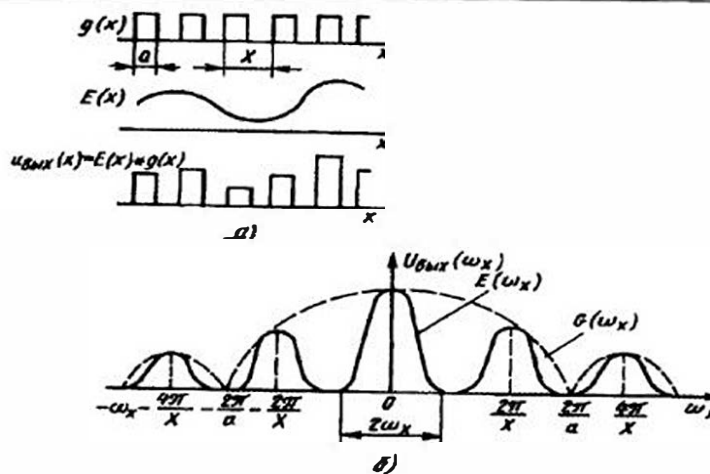


Рис. 7.17. Сигналы (а) и спектр выходного сигнала (б) в системе с многоэлементным анализатором

моугольных импульсов  $g(x) = \text{rect}(x/a)$  графически может быть представлен рис. 7.17, б. Операция выборки как бы размножает спектр  $E(\omega_x)$  функции  $E(x)$ . Математическое описание этого процесса см. ниже в § 9.1.

Если спектр  $E(\omega_x)$  широк, т.е. максимальная (по теореме Котельникова) частота этого спектра  $\omega_{\text{max}} = 2\pi f_{\text{max}}$  достаточно велика, то ширина боковых полос может превысить  $2\pi/X$ . При этом отдельные полосы спектра  $U_{\text{вых}}(\omega_x)$  будут перекрываться (явление наложения частот и возникновения побочных низкочастотных составляющих в спектре сигнала на выходе всей системы), и сигнал, восстанавливаемый из этого спектра, будет искажен. Из рис. 7.17, б легко увидеть, что условием отсутствия редукции является  $2\pi/X \geq 2\omega_{\text{max}}$  или  $\omega_N \geq \omega_{\text{max}}$ , где  $\omega_N = \pi/X$  так называемая частота Найквиста. Поэтому обычно стремятся к тому, чтобы выбирать частоту Найквиста, определяемую периодом расположения апертур или площадок приемника  $X$ , больше максимальной частоты в спектре сканируемого или анализируемого изображения. Для исключения эффекта наложения иногда можно размыть изображение, чтобы оно занимало несколько элементов, т.е. как бы ввести низкочастотный фильтр.

Расстояние между элементами должно быть согласовано с разрешающей способностью объектива и характером изображения. Если это расстояние будет большим, то возможно нарушение условий, вытекающих из теоремы Котельникова, т.е. потеря информации об анали-

зируемом изображении. С другой стороны, уменьшение этого расстояния ведет к усложнению технологии изготовления многоэлементного приемника, увеличению числа элементов, составляющих его, т.е. к удорожанию приемника-анализатора.

Следует отметить, что после дискретизации изображения (пространственной выборки) фильтрация сигнала в электронном тракте с целью подавления высоких частот не поможет восстановить потерянную в результате сглаживания и эффекта наложения информацию.

Для того, чтобы рабочие боковые полосы (спектры, расположенные около  $\pm 2\pi/X$ ) не попали в область частоты среза  $\omega_{x\text{ср}} = 2\pi/a$ , т.е. в область первого нуля спектра сигнала  $G(\omega_x)$ , необходимо уменьшать значение коэффициента заполнения  $\gamma = a/X$ , поскольку  $\omega_{x\text{ср}} = 2\pi/a = 2\pi/\gamma X$ . Если уменьшать  $\gamma$  путем увеличения  $X$  из-за возможного наложения частот и в соответствии с теоремой Котельникова нельзя, то остается один путь — уменьшение  $a$ . Однако это зачастую трудно осуществить технологически, а кроме того уменьшение  $a$  приводит к усложнению требований к качеству оптической системы, которая должна собрать достаточное количество энергии на малую площадку приемника. Поэтому в каждом конкретном случае для конкретного спектра  $E(\omega_x)$  нужен тщательный выбор  $X$  и  $a$ , связанных с  $\omega_{\text{max}}$ ,  $\omega_N$ ,  $\omega_{x\text{ср}}$ .

#### Контрольные вопросы

1. Дайте сравнительную характеристику растровых и многоэлементных (на базе многоэлементных ПИ) анализаторов оптического изображения.
2. От каких параметров объектива зависит вид статической характеристики амплитудных, амплитудно-фазовых и фазовых анализаторов?
3. Перечислите достоинства и недостатки анализаторов изображения различных типов.
4. Каков вид статических характеристик анализаторов, представленных на рис. 7.1 и 7.2, если изображение имеет вид круга с равномерной освещенностью?
5. Как влияет на работу амплитудно-фазового анализатора в виде вращающегося полудиска и всего ОЭП с таким анализатором (см. рис. 7.4) нестабильность скорости вращения полудиска?
6. Влияет ли изменение освещенности изображения (см. рис. 7.6) на вид статической характеристики и другие параметры фазового растрового анализатора?
7. Дайте сравнительную характеристику фотодиодных матриц и ПЗС как анализаторов оптических изображений.

## Глава 8. СКАНИРОВАНИЕ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

### 8.1. Назначение и роль сканирования. Методы сканирования

Для преобразования многомерного оптического сигнала в одномерный электрический, содержащий информацию о распределении параметров оптического сигнала, в ОЭП используется *сканирование* — процесс последовательной непрерывной или дискретной выборки значений оптического сигнала с целью его преобразования и получения электрического сигнала, параметры которого однозначно соответствуют параметрам оптического сигнала. Например, можно последовательно подавать на приемник излучения потоки, соответствующие различным длинам волн в разложенном с помощью дифракционной решетки на монохроматические составляющие оптическом сигнале, пришедшем от исследуемого излучателя. Распределение амплитуд электрического сигнала на выходе приемника при работе последнего в линейном режиме будет соответствовать спектру излучателя.

Наиболее часто в ОЭП выполняется преобразование пространственного распределения потока (яркости или освещенности) в электрический сигнал (в видеосигнал). Поэтому обычно *сканированием* называют последовательный просмотр (развертку) сравнительно большого поля обзора малым мгновенным угловым полем в целях получения электрического сигнала, мгновенные значения которого пропорциональны значениям исследуемого параметра поля (яркости, освещенности, температуры).

Как следует из последнего определения, сканирующие системы могут включать и оптическую систему, создающую изображение, и приемник излучения, выдающий электрический сигнал. Поэтому иногда под термином «оптическая сканирующая система» понимают весь ОЭП, служащий для анализа поля обзора, тем более что в некоторых приборах сканирование производится путем управления каким-либо параметром оптической системы или приемника, т. е. без ввода дополнительных узлов. Примеры подобного рода будут приведены ниже.

Важной функцией сканирования является повышение помехозащищенности ОЭП. Действительно, во многих ОЭС необходимо обеспечить поиск излучателя или наблюдать за ним в большом поле обзора. В то же время использование оптической системы с большим угловым полем часто невыгодно или невозможно по ряду причин, к важнейшим из которых относятся: трудность выделения малоразмерного объекта на фоне внешних излучающих помех, сложность создания широкопольной оптической системы с хорошим качеством изображения, увеличение размера приемника излучения.

Часто сканирование сопровождается анализом оптического изображения, о чем говорилось в предыдущей главе, т.е. сканирующая система (сканирующее устройство) выполняет одновременно функции анализатора.

Сканирующие системы могут быть классифицированы различным образом: по способам разложения поля обзора (одноэлементное, параллельное, последовательное, комбинированное); по физической сущности явлений, лежащих в основе их работы, или по способу развертки поля обзора (механические, оптико-механические, фотоэлектронные, электрооптические, ультразвуковые и др.); по пространственному признаку (одномерное, двумерное). Различают также сканирующие системы, в которых сканирование осуществляется по постоянной программе (с постоянными параметрами), и системы, где в процессе сканирования может изменяться вид развертки поля обзора (траектория сканирования), частота сканирования и другие параметры.

Обзор поля может осуществляться пассивным или активным методом, о чем говорилось в гл. 1, причем программа этого обзора (траектория и закон сканирования) может быть регулярной или случайной.

Рассмотрим схемы различных способов разложения поля обзора. При *одноэлементном сканировании* (рис. 8.1, а) малое мгновенное угловое поле (часто это проекция чувствительной площадки одноэлементного приемника в пространство предметов) может сканировать поле обзора по самым различным траекториям. Достоинствами такой

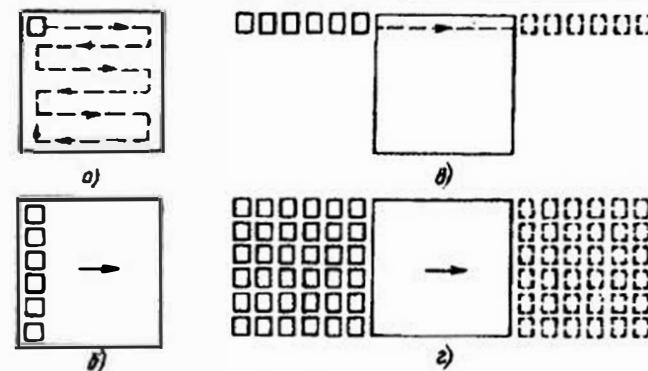


Рис. 8.1. Способы сканирования:

а — одноэлементное; б — параллельное; в — последовательное; г — комбинированное

схемы являются простота конструктивной реализации и получения разнообразных разверток, простота перестройки параметров сканирующей системы, относительная дешевизна приемника излучения. Основным недостатком этого способа является большая, чем у других, инерционность.

При *параллельном сканировании* (рис. 8.1, б) все поле просматривается одновременно по горизонтальным строкам, например путем перемещения линейки фотоприемников, ориентированной перпендикулярно направлению сканирования, отмеченному на рис. 8.1, б стрелкой. При этом быстродействие системы повышается, так как выходные сигналы всех строк обрабатываются одновременно. Недостатками способа являются: заметное влияние неоднородности параметров отдельных элементов, например чувствительности отдельных площадок многоэлементного приемника, что приводит к искажению получаемой информации; ограничение разрешающей способности по вертикали размером одного элемента; дороговизна и сложность многоэлементных приемников, необходимость иметь предварительные усилители для каждого элемента, а также коммутирующее устройство.

При *последовательном сканировании* (рис. 8.1, в) линейка элементов (например, приемников) ориентирована параллельно направлению сканирования. Каждую точку поля обзора просматривают все элементы. Сигналы от отдельных элементов поступают в линию задержки, а затем суммируются на ее выходе (рис. 8.2). Здесь возможно осреднение сигналов, т.е. заметное ослабление влияния разброса параметров отдельных элементов. По сравнению со схемой параллельного скани-

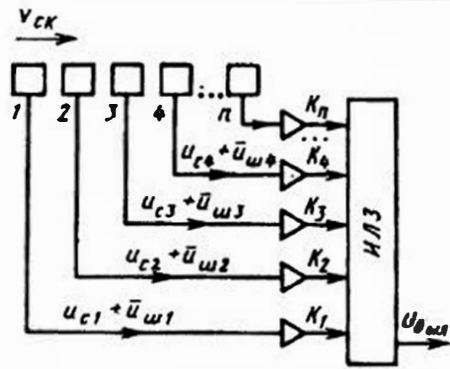


Рис. 8.2. Схема обработки сигналов при последовательном сканировании

рования здесь может быть достигнуто большее разрешение. Однако и этой схеме свойственны такие недостатки, как дороговизна многоэлементного приемника, необходимость усложнения электронной схемы.

Ряд схем с последовательным сканированием, осуществляемым электрически управляемыми сигналами и используемым для анализа изображений, был рассмотрен в § 7.9.

В схеме с последовательным сканированием выигрыш в отношении сигнал/шум, имеющий место при накоплении  $n$  сигналов, пропорционален корню квадратному из числа элементов  $n$ . Действительно, если на выходе интегрирующей линии задержки (ИЛЗ) сигнал  $U_{\text{вых}}$  равен сумме

$$\sum_{i=1}^n u_{ci} K_i + \sqrt{\sum_{i=1}^n (u_{шi} K_i)^2},$$

где  $K_i$  — коэффициент усиления  $i$ -го канала предусилителя, то отношение сигнал/шум  $\mu_{\Sigma}$  при  $K_1 \approx K_2 \approx \dots \approx K_n \approx K$ ,  $u_{c1} \approx u_{c2} \approx \dots \approx u_{cn} \approx u_c$ ,  $\bar{u}_{ш1} = \bar{u}_{ш2} = \dots = \bar{u}_{шn} = u_{ш}$  будет

$$\mu_{\Sigma} = \frac{\sum_{i=1}^n u_c K}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (u_{ш} K)^2}} = \frac{nu_c K}{\sqrt{nu_{ш}^2 K^2}} = \sqrt{n} \frac{u_c}{u_{ш}},$$

т.е. в  $\sqrt{n}$  бóльшим, чем для схемы с одним элементом ( $\mu_i = \frac{u_c}{u_{ш}}$ ).

Как уже отмечалось в § 7.9, реализовать этот метод временной задержки и интегрирования (накопления) удобно с помощью современных мозаичных и матричных приемников, например ПЗС.

К недостаткам систем с последовательным сканированием по сравнению со схемой параллельного сканирования относится необходимость увеличивать амплитуду сканирования, чтобы обеспечить просмотр каждой точки поля всеми элементами и, как следствие этого, необходимость увеличивать скорость сканирования при заданном быстродействии всей системы.

Обоснованное сравнение способов параллельного и последовательного сканирования можно проделать, если сопоставить достигаемую в каждой схеме обнаружительную способность или пороговую чувствительность в полосе частот, свойственной каждой из них. Необходимые для этого сопоставления предпосылки могут быть получены из энергетического расчета (см. § 14.8). Ниже будут даны формулы для расчета некоторых параметров таких систем.

При комбинированном (параллельно-последовательном) сканировании (см. рис. 8.1, з) используется матрица элементов (чаще всего приемников). Здесь объединяются такие достоинства двух предыдущих способов, как повышение чувствительности и быстродействия, однако заметно усложняется схема обработки сигналов и увеличивается стоимость всей системы, главным образом, за счет резкого удорожания приемника. В этом случае достаточно просто можно осуществить автономно-покадровый способ сканирования, при котором внутри матрицы, образующей малый («автономный») кадр, постоянно осуществляется сканирование, а сам «автономный» кадр просматривает поле обзора («большой» кадр). Этот метод позволяет достичь высокого разрешения при просмотре очень больших полей обзора, особенно при решении трудных задач обнаружения сложных объектов или группы простых.

Сканирование может осуществляться как в пространстве предметов, так и в пространстве изображений. Примером реализации первого случая служит узкопольная система на подвижном основании, перемещающем ее так, чтобы в угловое поле объектива последовательно попадало излучение от различных участков поля обзора. Во втором случае плоскость изображения поля обзора последовательно просматривается с помощью узкой полевой диафрагмы или осуществляется деление этой плоскости на элементарные участки, например, путем использования многоэлементного приемника излучения с последующим «опросом» отдельных элементов развертывающими электронными устройствами.

Для некоторых ОЭП важен тот факт, что многоэлементные сканирующие системы обеспечивают пространственную фильтрацию сиг-

нала, например, позволяют ослаблять влияние постоянного фона в поле обзора. Подробнее об этом см. в гл. 11.

Нужно помнить, что при использовании многоэлементных сканирующих систем возможна редукция пространственных частот (см. § 7.10). В пределах элемента приемника высокочастотные составляющие спектра изображения (мелкоразмерные детали изображения) сглаживаются, усредняются, т.е. при таком сканировании осуществляется усредняющая выборка.

Конструктивные особенности сканирующих систем, различающихся по физической сущности явлений, лежащих в основе их действия, и по способу развертки исследуемого поля, будут рассмотрены в последующих параграфах этой главы.

## 8.2. Параметры и характеристики сканирующих систем

К числу основных параметров сканирующей системы относятся: *поле обзора и мгновенное угловое поле, вероятность просмотра всего поля обзора в заданное время, период сканирования  $T_k$  или частота сканирования  $f_c$ , траектория сканирования, полоса частот  $\Delta f$  сигнала, образующегося при сканировании, коэффициент сканирования  $\eta_c$ , а также число и размеры элементов разложения поля обзора.*

*Периодом сканирования (временем кадра)  $T_k$*  называется время, необходимое для просмотра заданного поля обзора и возврата мгновенного углового поля (элемента разложения) в исходное положение. Отношение времени, требуемого для просмотра самого поля обзора, к значению  $T_k$  называется иногда коэффициентом сканирования  $\eta_c$ . При уменьшении времени возврата системы в исходное положение  $\eta_c$  увеличивается. Этот коэффициент во многом характеризует как быстродействие сканирующей системы, так и ее конструктивное совершенство. Потери времени на возврат, определяющие  $\eta_c$ , составляют порой более половины  $T_k$ .

Иногда помимо периода сканирования по всему кадру  $T_k$  рассматривают *периоды сканирования по строкам  $T_c$* , из которых состоит кадр.

*Частоту сканирования* обычно определяют как  $f_c = 1/T_k$ . Отношение активной части периода сканирования, т.е.  $\eta_c T_k$ , к числу элементов разложения  $n$  обычно называют временем пребывания  $\tau_c$ .

Выбор *закона и траектории сканирования* для вновь проектируемого ОЭП часто является весьма сложной и ответственной задачей. Эта задача может быть решена различными путями в зависимости от того, носит закон сканирования и поиска объектов в поле обзора случайный характер или он регулярный (детерминированный). Здесь многое зависит от элементной базы, которой располагает разработчик ОЭП, от

условий работы прибора, однако имеются и некоторые общие рекомендации по выбору траектории сканирования, базирующиеся на ряде достаточно общих критериев. Эти критерии связаны со статистическими критериями качества ОЭП, например с вероятностью обнаружения объекта в поле обзора (см. гл. 14), но в то же время они достаточно специфичны [16].

Выбор оптимальной траектории сканирования, размера мгновенного углового поля, скорости сканирования зависит от статистических свойств просматриваемого поля сигналов (поля обзора) и выбранного критерия эффективности сканирования. Такими критериями могут быть *вероятность обнаружения объекта, время, необходимое для просмотра поля или для обнаружения искомого объекта*, а иногда и др.

Выбор критерия оптимальности (максимум вероятности обнаружения, минимум времени просмотра и т.п.) и параметров сканирующей системы, его обеспечивающих, в значительной степени зависит от априорных сведений о поле обзора. Если эти сведения отсутствуют, то обычно считают, что наилучшей траекторией сканирования является та, которая обеспечивает равновероятный и равномерный по времени просмотр поля обзора, например строчная траектория (рис. 8.3, а). Однако, если известно, что объект с большой вероятностью может находиться в определенном участке поля обзора, то более рациональным является выбор таких траекторий, при которых предпола-

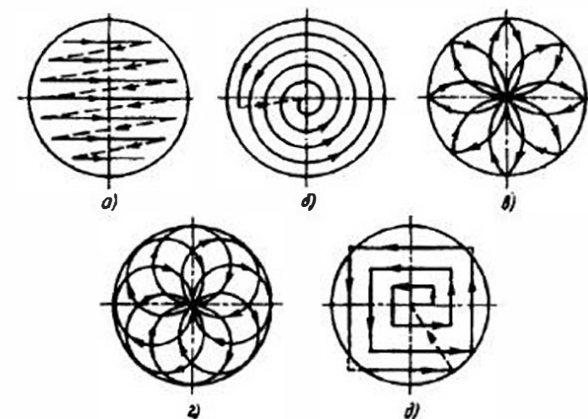


Рис. 8.3. Траектория сканирования:  
а — строчная; б — спиральная круговая; в — розеточная;  
г — гипоциклондальная; д — спиральная прямоугольная

гаемая зона нахождения объекта просматривается более подробно или чаще, чем другие зоны поля обзора. Например, если заранее известно, что объект с большой вероятностью может находиться в центре поля, то целесообразно выбрать розеточную траекторию (рис. 8.3, в).

Другими критериями для оценки преимуществ той или иной траектории могут быть: *полоса частот сигнала, образуемого при сканировании*; отсутствие перспективных искажений, ухудшающих качество воспроизведения сканируемого пространства около границ поля обзора; простота и надежность конструкции сканирующей системы, обеспечивающей выбранную траекторию. Во многих случаях траектория сканирования определяется не только законом перемещения сканирующей диафрагмы или приемника излучения, но и законом перемещения основания (носителя), на котором установлен весь ОЭП.

В большинстве современных сканирующих систем осуществляется равномерный просмотр поля обзора. Для этого используют строчные и спиральные траектории (рис. 8.3, а, б, д).

При исследовании прямоугольного поля обзора размером  $2\Omega_x \times 2\Omega_y$ , \* часто применяют строчную траекторию, получаемую путем колебания мгновенного углового поля размером  $2\omega_{\text{мгн}}$  относительно двух взаимно перпендикулярных осей с разными скоростями (рис. 8.4). Например, перед объективом ОЭП устанавливается плоское зеркало, качающееся в кардановом подвесе вокруг двух взаимно перпендикулярных осей, лежащих в плоскости зеркала. Другим способом получения такой траектории является перенос всей оптической системы вдоль оси  $y$  со скоростью  $v_y$  с одновременным колебанием со скоростью  $v_x$  зеркала перед объективом перпендикулярно направлению переноса, т.е. по оси  $x$ , причем  $v_x \gg v_y$ . Число строк в этих случаях

$$N = 2k_{ny} \Omega_y / (2\omega_{\text{мгн}}), \quad (8.1)$$

а число элементов разложения в одной строке

$$n_l = 2k_{nx} \Omega_x / (2\omega_{\text{мгн}}), \quad (8.2)$$

где  $k_{ny}$  и  $k_{nx}$  — коэффициенты, учитывающие перекрытие (или пропуск) строк и элементов разложения вдоль осей  $y$  и  $x$ . Подставив значения  $2\omega_{\text{мгн}}$  из (8.1) в (8.2), получим

$$n_l = k_{nx} \Omega_x N / (k_{ny} \Omega_y). \quad (8.3)$$

\* В настоящем параграфе угловые поля и радиусы сканирования могут иметь размерности как угловых, так и линейных величин, будучи приведенными к какой-либо плоскости, например к фокальной плоскости объектива сканирующей системы. Соответствующие размерности имеют и скорости сканирования.

Число элементов разложения во всем поле обзора (в кадре)  $n = n_l N$ .

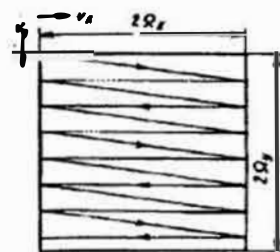


Рис. 8.4. К определению параметров сканирующей системы при строчной траектории и прямоугольном поле обзора

Если время  $\tau_s$  пребывания сканирующей апертуры (мгновенного углового поля) на элементе разложения равно постоянной времени приемника излучения  $\tau$ , то активная часть периода сканирования определяется как  $\eta_c T_c = n_l \tau$  или с учетом (8.3):

$$T_c = \tau \Omega_x k_{nx} N^2 / (\eta_c k_{ny} \Omega_y). \quad (8.4)$$

Обозначим через  $T_c$  период сканирования вдоль одной строки по оси  $x$ , а отношение времени просмотра одной строки к этому периоду через  $\eta_{cl}$ . Время  $T_c$  включает в себя кроме времени просмотра  $2\Omega_x$  возможный «выход» сканирующего элемента или элементов за пределы  $2\Omega_x$  (см., например, рис. 8.1, в, з) и возврат к началу следующей строки. Частота сканирования вдоль оси  $x$

$$f_c = 1/T_c. \quad (8.5)$$

Полоса частот сигнала  $\Delta f$ , формируемого на выходе сканирующей системы, зависит от числа элементов разложения, укладываемых вдоль строки сканирования размером  $2\Omega_x$ . Если число таких элементов вдоль строки составляет  $n_l$ , то  $\tau_s$  определяется как отношение активной части периода сканирования  $\eta_{cl} T_c$  к числу элементов разложения  $n_l$ , т.е.

$$\tau_s = \eta_{cl} T_c / n_l = \eta_{cl} / (f_c n_l) \quad (8.6)$$

где  $\eta_{cl}$  — коэффициент сканирования строки.

Принимая, например,  $\Delta f = 1/(k_{\Delta f} \tau_s)$ , где  $k_{\Delta f}$  — коэффициент, связывающий ширину полосы пропускания  $\Delta f$  электронного тракта с временем  $\tau_s$  (обычно  $k_{\Delta f} = 0,5 \dots 2$ ), получим

$$\Delta f = n_l / (k_{\Delta f} \eta_{cl} T_c)$$

или с учетом (8.3), (8.5) и (8.6) при  $k_{nx} = 1$

$$\Delta f = \Omega_x v_y / (2\omega_{\text{мгн}}^2 \eta_{cl} k_{\Delta f}). \quad (8.7)$$



Сопоставляя на основе полученных формул различные способы сканирования, можно заключить, что параллельный способ (см. рис. 8.1, б) при заданном времени просмотра поля обзора  $T_k$  позволяет иметь меньшие частоты, т.е. и скорости сканирования, а следовательно, полосу частот  $\Delta f$ , занимаемая сигналом, в этом случае будет меньше. Однако неоднородность свойств элементов, просматривающих отдельные строки кадра, часто сводит «на нет» это преимущество параллельного сканирования.

Как было показано выше, отношение сигнал/шум  $\mu$  при использовании метода последовательного сканирования с задержкой и интегрированием сигнала, снимаемого с линейки или матрицы фотоприемников, возрастает пропорционально корню квадратному из числа приемников и, соответственно, числа ступеней задержки и интегрирования. При этом принималось, что амплитуда сигнала и мощность шума линейно возрастают с увеличением этого числа.

Однако иногда связь между  $\mu$  и числом приемников, участвующих в интегрировании сигнала, усложняется. Так, амплитуда сканирования при этом способе должна превышать размер поля обзора вдоль направления сканирования для того, чтобы каждая точка поля просматривалась всеми элементами линейки приемников. А это при заданном (и часто ограниченном) периоде сканирования  $T_k$  приводит к необходимости увеличивать скорость сканирования и снижает КПД сканирующей системы, что сказывается на отношении сигнал/шум.

Если в результате сканирования необходимо получить информацию о форме сигнала, например о законе распределения освещенности в сканируемом изображении (сканирование и анализ изображения выполняются одним устройством - фотоприемником), то качество этой информации зависит от числа выборок сигнала  $n_s$ , определяемых с помощью теоремы Котельникова (см. § 2.1).

Если размер площади одного приемника равен размеру элемента изображения, разрешаемого оптической системой, например размеру кружка рассеяния, то время прохода этого элемента (кружка) по площадке приемника равно  $2\tau_s$ .

Если в процессе прохождения по матрице или мозаике приемников сначала осуществляется выборка сигналов с каждого элемента, а лишь затем, после синхронной задержки, выполняется интегрирование, т.е. за время  $\tau_s$  проводится  $n_s$  выборок, то за время прохождения сигнала по элементу матрицы (приемнику) он будет выбран  $n_s = 2n_s$  раз. Сигнал можно обработать так, что выборка происходит один раз за  $\tau_s$ , но после интегрирования по  $n$  элементам, причем  $n = n_s/2$ .

Сигнал каждой выборки усиливается, поступает на линию задержки, синхронно с процессом сканирования сдвигается во времени и интегрируется (см. рис. 8.2). В схемах с полупроводниковыми сканирующими и развертывающими устройствами, например в ПЗС, сигнал синхронно с движением изображения по фотоприемному слою смещается регистром сдвига.

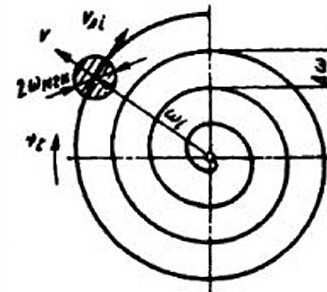


Рис. 8.5. К определению параметров системы со спиральной траекторией сканирования

Шаг спирали в угловой мере, равный  $\Delta\omega$ , при сканировании поля обзора без пропусков выбирается равным или меньшим мгновенного углового поля. Обозначив через  $k_n$  величину, определяющую перекрытие отдельных витков ( $k_n = 2\omega_{мгн}/\Delta\omega$ ), получим, что число витков спирали при  $\omega_{обз} \gg \omega_{мгн}$  (рис. 8.5)

$$N = \omega_{обз}/\Delta\omega = k_n \omega_{обз}/(2\omega_{мгн}). \quad (8.8)$$

При постоянных  $v_c$  и  $v$  линейная скорость  $v_{si}$  перемещения мгновенного углового поля не постоянна, а зависит от текущего радиуса сканирования  $\omega_i$ , т.е.

$$v_{si} = v_c \omega_i. \quad (8.9)$$

Время просмотра элемента разложения, равного мгновенному угловому полю  $\omega_{мгн}$  (время пребывания), для радиуса  $\omega_i$  определится как

$$\tau_{si} = 2\omega_{мгн}/v_{si}. \quad (8.10)$$

Подставив в (8.10) значения  $2\omega_{мгн}$  и  $v_{si}$  из (8.8) и (8.9), получим

$$\tau_{si} = k_n \omega_{обз}/(N v_c \omega_i). \quad (8.11)$$

Поскольку угловая скорость  $v_c$  и частота сканирования  $f_c = 1/T_k$  связываю между собой как  $v_c = 2\pi f_c N/\eta_c$ , то, подставляя это значение  $v_c$

в (8.11), получим

$$\tau_{zi} = k_n \omega_{обз} \eta_c (2\pi f_c N^2 \omega_i).$$

Очевидно, что наименьшее значение  $\tau_{zi}$  имеет для края поля обзора, т.е. при  $\omega_i = \omega_{обз}$ :

$$\tau_{zmin} = k_n \eta_c (2\pi f_c N^2).$$

Полоса пропускания частот  $\Delta f$  в этом случае может быть найдена как  $1/k_n \tau_{zmin}$ . Значение  $\tau_{zmin}$  часто определяется постоянной времени приемника, используемого в ОЭП.

Выбирая различные соотношения между  $v$  и  $v_c$ , можно менять вид траектории сканирования. Если за время одного оборота со скоростью  $v_c$  происходит несколько колебаний со скоростью  $v$ , то траектория становится розеточной (см. рис. 8.3, в). Вид траектории зависит также от соотношений между размерами поля обзора и амплитудой колебания.

Распространенным способом получения спиральных и розеточных траекторий является двойное вращение мгновенного углового поля (вращательно-вращательное движение) — со скоростью  $v_1$  вокруг некоторой оси, которая в свою очередь вращается со скоростью  $v_2$  вокруг другой, неподвижной оси. При  $v_1 < v_2$  образуется спиральная развертка поля обзора, а при  $v_1 > v_2$  — розеточная, например гипоциклоидальная (см. рис. 8.3, г).

### 8.3. Механические и оптико-механические сканирующие системы

В механических сканирующих системах, осуществляющих просмотр пространства объектов, оптическая система размещается на механическом устройстве, изменяющем пространственное положение ее оптической оси. Эти системы вследствие их сложности и громоздкости, малой частоты сканирования, больших ошибок, возникающих в механических передачах, применяются сейчас сравнительно редко. Исключение составляют оптико-электронные системы с многоэлементными приемниками излучения, устанавливаемые на подвижном основании, например на самолете или спутнике [6, 10, 30]. За счет движения основания осуществляется сканирование в направлении этого движения.

Известны конструкции, в которых во вращающуюся оправку 3 типа револьверной помещается несколько объективов 2 (рис. 8.6). Если объективы слегка наклонить друг относительно друга или разместить перед ними клинья 1 с различными преломляющими углами, то мож-

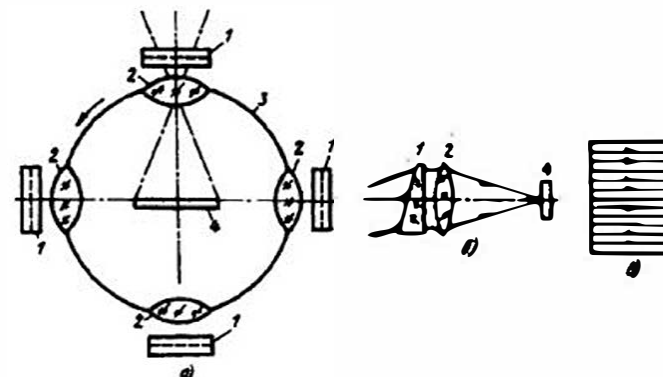


Рис. 8.6. Сканирующая система с вращающимися объективами: а — вид сверху; б — оптическая система одного из каналов; в — вид развертки поля обзора

но получить строчную развертку достаточно большого по вертикали поля обзора. В дополнение к перечисленным выше недостаткам можно добавить и то, что без принятия специальных мер приемник 4 принимает сигналы не только от объектов, находящихся в поле обзора, но и за его пределами, когда объектив просматривает углы, превышающие заданное поле обзора, т.е. на приемник от объектива поступает излучение от окружающего фона. Кроме того, при больших полях обзора возникают перспективные искажения, а чувствительность приемника с ростом угла падения лучей на него падает. Достоинством такой системы является большее значение коэффициента сканирования  $\eta_c$ , чем в системе с одним объективом.

Спиральные и розеточные траектории можно получить, например, вращая объектив вокруг оси, не совпадающей с его оптической осью, и одновременно поворачивая всю эту систему вокруг третьей оси (рис. 8.7).

Механические системы подобного типа инерционны, частота сканирования в них обычно не превышает нескольких герц при размерах входных зрачков объективов не более 200 мм. Большим быстродействием обладают системы со сканированием поля изображений щелевой диафрагмой. О достоинствах и недостатках таких сканирующих устройств, выполняющих обычно роль анализаторов, говорилось выше (см. гл. 7). Нужно отметить, что к объективам этих систем предъявляются повышенные требования по качеству изображения, так как оно должно быть высоким для всего поля обзора, а не только для сравнительно малого мгновенного углового поля.

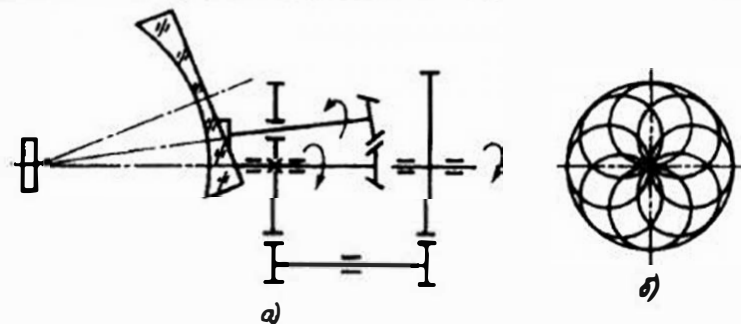


Рис. 8.7. Сканирующая система с наклонным внецентренно вращающимся зеркалом: *а* — оптико-кинематическая система; *б* — траектория сканирования

В оптико-механических сканирующих системах просмотр поля осуществляется путем перемещения не всей оптической системы, а лишь одного-двух ее компонентов. В этих системах используют те же оптические элементы, что и в компенсаторах (клинья, линзы, плоско-параллельные пластины, призмы Дове, Пехана и многие др.).

Широкое применение в этих системах находят вращающиеся или качающиеся плоские зеркала. Сканирование в двумерном пространстве осуществляется колебанием зеркала с разными скоростями вокруг осей вращения, лежащих в плоскости зеркала, или вращением зеркала вокруг осей, не лежащих в его плоскости. В зависимости от соотношения между скоростями колебаний зеркала меняется вид развертки.

Основные недостатки этих систем, как и оптических компенсаторов — это большая инерционность (хотя и меньшая, чем у механических сканирующих систем, где перемещается весь прибор, а не сравнительно небольшая деталь) и малые углы отклонения лучей, т.е. небольшие  $\omega_{\text{об}}$ . Конструктивные особенности и формулы для габаритного расчета оптико-механических сканирующих систем рассмотрены в ряде монографий и учебных пособий [6, 10, 16 и многие др.].

Некоторые схемы, где в качестве сканирующих элементов служат зеркала, приведены на рис. 8.8. Зеркала могут быть установлены как в параллельных, так и в сходящихся пучках лучей. В первом случае они располагаются либо перед объективом ОЭП, либо за телескопической приемной системой. Зеркало, расположенное перед объективом (рис. 8.8, *а*), сканирует в пространстве предметов и позволяет применить узкопольный объектив; однако размеры этого зеркала должны быть большими и здесь трудно обеспечить высокие скорости сканирования, а также получить некоторые рациональные для ряда кон-

кретных применений траектории развертки поля.

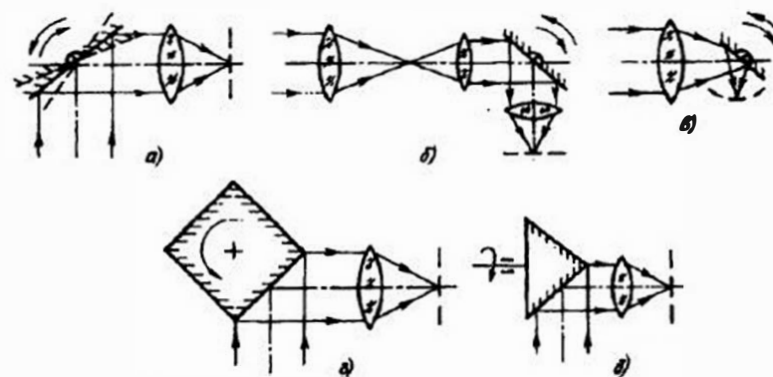


Рис. 8.8. Оптико-механические сканирующие системы: *а* — с колеблющимся перед объективом зеркалом; *б* — с телескопической системой и колеблющимся зеркалом; *в* — с колеблющимся зеркалом в сходящемся пучке лучей; *г* — с зеркальной вращающейся призмой; *д* — с многогранной вращающейся пирамидой

Если разместить плоское зеркало в выходном зрачке телескопической приемной системы (рис. 8.8, *б*), т.е. также в параллельных пучках, то размеры зеркала уменьшатся в число раз, равное видимому увеличению телескопической системы, однако углы прокатки зеркала во столько же раз возрастут.

При строчном сканировании, осуществляемом при прокатке плоского зеркала с постоянной скоростью (см. рис. 8.8, *а*), средняя строка траектории будет прямой. Однако остальные строки будут искривлены вдоль оси, перпендикулярной оси качения зеркала, и в большей степени к краям поля. Ширина просматриваемой полосы растет от центра к краю. Форма поля обзора будет близка к трапеции. Коэффициенты искажения, определяемые отношением разности высот строк на краю и в центре к средней высоте, для углов обзора в  $\pm 10^\circ$  составляют около 3%, а различие в длинах строк (размер вдоль оси качения зеркала) — около 5%. В таких системах также необходимо учитывать перспективные искажения, имеющие место при построении изображений протяженных излучателей и полей.

Значения перспективных искажений определяются изменением размеров проекции одного элемента разложения, например, чувствительной площадки приемника (одного элемента), на просматриваемую (сканируемую) плоскость предметов. Если рассмотреть схему сканирования, представленную на рис. 8.9, где в точке *О* расположен

ОЭП со сканирующей системой, осуществляющей строчное сканирование вдоль оси  $x$ , а сканирование вдоль оси  $y$  осуществляется путем переноса системы со скоростью  $V_y$  то легко увидеть, что на краю поля обзора  $2\Omega_x$  даже при  $2\Omega_y = 0$  будут иметь место отклонения размеров проекции элементов разложения на плоскость предметов от размеров этой проекции при наблюдении в надири, т.е. вниз по вертикали.

Для произвольного положения мгновенного углового поля сканирующей системы, определяемого некоторым текущим угловым положением  $(\Omega'_x, \Omega'_y)$  оси, проходящей через центр элемента разложения и узловую точку объектива, размеры проекции элемента разложения на плоскость предметов равны (см. рис. 8.9):

$$l_x = \frac{H \operatorname{tg} \Omega'_x}{\cos(\Omega'_y + \Omega'_x) \cos \Omega'_y}; \quad l_y = 2H \operatorname{sec} \Omega'_y \operatorname{tg} \frac{\Omega'_x}{2}.$$

При малых  $2\Omega_x$  эти размеры на краю поля обзора будут

$$l_x = H \Omega_x (1 + \operatorname{tg}^2 \Omega_y); \quad l_y = H \operatorname{sec} \Omega_y.$$

В надири, т.е. при  $\Omega'_y = 0$ ,

$$l_x = 2H \operatorname{tg} \omega_x \approx 2H \omega_x; \quad l_y = 2H \operatorname{tg} \omega_y \approx 2H \omega_y,$$

где  $\omega_x$  и  $\omega_y$  — половины мгновенных угловых полей по осям  $x$  и  $y$  соответственно.

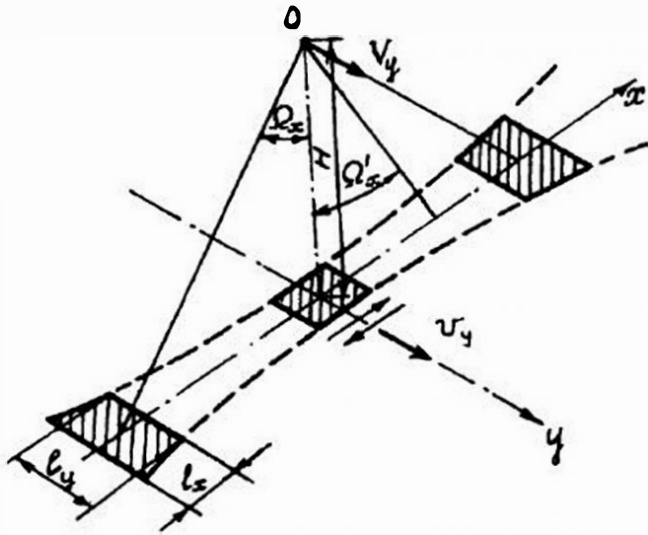


Рис. 8.9. К определению значений перспективных искажений

При расположении элемента разложения, например, элемента приемника с размерами  $dx$  и  $dy$  по осям  $x$  и  $y$  в фокальной плоскости объектива с фокусным расстоянием  $f'$ , т.е. при  $dx \approx 2f' \omega_x$  и  $dy \approx 2f' \omega_y$ , последние выражения можно переписать в следующем виде:

$$l_x \approx \frac{H dx}{f'}; \quad l_y \approx \frac{H dy}{f'}.$$

Используя многоэлементные приемники излучения и применяя специальные схемы построения и алгоритмы обработки сигналов, снимаемых с линейки или матрицы сканирующих элементов, можно ослабить влияние перспективных искажений или вообще устранить их. Известен способ борьбы с этими искажениями, при котором скорость опроса элементов приемника по направлению сканирования изменяется от точки надира к краю поля обзора обратно пропорционально закону изменения  $l_x$ , а в поперечном направлении ведется объединение нескольких элементов приемника в один (электрически) по мере роста  $\Omega'_y$ .

При размещении зеркала в сходящемся пучке за объективом (рис. 8.8, в) размеры зеркала невелики, что позволяет увеличить частоту сканирования. Однако объектив в такой схеме (схеме сканирования в пространстве изображений) должен быть широкоугольным. Основным недостатком такой схемы — расфокусировка изображений при переходе от центра плоскости изображений к ее краям, возникающая за счет кривизны поверхности, по которой движется изображение объекта при повороте зеркала. Для компенсации расфокусировки можно, например, использовать объектив с заранее рассчитанной кривизной поля, обратной по знаку компенсируемой кривизне, выполнять чувствительную площадку приемника криволинейной и т.д.

Одним из недостатков сканирующих плоских зеркал является малое значение  $\eta_c$ . Поэтому часто одиночное плоское зеркало заменяют многогранными зеркальными призмами и пирамидами (рис. 8.8, г, д). В этом случае значение  $\eta_c$  возрастает в число раз, равное числу зеркальных граней. В таких системах сокращается период сканирования, т.е. в них обеспечивается большая скорость сканирования. Однако размеры и масса этих устройств достаточно велики, что ограничивает из-за возможного разрушения (разрыва) призмы или пирамиды максимальную частоту их вращения:

$$n_{\max} = \frac{1}{2\pi r_0} \sqrt{\frac{8\sigma_{\text{пр}}}{\rho(3+\eta)}},$$

где  $r_0$  — радиус окружности, описанной вокруг многоугольника — се-

чения призмы или пирамиды;  $\sigma_{пр}$  — прочность на разрыв;  $\rho$  — плотность материала призмы или пирамиды;  $\eta$  — коэффициент Пуассона.

Однако и для  $n < n_{max}$  при больших скоростях наблюдаются недопустимые искажения изображения из-за деформации отражающих граней.

Последовательно скашивая на небольшие углы грани многогранной призмы или барабана по отношению друг к другу, можно получить строчную развертку поля. Но и здесь значения  $\eta_c$ , как правило, невелики, как и размеры просматриваемых полей.

Преимущества и недостатки расположения этих элементов в параллельных или сходящихся пучках лучей те же, что и отмеченные выше для плоского зеркала.

Нужно отметить, что в системах, где развертка просматриваемого поля с помощью сканирующего (колеблющегося или вращающегося) элемента происходит лишь в одном направлении — вдоль строк, а в другом — за счет движения носителя, на котором расположен ОЭП, необходимо поддерживать строгое постоянное соответствие частоты сканирования скорости движения носителя. При несоблюдении этого условия возможны неконтролируемые наложения строк друг на друга или их пропуск. Часто сложность выполнения этого требования — основное препятствие на пути применения описанных схем.

Траектории вида окружности, спирали и некоторых других форм можно получить, если осуществлять сканирование зеркалом, вращающимся вокруг оси, не перпендикулярной к нему и не лежащей в его плоскости. Эти случаи рассмотрены, например, в работах [16, 30].

Принципиальным достоинством всех зеркальных сканирующих систем, обусловившим их широкое распространение, является возможность работать в широком спектральном диапазоне. Основные недостатки, помимо отмеченных, связаны с использованием механического привода.

Еще одну группу оптико-механических устройств составляют сканирующие преломляющие элементы — плоскопараллельные пластины, призмы, клинья. Принцип действия этих элементов тот же, что у однотипных компенсаторов (см. § 5.6). Однако здесь осуществляется, как правило, не поворот преломляющего элемента на сравнительно небольшой угол, а его вращение с достаточно большой скоростью. Как следует из формул, приведенных в табл. 5.1, при небольших углах прихода лучей обеспечивается приблизительно линейное сканирование. Такие элементы, особенно работающие в сходящихся пучках, создают дополнительные aberrации — хроматические, сферическую, кому, астигматизм, а пластины и призмы — расфокусировку. Поэто-

му предпочтительнее их использование в параллельных пучках.

К достоинствам этих устройств следует отнести возможность получать достаточно стабильную скорость сканирования, простоту реализации строчной развертки за счет скашивания граней призм и различных спиральных и розеточных траекторий при использовании пары клиньев (см. рис. 5.9, в), вращающихся с различной скоростью, простоту механизма привода. Их основные недостатки — большие потери потока за счет поглощения в материале элементов; значительные aberrации и расфокусировки, ограничивающие поля обзора сравнительно малыми углами; невысокие скорости сканирования вследствие инерционности привода и возможности разрушения элементов; малые  $\eta_c$ ; образование дополнительных оптических помех за счет бликов на гранях.

В сканирующих системах с волоконно-оптическими элементами выходные части волокон или жгутов используют для перестройки поля или плоскости изображений таким образом, чтобы с помощью достаточно простого по конструкции коммутатора было удобно опрашивать отдельные элементарные участки поля обзора. Таким коммутатором может быть оптическая деталь, передающая потоки, выходящие из торцов волокон, на анализатор или приемник излучения. Коммутация при этом может осуществляться путем вращения или поворота этой детали (зеркала, пластины, клина и т.п.) подобно тому, как работают аналогичные компенсаторы. Перестройка структуры поля изображений с помощью волокон (например, из прямоугольной многострочной в однострочную линейную) позволяет применить более простой приемник, например линейку ПЗС вместо матрицы, или увеличить скорость сканирования. Такая перестройка позволяет в ряде случаев заметно уменьшить размеры и массу всей сканирующей системы и особенно подвижных оптических компонентов.

Иногда для сканирования применяют гибкие жгуты, торцы которых по определенной программе просматривают поле изображений, создаваемых объективом приемной оптической системы ОЭП.

Конструктивная простота, возможность трансформировать и кодировать изображение являются достоинствами волоконно-оптических систем. К их недостаткам можно отнести сравнительно большие потери сигнала в волокнах и жгутах.

#### 8.4. Фотоэлектронные сканирующие системы

Фотоэлектронные сканирующие системы осуществляют сканирование в пространстве изображений. Объектив приемной оптической системы строит изображение всего поля обзора в плоскости чувстви-

тельного слоя приемника излучения фотоэлектронной сканирующей системы. Образовавшийся зарядовый рельеф считывается чаще всего с помощью электронного луча (фотоэлектронные вакуумные сканирующие системы, передающие телевизионные трубки) или путем переноса носителей тока, как это имеет место в полупроводниковых анализаторах (см. гл. 7). Иногда для считывания используется световой луч, например в термиконах [10, 12].

Системы такого типа подразделяют на две группы: с накоплением и мгновенного действия (без накопления). Они часто, как уже указывалось, выполняют и функции анализаторов изображений. Эти системы можно разделить также на электровакуумные и полупроводниковые.

Одними из наиболее распространенных фотоэлектронных вакуумных устройств, применяемых для сканирования плоскости изображений с накоплением заряда, являются видиконы — передающие телевизионные трубки, у которых фоточувствительный слой выполнен из полупроводника.

Принцип работы видикона иллюстрирует рис. 8.10. Объектив 1 строит изображение на полупроводниковом фотослое 2, нанесенном на прозрачную подложку. С обратной стороны фотослой сканируется электронным лучом, создаваемым электронным прожектором, состоящим из катода 6 и управляющего электрода 5. Для фокусировки и отклонения луча служат электростатическая 4 и магнитная 3 системы. Пучок электронов, сканируя фотослой, заряжает его, приводя потенциал каждого элемента фотослоя к потенциалу катода. За время  $T_k$  просмотра лучом всего кадра потенциал каждого элемента повышается, стремясь достигнуть значения  $U_n$ . Чем больше освещенность какого-либо элемента фотослоя, тем меньше его сопротивление и тем больше изменяется его потенциал за время накопления  $T_k$ , т.е. компенсация изменения заряда осуществляется большим числом электронов, стекающих через резистор нагрузки  $R_n$  и образующих выходной видеосигнал  $U_n$ .

Материал и структура фотоприемного слоя видиконов могут быть различными. Дискретная структура из кремниевых фотодиодов применяется в кремникоках; сплошная на базе соединений свинца (фото-

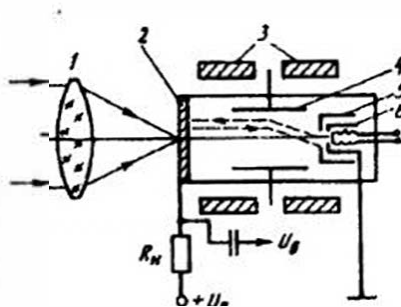


Рис. 8.10. Схема видикона

резисторных слоев) — в плюмбиконах; пироэлектрический чувствительный слой — в пириконах и т. д.

Отдельную группу систем с накоплением выделяют трубки с накоплением, в которых используется внешний фотоэлектрический эффект — суперортиконы, изоконы, секоны и др. [10, 12]. Их чувствительность выше, чем у видиконов и других полупроводниковых устройств, однако диапазон спектральной чувствительности ограничен видимой и ближней ИК областями спектра.

Принципиальной особенностью фотоэлектронных сканирующих систем с накоплением является необходимость опроса каждого элемента чувствительного слоя через одно и то же время. Это создает одинаковые условия накопления сигнала для любой точки плоскости изображений. Такое ограничение не позволяет применять произвольную траекторию развертки, она в этих системах чаще всего бывает строчной. От этого недостатка свободны сканирующие устройства на базе диссекторов.

Диссектор представляет собой электровакуумное устройство — передающую телевизионную трубку, состоящую из двух секций: переноса изображения и электронного умножения (рис. 8.11). Эмиттируемые под действием падающего на фотокатод 1 потока излучения электроны ускоряются электрическим полем в направлении анода — диафрагмы 4. Фокусирующая система 2 переносит электронное изображение в плоскость диафрагмы 4. С помощью двух пар отклоняющих катушек 3, создающих взаимно перпендикулярные магнитные поля, осуществляется перенос электронного изображения по произвольной траектории в плоскость 4. Этот перенос, т.е. развертка изображения, может быть круговым, строчным и т.п. Электроны, прошедшие через отверстие в диафрагме 4, попадают на электронный умножитель 5, с выхода которого снимается видеосигнал.

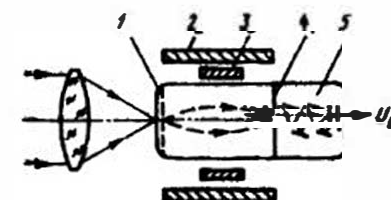


Рис. 8.11. Схема диссектора

К основным достоинствам диссектора относятся высокое быстродействие, возможность получения произвольной траектории развертки, простота конструкции, а к основным недостаткам — невысокая чувствительность, что обусловлено отсутствием накопления зарядов за период сканирования.

В последние годы все шире в качестве сканирующих устройств стали использовать твердотельные аналоги передающих телевизион-

ных трубок и прежде всего ПЗС-структуры. Принцип их действия был рассмотрен выше. Это — системы с накоплением зарядов со всеми присущими им достоинствами и недостатками. Жесткий растр, малые размеры, масса и потребляемая мощность, большая степень интеграции, большие надежность, стабильность работы и срок службы — вот их основные достоинства по сравнению с фотоэлектронными вакуумными сканирующими устройствами. О других их достоинствах, как и о недостатках (дороговизна, неоднородность чувствительности, ограниченный спектральный диапазон), речь шла выше.

Помимо ПЗС в сканирующих (самосканирующих) системах используются сканисторы, фотоматрицы, приборы с инжекцией заряда и ряд других устройств (см. гл. 6, 7, а также [10, 20, 30]).

### 8.5. Сканирующие системы с электрическим управлением пространственным положением оптического пучка

Сканирующие системы с электрическим управлением пространственным положением оптического пучка широко применяют как при активном, так и пассивном методах работы ОЭП. При лазерном источнике излучения иногда используют внутривибраторные системы отклонения, которые позволяют осуществить как непрерывное, так и дискретное сканирование пространства предметов.

Наибольшее распространение получили способы «внешнего» сканирования с помощью электрооптических, акустооптических и некоторых других устройств — дефлекторов. Эти устройства применяются как в передающих, так и в приемных оптических системах ОЭП.

Электрооптические дефлекторы действуют на основе использования линейного электрооптического и магнитоэлектрического эффектов. Они характеризуются: числом ячеек (каскадов) отклонений; числом позиций, на которое можно отклонять пучки лучей, а также разрешающей способностью; рабочим спектральным диапазоном и коэффициентом пропускания в этом диапазоне; остаточным (фоновым) уровнем сигнала при отключенном каскаде отклонения; быстродействием, определяемым временем перехода с одного элемента разрешения на соседний; электрическим напряжением переключения каскадов.

Каждая ячейка дискретного дефлектора состоит из поляризатора, предназначенного для превращения излучения в линейно поляризованное и использующего электрооптический ( $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ,  $\text{CrBr}_3$  и др.) или магнитооптический ( $\text{KN}_2\text{PO}_4$ ,  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ ,  $\text{LiNbO}_3$  и др.) эффекты; пе-

реключателя плоскости поляризации, служащего для изменения направления поляризации входного пучка на  $90^\circ$ ; отклоняющего элемента, обеспечивающего пространственное (угловое) разделение пучков лучей со взаимно ортогональной поляризацией.

Такие дефлекторы позволяют обеспечить большую частоту сканирования, высокую пространственную разрешающую способность. Одними из основных их недостатков являются довольно высокое питающее напряжение, ограниченный спектральный диапазон и большие потери на поглощение.

Акустооптические дефлекторы работают по принципу отклонения лучей при периодическом пространственном изменении плотности среды (ячейки) под воздействием акустических волн, возбуждаемых в ней. Акустические волны образуют фазовую решетку с периодом, равным их длине. Пучок, проходящий через ячейку, дифрагирует на этой решетке. Изменяя длину  $\lambda_a$  акустической волны, можно менять положение отдельных максимумов дифракционного изображения. Если пучок падает на бегущую акустическую волну под определенным углом, то наблюдается только дифракция первого порядка (дифракция Брэгга). При изменении  $\lambda_a$  меняется угол прихода лучей, соответствующих этой дифракции, т.е. происходит сканирование. В качестве материалов для акустооптических дефлекторов используются  $\text{TeO}_2$ ,  $\text{PbMoO}_4$ , и многие др.

Электрооптические и акустооптические дефлекторы позволяют создать двумерные многопозиционные системы с числом позиций  $10^3 \dots 10^4$  и частотой переключения порядка  $10^7$  Гц и более. Мощности, необходимые для управления ими, составляют несколько ватт при размерах входных зрачков до нескольких десятков миллиметров.

#### Контрольные вопросы

1. Почему сканирование может повысить помехозащищенность ОЭП?
2. Сравните преимущества и недостатки схем последовательного и параллельного сканирования.
3. Какие требования и почему предъявляют к многоэлементным приемникам, используемым в сканирующих системах ОЭП?
4. Какими средствами можно увеличить скорость сканирования при спиральной и сточной траекториях и что препятствует этому?
5. Какие специфические требования предъявляются к оптической системе сканирующего ОЭП (для различных методов сканирования)?
6. Дайте сравнительную характеристику оптико-механическим фотоэлектронным сканирующим системам.

## Глава 9. МОДУЛЯЦИЯ И ДЕМОДУЛЯЦИЯ СИГНАЛОВ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

### 9.1. Назначение, классификация и особенности модуляции потока излучения

Прием полезного сигнала и измерение его параметров во многих ОЭП нельзя или трудно вести, если не принять специальные меры, обеспечивающие отделение (фильтрацию) сигнала от помех, усиление его до необходимого уровня, предварительное выделение достаточно характерных признаков сигнала и т.д. К числу таких мер относятся модуляция и демодуляция.

*Модуляцией принято называть изменение одного или нескольких параметров сигнала — носителя информации. Модуляция оптического сигнала — потока излучения — служит обычно для решения двух основных задач: 1) для изменения параметров сигнала в соответствии с какими-либо свойствами или параметрами наблюдаемого объекта, например дальностью до излучателя или его угловым положением; 2) для выделения полезного сигнала на фоне шумов и помех.*

При активном методе работы ОЭП с помощью модуляции обычно решают обе эти задачи; при пассивном методе модуляция используется прежде всего для решения второй задачи, а в сочетании с анализом изображения, например при скажировании углового поля прибора, и для создания сигнала, связанного с каким-либо параметром наблюдаемого объекта.

В гл. 7 при рассмотрении анализаторов различного типа были приведены примеры изменений (модуляции) амплитуды, фазы, частоты сигнала, соответствующих изменениям параметров источника сигнала, например его координат.

Для решения второй задачи с помощью модуляции спектр сигнала «переносится» в ту область частот, где меньше влияние помех, как внутренних, так и внешних, и где происходит его отделение от помех.

После фильтрации сигнала необходимо выделить полезную (низкочастотную) информацию. *Нелинейная операция, заключающаяся в «возвращении» спектра сигнала в низкочастотную область, т. е. в восстановлении модулирующего сигнала, называется демодуляцией (детектированием).*

Часто в ОЭП применяется модуляция с несущей (двухкратная модуляция). В этом случае сигнал, содержащий полезную (низкочастотную) информацию о наблюдаемом объекте, модулирует более высокочастотное (несущее) колебание. Вследствие инерционности большинства приемников излучения, используемых в настоящее время, не реагирует на изменения амплитуды электромагнитного колебания, происходящие с оптической частотой ( $10^{14} \dots 10^{16}$  Гц). Поэтому в ОЭП часто приходится создавать несущее колебание с гораздо меньшими частотами, например, путем прерывания потока. При этом в отличие от радиотехники, где модуляцией обычно называется воздействие на несущее колебание, в оптико-электронном приборостроении создание сигнала несущей частоты также рассматривается как модуляция.

Наибольшее распространение в ОЭП получили усилители переменного тока, обладающие по сравнению с усилителями постоянного тока более высокой стабильностью работы и рядом других преимуществ. Однако при их использовании требуется, чтобы сигнал, поступающий на вход усилителя, был переменным, что также достигается с помощью модуляции потока.

Часто модуляция, сдвигая полосу пропускания электронного тракта ОЭП в область высоких частот, способствует повышению его помехоустойчивости по отношению к внутренним шумам (шумам приемника, усилителя и т.п.).

Общей теории модуляции посвящены специальные разделы электротехнических и радиотехнических курсов. Ниже, после изложения простейших общих положений этой теории, будут рассмотрены особенности модуляции, применяемой в ОЭП.

Очень распространена в ОЭП амплитудная модуляция — процесс управления амплитудой потока излучения. Часто этот процесс сводится к созданию последовательности импульсов потока, форма которых зависит от геометрических соотношений между площадью сечения пучка и параметрами модулятора. Отношение периода следования импульсов к их длительности называется скажностью  $N$ .



Для большинства сигналов можно провести спектральное разложение модулированного потока в ряд Фурье. Многие часто используемые на практике последовательности импульсов описываются хорошо известными и приведенными в справочниках разложениями. В § 2.1 даны некоторые примеры представления сигналов с помощью преобразования Фурье. Так, последовательность прямоугольных импульсов частоты  $\omega$  с коэффициентом заполнения  $\gamma$  (величина, обратная скважности, т.е.  $\gamma = 1/N$ ) и амплитудой  $\Phi_0$  разлагается в ряд:

$$\Phi(t) = \gamma \Phi_0 + 2\Phi_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \pi n \gamma}{\pi n} \cos(n\omega t).$$

Такая последовательность практически имеет место при периодическом открывании и перекрытии (обтюрации) потока, когда размер сечения пучка в плоскости модулятора гораздо меньше его прозрачной части.

При  $\gamma = 0,5$  и  $n = 1$  два первых члена разложения сигнала в ряд Фурье имеют вид

$$\Phi(t) = \frac{\Phi_0}{2} + \frac{2}{\pi} \Phi_0 \cos(\omega t).$$

Рассмотрим в общем виде случай (рис. 9.1) когда сигнал — переносчик полезной информации, являющийся функцией времени  $s(t)$ , которой соответствует спектр  $S(j\omega)$ , модулирует периодическую последовательность импульсов потока, описываемую как (см. § 2.1)

$$\Phi(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Phi_n \exp[j(n\omega_n t)].$$

Здесь  $\Phi_n$  — комплексная амплитуда  $n$ -й гармоники потока;  $\omega_n$  — частота первой гармоники (несущей)  $\Phi(t)$ , определяемая частотой прерывания потока модулятором несущей частоты.

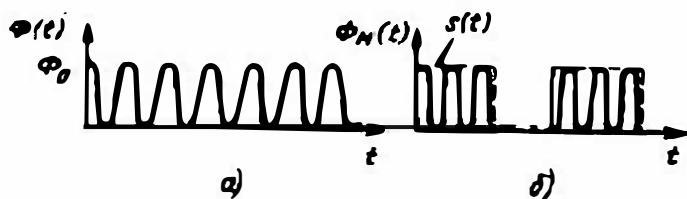


Рис. 9.1. Двукратная амплитудная модуляция:

а — сигнал несущей частоты; б — двукратно-модулированный сигнал

Амплитудная модуляция в данном случае осуществляется перемножением  $s(t)$  и  $\Phi(t)$ .

Сигнал на выходе модулятора, реализующего закон изменения  $s(t)$ ,

$$\Phi_M(t) = s(t)\Phi(t) \quad (9.1)$$

Спектр периодического сигнала  $\Phi(t)$  в соответствии с (2.6) может быть представлен в виде

$$\Phi(j\nu) = 2\pi \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Phi_n \cdot \delta(\nu - n\omega_n)$$

Применяя к (9.1) теорему о спектре произведения и учитывая фильтрующее свойство  $\delta$ -функции, получим

$$\Phi_M(j\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S[j(\omega - \nu)] \Phi(j\nu) d\nu = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Phi_n S[j(\omega - n\omega_n)].$$

Таким образом, спектр  $\Phi_M(j\omega)$  модулированного сигнала (рис. 9.2) является суммой спектра сигнала  $S(j\omega)$  до его модуляции, умноженного на коэффициент  $\Phi_0$  — амплитуду постоянной составляющей (нулевой гармоники)  $\Phi(t)$ , и  $n$  полос того же спектра  $S(j\omega)$ , взятых со сдвигом по частоте на величины  $n\omega_n$  и умноженных на коэффициенты  $\Phi_n$ . Важно отметить, что если в спектре  $S(j\omega)$  имелась низкочастотная составляющая ( $n = 0$ ), то она сохраняется и в спектре модулированного сигнала  $\Phi_M(j\omega)$ .

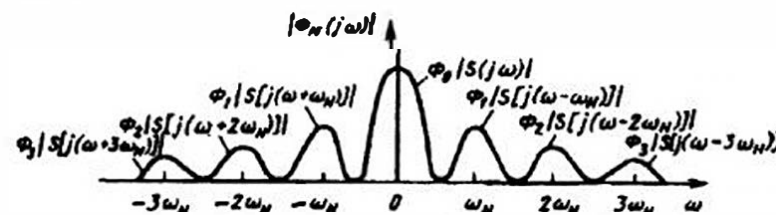


Рис. 9.2. Спектр сигнала при амплитудной модуляции

Следует отметить, что полезная информация, содержащаяся в сигнале  $s(t)$ , на частоте несущей или кратных ей гармоник не переносится.

Нужно помнить, что при определенных соотношениях между спектрами  $S(j\omega)$  и  $\Phi(j\nu)$  полосы спектра модулированного сигнала  $\Phi_M(j\omega)$  могут перекрываться, а это во многих случаях нежелательно, так как затем (после фильтрации) из-за такого явления трудно восстановить исходный информативный сигнал  $s(t)$ .

Удобное для анализа и наглядное представление «двустороннего» спектра, состоящего из положительных и «отрицательных» частот, можно привести к тригонометрической форме путем сложения соответственных положительных и отрицательных составляющих. Иначе говоря,  $n$ -й гармонике реального колебания соответствуют два слагаемых ( $\pm n\omega_n$ ).

Для периодических сигналов, описывающих процесс модуляции потока излучения или электрического сигнала во многих ОЭП, спектр  $\Phi_m(j\omega)$  дискретен. Рассмотрим часто встречающийся на практике пример.

Предположим, что с помощью модулятора высокой (несущей) частоты  $\omega_n$  создается периодический сигнал в виде униполярной последовательности синусоидальных импульсов с амплитудой

$$\Phi(t) = (\Phi_0/2)\cos(\omega_n t - \psi_n), \quad (9.3)$$

где  $\psi_n$  — начальная фаза.

Если имеет место амплитудная модуляция, т.е. амплитуда импульсов меняется в соответствии с передаваемой информацией по закону  $s(t)$  и мгновенное ее значение равно

$$\Phi_0/2 + \Delta\Phi s(t),$$

где  $\Delta\Phi$  — постоянная, то вместо (9.1) без учета постоянной начальной фазы можно записать

$$\Phi_m(t) = (\Phi_0/2) \left[ 1 + \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0/2} s(t) \right] \cos(\omega_n t).$$

Относительное изменение амплитуды  $\Delta\Phi/(\Phi_0/2) = m$  называют коэффициентом модуляции. Так как  $\Delta\Phi \leq \Phi_0/2$ , то  $m \leq 1$ .

Если модулирующая функция  $s(t)$  синусоидальна, т.е.  $s(t) = \cos(\omega_0 t)$ , то амплитудно-модулированное колебание

$$\begin{aligned} \Phi_m(t) &= \frac{\Phi_0}{2} [1 + m \cos(\omega_0 t)] \cos(\omega_n t) = \\ &= \frac{\Phi_0}{2} \left\{ \cos(\omega_n t) + \frac{m}{2} \cos[(\omega_n + \omega_0)t] + \frac{m}{2} \cos[(\omega_n - \omega_0)t] \right\}. \end{aligned}$$

Таким образом, спектр сигнала состоит из гармоники несущей частоты  $\omega_n$  и двух гармоник на боковых частотах  $\omega_n \pm \omega_0$ , называемых спутниками. При 100%-ной модуляции ( $m = 1$ ) амплитуды спутников в 2 раза меньше амплитуды колебания несущей частоты.

В более общем случае, когда  $s(t)$  периодична, т.е. может быть представлена рядом Фурье

$$s(t) = \sum_{i=1}^{\infty} s_i \cos(i\omega_0 t - \psi_i),$$

при амплитудной модуляции имеем

$$\begin{aligned} \Phi_m(t) &= \frac{\Phi_0}{2} \left[ 1 + m \sum_{i=1}^{\infty} s_i \cos(i\omega_0 t - \psi_i) \right] \cos(\omega_n t) = \\ &= \frac{\Phi_0}{2} \left\{ \cos(\omega_n t) + \frac{m}{2} \sum_{i=1}^{\infty} s_i \cos[(\omega_n + i\omega_0)t - \psi_i] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{m}{2} \sum_{i=1}^{\infty} s_i \cos[(\omega_n - i\omega_0)t + \psi_i] \right\} \end{aligned}$$

т.е. спектр сигнала состоит из ряда гармоник, расположенных симметрично относительно несущей частоты  $\omega_n$ .

При глубине модуляции  $\Phi(t)$ , равной единице, например при 100%-ном перекрытии потока непрозрачной частью модулятора (обтюратором), создается последовательность импульсов. Для последовательности прямоугольных или близких к ним по форме импульсов и скважности  $N=2$  мощность, переносимая первой гармоникой, составляет около 80% всей мощности переменной части сигнала (с учетом потери 50% общей энергии за счет постоянной составляющей). Поэтому иногда такую амплитудно-импульсную модуляцию (АИМ) считают эквивалентной непрерывной амплитудной модуляции.

С увеличением скважности  $N$ , т.е. с уменьшением коэффициента заполнения  $\gamma = 1/N$ , расширяется спектр. При этом на долю первой гармоники будет приходиться все меньше (по мере роста  $N$ ) количество энергии; модуляция становится импульсной.

В ОЭП наиболее часто используются амплитудно-импульсная, фазоимпульсная или времяимпульсная, а также широтно-импульсная и кодово-импульсная модуляции. В § 7.7 были рассмотрены достаточно типичные примеры получения некоторых модулированных импульсных сигналов. Более подробно с этими видами модуляции можно познакомиться в литературе [16, 17].

Кратко рассмотрим вид спектра сигнала при частотной модуляции (ЧМ), т.е. при изменении частоты несущего колебания по закону  $\chi(t)$ .

При гармоническом характере  $\chi(t) = \cos\Omega t$  и значении мгновенной частоты  $\omega = \omega_{\text{н}} + \Delta\omega\chi(t)$  это колебание можно представить вектором, вращающимся с переменной угловой скоростью. При этом фаза  $\theta$  этого колебания  $\Phi(t) = (\Phi_0/2) \cos\theta t$  в момент  $t$  принимает значение

$$\theta = \int_0^t [\omega_{\text{н}} + \Delta\omega \cos(\Omega t)] dt,$$

т.е. можно записать сигнал в следующем виде (без учета постоянной составляющей):

$$\Phi(t) = \frac{\Phi_0}{2} \sin \left[ \omega_{\text{н}} t + \Delta\omega \int_0^t \cos(\Omega t) dt \right],$$

где  $\Phi_0/2$  — амплитуда сигнала несущей частоты  $\omega_{\text{н}}$ . Спектр этого колебания

$$\Phi_{\text{ЧМ}}(\omega) = \frac{\Phi_0}{2} \left[ J_0(\beta) \cos \omega_{\text{н}} t + \sum_{i=1}^{\infty} J_i(\beta) \cos(\omega_{\text{н}} + i\Omega) t + \sum_{i=1}^{\infty} (-1)^i J_i(\beta) \cos(\omega_{\text{н}} - i\Omega) t \right],$$

где  $J_i(\beta)$  — функция Бесселя  $i$ -го порядка;  $\beta = \Delta\omega/\Omega$  — индекс частотной модуляции.

Таким образом, при синусоидальной ЧМ получается теоретически безграничный спектр; амплитуда  $i$ -й составляющей пропорциональна  $J_i(\beta)$ . Практически ширину спектра ЧМ колебания ограничивают, исходя из необходимости отфильтровывать шумовые сигналы.

Функция  $J_i(\beta)$  быстро убывает, когда  $i$  сравнивается по значению с  $\beta$ ; в дальнейшем при  $i > \beta$  функция  $J_i(\beta)$  имеет очень малые значения. Следовательно, для  $i > \beta$  амплитуды составляющих спектра ЧМ-колебания становятся очень малыми и ими можно пренебречь. В спектре ЧМ-сигнала боковые гармоники симметричны относительно несущей частоты  $\omega_{\text{н}}$  и отстоят друг от друга на  $\Omega$  (рис. 9.3). Если  $i$  — число спектральных линий в каждой боковой полосе, то полная ширина спек-



Рис. 9.3. Спектр сигнала при частотной модуляции

тра определяется как  $2i\Omega$ .

При  $\beta \gg 1$  можно положить  $i \approx \beta$  и, следовательно, ширина спектра будет определяться как  $2i\Omega \approx 2\beta\Omega \approx 2\Delta\omega$ , т.е. равна удвоенному частотному отклонению. Величину  $2\Delta\omega$  называют полосой качания, так как в процессе модуляции частота может принимать любое мгновенное значение внутри интервала  $\omega_{\text{н}} \pm \Delta\omega$ . Таким образом, ширина спектра при ЧМ больше, чем при АМ. При малом  $\beta$  ЧМ переходит практически в АМ.

В ОЭП используется и непрерывная фазовая модуляция (ФМ), при которой модулируется фаза колебания, т.е.  $\psi = \psi_0 + \Delta\psi\chi(t)$ . При синусоидальной модуляции  $\chi(t) = \sin\Omega t$  фазомодулированное колебание будет иметь следующий вид:

$$\Phi(t) = (\Phi_0/2) \cos[(\omega_{\text{н}} t) + \Delta\psi \sin(\Omega t)].$$

Как и для ЧМ, для ФМ ширина боковой полосы определяется произведением индекса на модулирующую частоту, следовательно, полная ширина спектра ФМ колебания равна  $2\Delta\psi\Omega$ . Она зависит от модулирующей частоты, и в этом состоит различие спектров ФМ и ЧМ. Число спектральных линий остается при изменении модулирующей частоты неизменным, но интервал между ними (равный  $\Omega$ ) изменяется, поэтому меняется и общая ширина спектра.

## 9.2. Демодуляция сигналов

Процесс выделения управляющего сигнала — носителя полезной информации — из сигнала, подвергнутого модуляции, называется *демодуляцией* или *детектированием*. Если модулирующий управляющий сигнал, изменяющийся в соответствии с полезной информацией, содержится в неявном виде в сигнале на выходе модулятора, то в результате демодуляции, т.е. после соответствующей обработки промодулированного сигнала, закон, по которому менялись амплитуда, фаза, частота, поляризация исходного сигнала — переносчика информации (например, потока излучения) — восстанавливается. Физические свойства управляющего сигнала и сигнала, полученного после модуляции, могут быть различными, но закон их изменения — одинаковый. Часто демодуляцию называют детектированием. В дальнейшем будем пользоваться равнозначно обоими терминами. В зависимости от воспроизводимого при демодуляции параметра различают амплитудное, частотное и фазовое детектирование.

Амплитудную демодуляцию можно осуществить путем перемножения сигнала  $u_{\text{н}}(t)$ , получаемого после линейного преобразования в приемнике излучения модулированного сигнала  $\Phi_{\text{н}}(t)$  и последующего

его усиления и фильтрации (рис. 9.4), и некоторого опорного периодического сигнала  $u_{оп}(t)$  с частотой несущей  $\omega_n$ , т.е. как бы подвергнуть сигнал  $u_m(t)$  модуляции (см. § 9.1).

Представим спектр опорного сигнала в соответствии с (2.6) как

$$U_{оп}(j\omega) = 2\pi \sum_{k=-\infty}^{\infty} U_{опk} \delta(\omega - k\omega_n), \quad (9.4)$$

где  $U_{опk}$  — амплитуда  $k$ -й гармоники опорного сигнала.

Используя теорему о спектре произведения применительно к выходному сигналу  $u_{вых}(t) = u_m(t)u_{оп}(t)$ , т.е. представляя спектр  $u_{вых}(t)$  как

$$U_{вых}(j\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U_m(j\omega) U_{оп}[j(\nu - \omega)] d\omega$$

и учитывая (9.2) и (9.4), получим

$$U_{вых}(j\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Phi_n \sum_{k=-\infty}^{\infty} U_{опk} S[j(\omega - n\omega_n - k\omega_n)]. \quad (9.5)$$

Очевидно, что в этом сложном спектре содержатся составляющие, повторяющие спектр  $S(j\omega)$  восстанавливаемого сигнала (например, при  $n = k = 0$  и при  $n = -k$  и  $k = -n$ ). Для выделения исходного спектра  $S(j\omega)$ , которому на выходе соответствует низкочастотная составляющая  $u_{вых}(t)$ , т.е. сигнал  $u_c(t)$ , подобный входному сигналу  $s(t)$ , необходимо отфильтровать низкочастотную часть  $U_{вых}(j\omega)$ , введя в состав электронного тракта фильтр низких частот с полосой пропускания  $2\Delta\omega_0$  (см. рис. 9.4).

Таким образом, схема обработки сигналов в ОЭП при их модуляции и демодуляции в достаточно обобщенном виде может быть представлена так, как показано на рис. 9.4.

Для амплитудной демодуляции широко используются *линейные* и *квадратичные детекторы*. Первое название условно, так как по своей сути демодуляция — нелинейный процесс.

Значение сигнала на выходе демодулятора при линейном детектировании пропорционально абсолютному значению входного сигнала, а при квадратичном детектировании — квадрату этого значения.

Сигнал на выходе линейного детектора с коэффициентом передачи  $k_{дл}$ , осуществляющего операцию  $u_{вых} = k_{дл} |u_m|$ ,

$$u_{вых} = k_{дл} |(1 + m \sin \omega_0 t) \sin \omega_n t|. \quad (9.6)$$

Разлагая функцию  $|\sin \omega_n t|$  в ряд Фурье и подставляя это разложение в (9.6), получаем

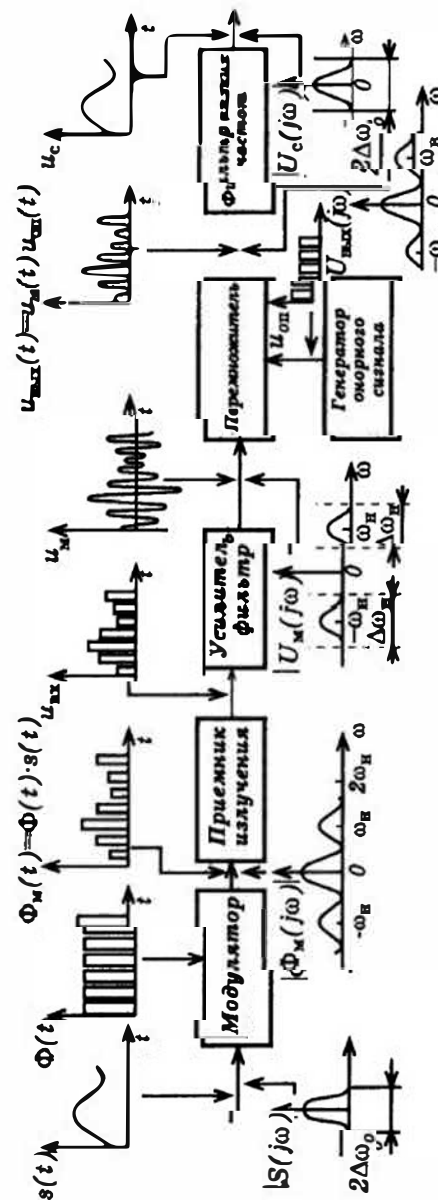


Рис. 9.4. Процессы модуляции и демодуляции сигнала в ОЭП

$$u_{\text{вых}} = \frac{2k_{\text{дт}}}{\pi} \left\{ (1 + m \sin \omega_0 t) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{4n^2 - 1} [\cos 2n\omega_n t + \frac{m}{2} \sin(2n\omega_n + \omega_0)t - \frac{m}{2} \sin(2n\omega_n - \omega_0)t] \right\}. \quad (9.7)$$

Первый член в фигурных скобках описывает ту модулирующую функцию, которую должен выделить детектор. Пропуская сигнал, описываемый (9.7), через низкочастотный фильтр, на его выходе получаем

$$u_c = k_{\text{дт}} (2/\pi) (1 + m \sin \omega_0 t).$$

При квадратичном детектировании демодулятор реализует операцию вида  $u_{\text{вых}} = k_{\text{дт}} u_{\text{в}}^2$ , т.е.

$$u_{\text{вых}} = k_{\text{дт}} (1 + m \sin \omega_0 t)^2 \sin^2 \omega_n t = 0,5 k_{\text{дт}} [1 + 0,5m^2 + 2m \sin \omega_0 t - 0,5m^2 \cos 2\omega_0 t - (1 + 0,5m^2) \cos 2\omega_n t - m \sin(2\omega_n - \omega_0)t + m \sin(2\omega_n + \omega_0)t + m^2 \cos 2(\omega_n - \omega_0)t + m^2 \cos 2(\omega_n + \omega_0)t]. \quad (9.8)$$

В этом сигнале содержатся две близкие низкочастотные гармоники с частотами  $\omega_0$  и  $2\omega_0$ . Фильтрация второй гармоники затруднительна, и ее наличие приводит к нелинейным искажениям выходного сигнала. Как следует из (9.8), отношение амплитуд второй и первой гармоник равно  $m/4$ , поэтому чем меньше  $m$ , тем меньше амплитуда гармоник  $2\omega_0$  и амплитудные искажения.

В качестве амплитудных детекторов на практике обычно используют выпрямители (одно- и двухполупериодные), имеющие линейные и квадратичные статические характеристики, с фильтрами низких частот на выходе (рис. 9.5).

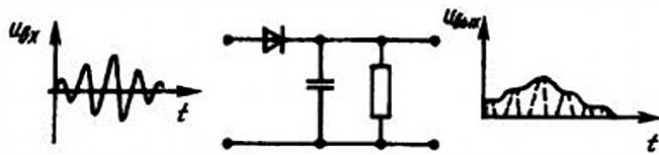


Рис. 9.5. Схема однополупериодного амплитудного детектора

Квадратичное детектирование применяют при демодуляции сигнала, являющегося суммой двух гармонических колебаний с разными частотами и амплитудами. При  $u_{\text{в}} = A \sin \omega_1 t + B \sin \omega_2 t$  на выходе

квадратичного детектора будет сигнал

$$u_{\text{вых}} = k_{\text{дт}} (A^2 \sin^2 \omega_1 t + B^2 \sin^2 \omega_2 t + 2AB \sin \omega_1 t \sin \omega_2 t) = k_{\text{дт}} [A^2 + B^2 - A^2 \cos 2\omega_1 t - B^2 \cos 2\omega_2 t - AB \cos(\omega_1 + \omega_2)t + AB \cos(\omega_1 - \omega_2)t].$$

При использовании низкочастотного фильтра с полосой пропускания, значительно меньшей частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , можно выделить сигнал

$$u_c = AB k_{\text{дт}} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t].$$

Если  $\omega_1$  — частота полезного сигнала, а  $\omega_2$  — частота сигнала вспомогательного опорного генератора-гетеродина, то при их синхронности (т.е. при  $\omega_1 = \omega_2$ ) и синфазности выходной сигнал линейно связан с входным. При сдвиге фаз на  $\Delta\phi$  между входным сигналом и опорным выходной сигнал пропорционален  $\cos \Delta\phi$ . Этот случай демодуляции с использованием синхронного опорного сигнала называется *синхронным детектированием*.

На рис. 9.6 представлена простейшая функциональная схема ОЭП с синхронным детектированием. Синхронность входного сигнала  $\phi_c$  и опорного  $\phi_{\text{оп}}$ , создаваемого источником опорного сигнала ИОС, достигается за счет использования одного и того же модулятора, вращающегося с частотой  $\omega$ . Соответствующие  $\phi_c$  и  $\phi_{\text{оп}}$  электрические сигналы  $U_c$  и  $U_{\text{оп}}$ , образующиеся на выходах приемников излучения ПИ, после усиления перемножаются и фильтруются фильтром низких частот ФНЧ. Выходной сигнал  $U_{\text{вых}}$  изменяется во времени по закону  $U_c(t)$ , а его амплитуда пропорциональна косинусу фазового сдвига  $U_c$  относительно  $U_{\text{оп}}$ , т.е.  $\cos \Delta\phi$ , где  $\Delta\phi$  — разность начальных фаз  $\phi_c$  и  $\phi_{\text{оп}}$  колебаний  $U_c$  и  $U_{\text{оп}}$ .

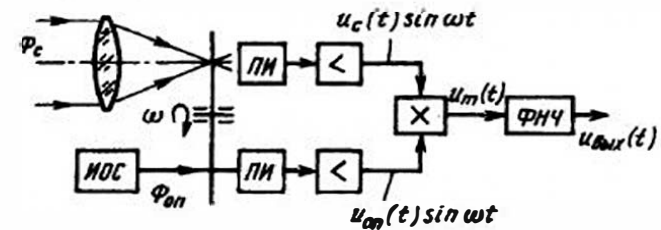


Рис. 9.6. Схема ОЭП с синхронным детектированием

Достоинством синхронного детектирования является чувствительность к изменению разности фаз между входным и опорным сигналами, что при синфазности полезного входного и опорного сигналов

позволяет увеличить помехозащищенность системы, так как помехи со случайной фазой в противоположность полезному сигналу детектируются неполностью. Синхронное детектирование часто используют, когда известна лишь амплитуда сигнала, а скорость обработки или передачи сигналов невысока.

Представляет интерес вопрос о том, как изменяется отношение  $\mu$  сигнал/помеха (или сигнал/шум) на выходе того или иного детектора по сравнению с отношением  $\mu_{вх}$  на его входе. Так, для амплитудного детектирования при некогерентных сигналах отношение сигнал/шум на выходе квадратичного детектора  $\mu = \mu_{вх}^2 / (1 + 2\mu_{вх})$ . При больших  $\mu_{вх}$  в случае линейного детектирования значение  $\mu$  может быть в  $\sqrt{1 + m^2}/2$  раз больше, чем при квадратичном детектировании [24].

При частотном или фазовом детектировании обычно используется избирательная линейная система, преобразующая частотную или фазовую модуляцию в амплитудную.

При частотной демодуляции для устранения паразитной амплитудной модуляции в электронном тракте применяют амплитудные ограничители, а затем — частотный дискриминатор, создающий на своем выходе напряжение, мгновенное значение которого пропорционально входному мгновенному значению частоты. В качестве такого дискриминатора можно использовать избирательный усилитель с большой и желательной постоянной крутизной амплитудно-частотной характеристики в диапазоне изменения частоты модуляции.

В качестве примера фазового детектора, используемого в ряде ОЭП и создающего на своем выходе напряжение, пропорциональное сдвигу фаз между двумя сигналами, рассмотрим схему и диаграмму напряжений, показанные на рис. 9.7. Такую схему можно использовать как фазочувствительный детектор при определении направления на излучатель в случае полудискового анализатора изображений (см. рис. 7.4). Если между сигналом  $u_m$ , соответствующим, например, сигналу от излучателя, и сигналом  $u_{оп}$  от генератора опорного напряжения имеется сдвиг фаз  $\varphi$ , то, как следует из диаграммы напряжений,

$$u_1 = \sqrt{u_m^2 + u_{оп}^2 + 2u_m u_{оп} \cos \varphi}; \quad u_2 = \sqrt{u_m^2 + u_{оп}^2 - 2u_m u_{оп} \cos \varphi};$$

или, обозначая  $c = u_m / u_{оп}$ , находим

$$u_1 = u_{оп} \sqrt{1 + c^2 + 2c \cos \varphi}; \quad u_2 = u_{оп} \sqrt{1 + c^2 - 2c \cos \varphi};$$

при  $c \ll 1$

$$u_1 \approx u_{оп} (1 + c \cos \varphi); \quad u_2 \approx u_{оп} (1 - c \cos \varphi).$$

где  $k_m$  — коэффициент передачи интегрирующей цепочки детектора.

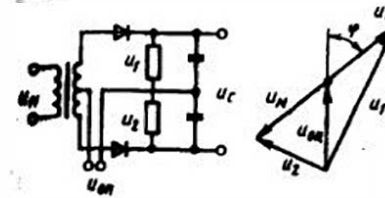


Рис. 9.7. Фазочувствительный детектор

Детектирование сигнала может осуществляться не только в выходных каскадах электронного тракта, т.е. после усиления и фильтрации электрического сигнала, но и при приеме оптического сигнала — в модуляторе или в фотоприемнике. Такое детектирование используют, например, в фазовых светодальномерах со сверхвысокочастотной модуляцией излучения.

### 9.3. Потери мощности сигнала при модуляции

В тех случаях, когда модуляция потока излучения реализуется путем периодического перекрытия (обтюрацией) пучка лучей или другим путем изменения прозрачности модулятора, всегда имеют место потери мощности оптического сигнала. Это необходимо учитывать при энергетических расчетах ОЭП, выборе вида модуляции и проведении ряда других расчетов.

Определим потери мощности сигнала — потока  $\Phi_0$ . Если при модуляции прерываемым по закону  $\Phi(t)$  теряется часть энергии, то эти потери можно оценить с помощью коэффициента  $k_i$ :

$$k_i = \frac{\frac{1}{T} \int_0^T \Phi(t) dt}{\Phi_0}.$$

Числитель этого выражения определяет эффективное (среднее квадратическое) значение потока.

В зависимости от способа обработки сигнала, пропорционального  $k_i \Phi_0$ , в электронной схеме используется та или иная его доля, которую условимся обозначать  $k_e$ . Коэффициент  $k_e$  учитывает, например, тот факт, что в следующих за приемником звеньях ОЭП происходит изменение спектра этого сигнала с использованием лишь его части.

Произведение  $k_m = k_i k_e$  является коэффициентом, учитывающим потери при модуляции (КПД модуляции), поскольку  $k_m$  определяет долю полезной, используемой в приборе мощности по отношению к мощности немодулированного сигнала.

В общем случае для определения  $k_m$  целесообразно применить выражения типа (9.2) и (9.3), рассчитывая долю мощности сигнала в по-

досе его пропускания путем сложения квадратичских значений коэффициентов отдельных гармоник.

Рассмотрим простые, но часто встречающиеся на практике примеры.

Пусть в результате модуляции путем прерывания потока образуется непрерывная последовательность синусоидальных импульсов. В этом случае легко найти, что  $k_1 = 0,5$ . То же значение имеет коэффициент  $k_1$  для последовательности прямоугольных импульсов с коэффициентом заполнения (отношение длительности импульса к периоду его повторения)  $\gamma = 0,5$ . Если в дальнейшей схеме спектр сигнала не изменяется, т.е. используется эффективное значение последовательности электрических импульсов, образующихся на выходе приемника, то в этом случае  $k_2 = 0,707$ . (Для других значений коэффициента заполнения  $\gamma$  среднее квадратическое — эффективное за период значение импульсного периодического сигнала — составит  $\gamma^{1/2}$ ). Следовательно, при такой импульсной модуляции в образовании полезного сигнала участвует 35,4% ( $k_{\Sigma} = k_1 k_2 = 0,354$ ) немодулированного потока.

Другой пример. В приборе осуществляется модуляция с помощью вращающегося раstra, у которого одна половина (полудиск) непрозрачна и не модулирует сигнал, а вторая разделена на равные прозрачные и непрозрачные секторы. Если с некоторым, вполне допустимым для практики приближением считать, что в рассматриваемом случае происходит двукратная гармоническая амплитудная модуляция, описываемая функцией вида  $\Phi(t) = (\Phi_0/2)(1 + \sin \omega_0 t) \sin \omega_{\Sigma} t$ , а в детекторе электронного тракта выделяются напряжения или токи частоты управления  $\omega_0$ , на которой переносится полезная информация, то амплитуда сигнала этой частоты на выходе линейного детектора будет пропорциональна  $2\Phi_0/\pi$  (см. § 9.2), а ее эффективное значение составит  $0,707\Phi_0 \cdot 2/\pi$ , т.е. в данном случае  $k_2 = 0,707 \cdot 2/\pi = 0,45$ , а  $k_1 = 0,25$ . Действительно, за время, составляющее в общей сложности  $3/4$  периода модуляции, кванты излучения не попадают на приемник, т.е. средняя за период мощность составляет  $0,25\Phi_0$ . Таким образом,  $k_{\Sigma} \approx 0,115$ .

Для оценки эффективности модуляции следует сопоставить выигрыш в отношении сигнал/шум на выходе ОЭП с потерями энергии сигнала при модуляции, т.е. с коэффициентом  $k_{\Sigma}$ . Коэффициент эффективности модуляции может быть определен [1] как частное от деления отношения эффективных напряжений сигнал/шум после модуляции на отношение эффективных напряжений сигнал/шум для постоянного тока, существующее без прерывания излучения на несущей частоте.

В [1] получены следующие значения коэффициента  $k_{\Sigma}$  для последовательностей:

синусоидальных импульсов, промодулированных прямоугольной функцией,  $k_{\Sigma} = 0,16$ ;

прямоугольных импульсов, промодулированных синусоидальной функцией,  $k_{\Sigma} = 0,16$ ;

прямоугольных импульсов, промодулированных прямоугольной функцией,  $k_{\Sigma} = 0,2$ ;

частотно-модулированных прямоугольных импульсов при индексе модуляции  $\beta = \Delta\omega/\Omega = 1,8$ ,  $k_{\Sigma} = 0,37$ ;

частотно-модулированных синусоидальных импульсов при  $\beta = 1,8$ ,  $k_{\Sigma} = 0,19$ .

#### 9.4. Общая характеристика способов модуляции сигнала в оптико-электронных приборах

Характер модуляции сигналов в ОЭП зависит от свойств реальных модуляторов. Большинство оптических модуляторов управляет интенсивностью электромагнитного колебания оптической частоты, что отражается на выборе методов приема и обработки сигнала.

По способу модуляции оптического сигнала различают модуляцию, выполняемую непосредственно в источнике излучения (внутреннюю), и осуществляемую на пути сигнала от источника к приемнику (внешнюю). Кроме того, в некоторых ОЭП сигнал модулируется в электронном тракте. Выбор типа модулятора и способа модуляции зависит от требований к сигналу, поступающему в электронную систему, способу анализа изображений, а также к стабильности и сроку службы самого модулятора.

Для модуляторов, используемых во многих ОЭП, основными требованиями являются: высокое пропускание в рабочем спектральном оптическом диапазоне, высокая стабильность параметров и характеристик, особенно при изменениях питающего напряжения или тока, а также при изменении внешних условий (температуры окружающей среды, влажности, давления и т.п.), малые потери потока, максимальная глубина модуляции, широкий диапазон частот модуляции, а в ряде случаев и возможность плавной или дискретной перестройки частоты. Очень важно, чтобы модулятор потреблял небольшую мощность, был прост и надежен в эксплуатации.

Можно указать на некоторые особенности модуляции, осуществляемой непосредственно в источнике излучения. Питая источник (лампу, светодиод, лазер) переменным током, можно изменять амплитуду потока излучения во времени. Очевидно, что для получения больших

частот модуляции необходимо использовать малоинерционный источник. Поэтому на практике, как правило, этот способ модуляции при мощных некогерентных источниках не находит применения вследствие большой инерционности сравнительно большого тепа накала таких источников либо большой инерционности блока питания. Глубина модуляции для них невелика, особенно с учетом ее уменьшения по мере роста частоты модуляции. Например, на частоте модуляции 100 Гц глубина модуляции даже у маломощных ламп накаливания не превышает 20%. Некоторые типы газоразрядных ламп позволяют достичь глубины модуляции в 60...70% для частот в несколько килогерц, но мощность их невелика, а условия эксплуатации порой сложны.

Гораздо более перспективной является модуляция излучения полупроводниковых рекомбинационных излучателей. Для некоторых серийно выпускаемых светодиодов граничная частота, при которой обеспечивается глубина модуляции в 50%, составляет 1...1,5 ГГц. Мощность питания при этом не превышает 1 Вт.

Значительное повышение частот модуляции при большой ее глубине удается получить при использовании лазеров. Модуляцию излучения лазера можно осуществить различными способами, например, изменяя мощность накачки или помещая амплитудный модулятор (электрооптический затвор) внутрь резонатора лазера, т.е. управляя его добротностью, что приводит к амплитудной модуляции излучения. Внутррезонаторная модуляция реализуется и другими способами [11, 19, 30].

Внесение дополнительных элементов в лазеры усложняет их конструкцию, увеличивает потери излучения. Кроме того, при работе газоразрядных ламп и лазеров в импульсном режиме мощность, переносимая на частоте модуляции, невелика, поскольку длительность импульсов составляет очень малую долю периода их повторения. Следует отметить также нелинейную в общем случае зависимость между напряжением питания источника и амплитудой потока излучения, что иногда создает дополнительные трудности.

Широко используются модуляторы, изменяющие параметры потока на пути от источника к приемнику. К их числу относятся хорошо известные механические модуляторы, основанные на периодическом прерывании потока растром или диафрагмой определенной формы (см. § 9.5). Такими растрами или диафрагмами являются диски или цилиндры с прорезями, заслонки, помещаемые на валы электро- и пневмодвигателей, на подвижные контакты реле и т.д. При их использовании получают частоты модуляции порядка сотен килогерц; это иногда сопряжено с трудностями, связанными, например, с необходимос-

тью иметь двигатель с очень большой частотой вращения и высококачественную оптическую систему, формирующую пучок малого сечения в плоскости растра модулятора. Кроме того, трудно обеспечить стабильность высоких частот модуляции. Другими недостатками механических модуляторов являются сравнительно небольшой срок службы двигателей, реле и прочих электромеханических их элементов, значительные габаритные размеры и масса.

Несмотря на это такие модуляторы получили широкое распространение благодаря своим достоинствам: конструктивной простоте, отсутствию искажений оптического спектра, возможности изменения или регулировки ряда параметров (например, изменением формы и размеров прозрачных и непрозрачных участков можно менять вид модуляции и частоту модулируемых импульсов).

Растровые модуляторы, располагаемые в плоскости изображений приемной оптической системы, часто одновременно выполняют функции пространственного фильтра и анализатора изображений, а это сказывается на выборе их конструктивных параметров, в первую очередь, рисунка растра.

Гораздо более высокие частоты модуляции можно получить с помощью модуляторов, основанных на электрооптических эффектах Керра и Погкельса, магнитооптическом эффекте Фарадея, акустооптическом эффекте и других физических явлениях. Некоторые из них, нашедшие широкое практическое применение в ОЭП, будут рассмотрены ниже (см. § 9.6).

## 9.5. Модуляция оптических сигналов с помощью растров

Механическая модуляция оптических сигналов с помощью растров очень широко применяется в практике ОЭП. При этом сравнительно просто осуществляются наиболее распространенные виды модуляции (АМ, ЧМ и фазоимпульсная). Схемы такой модуляции можно разделить на две группы: 1) с перемещением растра относительно неподвижного изображения; 2) с неподвижным растром-модулятором, относительно которого перемещается изображение или световой пучок.

Если пропускание растра-модулятора описывается действительной функцией  $a(\vec{r}, t)$ , где  $\vec{r}$  — радиус-вектор произвольной точки в плоскости растра,  $t$  — время, а распределение освещенности в этой плоскости описывается функцией  $E(\vec{r})$ , то сигнал (поток) на выходе растра в момент  $t$  равен



$$\Phi(t) = \int_{\theta_p} E(\vec{\rho}, t) a(\vec{\rho}, t) d\theta_p, \quad (9.9)$$

где  $\theta_p$  — область значений вектора  $\vec{\rho}$ . Таким образом, при взаимном перемещении раstra и изображения происходит превращение «пространственного» оптического сигнала во «временной».

Если рисунок раstra периодичен, т.е. рисунок повторяется с частотой  $\omega_1$  (см., например, рис. 7.8 или 7.9), то

$$a(\vec{\rho}, t) = a(\vec{\rho}, t + 2\pi/\omega_1).$$

Представляя эту функцию рядом Фурье (см. § 2.1)

$$a(\vec{\rho}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(\vec{\rho}) \exp(jn\omega_1 t), \quad (9.10)$$

$$a_n(\vec{\rho}) = \frac{\omega_1}{2\pi} \int_{-\pi/\omega_1}^{\pi/\omega_1} a(\vec{\rho}, t) \exp(-jn\omega_1 t) dt$$

и подставляя (9.10) в (9.9), получим

$$\Phi(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Phi_n(t) \exp(jn\omega_1 t), \quad (9.11)$$

где

$$\Phi_n(t) = \int_{\theta_p} a_n(\vec{\rho}) E(\vec{\rho}, t) d\theta_p.$$

Каждая составляющая (гармоника) вида  $\exp(jn\omega_1 t)$  в формуле (9.11) является несущей частотой, которая модулируется функцией  $\Phi_n(t)$ , содержащей информацию о распределении освещенности в плоскости раstra, например информацию о координатах изображения, описываемого функцией  $E(\vec{\rho}, t)$ . Часто принимается, что изображение неподвижно, т.е. используется функция  $E(\vec{\rho})$ .

Для описания распространенных на практике вращающихся радиально-секторных растров (см. гл. 7) удобно пользоваться полярной системой координат  $(\rho, \xi)$  с центром, совпадающим с центром окружности раstra, т.е. представлять функцию пропускания раstra как  $a(\rho, \xi, t)$ . Для периодических структур, состоящих из пар прозрачных и непрозрачных секторов, период полярного угла  $\xi$  равен  $2\pi/p$ .

Характерным примером схем первой группы может служить простейший модулятор — вращающийся полудиск, описанный в § 7.4 (см. рис. 7.4). Модулятор создает амплитудно-модулированный сигнал.

Примером схем второй группы является система с коническим круговым сканированием, также описанная в § 7.4 (см. рис. 7.6). В этой системе глубина модуляции достигает 100%, если смещение изображения с оптической оси превышает размер изображения. При увеличении этого смещения скважность импульсов, образующихся на выходе кругового раstra, увеличивается, что является недостатком схемы, так как для сохранения мощности сигнала приходится увеличивать ширину полосы пропускания электронного тракта. Достоинство схемы в том, что при одинаковых размерах чувствительной площадки приемника и мгновенного углового поля оптической системы значение «просматриваемого» поля (поля обзора) здесь в 2 раза больше, чем в схеме с полудисковым модулятором. Кроме того, в схемах второй группы меньше сказывается влияние протяженного излучающего фона, перекрывающего все угловое поле, и неравномерности чувствительности по площадке приемника.

Модуляционная характеристика системы с коническим круговым сканированием — зависимость сигнала от рассогласования по оси  $y$  — показана на рис. 7.6, *г*. И в случае вращающегося полудиска (см. рис. 7.4), и в схеме с круговым переносом изображения относительно неподвижной полевой диафрагмы (см. рис. 7.6, *а*) 100%-ная глубина модуляции имеет место и для малоразмерных изображений объектов, и для сравнительно крупноразмерных изучающих помех, изображения которых не перекрывают полностью прозрачную часть раstra, причем основные гармоники полезного сигнала и сигнала помех совпадают. Спектры этих сигналов носят низкочастотный характер, поэтому фильтрация полезного сигнала путем выбора узкой полосы пропускания электронного тракта в таких системах («одночастотных», или системах с однократной амплитудной модуляцией) практически неэффективна.

Из-за ограниченной скорости механического перемещения раstra или сканирующего устройства в системах такого рода трудно получить требуемую (иногда значительную) частоту модуляции. Для увеличения частоты можно применить многопериодную структуру раstra модулятора, которая одновременно служит и для решения задачи фильтрации крупноразмерных помех.

Поскольку электронные звенья, как правило, настраивают на какую-то узкую полосу частот, желательно, чтобы вся энергия сигнала была сосредоточена в этой полосе. При однократной непрерывной амплитудной модуляции через эту полосу пропускается лишь первая гармоника сигнала. Количество энергии, приходящейся на первую гармонику, зависит от соотношений между размерами прозрачной и не-

прозрачной частью растра модулятора, а также от соотношения между периодом растра и размером изображения источника в плоскости модуляции. Близким к оптимальному случаю с энергетической точки зрения является такая конструкция растра, когда ширина прозрачной части его периода равна ширине непрозрачной части и заметно превышает диаметр сечения пучка.

По указанным причинам, а также с учетом требований оптимальной пространственной фильтрации (см. гл. 11) в системах механической модуляции часто используются радиально-секторные растры (рис. 9.8, *а-в*), применяемые вместо растра, представленного на рис. 7.4, или близкие к шахматной структуре растры (рис. 9.8, *г*) вместо простой круглой диафрагмы (см. рис. 7.6). Аналогичные растры используются и в поступательно перемещающихся растрах-модуляторах (вибромодуляторы, ленточные и т.п.). Размеры ячеек этих растров обычно выбирают примерно равными размеру сечения модулируемого пучка.

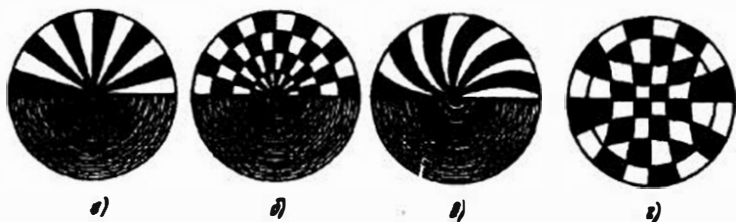


Рис. 9.8. Растры: *а-в* — радиально-секторные; *г* — с шахматной структурой

Для ослабления влияния крупноразмерных излучателей, занимающих большую часть поля, вторая половина растров, представленных на рис. 9.8, *а-в*, выполняется такой, чтобы ее пропускание составляло 0,5, т.е. было равно суммарному пропусканию пространственного фильтра - верхней половины растра. Это достигается, например, нанесением концентрических окружностей, которые при вращении растра не модулируют сигнал.

Растр такого вида называется уравновешенным или сбалансированным в энергетическом отношении. Уравновешенный растр позволяет предотвратить возникновение ложных сигналов с частотой вращения растра  $\omega_0$  в том случае, когда имеется неоднородность чувствительного слоя приемника, помещаемого сразу же за растром. Если на приемник поступает излучение от равномерного фона, то при наличии на его фотослое зон с различной чувствительностью при вращении неуравновешенного растра, например полудиска (см. рис. 7.4),

возникает паразитный сигнал. При энергетической сбалансированности растра, когда его пропускание в среднем по полю одинаково, этот сигнал практически отсутствует.

С помощью растров-пространственных фильтров, представленных на рис. 9.8 и им аналогичных, обеспечивается двукратная амплитудная модуляция с несущей частотой  $\omega_n$ . При этом сигнал несущей частоты используется для получения информации о значении освещенности на входе ОЭП, которая необходима для создания системы автоматического регулирования чувствительности (АРЧ) или усиления (АРУ). Система АРЧ или АРУ позволяет исключить или ослабить влияние изменения освещенности входного зрачка ОЭП на амплитуду управляющего сигнала (с частотой, несущей информацию о наблюдаемом источнике).

Чтобы найти выражения для модулированного сигнала на выходе растра и его спектра, можно воспользоваться формулой (9.11). Такая методика будет более подробно рассмотрена ниже (см. § 10.6).

Здесь же приведем лишь один пример — для растра, представленного на рис. 9.8, *а*.

Пропускание такого растра описывается как [30]

$$a(\rho, \omega, t - \xi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \exp(jn\omega_0 t) \exp(-jn\xi),$$

$$a_0 = 0,5,$$

$$a_n = -\frac{\exp(-jn\pi\delta)}{j2\pi n} \left\{ \sum_{k=0}^{n-1} \left[ \exp\left(-\frac{jn\pi(2k+1)}{2\rho}\right) - \exp(-jn\pi k) \right] + \frac{\exp(-2jn\pi) - \exp(-jn\pi)}{2} \right\},$$

где  $\delta$  — фазовый сдвиг периодов растра или сигналов, создаваемых отдельными периодами растра.

Зависимость пропускания такого растра от угла  $\xi$  показана на рис. 9.9. Аналогичный вид имеет сигнал (поток) на выходе такого растра, образующийся при модуляции малоразмерного (точечного) изображения.

Как отмечалось в § 9.1, в спектре этой функции максимальная амплитуда первой гармоники, т.е.  $a_1$  (при  $n=1$ ), которая пропорциональна  $\exp(-2\rho\pi\delta) / j2\pi$ .

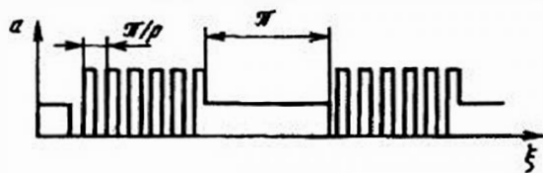


Рис. 9.9. Зависимость пропускания радиально-секторного раstra от угла  $\xi$

Отметим некоторые особенности систем с вращающимися растрами (см. рис. 7.4 и 9.8, *а-в*) и систем с неподвижными растрами (см. рис. 7.6 и 9.8, *з*), по которым сканирует изображение излучателя.

В системах с вращающимися растрами максимальная глубина модуляции сигнала несущей частоты (100%) обеспечивается лишь для тех зон, где размер изображения меньше полупериода (прозрачной части) раstra. Если центр раstra расположен на оптической оси системы, то при малых углах рассогласования, когда изображение излучателя приближается к центру раstra, глубина модуляции заметно уменьшается, а около центра она близка к нулю. Поэтому модуляционная характеристика такого раstra (зависимость амплитуды сигнала с частотой  $\omega_0$  от угла рассогласования) имеет в центре зону нечувствительности. По этой же причине во многих ОЭП с вращающимися растрами изменение глубины модуляции не используется как источник информации о положении излучателя, т. е. модуляционная характеристика является релейной. АРУ в таких ОЭП служит только для устранения нежелательных нелинейных явлений в электронном тракте (например, насыщения), но не для поддержания строгого постоянства амплитуды сигнала на несущей частоте.

В ОЭП с неподвижными растрами (см. рис. 7.6 и 9.8, *з*) близкое к оптимальному условие пространственной фильтрации для всего поля обеспечить проще. (В соответствии с этим условием размер изображения должен быть равен размеру ячейки раstra.) При малых углах рассогласования, когда изображение малоразмерного излучателя при перемещении по раstrу не выходит за его пределы (траектория *И*, на рис. 7.6, *б*), глубина модуляции сигнала частоты управления несет и информацию о значении рассогласования. В то же время сигнал несущей частоты при выборе ячеек раstra с размерами, большими или равными размеру изображения, имеет постоянную глубину модуляции — 100%. Поэтому модуляционная характеристика системы с таким раstrом не имеет мертвой зоны в области малых рассогласований. Применяя АРУ с жесткой связью по несущей частоте, когда при изменении облученности или других параметров АРУ поддерживает ампли-

туду сигнала несущей частоты постоянной, можно использовать зону малых рассогласований (ливнейную зону) модуляционной характеристики (см. рис. 7.6, *з*) для получения информации о координатах излучателя.

При больших рассогласованиях (углах между направлением на излучатель и оптической осью системы) изображение излучателя в процессе сканирования выходит за пределы раstra. Модуляция на частоте управления (частоте сканирования) становится импульсной; спектр сигнала расширяется, что обуславливает необходимость увеличивать полосу пропускания электронного тракта и снижает помехозащищенность ОЭП.

Так как траектории сканирования весьма разнообразны, то обеспечить оптимальное согласование (равенство) размеров изображения и ячеек раstra (см. рис. 9.8, *з*) в его центральной части для всех траекторий трудно. Поэтому в области больших рассогласований глубина модуляции может меняться, и здесь принимается релейный закон управления ОЭП. Однако и при этом в растрах такого типа условия по согласованию размеров и формы изображения и ячеек раstra выполняются проще и полнее, чем во вращающихся радиально-секторных растрах типа, представленных на рис. 9.8, *а-в*. Проблема оптимального согласования размеров изображения и ячеек растров для всего углового поля ОЭП или всех возможных углов рассогласования присуща практически всем растрам, используемым в ОЭП.

Сравнительно просто с помощью растровых модуляторов осуществляется и частотная модуляция, например, путем использования модулятора в виде радиально-звездного раstra (см. рис. 7.9), по которому перемещается изображение, причем траектория этого перемещения и рисунок раstra эксцентричны (см. § 7.6). Возможен и такой случай, когда угловые размеры элементов раstra не одинаковы, а меняются по заданному закону. Последовательность импульсов, возникающих после раstra, попадает на приемник излучения, и после фильтрации постоянной составляющей электрическое колебание переменной частоты можно считать частотно-модулированным.

К числу механических модуляторов, осуществляющих ФИМ, относятся щелевые модуляторы, выполняющие во многих ОЭП одновременно и функции сканирующих анализаторов. Типичная схема ФИМ с неподвижным приемником-раstrом в виде креста, также выполняющим функции оптического анализатора, рассмотрена в § 7.7.

## 9.6. Электрооптические и некоторые другие типы модуляторов

В настоящее время существует достаточно большое число модуляторов, основанных на электрооптических эффектах Керра и Поккельса, магнитооптическом эффекте Фарадея, акустооптическом эффекте, эффектах Зеемана и Штарка, известных из курса физики и физической оптики.

Одним из первых электрооптических модуляторов было устройство (ячейка Керра), в котором поток проходит между обкладками конденсатора, помещенными в жидкость, обладающую свойством двойного лучепреломления. Перед ячейкой Керра находится поляризатор, плоскость его поляризации расположена под углом  $45^\circ$  относительно силовых линий электрического поля, возникающего при подаче напряжения на пластины конденсатора. За ячейкой Керра расположен анализатор, плоскость поляризации которого составляет угол  $90^\circ$  с плоскостью поляризации поляризатора. В отсутствие напряжения на пластинах ячейки происходит полное гашение потока, т.е. поток не проходит через такую систему.

При подаче напряжения на конденсатор линейно поляризованное излучение, входящее в него, на выходе трансформируется в эллиптически поляризованное. Через анализатор пройдет только та составляющая потока, вектор поляризации которой совпадает с плоскостью поляризации анализатора. При изменении напряжения на пластинах меняется эксцентриситет эллипса поляризации (соотношение между векторами поляризации обыкновенного и необыкновенного лучей, угол между которыми составляет  $90^\circ$ ).

Сила излучения на выходе

$$I = 0,5 I_0 \tau B l (U/d)^2,$$

где  $I_0$  — сила излучения на входе поляризатора;  $\tau$  — пропускание всего модулятора;  $B$  — постоянная Керра;  $l$  — длина пути излучения между пластинами;  $U$  — напряжение на пластинах конденсатора;  $d$  — расстояние между пластинами.

Наиболее часто в качестве наполнителя используется нитробензол, обладающий хорошим пропусканием в области  $0,4 \dots 2,1$  мкм. Однако потери в поляризаторе (свыше 50%), на отражение и другие потери приводят к тому, что общее пропускание такого модулятора обычно не превышает 15%. Апертура ячейки Керра определяется в основном расстоянием между пластинами и их конфигурацией; ее предельное значение составляет 1:4 при  $d = 1 \dots 2$  мм. Для создания большой

глубины модуляции к пластинам приходится прикладывать большие напряжения (до десятков киловольт), что усложняет блок питания модулятора и увеличивает потребляемую мощность до десятков и даже сотен ватт.

Кроме квадратичного электрооптического эффекта Керра для модуляции потока используется и линейный электрооптический эффект — эффект Поккельса, который заметно проявляется в ряде кристаллов (дигидрофосфаты калия  $KDP$  и аммония  $ADP$ , сегнетоэлектрические перовскиты — ниобат лития, танталат лития, ниобат бария-натрия, танталат-ниобат калия и др.). Эти модуляторы широко используют в лазерной технике. Их мощность потребления составляет десятки, а иногда и сотни ватт.

Кристаллы  $KDP$  и  $ADP$  гигроскопичны, поэтому требуют защиты от воздействия влаги. В видимой области спектра световые потери в них составляют 3...4% на 1 см длины; отражение от торцов составляет 4...5%.

Лучшими эксплуатационными параметрами обладает ниобат лития  $LiNbO_3$ , который почти не растворяется в воде и кислотах. Показатель преломления  $LiNbO_3$  для обыкновенного луча  $n = 2,286$ , для необыкновенного  $n_e = 2,2$ ; коэффициент его теплового расширения составляет  $16,7 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ . Однако  $LiNbO_3$  необходимо просветлять, так как отражение от торцов может составлять 30...32% для  $\lambda = 0,53; 1,06$  мкм. Поглощение в этом материале на 1 см составляет для указанных длин волн 1...2%.

В [19] приведены данные по объемной и поверхностной стойкости ряда электрооптических кристаллов к мощному лазерному излучению. В этих модуляторах достигнуты частоты модуляции свыше 4 ГГц и полосы частот около 1,5 ГГц при потребляемой мощности 1...60 МВт на 1 МГц полосы.

Среди материалов для магнитооптических модуляторов, основанных на использовании явления поворота плоскости поляризации при наложении магнитного поля, наиболее распространены монокристаллы железиттриевого граната. Их применяют для модуляции в ближней и средней ИК области спектра (1...5 мкм), они потребляют сравнительно небольшие мощности (доли ватта) и обеспечивают глубину модуляции до 40% на частотах до 200 МГц.

В некоторых кристаллах и жидкостях показатель преломления изменяется при механической деформации. Этот эффект, называемый фотоупругостью, можно использовать для отклонения лучей, проходящих через такие вещества, т.е. для создания модулятора.

Если сигнал  $s(t) \sim \sin(\omega_1 t)$  звуковой частоты  $\omega_1$ , прикладывается к пьезоэлектрическому элементу, помещенному на одном из концов ультразвуковой ячейки, выполненной из материала, обладающего ярко выраженными акустооптическими свойствами (кварцевая пластина, кювета с жидкостью и т.п.), то по длине  $x$  ячейки наблюдается синусоидальное изменение показателя преломления, описываемое как

$$\Delta n(x, t) \sim m \sin[\omega_1 (t - x/v_3)].$$

$m$  — глубина модуляции;  $v_3$  — скорость распространения звука в ячейке. Иными словами, ячейка превращается в периодическую структуру, аналогичную дифракционной решетке. Если на такую ячейку под определенным углом  $\theta_1$  (углом Брэгга) падает пучок параллельных лучей с длиной волны  $\lambda$ , то в результате дифракции он отклонится на угол  $\theta_1 + \theta_d \approx \omega_1 \lambda / 2\pi v_3$ . При этом будет иметь место лишь первый порядок дифракции. Угол дифракции  $\theta_d$  линейно связан с частотой  $\omega_1$  управляющего сигнала.

Меняя амплитуду приложенного к ячейке напряжения и частоту  $\omega_1$ , можно управлять глубиной модуляции и углом отклонения выходящих из ячейки лучей. Поместив после ячейки линзу с фокусным расстоянием  $f'$  в ее фокальной плоскости получим линейное смещение сфокусированного пучка

$$x = f' \lambda \omega_1 / 2\pi v_3.$$

Акустооптические модуляторы используются и как динамические транспаранты (см. ниже § 9.7).

К настоящему времени создано большое количество модуляторов, основанных на других физических явлениях (интерференционные и дифракционные модуляторы; модуляторы на основе нарушения оптического контакта, т.е. явления полного внутреннего отражения; модуляторы, в которых используется изменение поглощения в полупроводнике при изменении концентрации свободных носителей; фотохромные и др.). Но большинство таких модуляторов практически не вышло из стадии лабораторных или опытных образцов и не нашло широкого промышленного применения. Описание механизма их работы и некоторые конструктивные данные можно найти в литературе, например [10, 19].

### 9.7. Пространственно-временные модуляторы (динамические транспаранты)

Отдельную группу устройств, предназначенных для изменения параметров проходящих через них оптических сигналов, составляют

пространственно-временные модуляторы (ПВМ), в которых осуществляется управление сигналом не только во времени, как в описанных выше устройствах, но и по сечению модулируемого пучка лучей. Такие устройства, называемые также динамическими транспарантами, широко применяются в ОЭП для обработки изображений и графической информации, в оптических вычислительных устройствах и в ряде других. Большинство из них работает с когерентным излучением.

Принцип действия многих ПВМ основан на изменении оптической толщины сравнительно тонких слоев некоторых материалов путем воздействия на них оптического излучения или пучка электронов. При этом воздействии изменяется прозрачность или отражательная способность модулирующего слоя (меняется его фазовый рельеф) как во времени, так и по площади этого слоя. Кроме этого, в некоторых транспарантах можно менять оптические свойства путем изменения управляющего напряжения, прикладываемого к отдельным участкам ПВМ.

Схема оптически управляемого ПВМ представлена на рис. 9.10, а. Транспарант состоит из прозрачных электродов 1, слоя фотопроводника 2, разделительного слоя 3 в виде диэлектрического зеркала и электрооптического модулирующего слоя 4.

При облучении ПВМ управляющим входным оптическим сигналом  $s_1$  в зависимости от освещенности, создаваемой  $s_1$  на слое фотопроводника 2, происходит перераспределение напряжения, приложенного к прозрачным электродам 1. В результате считывающий оптический сигнал  $s_2$ , приходящий с другой стороны на ПВМ через слой электрооптического материала и не воздействующий на его электрооптические свойства, на освещенных участках ПВМ претерпевает амплитудную или фазовую модуляцию. Диэлектрическое зеркало 3 позволяет существенно уменьшить влияние считывающего сигнала  $s_2$  на возбуждение фотопроводящего слоя 2 и одновременно отражает промодулированный сигнал.

Подобного рода модуляторы могут работать не только на отражение, но и на просвет. Стирание информации часто проводится путем равномерного и достаточно интенсивного облучения ПВМ при закороченных электродах.

Обобщенная схема электрически управляемого динамического транспаранта представлена на рис. 9.10, б. Входное излучение  $s_1$  поступает на мишень 5, прозрачность которой изменяется путем подачи на нее управляющего сигнала  $s_2$  в виде пучка электронов. Выходящее излучение  $s_3$  оказывается промодулированным по сечению пучка и во времени.

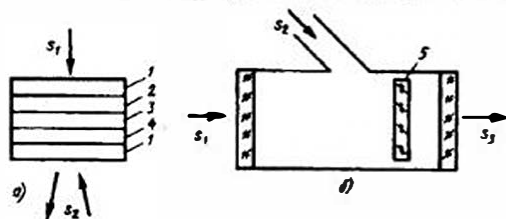


Рис. 9.10. Схемы ПВМ:

а — с оптическим управлением; б — с электронным управлением

На практике находят применение довольно разнообразные по физическому принципу работы, конструктивным особенностям и областям применения ПВМ. В табл. 9.1 приведены параметры уже существующих или разрабатываемых за рубежом динамических прозрачных элементов.

Таблица 9.1

Параметры некоторых динамических прозрачных элементов

Параметр	Тип прозрачного элемента				
	светоклапанный	термопластиковый фазорельефный	управление кристаллом		жидкокристаллический
			оптическое	электронное	
Размеры прозрачного элемента, мм	20×20 (40×40)	50×50 (100×100)	30×40	50×50	25×25 (50×50)
Разрешающая способность, л/мм:					
	средняя	25(50)	32(100)	10(20)	15(30)
предельная	50	150	80	30	70
Быстродействие (время одного цикла), с	0.03	0.05-1	0.01	0.03	0.03
Динамический диапазон	400:1	400:1	1000:1	1000:1	100:1
Срок службы	3000 ч 3×10 <sup>8</sup> циклов	10 <sup>4</sup> циклов	3 года	3 года	-
Время хранения записи	20-300 мс	месяцы	1 ч	1 ч	15 мес.
Время стирания записи, мс	20-300	(1...5)×10 <sup>4</sup>	0.5	<0.5	15
Время записи или считывания всего прозрачного элемента, мс	33	33	5×10 <sup>2</sup>	33	10 <sup>3</sup>
Чувствительность (требуемая плотность тока или энергии записи)	5 мкА/элемент	1 мкА/элемент	1 мДж/см <sup>2</sup>	50 мкА/элемент	1.6 мДж/см <sup>2</sup>
Напряжение питания, кВ	5	7	0.1	2.5	10 <sup>3</sup> (10 кВ)

В светоклапанном прозрачном элементе изменение рельефа тонкой жидкой диэлектрической пленки осуществляется управляемым электронным пучком, интенсивность которого модулируется в соответствии с подаваемым извне сигналом. Проходящее через пленку коллимированное излучение (лазерное) оказывается модулированным по сечению в соответствии с рельефом пленки. При токе 0,5...4 мкА деформация пленки происходит при температуре около 50° С и ее амплитуда составляет единицы процента от толщины пленки. Такие прозрачные элементы имеют срок службы в несколько лет.

В термопластиковом фазорельефном устройстве используется деформация тонкого слоя термопластика (5...10 мкм) при воздействии на него управляемого электронного пучка, разогревающего этот слой до 100° С. После разогрева и образования фазового рельефа термопластик должен застыть, поэтому здесь быстродействие, оцениваемое временем одного цикла изменения рельефа, невысоко (0,5 ... 1 с). Полоса пропускания пространственных частот, т.е. и пространственное разрешение, здесь гораздо выше, чем в светоклапанном устройстве.

Работа кристаллов DKDP с оптическим или электронным управлением в качестве мишени динамического прозрачного элемента основана на использовании эффекта Поккельса. Структура оптически управляемых прозрачных элементов может быть подобной той, что представлена на рис. 9.10, а, а электрически управляемых прозрачных элементов — на рис. 9.10, б. В этих прозрачных элементах кристалл DKDP обычно охлаждается до точки Кюри (≈ -50° С), что обычно обеспечивается с помощью термоэлектрического холодильника.

Достоинством электрически управляемых прозрачных элементов является возможность использовать излучения различных длин волн и получения на этой основе цветных изображений. Очень перспективны системы, сочетающие электрически управляемые прозрачные элементы с голографическими пространственными фильтрами.

В жидкокристаллическом прозрачном элементе, представляющем собой многослойную пленочную структуру, молекулы жидкокристаллического слоя (толщиной несколько микрометров) ориентированы под углом 45° к оси прозрачного элемента. Падающее («считывающее») излучение должно быть плоскополяризованным. Поворот молекул жидкого кристалла под воздействием приложенного напряжения вызывает поворот плоскости поляризации входящего в прозрачный элемент излучения на +45°, а отраженного назад (от диэлектрического отражающего слоя прозрачного элемента) излучения - на -45°. При скрещенных осях поляризации входного и выходного слоев прозрачного элемента излучение на его выходе отсутствует.

При изменении интенсивности пространственно-модулированного излучения («записывающего») меняется напряжение между электродами, что вызывает изменение ориентации молекул жидкокристаллического (модулирующего) слоя и приводит к эллиптической поляризации. Таким образом, выходящее излучение, отраженное от диэлектрического зеркала (считывание), будет модулировано по сечению пучка в соответствии с изменением освещенности в сечении записывающего пучка.

Такие транспаранты обладают хорошим разрешением ( $\leq 70$  лин/мм при 50% -ной глубине модуляции).

Жидкокристаллические модуляторы могут работать при достаточно больших (до десятков градусов) углах падения на них слабосходящихся пучков, что невозможно для большинства других электрооптических устройств.

Модуляторы проходящего излучения на основе нематических жидких кристаллов состоят из пленки жидкого кристалла (ЖК), расположенной между прозрачными электродами, и диафрагмы, роль которой может играть оправа чувствительного слоя приемника. При подаче на ЖК управляющего напряжения степень рассеяния излучения, проходящего через ЖК, изменяется, поэтому поток, прошедший диафрагму, модулируется по амплитуде. При изменении управляющего напряжения в некоторых пределах коэффициент пропускания ЖК меняется достаточно линейно. Размещая ЖК-слой между двумя узкополосными интерференционными фильтрами, можно добиться почти полной непрозрачности рассеивающих участков этого слоя. Применяя высокоомные прозрачные электроды и прикладывая к одному из них постоянное опорное напряжение, создающее вдоль этого электрода определенное, например линейное, распределение напряжения, изменяют положение границы между прозрачной и рассеивающей частями ЖК. Для этого к тому же электроду помимо постоянного опорного напряжения прикладывается переменное модулирующее напряжение. В результате потенциал в отдельных точках указанного электрода относительно второго электрода меняется вдоль слоя ЖК по модулирующему закону. Соответственно изменяется и прозрачность слоя.

Помимо ПВМ с непрерывной (аналоговой) структурой входного зрачка (апертуры) в последнее время появились управляемые цифровые транспаранты, состоящие из дискретных фотоприемников, элементов транзисторного (матричного) управления, общего для всех ячеек ПВМ электрооптического слоя. Предполагается [10], что такие ПВМ будут обладать большим быстродействием (тактовая частота 1...10

МГц), высоким пространственным разрешением (число ячеек  $10^3 \dots 10^4$ ) и чувствительностью ( $10^{-13} \dots 10^{-14}$  Дж/элемент). Они могут быть построены на базе сегнетоэлектриков, не обладающих гистерезисом и поэтому работающих при температурах выше точки Кюри.

Важным параметром динамических транспарантов является время хранения записи (память). При достаточно большой емкости памяти становится возможным пространственное интегрирование (накопление) изображений, т.е., например, осреднение последовательно получаемых изображений в целях устранения некоррелированного шума и увеличения отношения сигнал/шум (см. §§ 11.5 и 11.6).

Меняя на противоположное состояние поляризации модулирующего слоя оптически управляемого динамического транспаранта, можно осуществить так называемое оптическое вычитание изображения. Например, при изменении знака распределения напряжений на противоположный по площади транспаранта при переходе от одного кадра (изображения) к следующему получается сигнал, отражающий лишь изменения, произошедшие за время такого перехода. Слегка расфокусировав изображение во втором по времени прихода кадре, после вычитания (алгебраического сложения) можно выделить лишь контуры изображения, устранив или заметно ослабив контраст участков с одинаковой или близкой освещенностью. Устранение постоянного фона в изображении очень важно для ряда практических приложений (см. §§ 11.6, 11.10). Однако следует помнить, что в большинстве случаев такие преобразования возможны лишь при работе с когерентным излучением.

#### *Контрольные вопросы*

1. Как рассчитать относительное значение энергии модулированного сигнала, переносимой на какой-либо гармонике его спектра?
2. Перечислите основные особенности спектров сигнала при амплитудной, частотной, импульсной его модуляции.
3. Каковы достоинства и недостатки синхронного детектирования?
4. Почему, несмотря на большие потери мощности полезного сигнала, имеющие место при модуляции, последняя широко используется в ОЭП?
5. Дайте сравнительную характеристику способам модуляции, осуществляемой путем питания источника переменным током и путем прерывания потока на его пути от источника к приемнику.
6. Перечислите достоинства и недостатки растровых механических модуляторов; то же для модуляторов, основанных на электрооптических эффектах.
7. Какие основные требования предъявляют к пространственно-временным модуляторам потока излучения?

## ЧАСТЬ II ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПРИЕМА СИГНАЛОВ В ПРИМЕНЕНИИ К ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫМ ПРИБОРАМ

### Глава 10. ОБОБЩЕННЫЕ СТРУКТУРНЫЕ СХЕМЫ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

#### 10.1. Структурная схема оптико-электронной следящей системы

Очень часто работу ОЭП можно рассматривать как работу следящей системы. Достаточно общую структурную схему ОЭП в этих случаях можно представить в виде совокупности трех основных узлов (рис. 10.1): системы первичной обработки информации (СПОИ), системы вторичной обработки информации (СВОИ) и цепи обратной связи (ЦОС).

В СПОИ обычно формируется сигнал, определенным функциональным образом связанный со значением входного рассогласования и в известной мере освобожденный от отдельных погрешностей. В большинстве ОЭП СПОИ, состоящая из оптической приемной системы, анализатора изображений, приемника излучения и предварительного усилителя сигнала и имеющая частотную характеристику  $K_1(j\omega)$ , образует сигнал, среднее значение которого связано со значением отслеживаемого параметра  $\alpha_{вх}$  на входе монотонной (необязательно линейной) зависимостью.

Система вторичной обработки информации, характеризуемая частотной характеристикой  $K_2(j\omega)$ , реализует дальнейшую обработку и фильтрацию сигнала. Обычно она служит для получения выходной величины  $\alpha_{вых}$  в среднем как можно более близкой к входному рассогласованию  $\alpha_{вх}$ .

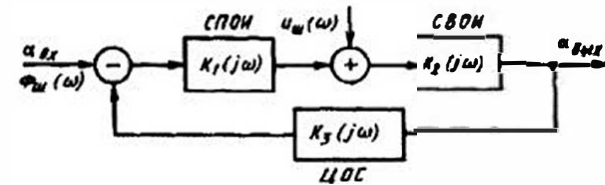


Рис. 10.1. Структурная схема оптико-электронной следящей системы

Цепь обратной связи с частотной характеристикой  $K_3(j\omega)$  осуществляет компенсацию рассогласования, т.е. обеспечивает компенсационный (нулевой) режим измерения или слежения, при котором достигаются большие точность и быстродействие прибора.

Шумы и помехи, существующие в такой системе, можно разделить на внешние со спектральной плотностью  $\Phi_{ш}(\omega)$  и внутренние (их удобно привести к выходу СПОИ) со спектральной плотностью  $u_{ш}(\omega)$ .

На первом этапе рассмотрения данной структурной схемы примем, что все ее звенья описываются частотными характеристиками, аргумент которых (частота  $\omega$ ) является временной частотой. Иными словами, подразумевается, что осуществлен переход к единой временно-частотной форме представления как частотных характеристик, так и спектральных плотностей помех.

В §§ 10.6 и 10.9 будет показано, как выполняется переход от пространственно-частотной или пространственно-временной форм представления входных сигналов и помех на входе СПОИ к временно-частотной форме на выходе ОЭП.

Если принять, что система является линейной и имеет постоянные параметры, то ее частотная характеристика определяется выражением

$$K(j\omega) = \frac{K_1(j\omega)K_2(j\omega)}{1 + K_1(j\omega)K_2(j\omega)K_3(j\omega)}$$



Дисперсия ошибки слежения  $\sigma_{\alpha}^2$ , приведенной к выходу, будет

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha}^2 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\text{ш}}(\omega) |K(j\omega)|^2 d\omega + \\ &+ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_{\text{ш}}(\omega) \left| \frac{K_2(j\omega)}{1 + K_1(j\omega)K_2(j\omega)K_3(j\omega)} \right|^2 d\omega = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\text{ш}}(\omega) \left| \frac{K_1(j\omega)K_2(j\omega)}{1 + K_1(j\omega)K_2(j\omega)K_3(j\omega)} \right|^2 d\omega + \\ &+ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_{\text{ш}}(\omega) \left| \frac{K_2(j\omega)}{1 + K_1(j\omega)K_2(j\omega)K_3(j\omega)} \right|^2 d\omega. \end{aligned} \quad (10.1)$$

Пользуясь (10.1), можно проанализировать степень влияния на величину  $\sigma_{\alpha}^2$  внешних и внутренних помех. Так, если ошибка определяется только внутренними шумами системы, то при вычислении  $\sigma_{\alpha}^2$  первым слагаемым правой части (10.1) можно пренебречь.

Так как обычно в оптико-электронной следящей системе  $K_1(j\omega)K_2(j\omega)K_3(j\omega) \gg 1$ , то (10.1) можно переписать так:

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha}^2 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\text{ш}}(\omega) \left| \frac{1}{K_3(j\omega)} \right|^2 d\omega + \\ &+ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_{\text{ш}}(\omega) \left| \frac{1}{K_1(j\omega)K_3(j\omega)} \right|^2 d\omega. \end{aligned} \quad (10.2)$$

Часто в реальных системах с большим коэффициентом усиления характеристики  $K_1(j\omega)$  и  $K_3(j\omega)$  слабо зависят от частоты в рабочем диапазоне спектра, поэтому справедлива запись  $K_1(j\omega)K_3(j\omega) = K_1K_3$ . Тогда (10.2) можно видоизменить:

$$\sigma_{\alpha}^2 = \frac{1}{2\pi K_3^2} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\text{ш}}(\omega) d\omega + \frac{1}{K_1^2} \int_{-\infty}^{\infty} u_{\text{ш}}(\omega) d\omega \right]. \quad (10.3)$$

или

$$\sigma_{\alpha}^2 = \frac{\sigma_{\Phi}^2}{K_3^2} + \frac{\sigma_u^2}{K_1^2 K_3^2}, \quad (10.4)$$

где  $\sigma_u^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u_{\text{ш}}(\omega) d\omega$  и  $\sigma_{\Phi}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\text{ш}}(\omega) d\omega$  — дисперсии внутренних и внешних помех соответственно.

Из простейшего анализа (10.3) и (10.4) видно большое влияние на точность всего прибора параметров СПОИ. Действительно, даже при отсутствии внешних помех в (10.4) сохраняется второе слагаемое ее правой части, куда входит  $K_1$ .

В то же время необходимо отметить большую роль СПОИ в борьбе с внешними помехами, т.е. целесообразно уже в первых звеньях ОЭП фильтровать полезный сигнал от помех.

Для сравнения качества различных СПОИ, работающих в одинаковых условиях, можно рассмотреть случай, когда точность их ограничивается главным образом внутренними помехами отдельных звеньев, т.е. из (10.4) при  $\Phi_{\text{ш}}(\omega) = 0$  и  $\sigma_{\Phi}^2 = 0$  следует:

$$\sigma_{\alpha} = \sigma_u / (K_1 K_3). \quad (10.5)$$

Как следует из (10.5), инструментальная погрешность ОЭП, т.е. погрешность, определяемая только внутренними помехами, зависит от отношения уровня шума  $\sigma_u$  к произведению  $K_1 K_3$ .

Так как коэффициент усиления СПОИ (добротность по рассогласованию)  $K_1 = U_c / \alpha_n$ , где  $U_c$  — сигнал на выходе системы, а  $\alpha_n$  — линейная зона статической характеристики (т.е. рассогласование, в пределах которого система линейна), то

$$\sigma_{\alpha} = \sigma_u \alpha_n / (U_c K_3) = \alpha_n / (\mu K_3). \quad (10.6)$$

Отсюда ясно, что погрешность слежения можно уменьшить, увеличив отношение сигнал/шум  $\mu = U_c / \sigma_u$  и коэффициент передачи  $K_3$  цепи обратной связи (например, компенсатора).

Если, например,  $\alpha_n$  определяется размером изображения, то при слежении за точечным излучателем нужно стремиться к улучшению качества оптической системы (объектива), т.е. к уменьшению размера кружка рассеяния. При слежении за излучателем конечных размеров также часто стремятся к уменьшению размеров его изображения, так как и в этом случае при постоянном уровне сигнала  $U_c$  точность повышается за счет роста коэффициента усиления  $K_1$  (крутизны статической или пеленгационной характеристики ОЭП).

## 10.2. Структурная схема оптико-электронного прибора информационного типа

Одна из возможных схем ОЭП информационного типа, предназначенного для приема оптического многомерного сигнала, описывающего, например, исследуемое поле яркости или температуры, фильтрации этого сигнала от помех и преобразования к виду, удобному для дальнейшей обработки или восприятия, приведена на рис. 10.2. При этом, как и ранее, предполагается, что работа всех звеньев СПОИ происходит в линейном режиме.

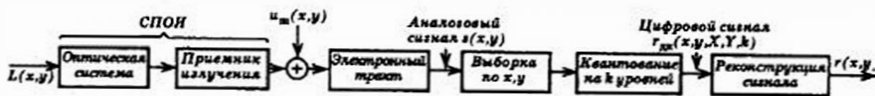


Рис. 10.2. Структурная схема ОЭП информационного типа

Информация о поле яркости  $L(x, y)$  преобразуется в цифровую форму, что облегчает дальнейшую обработку или передачу сигнала, а на выходе всей системы этот сигнал может быть преобразован снова в непрерывное распределение  $r(x, y)$ , например, в картину на экране системы отображения, воспринимаемую визуально.

После предварительной фильтрации в электронном тракте обычно происходит выборка значений сигнала в отдельных равноотстоящих (на  $X, Y$ ) точках поля, т.е. его дискретизация по координатам  $(x, y)$  и квантование по уровню (на  $k$  уровней), что упрощает дальнейшую обработку и передачу по каналам связи данных о состоянии поля  $L(x, y)$ . Плотность этих данных при  $k=2^n$  (при передаче  $\eta$  битов сигнала) определяется в бит на метр в минус второй степени как

$$h = \frac{1}{XY} \log_2 k = \frac{\eta}{XY}. \quad (10.7)$$

Во многих ОЭП пространственная выборка осуществляется при сканировании или с помощью многоэлементных приемников излучения (МПИ) одновременно с преобразованием оптических сигналов в электрические.

Если спектр сигнала, подвергаемого выборке, содержит гармоники, превышающие  $1/2$  от частоты выборки, то спектр сигнала после выборки обогащается побочными гармониками, т.е. изображение после восстановления искажается. Иначе говоря, частота выборки должна, как минимум, вдвое превышать максимальную частоту в спектре обрабатываемого (передаваемого) сигнала, чтобы при выборке не воз-

никали искажения спектра этого сигнала, т.е. обрабатываемый сигнал не должен содержать в своем спектре гармоник, больших  $\omega_N$  — частоты Найквиста (см. § 7.10).

При выборке, осуществляемой в ОЭС, изменяется не только спектр полезного сигнала, но и спектр шума. Приближенное выражение для среднего квадратического значения шума, возникающего при квантовании аналогового сигнала, имеет вид:

$$\sigma_{\text{кв}} = \sigma \left[ 1 + \frac{(q\sigma)^2}{12} \right]^{1/2},$$

где  $\sigma$  — среднее квадратическое значение шума на входе квантующего звена;  $q$  — наименьшее значение бита квантования (уровня квантования). Эта формула, строго говоря, справедлива для случаев, когда  $q/\sigma \leq 2$ .

Последней ступенью обработки информации часто является реконструкция непрерывного (аналогового) изображения из дискретизированного и квантованного сигнала  $r_{\text{дк}}(x, y, X, Y, k)$  или из его спектра  $S_{\text{дк}}(\omega_x, \omega_y, X, Y, k)$ . Спектр на выходе равен

$$R(\omega_x, \omega_y) = S_{\text{дк}}(\omega_x, \omega_y, X, Y, k) \tau_{\text{в}}(\omega_x, \omega_y),$$

где  $\tau_{\text{в}}(\omega_x, \omega_y)$  — частотная характеристика реконструирующего фильтра, полоса пропускания которого может быть выбрана из условия

$$\tau_{\text{в}}(\omega_x, \omega_y) = \begin{cases} 1 & \text{при } |\omega_x| < \frac{\pi}{X}; |\omega_y| < \frac{\pi}{Y} \\ \zeta & \text{других } \omega_x \text{ и } \omega_y. \end{cases}$$

Спектр сигнала, прошедшего звено, осуществляющее восстановление, после фильтрации можно записать (в одномерном представлении) в виде

$$\begin{aligned} R(\omega) &= \tau_{\text{в}}(\omega) \sum_{n=0}^{\infty} S_0(n\omega_{\text{выб}} \pm \omega) = \\ &= \tau_{\text{в}}(\omega) S_0(\omega) + \tau_{\text{в}}(\omega) \sum_{n=0}^{\infty} S_0(n\omega_{\text{выб}} \pm \omega), \end{aligned}$$

где  $\tau_{\text{в}}(\omega)$  — частотная характеристика восстанавливающего звена;  $S_0(\omega)$  — спектр первоначального сигнала (оригинала);  $\omega_{\text{выб}}$  — частота выборки;  $n\omega_{\text{выб}}$  — частоты, кратные  $\omega_{\text{выб}}$ , которые искажают спектр восстановленного сигнала. Второе слагаемое правой части описывает иска-

жение первоначального сигнала.

Энергетический спектр шума после выборки и реконструкции (восстановления) сигнала определяется как

$$W_{\text{вых}}(\omega) = |\tau_{\text{в}}(\omega)|^2 W_{\text{вх}}(\omega) + |\tau_{\text{в}}(\omega)|^2 \sum_{n=0}^{\infty} W_{\text{вх}}(n\omega_{\text{выб}} \pm \omega),$$

где  $W_{\text{вх}}$  — спектральная плотность мощности шума на входе реконструирующего фильтра с частотной характеристикой  $\tau_{\text{в}}(\omega)$ .

Из простейшего анализа этого выражения ясно, что для уменьшения дополнительной составляющей шума, возникающей при выборке, недостаточно предварительной (до реконструкции) фильтрации. Нужно вводить дополнительный фильтр с частотой среза, близкой к частоте Найквиста, чтобы «отсечь» второе слагаемое в правой части последней формулы.

Эквивалентная полоса шумов обратно пропорциональна времени накопления зарядов  $\tau_{\text{н}}$  на элементах МПИ, осуществляющих выборку. Часто принимают

$$\Delta f_{\text{э}} = \frac{1}{2\tau_{\text{н}}}.$$

Среднее квадратическое значение шума, образующегося при выборке, зависит от разброса амплитуды сигнала от выборки к выборке и обратно пропорционально корню квадратному из времени накопления.

Если считать, что сигнал  $L(x, y)$  и шум  $u_{\text{ш}}(x, y)$  являются независимыми гауссовыми случайными процессами и описываются соответственно спектрами мощности (энергетическими спектрами Хинчина - Винера)  $W_L(\omega_x, \omega_y)$  и  $W_{\text{ш}}(\omega_x, \omega_y)$ , а аддитивный шум квантования — спектром мощности  $W_k(k, X, Y)$ , то в соответствии с (2.11) для плотности информации, содержащейся в восстановленном изображении, можно записать следующее выражение:

$$I_0 = \frac{1}{2} \int_{-\pi/X}^{\pi/X} \int_{-\pi/Y}^{\pi/Y} \log_2 \left[ \frac{W_s(\omega_x, \omega_y)}{W_n(\omega_x, \omega_y, X, Y) + W_{\text{швых}}(\omega_x, \omega_y, X, Y) + W_k(k, X, Y)} \right] d\omega_x d\omega_y. \quad (10.8)$$

Здесь энергетический спектр сигнала  $W_s$  и другие энергетические спектры ( $W_n$ ,  $W_{\text{швых}}$ ,  $W_k$ ) приведены к одной и той же точке, например к выходу приемника излучения. Тогда

$$W_s(\omega_x, \omega_y) = K_c^2 W_L(\omega_x, \omega_y) |G(\omega_x, \omega_y)|^2, \quad (10.9)$$

где  $K_c = \frac{\pi}{4} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 q_g \int_0^{\infty} L(\lambda) \tau_0(\lambda) s(\lambda) d\lambda$ ;  $\frac{D}{f'}$  — относительное отверстие

объектива системы;  $q_g$  — площадь полевой диафрагмы, определяющей мгновенное угловое поле системы, например, площадь чувствительного слоя приемника излучения, установленного в фокальной плоскости объектива;  $L(\lambda)$  — спектральное распределение яркости поля;  $\tau_0(\lambda)$  — спектральный коэффициент пропускания оптической системы;  $s(\lambda)$  — спектральная чувствительность приемника;  $G(\omega_x, \omega_y)$  — оптическая передаточная функция объектива (см. § 10.4).

Член

$$W_n(\omega_x, \omega_y, X, Y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} W_s \left( \omega_x - \frac{2\pi m}{X}, \omega_y - \frac{2\pi n}{Y} \right) \quad (10.10)$$

где  $(m, n) \neq (0, 0)$ , учитывает искажение изображения вследствие наложения спектров, т.е. появление ложных низкочастотных составляющих в спектре дискретизированного сигнала (см. § 7.10).

Искажения, вызванные  $u_{\text{ш}}$  с дисперсией  $\sigma_{\text{ш}}^2$ , часто можно считать равномерно распределенными по полосе пространственных частот  $(2\pi/X, 2\pi/Y)$ , и тогда

$$W_{\text{швых}}(\omega_x, \omega_y, X, Y) = XY \sigma_{\text{ш}}^2 / 4\pi^2. \quad (10.11)$$

Часто предполагают, что: 1) выборки сигнала  $s(x, y)$  линейно квантуются на  $k$  уровней; 2) сигнал распределен в интервале квантования с равномерной плотностью вероятности; 3) ошибки квантования в разных выборках некоррелированы; 4) диапазон квантования сигнала равен  $2c\sigma_s$ , так что уровни квантования имеют одинаковый шаг  $2c\sigma_s/k$ , где  $\sigma_s = K_c \sigma_L$ , а постоянная  $c$  связывает динамический диапазон флуктуаций яркости  $L$  со средним квадратическим значением  $\sigma_L$  с диапазоном линейного квантования. При этих предположениях можно записать

$$W_k(k, X, Y) = XY (K_c \sigma_L / k)^2 / 4\pi^2. \quad (10.12)$$

$$I_0 = \frac{1}{2} \int_{-\pi/X}^{\pi/X} \int_{-\pi/Y}^{\pi/Y} \log_2 \left\{ 1 + \frac{A}{B} \right\} d\omega_x d\omega_y \quad (10.13)$$

где  $A = W_L(\omega_x, \omega_y) |G(\omega_x, \omega_y)|^2$ ,

$$B = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} W_L \left( \omega_x - \frac{2\pi m}{X}, \omega_y - \frac{2\pi n}{Y} \right) \times \\ \times \left| G \left( \omega_x - \frac{2\pi m}{X}, \omega_y - \frac{2\pi n}{Y} \right) \right|^2 + XY \left( \frac{2\pi K_c \sigma_L}{\sigma_w} \right)^{-2} + \frac{XY k^{-2}}{4\pi^2}$$

$W_L(\omega_x, \omega_y) = \sigma_L^{-2} W_L(\omega_x, \omega_y)$  — приведенный к дисперсии яркости  $L$  спектр плотности мощности наблюдаемого поля.

Критерием качества рассматриваемой системы передачи информации может служить отношение  $I_0/h$ , где  $h$  определяется в соответствии с (10.7). Это отношение аналогично понятию «относительная энтропия» или «информационная эффективность». Верхним пределом  $I_0/h$  является единица, и он достигается при следующих условиях: в пределах полосы пропускания системы спектр мощности  $L(x, y)$  остается постоянным; оптическая передаточная функция системы является идеальной (прямоугольной); шаг квантования гораздо больше уровня шума в электронном тракте. При соблюдении этих условий  $I_0 \approx h$ .

Подставляя в (10.13) значения отдельных входящих в него функций, пути определения или примеры которых указаны в §§ 2.2, 2.4, 10.4 и др., можно оценить качество конкретной оптико-электронной системы.

### 10.3. Структурная схема оптико-электронной системы обнаружения

Простейшая структурная схема оптико-электронной системы обнаружения представлена на рис. 10.3. Сигнал  $u_{\text{вых}}(t)$  с выхода УПТ поступает на блок сравнения БС, где он сравнивается по амплитуде с некоторым пороговым значением  $u_0(t)$ . При  $u_{\text{вых}}(t) \geq u_0(t)$  индикатор об-

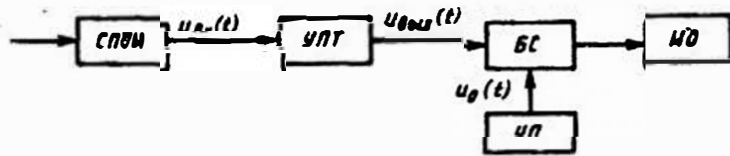


Рис. 10.3. Структурная схема оптико-электронной системы обнаружения: СПОИ — система первичной обработки информации; УПТ — усилительно-преобразовательный тракт; БС — блок сравнения; УП — устройство задания порога обнаружения; ИО — индикатор обнаружения

наружения ИО выдает команду «Сигнал есть», при  $u_{\text{вых}}(t) < u_0(t)$  — команду «Сигнала нет».

Вероятность правильного обнаружения в такой системе при многократном сканировании поля определяется числом превышений  $u_{\text{вых}}(t)$  над  $u_0(t)$ . Частота появления ложных тревог зависит от средней скорости выдачи команд «Сигнал есть» при превышении сигнала от помех над  $u_0(t)$ .

Если основным видом помех является шум, возникающий при просмотре (сканировании, анализе) углового поля, перекрываемого пестрым фоном, то среднее число  $m$  пересечений случайным сигналом  $u_{\text{вых}}(t)$  порогового уровня  $u_0$  за время  $T$  будет  $m_j(0, T) = \dot{m}_j T$ . В соответствии с распределением Райса скорость этих пересечений

$$\dot{m}_j = \dot{m}_{j0} \exp(-z^2/2).$$

Здесь

$$\dot{m}_{j0} = \left[ \frac{1}{\Delta\omega} \int_0^{\infty} \omega^2 |K_2(j\omega)|^2 d\omega \right]^{1/2}; \quad \Delta\omega = \int_0^{\infty} |K_2(j\omega)|^2 d\omega;$$

$K_2(j\omega)$  — частотная характеристика УПТ (рис. 10.3);  $z = (u_0 - m_j)/\sigma_u$ ;  $m_u$  и  $\sigma_u$  — соответственно математическое ожидание (среднее значение) и дисперсия сигнала  $u_{\text{вых}}(t)$ .

В случае неоднородного по угловому полю ОЭП «пестрого» фона сигнал  $u_{\text{вых}}(t)$  описывается нестационарной случайной функцией, т.е.  $m_u$  и  $\sigma_u$  являются функциями времени и

$$m_j(0, T) = \int_0^T \dot{m}_j(t) dt.$$

Порог  $u_0(t)$  целесообразно изменять в зависимости от уровня помех и шумов, имеющих место в системе, т.е. прибор должен адаптироваться к изменяющимся условиям работы. Одна из возможных схем такой адаптации представлена на рис. 10.4.

Здесь используется линия задержки ЛЗ с постоянной времени  $\tau_3$  и частотной характеристикой  $\exp(-j\omega\tau_3)$ , а также усилитель-фильтр УФ с частотной характеристикой, которая немного сдвинута вниз по шкале частот относительно частотной характеристики УПТ.

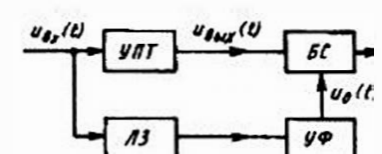


Рис. 10.4. Схема адаптации порога срабатывания  $u_0(t)$

Выбирая надлежащие значения параметров УФ, можно изменять  $u_0(t)$  по следующему закону:

$$u_0(t) = m_u(t) + c_z \sigma_u(t),$$

где  $m_u(t)$  и  $\sigma_u(t)$  — зависимости соответственно  $m_u$  и  $\sigma_u$  от времени;  $c_z$  — некоторая постоянная, подбираемая или рассчитываемая. Так, иногда выбирают  $c_z = z$ .

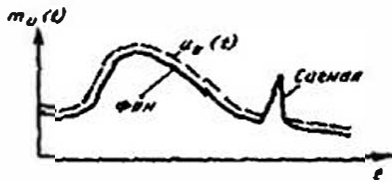


Рис. 10.5. Изменение порога обнаружения  $u_0(t)$  при изменении во времени среднего уровня фона

Сглаживание сигнала  $u_{\text{вых}}(t)$  позволяет адаптировать порог  $u_0$  так, чтобы сравнительно медленное изменение сигнала от фона изменяло уровень  $u_0$ . Но этот уровень практически не изменяется при приходе короткого импульса от источника полезного сигнала (см. рис. 10.5).

Еще одна схема адаптации порога  $u_0$ , основанная на использовании временной задержки и интегрирования

(см. §§ 8.1 и 11.9), представлена на рис. 10.6. Её реализация возможна не только в системе вторичной обработки информации ОЭП, но и в схеме включения приемника излучения, например при использовании многоэлементных приемников и ПЗС. Входной сигнал  $U_{\text{вх}}(t)$  проходит сначала одну группу (1, ..., n) последовательно включенных линий задержек ЛЗ, после чего проходит в УЛП с частотной характеристикой  $K_2(j\omega)$ , а также во вторую группу линий задержек (n+1, ...,

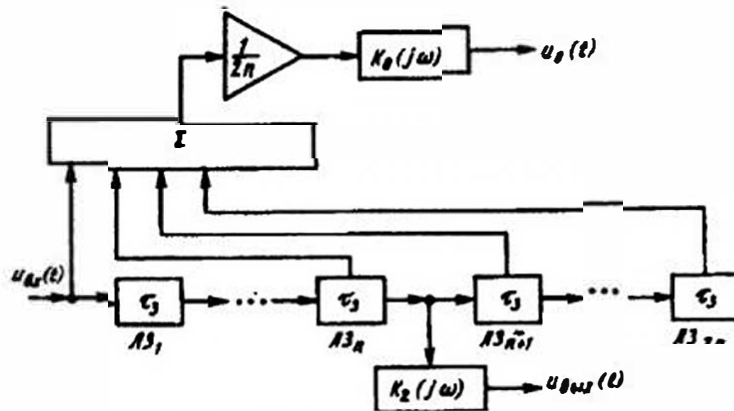


Рис. 10.6. Схема адаптации порога обнаружения с использованием линии задержки и интегратора

2n). Со всех линий задержек сигнал поступает на общий сумматор  $\Sigma$  (интегратор), затем усредняется ( $1/2n$ ), усиливается и фильтруется надлежащим образом, что позволяет получить сглаженный порог  $u_0(t)$ .

### 10.4. Оптическая система как линейный фильтр (преобразование Фурье в некогерентной оптической системе)

При рассмотрении структурных схем ОЭП, а также оценке качества ОЭП с точки зрения обнаружения излучателя на фоне помех или измерения параметров излучателя наиболее удобно отдельные звенья прибора представлять в виде линейных фильтров. В этом случае процессы преобразования сигналов, разнородных по своей физической природе, в различных звеньях ОЭП достаточно полно и строго описываются с помощью единого математического аппарата, принятого в общей теории автоматического управления и следящих систем. С этой целью рассмотрим прежде всего правомерность представления оптической системы в виде линейного фильтра. Рассмотрим случай некогерентного излучения, т.е. некогерентную оптическую систему.

Процесс образования изображения точечного объекта (некогерентного монохроматического излучателя), имеющего координаты  $(x_0, y_0)$  в плоскости объектов (предметной плоскости), иллюстрирует рис. 10.7. Идеальное изображение этой точки в плоскости изображений имеет координаты  $(x'_0, y'_0)$ . По ряду причин (вследствие aberrаций, расфокусировки, дифракции) реальное изображение занимает некоторую область вокруг этой точки. Если aberrации оптической системы ОС меняются медленно по угловому полю, т.е. для различных точек поля остаются практически постоянными (изопланатическая система), то функцию, описывающую распределение освещенности в плоскости изображения, можно представить в виде

$$g(x' - \beta x_0, y' - \beta y_0) = g(x' - x'_0, y' - y'_0),$$

где  $\beta$  — линейное увеличение системы;  $x'_0 = \beta x_0, y'_0 = \beta y_0$  — координаты идеального изображения (приведенные координаты объекта). В общем случае функция  $g$  оптической системы нестационарна, так как для разных зон поля закон распределения освещенности в изображении одного и того же объекта (точки) меняется при изменении полевых aberrаций.

Входным сигналом для рассматриваемой системы является распределение яркости в пространстве объектов. С учетом однозначной связи между координатами в плоскости объектов и координатами в плоскости изображения функцию яркости объекта можно представить

в виде функций приведенных к плоскости изображения координат, т.е. как  $L(x'_0, y'_0)$ . Действительно, при постоянстве увеличения  $\beta$  (соблюдается условие синусов) каждому направлению  $(\alpha, \gamma)$  в пространстве объектов (яркость есть функция направления) соответствует только одна точка в плоскости изображения. Но этому же направлению (см.

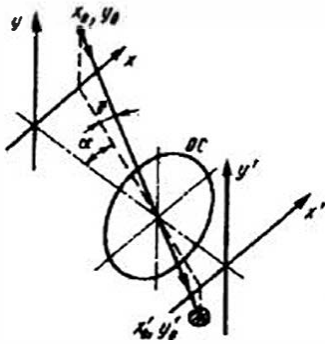


рис. 10.7) соответствует и одна точка в плоскости объекта. Таким образом, связь между координатами в рассматриваемых плоскостях однозначна и определяется только линейным или угловым увеличениями системы.

Следует указать, что в данном случае не принимается во внимание зависимость яркости от времени и длины волны, а, кроме того, все рассмотрение относится к интенсивности (мощности) электромагнитного колебания, но не к его амплитуде.

Приняв, что яркость объекта  $L$  связана с освещенностью его изображения  $E$

через постоянные, не зависящие от  $x'$  и  $y'$  множители, т.е.

$$E = \pi L \tau_0 \sin^2 \sigma',$$

где  $\tau_0$  — коэффициент пропускания, учитывающий ослабление потока на пути его распространения от плоскости объекта до плоскости изображения;  $\sigma'$  — задний апертурный угол системы, и повторив все рассуждения, приведенные при выводе формулы (2.8), для случая двумерных функций можно получить выражение освещенности в произвольной точке плоскости изображений. Для этого разобьем плоскость объекта на элементарные участки, т.е. представим объект в виде совокупности точечных излучателей. Тогда освещенность, создаваемая точечным излучателем  $(x_0, y_0)$  в произвольной точке  $(x', y')$  плоскости изображений, определяется выражением

$$\pi \tau_0 \sin^2 \sigma' L(x'_0, y'_0) g(x' - x'_0, y' - y'_0).$$

Представляя освещенность в изображении объекта с конечными размерами в виде суммы (интеграла) освещенностей от каждой его точки, т.е. считая систему линейной, закон распределения освещенности для случая некогерентного источника можно записать в следующем виде:

$$E(x', y') = \pi \tau_0 \sin^2 \sigma' \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} L(x'_0, y'_0) g(x' - x'_0, y' - y'_0) dx'_0 dy'_0. \quad (10.14)$$

Полученное выражение является сверткой функции  $L(x'_0, y'_0)$ , описывающей распределение яркости объекта, и импульсной характеристики оптической системы  $g(x' - x'_0, y' - y'_0)$ , которая представляет собой закон распределения освещенности в изображении точечного объекта, т.е. реакцию оптической системы на двумерную дельта-функцию.

Формула (10.14) действительна только при соблюдении условия изопланатизма, поскольку лишь в этом случае выполняется условие стационарности системы, т.е. закон распределения освещенности  $g(x' - x'_0, y' - y'_0)$  должен оставаться постоянным при переходе от одной точки объекта к другой во всей области интегрирования. На практике для большинства систем это соблюдается при малых угловых полях или в пределах малых зон углового поля. Следует также отметить, что приведенный вывод действителен при условии, что начала систем координат в плоскостях объектов и изображений являются сопряженными точками. Пределы интегрирования (10.14) часто определяются на практике границами объекта, т.е. пределами действительных значений  $L(x'_0, y'_0)$  или угловым полем системы.

Применяя к (10.14) теоремы о спектре свертки и о линейности преобразования Фурье, получаем

$$E(j\omega_x, j\omega_y) = \pi \tau_0 \sin^2 \sigma' L(j\omega_x, j\omega_y) G(j\omega_x, j\omega_y), \quad (10.15)$$

где  $E(j\omega_x, j\omega_y)$ ,  $L(j\omega_x, j\omega_y)$ ,  $G(j\omega_x, j\omega_y)$  — пространственно-частотные спектры функций  $E(x', y')$ ,  $L(x'_0, y'_0)$ ,  $g(x' - x'_0, y' - y'_0)$  соответственно, т.е. их преобразования Фурье

$$E(j\omega_x, j\omega_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x', y') \exp[-j(\omega_x x' + \omega_y y')] dx' dy'; \quad (10.16)$$

$$L(j\omega_x, j\omega_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} L(x'_0, y'_0) \exp[-j(\omega_x x'_0 + \omega_y y'_0)] dx'_0 dy'_0; \quad (10.17)$$

$$G(j\omega_x, j\omega_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x' - x'_0, y' - y'_0) \exp[-j(\omega_x x' + \omega_y y')] dx' dy'. \quad (10.18)$$

Часто удобнее оперировать нормированной функцией  $E(x', y')$ , которая образуется делением (10.14) на  $\pi \tau_0 \sin^2 \sigma'$ . В этом случае

$$E(j\omega_x, j\omega_y) = L(j\omega_x, j\omega_y) G(j\omega_x, j\omega_y).$$

Функцию  $G(j\omega_x, j\omega_y)$  называют пространственно-частотной характеристикой оптической системы, а также оптической передаточной функцией (ОПФ).

Формулы (10.16) — (10.18) можно представить в виде функций векторных величин  $\vec{\rho}$  и  $\vec{\omega}_\rho$ , например

$$\begin{aligned} E(j\vec{\omega}_\rho) &= L(j\vec{\omega}_\rho)G(j\vec{\omega}_\rho), \\ L(j\vec{\omega}_\rho) &= \int_{-\infty}^{\infty} L(\vec{\rho}) \exp(-j\vec{\omega}_\rho \vec{\rho}) d\vec{\rho}, \\ G(j\vec{\omega}_\rho) &= \int_{-\infty}^{\infty} g(\vec{\rho}) \exp(-j\vec{\omega}_\rho \vec{\rho}) d\vec{\rho}. \end{aligned} \quad (10.19)$$

причем  $|\vec{\omega}_\rho| = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}$ ;  $|\vec{\rho}| = \sqrt{x^2 + y^2}$ ;  $\vec{\theta}_\rho$  — область значений вектора  $\vec{\rho}$ .

На практике в качестве аргумента ОПФ чаще всего используют циклические пространственные частоты  $f_\rho$ ,  $f_x$ ,  $f_y$ , измеряемые в «периодах на единицу угла» (например, мрад<sup>-1</sup>) или в «периодах на единицу длины» (например, мм<sup>-1</sup>).

В общем случае ОПФ описывается своим модулем, который часто называют частотно-контрастной характеристикой (ЧКХ), описывающим изменение контраста в изображении синусоидальной миры при изменении пространственной частоты миры (т.е. её периода). В свою очередь, фазо-частотная характеристика (ФЧХ), определяемая экспоненциальным сомножителем при  $G(j\omega_x, j\omega_y)$  (см. § 2.1 о применении теоремы запаздывания к формуле 10.18) описывает смещение реального изображения этой миры относительно её идеального изображения. Для хорошо скоррегированных объективов с небольшими относительными отверстиями ФЧХ мало отличаются от нуля.

Формальная применимость преобразования Фурье к функциям, описывающим структуру объекта и изображения, вполне объяснима, если представить себе рассматриваемую пространственную структуру (объект или изображение) как результат сложения отдельных гармонических составляющих.

Оптическую передаточную функцию иногда рассматривают как совокупность двух составляющих, одна из которых определяется дифракцией —  $G_{\text{диф}}(f_\rho)$ , а другая —  $G_{\text{аб}}(f_\rho)$  — аберрациями реальной системы, т.е. принимают

$$G(f_\rho) = G_{\text{диф}}(f_\rho)G_{\text{аб}}(f_\rho).$$

Однако, для многих систем, работающих в видимой, УФ и ближней ИК областях спектра, обычно

$$G(f_\rho) = G_{\text{аб}}(f_\rho).$$

Часто на практике используют простейшее представление функции рассеяния точки  $g(\vec{\rho})$ , а именно, в виде гауссоиды с круговой симметрией

$$g(\vec{\rho}) = \exp(-\vec{\rho}^2/2\sigma^2)$$

причем

$$\sigma = \frac{R}{\sqrt{2 \ln [1/(1-p)]}},$$

где  $R$  — радиус кружка рассеяния, в пределах которого содержится заданный процент потока  $p$ , образующего изображение кружка рассеяния. Задаваясь  $p$ , легко найти для заданного или рассчитанного  $R$  значение  $\sigma$ , например, для  $p = 0,85$  (85%)  $\sigma = 0,5R$ . Для такой гауссоиды ОПФ имеет вид

$$G(f_\rho) = \exp(-2\pi^2\sigma^2 f_\rho^2) \quad (10.20)$$

Иногда параметр  $\sigma$  выражают через размер  $\eta_{\text{аб}}$  аберрационного кружка рассеяния (в радианах):  $\sigma = 2,07\eta_{\text{аб}} + 0,009\eta_{\text{аб}}^2 - 0,42\eta_{\text{аб}}^3$ .

Для дифракционно-ограниченной (идеальной, т.е. безаберрационной) оптической системы с входным зрачком размером  $D \times D$  квадратной формы при рабочей длине волны  $\lambda$  и  $\lambda f_x/D \leq 1$  модуль ОПФ

$$G_{\text{диф}}(f_x) = 1 - \frac{\lambda f_x}{D},$$

а для зрачка круглой формы диаметром  $D$  при  $\lambda f_\rho/D \leq 1$

$$G_{\text{диф}}(f_\rho) = \frac{2}{\pi} \left\{ \arccos\left(\frac{\lambda f_\rho}{D}\right) - \frac{\lambda f_\rho}{D} \left[ 1 - \left(\frac{\lambda f_\rho}{D}\right)^2 \right]^{1/2} \right\}$$

При  $\lambda f_\rho/D \leq 0,6$  последнее выражение приближенно равно  $G(f_\rho) \approx 1 - 1,21\lambda f_\rho/D$ .

В этих формулах  $\lambda$  — средняя длина волны в спектральном рабочем диапазоне  $\lambda_1 \dots \lambda_2$  и  $f_x, f_\rho$  — пространственные частоты.

При некогерентном освещении в широком спектральном диапазоне  $\lambda_1 \dots \lambda_2$  — ОПФ оптической системы имеет вид

$$G(f_\rho) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} G(f_\rho, \lambda) d\lambda.$$

однако, для ряда диапазонов, например, для 3...5 мкм и 8...14 мкм, различие между точными расчетами и расчетами для монохрома-

тического излучения обычно незначительно.

Поскольку с ростом пространственной частоты контраст даже для идеальной безабберационной системы падает, оптическую систему называют фильтром низких пространственных частот.

Методика вычисления  $G_{\alpha\delta}(j\omega_x)$  является одним из разделов современных курсов прикладной оптики. Известен способ вычисления ОПФ  $G_{\alpha\delta}(j\omega_x)$ , основанный на использовании преобразования Фурье функции, описывающей распределение освещенности в изображении точечного источника. Некоторые способы вычисления базируются на определении автокорреляционной функции зрачка при известном распределении комплексной амплитуды световой волны по выходному зрачку.

Иногда удобно рассматривать ОПФ или ЧКХ как произведение нескольких составляющих, которые учитывают специфику работы конкретной оптической системы. Например, ОПФ системы, учитывающая не только aberrации ( $G_{\alpha\delta}$ ), но и возможные расфокусировку ( $G_{\text{рф}}$ ), погрешности изготовления ( $G_{\text{из}}$ ), т.е. отклонения реальных параметров оптических деталей от расчетных, влияние внешней среды ( $G_{\text{в.с.}}$ ), может быть представлена в линейном приближении как

$$G(f_x) = G_{\alpha\delta}(f_x)G_{\text{рф}}(f_x)G_{\text{из}}(f_x)G_{\text{в.с.}}(f_x). \quad (10.21)$$

В ряде случаев в правую часть (10.21) в качестве сомножителей добавляют характеристики, учитывающие и другие факторы, например смаз изображения, происходящий при взаимном перемещении ОЭП и наблюдаемого объекта или вибрациях —  $G_{\text{см}}(f_x)$ , или размытие изображения, возникающее из-за аэродинамического нагрева защитного стекла (обтекателя) и возникновение скачка уплотнения перед ним —  $G_{\text{сч}}(f_x)$ .

В качестве примера ниже приведены выражения для модулей отдельных составляющих одномерной ОПФ, заимствованные из [40]:

Составляющая ОПФ	Приближенная формула для расчета
$G_{\text{из}}$	$1 - \alpha f_x$
$G_{\text{в.с.}}$	$\exp\left[-4(\pi f' \varepsilon_{\tau\alpha} f_x)^2\right]$
$G_{\text{рф}}$	$2J_1(A_{\text{рф}})/A_{\text{рф}}$
$G_{\text{см}}$	$\left[\text{sinc}\left(\theta \tau_{\text{и}} f' i f_x\right)\right]^{1/2}$

$$G_{\text{сч}} = \exp\left\{-4\left[\frac{\pi s}{\lambda}\right]^2 \frac{2f_x^2}{\left(\frac{d}{10\lambda f'}\right)^2 + 2f_x^2}\right\}$$

Здесь приняты следующие обозначения:  $\alpha$  — коэффициент, учитывающий влияние наклонов, децентрировки, качество оптических поверхностей и т.п. и задаваемый или определяемый при расчете оптической системы;  $f_x$  — пространственная частота, период/мм;  $f'$  — фокусное расстояние, мм;  $\varepsilon_{\tau\alpha}$  — коэффициент, зависящий от термоаббераций оптической системы (от средней квадратической погрешности волнового фронта, вызванной термоабберациями) и вычисляемый в процессе расчета оптической системы;  $J_1(\cdot)$  — функция Бесселя первого рода первого порядка;  $A_{\text{рф}} = \pi \Delta_{\text{рф}} f_x (1 - \lambda K_x)/K$ ;  $\Delta_{\text{рф}}$  — значение расфокусировки, мм;  $\lambda$  — длина волны излучения, мм;  $K$  — диафрагменное число;  $\text{sinc}(z) = \sin(\pi z)/\pi z$ ;  $\theta$  — скорость смаза, рад/с;  $\tau_{\text{и}}$  — время одного цикла задержки и интегрирования сигнала в схеме его обработки, с;  $i$  — число таких циклов;  $s \approx 3 \cdot 10^{-6} d_{\text{р.стн}} \cdot M^2 / (1 + 0,1M^2)$ ;  $d$  — толщина скачка уплотнения, мм;  $\rho_{\text{стн}}$  — плотность атмосферы, приведенная к плотности на уровне моря;  $M$  — число Маха.

Формула для  $G_{\text{см}}(f_x)$ , приведенная выше, справедлива для случая, когда выбираемая частота обработки сигнала меньше частоты любого изменения вектора скорости, определяющего смаз.

В заключение можно кратко рассмотреть особенности оптической системы как линейного пространственного фильтра, отличающие ее от электронных (временных) линейных фильтров.

Основной особенностью оптической системы как фильтра пространственных частот является двумерность преобразований, совершаемых с его помощью. (Возможно и трехмерное преобразование, например по двум линейным координатам и по длине волны спектра излучения.)

В оптических системах аргументы функций  $g(x' - x'_0, y' - y'_0)$  отсчитываются в обе стороны от начала координат, т.е. они могут быть и положительными, и отрицательными. В электронных фильтрах условием физической осуществимости всегда является временное запаздывание выходного сигнала по отношению к входному, т.е. аргумент (время) всегда положителен. В некогерентных оптических системах фазовый сдвиг сигнала в пространстве иногда не принимается во внимание.



И, наконец, следует отметить возможную заметную нестационарность импульсной реакции оптических систем при несоблюдении условия изопланатизма.

### 10.5. Передаточная функция среды распространения излучения

Искажения фронта волны, идущей от точечного излучателя, при её распространении в рассеивающей или турбулентной среде приводят к размытию изображения излучателя. Этот процесс аналогичен процессу размытия изображения точечного излучателя в оптической системе (§ 10.4), и к нему можно в общих чертах применить приведенные выше рассуждения.

Одной из основных причин размытия является рассеяние на частицах среды, рассмотренное применительно к атмосфере в § 4.3. Влияние рассеивающей среды на параметры распространяющейся волны в отличие от влияния самой оптической системы приводит к случайным во времени искажениям фазовой поверхности волны. При конечном времени их осреднения оптическими приемниками мгновенное значение передаточной функции не будет отражать реальную картину. Временное осреднение для турбулентной среды приводит к разным результатам для очень больших и очень малых экспозиций. Это связано с наличием не только быстрых, но и медленных изменений положения оптических неоднородностей в среде.

При достаточно большом временном осреднении передача пространственных частот через систему «среда — прибор» количественно описывается произведением передаточных функций отдельно для среды и для прибора. При осреднении за малый промежуток времени получается более сложное выражение. Разделение передаточных функций для среды и прибора в этом случае не удастся, т.е. измеренная или вычисленная для малых экспозиций передаточная функция системы «среда — прибор» имеет различную зависимость от свойств среды для конкретных параметров оптической системы.

В [8] рассмотрен вопрос о частотной характеристике рассеивающих сред, которая описывается как

$$M(j\omega_x, j\omega_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} D(x, y) \exp[-j(\omega_x x + \omega_y y)] dx dy,$$

причем  $D(x, y)$  — функция рассеивания, описывающая распределение освещенности в плоскости изображения точечного источника. Сложность определения частотной характеристики среды состоит прежде

всего в том, что трудно отделить ее от частотной характеристики оптической системы, строящей изображение точечного источника. Как показано в [8], такое разделение возможно для случая однократного рассеяния в однородной среде при параллельных (на входе в рассеивающую среду) пучках. При угловых полях приемной оптико-электронной системы в несколько градусов и менее для параметра  $M_i$  (см. § 4.3)  $\rho_{M_i} = (2\pi a_c/\lambda) \gg 1$ , т.е. для больших рассеивающих частиц (туман, облака, дождь), и достаточно большом диапазоне пространственных частот нормированная частотная характеристика однородной среды в одномерном представлении

$$\frac{|M(j\omega_x)|}{M(0)} = \frac{1}{\sqrt{1 + k^2 \omega_x^2}}, \quad (10.22)$$

где  $k = f'/\rho_{M_i}$ ;  $f'$  — фокусное расстояние объектива приемной системы.

При многократном рассеянии эта формула действительна для оптических толщ  $T_a = \alpha_a l \leq 2.5$ . В видимом диапазоне, когда показатель рассеяния  $\alpha_a = 3.9/S_m$ , максимальное расстояние, для которого действительна формула (10.22), определяется как  $l_{max} \leq 0.6S_m$ .

Из (10.22) следует, что влияние оптической системы все же сказывается на виде функции  $M(j\omega_x)$ , так как величина  $k$  зависит от  $f'$ .

Формула (10.22) хорошо согласуется с экспериментальными данными по исследованию не только рассеивающей, но и турбулентной атмосферы; в последнем случае вместо  $\rho_{M_i}$  в формулу для  $k$  следует подставлять  $\rho_s = \pi d_s/\lambda$ , где  $d_s$  — диаметр оптических неоднородностей, обуславливающих турбулентность.

В [29] рассмотрена связь оптической передаточной функции атмосферы с параметрами, определяющими ее турбулентность. Если в идеальных условиях, когда существует лишь дифракция на входном зрачке приемной оптической системы, ее передаточная функция определяется как  $M_A(s)$ , то при наличии атмосферной турбулентности передаточная функция среды имеет вид

$$M(s) = M_A(s) \exp \left\{ -3.44 \left( \frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \left( \frac{s}{2} \right)^{5/3} \left[ 1 - \alpha \left( \frac{s}{2} \right)^{1/3} \right] \beta \right\}, \quad (10.23)$$

где  $s = 2\lambda f_x f'/D$  — нормированная пространственная частота;  $\lambda$  — длина волны излучения;  $f'$  — фокусное расстояние;  $f_x$  — пространственная частота (число периодов, входящих на 1 см);  $D$  — диаметр входного зрачка оптической системы;

$$r_0 = \left(\frac{6,88}{A}\right)^{3/5}; \quad A = 2,9 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \int_0^l C_n^2 dl;$$

$C_n^2$  — структурная постоянная показателя преломления;  $l$  — длина трассы, вдоль которой распространяется излучение. Постоянная  $\alpha \approx 1$  при  $D \geq \sqrt{\lambda l}$ , т.е. в «ближней зоне», и  $\alpha \approx 0,5$  при  $D \ll \sqrt{\lambda l}$ , т.е. в «дальней зоне». Постоянная  $\beta = 1$  при плоском фронте волны, падающей на входной зрачок, и  $\beta = 3/8$  при сферическом фронте.

Используя логарифмический масштаб, передаточную функцию атмосферы можно привести к виду

$$\ln \left( \frac{M_A(s)}{M(s)} \right) = \frac{57,2 D^{5/3} (s/2)^{5/3} [1 - \alpha (s/2)^{1/3}] \beta}{\lambda^2} \int_0^l C_n^2 dl. \quad (10.24)$$

Из выражений (10.23) и (10.24) следует, что передаточная функция турбулентной атмосферы зависит от параметров системы —  $D$ ,  $f'$  и  $\lambda$ , которые может выбирать разработчик. Для примера на рис. 10.8 приведены графики передаточной функции приземного слоя турбулентной атмосферы для трассы  $l = 13,3$  км при  $\int_0^l C_n^2 dl = 2,24 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{1/3}$ .

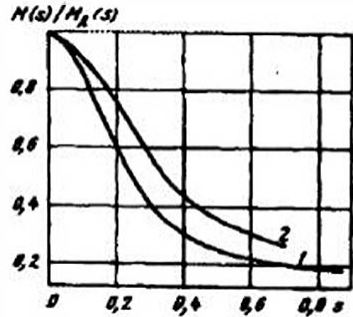


Рис. 10.8. Передаточные функции приземного слоя турбулентной атмосферы: 1 — при  $D = 89$  мм; 2 — при  $D = 178$  мм

Если время осреднения (экспозиции) достаточно велико и составляет десятые доли секунды и более, то выражение для  $M(s)$  несколько упрощается — в формулах (10.23) и (10.24) в правой их части исчезает член в квадратных скобках.

Так же, как и для  $C_n^2$ , для аналитического представления оптической передаточной функции атмосферы (функции передачи контраста) предложены выражения в виде регрессии, например вида [39]:

$$M(\omega) = A_1(\omega)t^4 + A_2(\omega)t^2 + B_1(\omega)a_{отн}^3 + B_2(\omega)a_{отн}^2 + B_3(\omega)a_{отн} + C_1(\omega)S_c^3 + C_2(\omega)S_c^2 + C_3(\omega)S_c + D, \quad (10.25)$$

где  $\omega$  — пространственная частота,  $\text{мрад}^{-1}$ ;  $A_1, A_2, \dots, D$  — коэффициенты регрессии на различных пространственных частотах (см. табл. 10.1);  $t$  — температура,  $^{\circ}\text{C}$ ;  $a_{отн}$  — относительная влажность, %;  $S_c$  — солнечная постоянная,  $\text{ккал}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{мин}^{-1}$ .

Вид передаточной функции атмосферы зависит от условий работы ОЭП. Так, если ОЭП ведет наблюдение «сверху вниз», например с больших высот на Землю, то можно воспользоваться следующим выражением [40]:

$$M(\omega_x)/M(0) = \exp[-4(\pi f' \delta \omega_x)^2],$$

где  $\delta = \psi(H \sin \beta)$ ;  $\psi$  — коэффициент, характеризующий состояние турбулентной атмосферы; при наблюдении с высот  $H$  более 7 км часто можно считать  $\psi = 5 \cdot 10^{-6} \dots 5 \cdot 10^{-5}$ ;  $\beta$  — угол между направлением на наблюдаемый объект и горизонтом.

Очевидно, что атмосфера является фильтром низких частот. Область пространственных частот, пропускаемых ею без искажений, не превышает обычно  $10^3$  периодов на радиан. Область частот, пропускаемых без искажений в атмосферных дымках и туманах, находится в более низкочастотном диапазоне, чем в случае турбулентной атмосферы.

Таблица 10. 1

Коэффициенты регрессии в формуле (10.25)

$\omega^{-1}$ , мрад	0,40	0,66	1,0	1,64	2,5
$A_1$	$6,25 \cdot 10^8$	$4,75 \cdot 10^8$	$2,61 \cdot 10^8$	$1,39 \cdot 10^8$	$1,62 \cdot 10^8$
$A_2$	$-1,27 \cdot 10^4$	$-1,03 \cdot 10^4$	$-5,94 \cdot 10^7$	$-3,12 \cdot 10^8$	$-3,09 \cdot 10^5$
$B_1$	$-2,84 \cdot 10^7$	$-2,98 \cdot 10^7$	$-1,17 \cdot 10^7$	$-7,77 \cdot 10^8$	$-3,19 \cdot 10^9$
$B_2$	$5,19 \cdot 10^5$	$5,35 \cdot 10^5$	$2,40 \cdot 10^5$	$1,53 \cdot 10^5$	$2,90 \cdot 10^4$
$B_3$	$-3,53 \cdot 10^3$	$-3,47 \cdot 10^3$	$-1,78 \cdot 10^3$	$-1,07 \cdot 10^3$	$-4,04 \cdot 10^4$
$C_1$	$1,04 \cdot 10^1$	$8,25 \cdot 10^2$	$1,19 \cdot 10^2$	$2,29 \cdot 10^2$	$3,63 \cdot 10^2$
$C_2$	$-1,71 \cdot 10^1$	$-1,39 \cdot 10^1$	$-2,48 \cdot 10^2$	$-2,27 \cdot 10^2$	$-5,88 \cdot 10^2$
$C_3$	$1,19 \cdot 10^1$	$1,06 \cdot 10^1$	$4,26 \cdot 10^2$	$1,38 \cdot 10^2$	$2,42 \cdot 10^2$
$D$	$7,17 \cdot 10^1$	$7,04 \cdot 10^1$	$6,56 \cdot 10^1$	$6,33 \cdot 10^1$	$6,19 \cdot 10^1$

### 10.6. Спектр детерминированного сигнала на выходе подвижного растрового анализатора

Как уже известно, система первичной обработки информации ОЭП состоит обычно из оптической системы, анализатора изображения,

приемника излучения и предварительного электронного усилителя. Анализатор может быть одним из элементов оптической системы, например растром, установленным в плоскости изображения. Часто функцию анализа выполняет сам приемник, например мозаичный приемник или ПЗС. В большинстве случаев анализатор можно представить в виде плоской фигуры, имеющей заданное по определенному закону распределение прозрачности (для растра) или чувствительности (для многоэлементного или позиционно-чувствительного приемника).

Обычно анализатор и изображение наблюдаемого поля перемещаются друг относительно друга в процессе анализа: или анализатор движется относительно неподвижного изображения (механически или путем последовательного опроса элементов приемника), или изображение сканирует по неподвижному растру. Скорость или частота этого перемещения, как правило, гораздо выше скорости или частоты изменения яркостной структуры наблюдаемого поля (полезного сигнала и помех).

В наиболее общем случае система координат, в которой строится оптическое изображение, и система координат, в которой удобно описывать распределение прозрачности или чувствительности анализатора, могут не совпадать. Могут не совпадать их начала, направления осей, одна из них может перемещаться по произвольному закону относительно другой. Однако довольно часто эти системы совпадают.

Наиболее подробно теория подвижных анализаторов изображения и ее приложения к обработке информации в оптических системах телегазании были изложены В. Л. Лёвшиным [13].

Рассмотрим сигнал, описываемый функцией яркости вида  $L(\vec{\rho})$ , приводимой к плоскости анализа (изображения) в виде распределения освещенности  $E(\vec{\rho})$ , где  $\vec{\rho}$  — радиус-вектор положения произвольной точки  $B$  изображения (рис. 10.9). Началом координат часто принимается точка  $O$  пересечения оптической оси объектива, строящего изображение, с плоскостью анализа  $(x, y)$ .

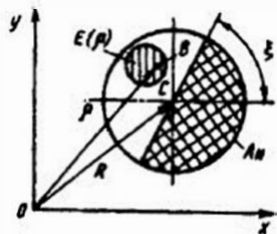


Рис. 10.9. Обобщенная схема, поясняющая принцип действия анализатора изображения

В системе координат, связанной с анализатором  $A_n$ , двумерная функция, описывающая «пропускание» (прозрачность или чувствительность) анализатора, зависит от угла его поворота  $\xi$  вокруг центра  $C$  как от параметра. Обозначим эту функцию как  $a_\xi(\vec{\rho}, R)$ , где  $R$  — радиус-вектор центра анализатора, т.е. начала системы координат, в которой описывается его пропускание.

Значение сигнала на выходе анализатора может быть получено интегрированием произведения освещенности  $E(\vec{\rho})$  на пропускание анализатора  $a_\xi(\vec{\rho}, R)$  по области действительных значений  $\vec{\rho}$ , т.е. площади перекрытия этих функций,

$$\Phi_\xi(R) = \int_{\vec{\rho}_0} E(\vec{\rho}) a_\xi(\vec{\rho}, R) d\vec{\rho}_0$$

где  $\vec{\rho}_0$  — область значений вектора  $\vec{\rho}$ .

Если происходит взаимное перемещение изображения и анализатора, описываемое, например, функциями  $R(t)$  и  $\xi(t)$ , то  $\Phi(t) = \Phi[R(T), \xi(t)]$  или

$$\Phi_\xi(t) = \int_{\vec{\rho}_0} E(\vec{\rho}) a_\xi[\vec{\rho} - R(t)] d\vec{\rho}_0 \quad (10.26)$$

Выразим двумерную функцию  $E(\vec{\rho})$  через ее спектр:

$$E(\vec{\rho}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\vec{\omega}_0} E(j\vec{\omega}_0) \exp(j\vec{\omega}_0 \vec{\rho}) d\vec{\omega}_0$$

и подставим это выражение в (10.26). Меняя порядок интегрирования, получаем

$$\Phi_\xi(t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\vec{\omega}_0} E(j\vec{\omega}_0) \int_{\vec{\rho}_0} a_\xi[\vec{\rho} - R(t)] \exp(j\vec{\omega}_0 \vec{\rho}) d\vec{\rho}_0 d\vec{\omega}_0$$

Внутренний интеграл с учетом теоремы запаздывания и свойства симметрии преобразования Фурье (см. § 2.1) можно представить как

$$\int_{\vec{\rho}_0} a_\xi[\vec{\rho} - R(t)] \exp(j\vec{\omega}_0 \vec{\rho}) d\vec{\rho}_0 = A_\xi^*(j\vec{\omega}_0) \exp[-j(-\vec{\omega}_0) R(t)]$$

Тогда сигнал на выходе анализатора

$$\Phi_\xi(t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\vec{\omega}_0} E(j\vec{\omega}_0) A_\xi^*(j\vec{\omega}_0) \exp[j\vec{\omega}_0 R(t)] d\vec{\omega}_0 \quad (10.27)$$

Спектр этого сигнала во временно-частотной форме

$$\Phi_{\xi}(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\xi}(t) \exp(-j\omega t) dt$$

с учетом (10.27) и изменения порядка интегрирования приобретает вид

$$\Phi_{\xi}(j\omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\theta_{\omega_p}} E(j\bar{\omega}_p) A_{\xi}^*(j\bar{\omega}_p) \int_{-\infty}^{\infty} \exp[j\bar{\omega}_p R(t) - j\omega t] dt d\theta_{\omega_p}. \quad (10.28)$$

Внутренний интеграл в (10.28) описывает ПЧХ закона развертки [13]:

$$D(j\bar{\omega}_p, j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp[j\bar{\omega}_p R(t) - j\omega t] dt.$$

С учетом последнего выражения (10.28) можно переписать как

$$\Phi_{\xi}(j\omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\theta_{\omega_p}} E(j\bar{\omega}_p) A_{\xi}^*(j\bar{\omega}_p) D(j\bar{\omega}_p, j\omega) d\theta_{\omega_p}. \quad (10.29)$$

Такое представление удобно для практики, так как в него отдельно входят ПЧХ неподвижного анализатора  $A_{\xi}(j\bar{\omega}_p)$  и ПЧХ закона развертки  $D(j\bar{\omega}_p, j\omega)$ .

Если закон анализа (закон взаимного относительного перемещения изображения и анализатора) периодичен с периодом  $T_0$ , т.е.  $R(t) = R(t + kT_0)$ , где  $k = 0, 1, 2, \dots$ , то сигнал  $\Phi_{\xi}(t)$  будет представлять собой сумму гармоник:

$$\Phi_{\xi}(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \Phi_k \exp\left(jk \frac{2\pi}{T_0} t\right),$$

$$\text{где } \Phi_k = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \Phi_{\xi}(t) \exp\left(-jk \frac{2\pi}{T_0} t\right) dt.$$

Выполнив совершенно аналогичные изложенным выше преобразования, для спектра сигнала на выходе анализатора получим

$$\Phi_k(j\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{\theta_{\omega_p}} E(j\bar{\omega}_p) A_{\xi}^*(j\bar{\omega}_p) D(j\bar{\omega}_p, j\omega) d\theta_{\omega_p}. \quad (10.30)$$

где, как было показано в § 2.1 [см. (2.6)],

$$D(j\bar{\omega}_p, j\omega) = 2\pi \sum_{k=-\infty}^{\infty} D_k(j\bar{\omega}_p) \delta\left(\omega - k \frac{2\pi}{T_0}\right);$$

$$D_k(j\bar{\omega}_p) = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \exp\left[j\bar{\omega}_p R(t) - jk \frac{2\pi}{T_0} t\right] dt.$$

Следует отметить, что внутренние интегралы в последнем выражении и в (10.28) можно представить в виде  $\delta$ -функций и воспользоваться их фильтрующим свойством (см. § 2.1).

Например, при равномерном прямолинейном перемещении анализатора относительно изображения вдоль оси  $x$  со скоростью  $v_x$ , т.е. при  $R_x(t) = v_x t$ ,  $R_y(t) = 0$ , из (10.28) легко получить

$$\Phi_{\xi}(j\omega) = \frac{1}{2\pi v_x} \int_{\theta_{\omega_y}} E(j\omega/v_x, j\omega_y) A^*(j\omega/v_x, j\omega_y) d\omega_y. \quad (10.31)$$

Здесь была использована замена переменной составляющей  $\omega_p$  по оси  $x$ , т.е.  $\omega_x$ , на  $\omega/v_x$  и  $d\omega_x$  на  $d\omega/v_x$ .

Однако такая простая однозначная связь между пространственно-частотными характеристиками и временно-частотным спектром выходного сигнала нарушается при криволинейности траектории взаимного перемещения и неравномерности его скорости. Для ряда законов относительного перемещения изображения и анализатора спектры сигналов, в том числе и с учетом отмеченных нарушений, а также с учетом динамики изменения входных сигналов и дополнительных движений анализатора рассмотрены в работах [13, 17].

Таким образом, зная пространственно-частотный спектр изображения и передаточную функцию раstra анализатора, можно найти временно-частотный спектр потока на выходе анализатора (на входе приемника). Для перехода к спектру сигнала на выходе приемника при линейном режиме работы последнее выражение (10.29) необходимо умножить на частотную характеристику  $z_p(j\omega)$  приемника.

Учитывая (10.15) и (10.19), а также возможные потери потока на пути от раstra анализатора до приемника (например, в конденсоре), оцениваемые с помощью коэффициента  $\tau_k$ , спектр сигнала на выходе приемника, соответствующий, например, (10.29), определим как

$$U(j\omega) = \frac{\tau_p \tau_k \sin^2 \sigma'}{4\pi} A_{sv}(j\omega) \int_{\theta_{\omega_p}} L(j\bar{\omega}_p) G(j\bar{\omega}_p) A^*(j\bar{\omega}_p) D(j\bar{\omega}_p, j\omega) d\theta_{\omega_p}. \quad (10.32)$$

При необходимости найти выходной сигнал во временном (а не частотном) представлении используется преобразование Фурье от спектра сигнала.

При работе в рассеивающей и турбулентной средах в формулы вида (10.32) следует вводить передаточную функцию среды  $M(j\tilde{\omega}_{\beta})$  в качестве множителя в подынтегральном выражении. Кроме того, если сигнал (яркость  $L$ ) рассматривается в пространстве объектов и не является приведенным ко входу ОЭП, необходимо учитывать потери излучения в среде.

### 10.7. Спектр сигнала на выходе многоэлементного приемника излучения

В последние годы во многих ОЭП стали широко использоваться многоэлементные (одно- и двухмерные) приемники излучения (МПИ), выполняющие также функции анализаторов изображений, пространственных фильтров и ряд других. Такие приемники осуществляют пространственную выборку поля изображений, о чем говорилось в § 7.10.

Будем считать, что объектив ОЭП, характеризуемый своей импульсной реакцией — функцией рассеяния точки  $g(x', y')$ , строит изображение объекта, описываемого распределением яркости  $L(x', y')$ , в плоскости чувствительного слоя МПИ. Как было показано в § 10.4, распределение освещенности в этой плоскости описывается сверткой функций  $L(x', y')$  и  $g(x', y')$ , т.е.

$$E(x', y') = L(x_0', y_0') * g(x_0', y_0').$$

Здесь и ниже \* означает операцию свертки.

Спектр сигнала в плоскости изображений соответственно равен

$$E(f_x, f_y) = L(f_x, f_y) \cdot G(f_x, f_y), \quad (10.33)$$

где  $f_x$  и  $f_y$  — пространственные циклические частоты для ортогональных направлений  $x'$  и  $y'$ .

Представим МПИ в виде матрицы одинаковых элементов с периодами их расположения вдоль осей  $x'$  и  $y'$  (расстояниями между центрами элементов), равными  $X'$  и  $Y'$ . Общее число элементов по оси  $x'$  составляет  $N_x$ , по оси  $y'$  —  $N_y$ .

Пусть закон распределения чувствительности по площади одного элемента МПИ описывается функцией  $S_i(x', y')$ . Например, для прямоугольного элемента с размерами  $a$  и  $b$  по осям  $x'$  и  $y'$ , соответственно, и одинаковой по всей его площади чувствительностью, эта функция (rect-функция) имеет вид

$$S_i(x', y') = \text{rect}(x'/a, y'/b) = \begin{cases} 1 & x'/a \leq 0.5, \quad y'/b \leq 0.5 \\ 0 & x'/a > 0.5, \quad y'/b > 0.5 \end{cases} \quad (10.34)$$

Начало системы координат  $(x', y')$  взято в центре элемента. Спектр (10.34), т.е. Фурье-преобразование  $S_i(x', y')$ , имеет вид

$$S_i(f_x, f_y) = ab \text{sinc}(af_x) \text{sinc}(bf_y), \quad (10.35)$$

где  $\text{sinc}(z) = \sin(\pi z)/(\pi z)$ .

Можно считать, что сигнал на выходе каждого элемента усредняется по его площади. Операция этого усреднения описывается сверткой функций  $E(x', y')$  и  $S_i(x', y')$ . Процесс пространственной выборки, осуществляемый МПИ, можно представить как умножение свертки  $E(x', y') * S_i(x', y')$  на сетчатую функцию (функцию выборки)

$$\text{comb}\left(\frac{x'}{X'}\right) \text{comb}\left(\frac{y'}{Y'}\right) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta\left(\frac{x'}{X'} - n\right) \delta\left(\frac{y'}{Y'} - m\right). \quad (10.36)$$

Тогда сигнал с выхода МПИ будет описываться следующим образом:

$$u(x', y') = \left\{ [E(x', y') * S_i(x', y')] \times \text{comb}\left(\frac{x'}{X'}\right) \text{comb}\left(\frac{y'}{Y'}\right) \right\} * \text{rect}\left(\frac{x'}{N_x X'}, \frac{y'}{N_y Y'}\right). \quad (10.37)$$

Последний член в правой части (10.37) учитывает ограниченность размеров матрицы МПИ.

Преобразуя по Фурье (10.37), а также используя (10.34)...(10.36), после несложных преобразований получим следующее выражение для спектра сигнала на выходе МПИ:

$$U(f_x, f_y) = \left\{ [E(f_x, f_y) ab \text{sinc}(af_x) \text{sinc}(bf_y)] \right\} * \left\{ \text{comb}(f_x X') \text{comb}(f_y Y') \right\} \times N_x N_y X' Y' \text{sinc}(N_x X' f_x) \text{sinc}(N_y Y' f_y) = ab N_x N_y X' Y' \text{sinc}(N_x X' f_x) \text{sinc}(N_y Y' f_y) \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} E\left(\frac{n}{X'}, \frac{m}{Y'}\right) \text{sinc}\left(\frac{an}{X'}\right) \text{sinc}\left(\frac{bm}{Y'}\right). \quad (10.38)$$

Здесь использовались теоремы подобия, о спектрах произведения и свертки, фильтрующее свойство  $\delta$ -функции, а также следующее свой-

ство последней:

$$\delta(x/a) = |a| \cdot \delta(x).$$

Из-за того, что взаимное положение изображения и структуры чувствительного слоя МПИ может меняться, фаза сигнала на выходе МПИ не постоянна, и спектр  $U(f_x, f_y)$  также меняет свой вид. Поэтому иногда, в первом приближении, для спектров сигналов, у которых граничные частоты не превышают частоты Найквиста ( $f_{xN} = \omega_{xN}/2\pi = 1/(2X')$ ,  $f_{yN} = \omega_{yN}/2\pi = 1/(2Y')$ ), используют следующую зависимость:

$$U(f_\rho) = [U(f_{\rho N})] \left( \frac{f_\rho}{f_{\rho N}} \right)^2,$$

где  $f_\rho$  — пространственная частота,  $f_{\rho N}$  — частота Найквиста.

Если в качестве МПИ используется ПЗС, то в формулу для  $U(f_\rho)$  вводится дополнительный множитель  $A_{\text{эф}}(f_\rho)$ , учитывающий эффективность переноса пакетов в ПЗС. Для одномерного ПЗС-приемника (линейки)  $A_{\text{эф}}(f_x)$ , определяется как

$$A_{\text{эф}}(f_x) = \exp\left\{-m_n(1-\varepsilon)\left[1 - \cos(\pi f_x/f_{xN})\right]\right\}, \quad (10.39)$$

где  $m_n$  — число ячеек ПЗС, проходимых зарядовым пакетом,  $\varepsilon$  — коэффициент эффективности переноса.

Так как из-за различия в возможных положениях изображения на фотослое ПЗС существуют различия в числе ячеек, которые проходят зарядовые пакеты, то иногда для расчета  $A_{\text{эф}}(f_x)$  пользуются некоторым средним значением, определяемым как

$$A_{\text{эф.ср}}(f_x) = \sqrt{\exp\left\{-m_{n\text{max}}(1-\varepsilon)\left[1 - \cos(\pi f_x/f_{xN})\right]\right\}}, \quad (10.40)$$

где  $m_{n\text{max}}$  — максимально возможное число ячеек, проходимых зарядовым пакетом.

В выражение для  $U(f_x)$  в случае работы МПИ в режиме накопления заряда вводится также множитель вида

$$A_n(f_x) = \exp\left\{-m_n \frac{1}{f_\tau \tau_d} \left[1 - \cos(\pi f_x/f_{xN})\right]\right\}, \quad (10.41)$$

где  $f_\tau$  — тактовая частота съема сигналов с приемника,  $\tau_d$  — время пребывания изображения на элементе приемника.

## 10.8. Передаточная функция оптико-электронной системы

Очень часто при проектировании и анализе работы различных ОЭП пользуются удобным представлением модели прибора или системы, в

состав которой он входит, в виде совокупности линейных звеньев, т.е. считают, что все звенья ОЭП работают в линейном режиме. В этом случае общая передаточная функция (частотная характеристика) всей системы определяется как произведение передаточных функций (частотных характеристик) этих звеньев, в первую очередь, оптической системы —  $G(f_\rho)$ , анализатора изображения —  $A(f_\rho)$ , электронного тракта —  $K_z(f_\rho)$ , системы отображения информации, например, дисплея —  $K_{\text{со}}(f_\rho)$ . Часто сюда же включают передаточные функции системы стабилизации изображения —  $G_{\text{ст}}(f_\rho)$  и глаза человека-оператора, который воспринимает информацию с экрана системы отображения —  $K_{\text{гч}}(f_\rho)$ , а также передаточную функцию среды, например, атмосферы, через которую проходит оптический сигнал —  $M(f_\rho)$ . Таким образом, передаточная функция всей системы  $G_{\text{ОЭС}}(f_\rho)$  в достаточно общем случае имеет вид:

$$G_{\text{ОЭС}}(f_\rho) = G(f_\rho)A(f_\rho)K_z(f_\rho)K_{\text{со}}(f_\rho)G_{\text{ст}}(f_\rho)K_{\text{гч}}(f_\rho)M(f_\rho). \quad (10.42)$$

Аргументами этих функций могут быть вектор циклической ( $f_\rho$ ) или круговой ( $\omega_\rho$ ) пространственной частоты или его ортогональные составляющие ( $f_x, f_y, \omega_x, \omega_y$ ).

Рассмотрим, как определяются отдельные составляющие  $G_{\text{ОЭС}}(f_\rho)$ .

*Передаточная функция оптической системы* рассматривалась выше [см. формулы (10.20) и (10.21) в § 10.4].

*Передаточная функция анализатора* является Фурье-преобразованием функции, описывающей закон распределения пропускания (для растровых анализаторов) или чувствительности (для анализаторов - МПИ).

*Передаточную функцию многоэлементного приемника излучения — анализатора изображения* часто удобно представлять в виде произведения функции, учитывающей геометрию чувствительного слоя приемника  $A_\tau(f_\rho)$ , и функции  $A_{\text{выб}}(f_\rho)$ , описывающей процесс пространственной выборки, осуществляемой МПИ. Для прямоугольной формы элементов МПИ функция  $A_\tau(f_x, f_y)$  полностью аналогична  $S_l(f_x, f_y)$  [см. формулу (10.35)].

Функция  $A_{\text{выб}}(f_\rho)$  определяется периодом выборки. В общем виде она имеет вид

$$A_{\text{выб}}(f_\rho) = T_p \text{sinc}(T_p f_\rho), \quad (10.43)$$

где  $T_p$  — период выборки по направлению  $\rho$ , выражается обычно в единицах либо угла (рад или мрад), либо линейной координаты (м или мм). Если период выборки равен периоду структуры МПИ, то двумер-

ная функция  $A_{\text{выб}}(f_x, f_y)$  имеет вид

$$A_{\text{выб}}(f_x, f_y) = X' Y' \text{sinc}(X' f_x) \text{sinc}(Y' f_y), \quad (10.44)$$

где, как и ранее,  $X'$  и  $Y'$  — периоды структуры МПИ по ортогональным осям  $x'$  и  $y'$ .

Если в качестве МПИ используется ПЗС, то следует в выражение  $A_r(f_\rho)$  добавить множитель  $A_{\text{эф}}(f_\rho)$ , учитывающий эффективность переноса зарядов в ПЗС, т.е.

$$A(f_\rho) = A_r(f_\rho) \cdot A_{\text{выб}}(f_\rho) \cdot A_{\text{эф}}(f_\rho). \quad (10.45)$$

Как отмечалось в § 10.7, для одномерного ПЗС-приемника (линейки) составляющая  $A_{\text{эф}}(f_\rho)$  может быть рассчитана по формулам (10.39) или (10.40). При работе МПИ в режиме задержки и интегрирования (см. § 8.1) в (10.45) добавляется еще один множитель, рассчитываемый по формуле (10.41).

*Передающая функция электронного тракта* определяется фазовыми сдвигами сигналов, а также ограничениями спектра сигнала (искажениями формы), имеющими место в отдельных его звеньях.

Иногда  $K_3(f_\rho)$  представляют в виде произведения передаточных функций приемника излучения, усилителя, преобразователей типа «аналог-цифра» и «цифра-аналог» и других звеньев, рассматривая отдельно их влияние на спектр сигнала. Переход от пространственных частот  $f_x$  и  $f_y$  к временной частоте  $f$ , являющейся аргументом этих функций, и обратный переход для случая сканирования с постоянной скоростью достаточно прост. Например, при сканировании малоразмерного изображения вдоль оси  $x$  со скоростью  $v_x$

$$f_x = f/v_x = \tau_d f / \alpha_x,$$

где  $\tau_d$  — время пребывания изображения размером  $\alpha_x$  (по оси  $x$ ) на элементе приемника.

Учитывая большое разнообразие электронных трактов различных ОЭП, невозможно привести сколько-нибудь общее выражение для  $K_3(f_\rho)$ .

Иногда на начальных стадиях расчета ОЭП в качестве передаточной функции электронного тракта принимают следующее выражение:

$$K_3(f_\rho) = \left[ 1 - (f_\rho / f_{\rho N})^{2n} \right]^{-1/2},$$

где показатель степени  $n$  определяется типом электронного фильтра. Так, для простейшего отсекающего фильтра  $n = 1$ , для простого полового фильтра  $n = 2$ , для низкочастотного фильтра, устраняющего явление наложения частот (фильтр Баттерворта)  $n = 4$ .

В тех случаях, когда граничная частота в спектре сигнала не превышает частоты Найквиста  $f_{\rho N}$ , иногда принимают

$$K_3(f_\rho) = 1. \quad (10.47)$$

При использовании в составе ОЭП звена, реконструирующего (восстанавливающего) изображение (см. § 10.2), в качестве  $K_3(f_\rho)$  используют выражение

$$K_3(f_\rho) = \text{sinc}(f/f_0) \text{sinc}\left(\frac{f_0 \alpha_p}{\tau_d f_0}\right), \quad (10.48)$$

где  $f_0$  — центральная частота полосы пропускания реконструирующего фильтра (частота восстановления).

*Передающую функцию системы отображения*, например, дисплея или другого видеоконтрольного устройства, часто описывают гауссовской функцией вида [14]

$$K_{\text{ко}}(f_\rho) = \exp(-0.5 \sigma_m^2 f_\rho^2), \quad (10.49)$$

где  $\sigma_m = 0.54 s_{\text{стр}}$ ,  $s_{\text{стр}}$  — расстояние между строками видеоконтрольного устройства.

В случае включения в систему человека-оператора, т.е. при работе ОЭП в полуавтоматическом режиме, в число составляющих включают *передающую функцию глаза человека-оператора*  $K_{\text{гн}}(f_\rho)$ .

Иногда эту функцию представляют в следующем виде:

$$K_{\text{гн}}(f_\rho) = \exp\left(-\frac{\Gamma f_\rho}{2\pi V}\right), \quad (10.50)$$

где  $\Gamma = 1,4445 - 0,34407 \lg L_0 + 0,039457 (\lg L_0)^2 + 0,0019652 (\lg L_0)^3$ ,  $L_0$  — средняя яркость экрана дисплея,  $V$  — увеличение системы, с которой работает глаз.

Для расчета  $K_{\text{гн}}(f_\rho)$  используют также следующее выражение:

$$K_{\text{гн}}(f_\rho) = \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \sqrt[3]{f_\rho / f_{\rho \max}}\right), \quad (10.51)$$

где  $f_{\rho \max}$  — пространственная частота (мрад<sup>-1</sup>), на которой  $K_{\text{гн}}(f_\rho)$  имеет максимум. В пространстве объектов для глаза часто принимают  $f_{\rho \max} = 0,3$  мрад<sup>-1</sup>.

*Передающая функция системы стабилизации линии визирования* (оптической оси ОЭП) учитывает размытие изображения, а следовательно, и ухудшение разрешающей способности ОЭП из-за вибраций основания, на котором стоит прибор, нестабильности параметров сканирующей системы и ряда аналогичных по своему действию факторов.

Закон движения оптической оси при анализе влияния неустойчивости на качество изображения обычно принимают линейным, синусоидальным или случайным. На первом этапе расчета наиболее распространена гипотеза о случайном характере изменения амплитуды отклонения оптической оси или линии визирования от некоторого идеального, полностью стабилизированного положения. При этом можно пользоваться гауссовской функцией вида

$$G_{cc}(f_\rho) = \exp\left[-\left(f_\rho/f_{\rho\text{пред}}\right)^2\right], \quad (10.52)$$

где  $f_{\rho\text{пред}} = 0,255/\sigma_\rho$ ,  $\sigma_\rho$  — среднее квадратическое значение амплитуды отклонения оптической оси или линии визирования, например амплитуды вибрации, от идеального положения.

Иногда, также считая дрожание изображения вследствие неустойчивости оптической оси гауссовским со средним квадратическим отклонением амплитуды  $\sigma_x$  (мрад), принимают

$$G_{cc}(f_x) = \exp\left[-2(\pi f_x \sigma_x)^2\right], \quad (10.53)$$

где  $f_x$  — пространственная частота, мрад<sup>-1</sup>.

В качестве *передаточной функции среды распространения* оптического сигнала  $M(f_\rho)$ , которым чаще всего бывает рассеивающая и турбулентная атмосфера, можно использовать формулы (10.22), (10.23) и (10.25), приведенные в § 10.5.

### 10.9. Прохождение случайного сигнала через систему первичной обработки информации

Получим выражение для спектра случайного сигнала (помехи) после его прохождения через систему первичной обработки информации, т.е. рассмотрим вопрос о преобразовании в ОЭП спектра шума, имеющего место на входе системы. Часто встречающимся видом такого шума является так называемый фоновый шум, который возникает вследствие случайного характера яркости фона и может быть преобразован во временную форму шума при взаимном относительном перемещении пространства объектов (или их изображений) и ОЭП (или какого-либо его звена, например, анализатора). Важно отметить, что для случайного сигнала, как и для детерминированного, в системе первичной обработки информации происходит преобразование многомерной входной функции в одномерную выходную.

При некоторых допущениях, связанных в первую очередь со стационарностью ковариационной функции сигнала от фоновых помех [13], определение спектра Хинчина - Винера, описывающего спектр

ральную плотность шума  $W_o(\omega)$  на выходе анализатора, сводится к следующему.

Пусть ковариационная функция освещенности для изображения случайного фона (см. § 2.2)

$$K(\Delta\bar{\rho}) = \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{1}{R} \int_{\theta_\rho} E_o(\bar{\rho}) E_o(\bar{\rho} + \Delta\bar{\rho}) d\theta_\rho.$$

Ее спектр (спектр Хинчина - Винера на входе анализатора) (см. § 2.2) будет

$$W_{ox}(\bar{\omega}_\rho) = \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{1}{R} |E_o(j\bar{\omega}_\rho)|^2.$$

С учетом закона анализа поля  $[R(t), \xi(t)]$  ковариационная функция пространственного аргумента  $\Delta\bar{\rho}$  может быть представлена как функция времени

$$K(t_1, t_2) = K[R(t_2) - R(t_1), \xi(t_2) - \xi(t_1)]. \quad (10.54)$$

Если принять, что ковариационная функция  $K(\tau) = K(t_1, t_2)$ , отнесенная к двум моментам времени  $t_1$  и  $t_2$ , является стационарной, что имеет место при постоянстве скорости взаимного перемещения, т.е. переходу центра анализатора из точки  $R_1$  в точку  $R_2$  соответствует интервал  $\tau$ , то спектр Хинчина - Винера на выходе анализатора можно определить как функцию временной частоты  $\omega$ :

$$W_o(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K(\tau) \exp(-j\omega\tau) d\tau, \quad (10.55)$$

причем  $\tau = t_2 - t_1$ ;  $\rho = \rho(t_1)$ ;  $\rho + \Delta\rho = \rho(t_2)$ ;  $\Delta\rho = \Delta\rho(\tau)$ .

При периодическом законе относительного взаимного перемещения изображения фона и анализатора с периодом  $T_0$

$$W_o(\omega) = 2\pi \sum_{k=-\infty}^{\infty} W_k \cdot \delta\left(\omega - k \frac{2\pi}{T_0}\right); \quad (10.56)$$

$$W_k = \frac{1}{T_0} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} K(\tau) \exp\left(-jk \frac{2\pi}{T_0} \tau\right) d\tau.$$

Подставим в (10.55) или в (10.56) значение ковариационной функции в виде (10.54) или её осредненное значение и перейдем к пространственному спектру случайного поля освещенности с помощью двумерного обратного соотношения Хинчина - Винера:



$$K(\Delta R, \Delta \xi) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\vec{\omega}_p} W_{\text{вх}}(\vec{\omega}_p, \Delta \xi) \exp(j\vec{\omega}_p \Delta \vec{R}) d\vec{\omega}_p,$$

где  $\Delta \xi = \xi_2 - \xi_1$ ;  $\Delta \vec{R} = \vec{R}_2 - \vec{R}_1$ . Затем, выражая  $W_{\text{вх}}(\vec{\omega}_p, \Delta \xi)$  через пространственно-частотный спектр  $W_{\phi}(\vec{\omega}_p)$  фона и ОПФ объектива  $G(j\vec{\omega}_p)$  как

$$W_{\text{вх}}(\vec{\omega}_p, \Delta \xi) = W_{\phi}(\vec{\omega}_p) |G(j\vec{\omega}_p)|^2,$$

получаем [13]

$$W_a(\omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\vec{\omega}_p} W_{\phi}(\vec{\omega}_p) |G(\vec{\omega}_p)|^2 |A(j\vec{\omega}_p, j\omega)|^2 d\vec{\omega}_p. \quad (10.57)$$

где

$$|A(j\vec{\omega}_p)| = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-T/2}^{T/2} |A_{\Delta \xi}(j\vec{\omega}_p)|^2 \times \\ \times \exp\{j[\vec{\omega}_p \Delta R(t_1, t_2) - \omega(t_2 - t_1)]\} dt_1 dt_2. \quad (10.58)$$

При периодическом законе перемещения анализатора вычитаемое в квадратных скобках подынтегрального выражения (10.58) следует заменить на  $k(t_2 - t_1) 2\pi/T_0$ , а вместо  $\lim_{T \rightarrow \infty} 1/T$  следует взять  $1/T_0^2$ .

Для поступательного перемещения изображения фона и анализатора

$$|A(j\vec{\omega}_p, j\omega)|^2 = |A(j\vec{\omega}_p)|^2 |D(j\vec{\omega}_p, j\omega)|^2,$$

где

$$|D(j\vec{\omega}_p, j\omega)|^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-T/2}^{T/2} \exp\{j[\vec{\omega}_p \Delta R(\tau, t) - \omega\tau]\} d\tau dt,$$

или для периодического перемещения

$$|D_a(j\vec{\omega}_p)|^2 = \frac{1}{T_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-T/2}^{T/2} \exp\left\{j\left[\vec{\omega}_p \Delta R(t_1, t_2) - k \frac{2\pi}{T_0}(t_2 - t_1)\right]\right\} dt_1 dt_2.$$

Если взять тот же случай равномерно-прямолинейного движения, что и выше [см. (10.31)], то получим

$$W_a(\omega) = \frac{1}{2\pi v_x v_y} \int W_{\phi}\left(\frac{\omega}{v_x}, \omega_y\right) \left|G\left(\frac{j\omega}{v_x}, j\omega_y\right)\right|^2 \left|A\left(\frac{j\omega}{v_x}, j\omega_y\right)\right|^2 d\omega_y.$$

Для различных законов  $D(j\omega_p, j\omega)$  перемещения в [13] приведены спектры сигналов на выходе анализатора. Их дальнейшее преобразование в последующих линейных звеньях системы первичной обработки информации идет в соответствии с известными правилами (см. § 2.2). Например, если за растровым анализатором сигнал поступает на приемник с частотной характеристикой  $s_v(j\omega)$ , а затем на усилитель с характеристикой  $K_y(j\omega)$ , то спектр на выходе системы первичной обработки информации будет

$$W_{\text{вых}}(\omega) = W_a(\omega) |s_v(j\omega)|^2 |K_y(j\omega)|^2. \quad (10.59)$$

#### Контрольные вопросы

1. Какие звенья ОЭП входят в состав системы первичной обработки информации?
2. Зависит ли точность оптико-электронной следящей системы от качества изображения, создаваемого её объективом?
3. Какие параметры оптической системы и приемника излучения ОЭП информационного типа влияют на количество передаваемой информации?
4. Какой вид должна иметь частотная характеристика усилителя-фильтра в схеме, представленной на рис. 10.4?
5. При каких условиях оптическую систему можно считать линейным фильтром?
6. Меняется ли вид ОПФ объектива при изменении его увеличения?
7. Зависит ли вид ЧКХ объектива от его основных габаритных параметров ( $D, f, D/f$ )?
8. Как меняются пространственно-частотные характеристики анализаторов при изменении размеров их ячеек (площадок приемников или элементов растров)?
9. Как изменяется вид спектра сигнала на выходе системы первичной обработки информации при увеличении скорости движения анализатора относительно изображения?

## Глава 11. ФИЛЬТРАЦИЯ СИГНАЛОВ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

### 11.1. Общие сведения об оптимальных методах приема сигналов при наличии помех

Одной из основных и наиболее сложных проблем оптико-электронного приборостроения является отыскание наилучших способов приема и обработки полезных сигналов при наличии помех. Оптимальность метода приема сигнала оценивается с помощью различных критериев в соответствии с назначением прибора. Например, при решении задачи обнаружения сигнала на фоне помех критерием оптимальности является отношение сигнал/помеха (сигнал/шум), а при решении задачи измерения (воспроизведения) какого-либо параметра сигнала таким критерием может служить средняя квадратическая погрешность измерения.

Другие критерии используются, например, при решении задач распознавания объектов (сигналов, создаваемых этими объектами), по пространственному или спектральному разрешению различных сигналов и т.д.

Идеализированный прибор, обеспечивающий предельно достижимое значение выбранного или заданного критерия качества приема сигнала, принято называть оптимальным приемником или оптимальным фильтром.

Основная задача теории оптимальных методов приема — нахождение оптимальных способов приема для заданных или выбранных видов сигналов. Другой ее задачей может быть нахождение оптимальных видов сигналов, например при активном методе работы ОЭП.

Примем, что на вход прибора поступает смесь сигнала  $s(\alpha)$  и помехи  $n(\alpha)$ :

$$x(\alpha) = f[s(\alpha), n(\alpha)],$$

которая в простейшем случае (аддитивная помеха) является просто их суммой, т.е.

$$x(\alpha) = s(\alpha) + n(\alpha).$$

Возможен также случай неаддитивной помехи, которая воздействует на один или несколько параметров сигнала, вызывая, например, паразитную модуляцию сигнала. Примером такой помехи является изменение сигнала вследствие флуктуаций прозрачности среды распространения.

Сигнал, искаженный аддитивными помехами, можно рассматривать как сигнал со случайными параметрами  $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_m$ , а смесь сигнала и помех в общем виде — как функцию

$$x(\alpha) = s(\alpha, \beta_1, \beta_2, \dots, \beta_m) + n(\alpha).$$

Помехи, особенно аддитивные, как правило, — случайные функции аргументов  $\alpha$  (пространственных координат, времени и т.д.). Часто случайным является и сигнал. Поэтому смесь сигнала и помех необходимо рассматривать как случайную функцию.

Если обозначить сигнал на выходе фильтра через  $y(\alpha)$ , то задача нахождения оптимального фильтра сводится к определению такой его структуры, при которой сигнал  $y(\alpha)$  будет наилучшим с точки зрения принятого критерия.

При использовании статистических методов для нахождения характеристик оптимальных фильтров следует иметь в виду ряд факторов. К числу основных таких факторов можно отнести следующие.

Во-первых, обычно предполагаются априорно известными законы распределения случайных сигналов и помех, что далеко не всегда бывает на практике. Однако это ограничение часто устраняется путем оптимизации системы для наименее благоприятного распределения, т.е. для худших условий работы ОЭП. Другим способом решения этой проблемы является применение самонастраивающихся, адаптивных, приборов и систем, техническая реализация которых достаточно сложна.

Во-вторых, при оптимизации структуры ОЭП предполагается, что характеристики всех сигналов и помех (шумов) не зависят от нее. На практике многие помехи возникают внутри прибора и существенно зависят от его структуры. Это ограничение часто приводит к тому, что синтезируется оптимальным не весь прибор в целом, а лишь отдель-

ные его части, например, система первичной обработки информации.

Статистическое описание смеси сигнала и помех  $x$  ( $\alpha$ ) обычно задается в виде условного распределения вероятности  $p_s(x)$ . Критерий оптимальности связан с функцией потерь  $\rho(s, x)$  — функцией расхождения  $s$  и  $x$ , которую часто выбирают на основе инженерных или интуитивных соображений. Усреднение этой функции по  $p_s(x)$  дает так называемый средний риск:

$$r = \iint_{s, x} p(s) p_s(x) \rho(s, x) ds dx, \quad (11.1)$$

где  $p(s)$  — вероятность наличия сигнала  $s$ .

Функция  $\rho(s, x)$  определяет вес (относительную значимость) погрешности, т.е. расхождения между  $s$  и  $x$ . Обычно  $\rho(s, x)$  выбирается такой, что она возрастает по мере увеличения расхождения между  $s$  и  $x$ .

При несмещенной оценке, т.е. если математическое ожидание случайной величины  $x$  совпадает с  $s$ , и  $\rho(s, x) = (x-s)^2$ , легко убедиться, что средний риск  $r$  равен дисперсии  $D$  погрешности воспроизведения  $s$ . Действительно,

$$D_s = \sigma_s^2 = \iint_{s, x} (x-s)^2 p(s, x) ds dx = \iint_{s, x} (x-s)^2 p(s) p_s(x) ds dx = r.$$

Минимизация  $r$ , как условие оптимизации системы, может быть реализована на основе различных подходов: Байесова, минимаксного, Неймана–Пирсона и др. [17].

Следует отметить, что сигналы и помехи, приходящие на вход ОЭП, являются многомерными функциями и прежде всего функциями пространственных координат, времени, длины волны<sup>1</sup>. Поэтому аргументы  $\alpha$  и соответствующие им частоты  $\omega_\alpha$  в приведенных здесь и ниже выражениях являются многомерными векторами. Многомерными являются и функции этих аргументов. Таким образом, нахождение характеристик оптимальных фильтров в общем виде представляет собой сложную и емкую вычислительную задачу. Например, при использовании двух диапазонов длин волн  $\lambda$ , четырех выборок сигнала во времени  $t$  и деления анализируемого пространства на девять участков требуется решение 72 линейных алгебраических уравнений, что приводит к необходимости выполнить около 120 тыс. операций умноже-

<sup>1</sup>Хотя длина волны  $\lambda$  и время  $t$  связаны между собой, здесь, как это часто делается на практике, учитывается, что динамические процессы, описываемые в масштабе  $t$ , на много порядков медленнее электромагнитных колебаний, периоды которых определяют  $\lambda$ .

ния и столько же операций сложения. Даже при использовании современной вычислительной техники это может стать непреодолимым препятствием при решении задачи оптимальной фильтрации в реальном масштабе времени.

Решение проблемы лежит прежде всего в представлении функций  $s$ ,  $n$  и других в виде функций с разделяющимися переменными, что позволяет отдельно оптимизировать прибор по переменным  $\lambda$  (или  $\nu$ ),  $x$  и  $y$  (или  $\omega_x$ ,  $\omega_y$ ),  $t$  (или  $\omega$ ), заметно уменьшать объем операций по обработке сигналов в звеньях ОЭП, а также проводить оптимизацию по этим переменным различными конструктивными приемами, т.е. в различных звеньях прибора.

## 11.2. Оптимальная фильтрация при обнаружении сигнала на фоне помех

Рассмотрим в общем виде процедуру обнаружения сигнала на фоне помех (шумов). На первом ее этапе производится обработка полученной смеси сигнала и помех, позволяющая наиболее эффективно выделить полезный сигнал и максимально подавить помеху. На втором этапе по выбранному критерию проводится оценка наличия или отсутствия сигнала в принятой смеси. Простейшим критерием является превышение обработанной (отфильтрованной) смеси сигнала и помехи  $x_\Phi$  некоторого порогового значения  $x_0$ . При этом принимается решение о наличии сигнала.

Структурная схема системы, реализующей рассмотренную процедуру, представлена на рис. 11.1. Помимо внешних помех  $n$  к сигналу  $s$  могут добавляться и внутренние помехи, т.е. смесь  $x$  может включать и шумы приемного устройства. Пороговый уровень может быть задан постоянным или изменяющимся по заранее обусловленной программе либо в соответствии с каким-либо параметром выборки  $x$ , например с ее дисперсией. Возможна адаптивная подстройка  $x_0$  в зависимости от  $s$  и  $n$  (см. штриховую линию на рис. 11.1).



Рис.11.1. Структурная схема системы обнаружения

Предположим, что на входе ОЭП имеет место аддитивная смесь полезного сигнала  $s$  и помехи  $n$ :

$$x = s + n,$$

причем  $x$ ,  $s$ ,  $n$  являются одномерными или многомерными функциями таких аргументов, как время, длина волны излучения, координаты в пространстве и т.д. Обозначим через  $P_s(x)$  и  $P_n(x)$  условные априорные вероятности получения смеси при условиях, что в ней присутствует или отсутствует сигнал  $s$  соответственно. Очевидно, что

$$P_s(x) + P_n(x) = 1.$$

Для безусловных вероятностей наличия  $p$  и отсутствия  $q$  сигнала также очевидно, что  $p + q = 1$ .

Простейшая задача обнаружения сводится к тому, что ОЭП должен дать правильный ответ на вопрос: есть ли в угловом поле (поле обзора) искомый излучающий объект или его нет? Эти два случая принято называть *правильным обнаружением* и *правильным необнаружением*. Двумя другими, альтернативными первым, случаями являются «ложная тревога», когда полезного сигнала нет, но уровень помех превышает некоторый необходимый для правильного срабатывания ОЭП уровень  $x_0$ , и «пропуск сигнала», когда объект находится в угловом поле, но сумма  $x$  сигнала  $s$  и помех  $n$  не превышает  $x_0$ .

Если плотности вероятности случайных функций, описывающих смесь сигнала и помех и только помехи, обозначить через  $p_x$  и  $p_n$  соответственно, то условная вероятность правильного обнаружения определяется как

$$D = \int_{x_0}^{\infty} p_x(x) dx, \quad (11.2)$$

а условная вероятность пропуска сигнала

$$1 - D = \int_0^{x_0} p_x(x) dx.$$

В отсутствие сигнала можно принять ложное решение, оцениваемое условной вероятностью ложной тревоги:

$$F = \int_{x_0}^{\infty} p_n(x) dx. \quad (11.3)$$

Условная вероятность правильного необнаружения

$$1 - F = \int_0^{x_0} p_n(x) dx.$$

Графическая интерпретация этих выражений представлена на рис. 11.2. Площади кривых  $p_n$  и  $p_x$ , описывающих законы распределения вероятностей помех и смеси сигнала с помехами и ограниченной содной стороны выбранным значением порога срабатывания  $x_0$ , равны вероятностям  $F$ ,  $1 - F$ ,  $D$  и  $1 - D$ . Величина  $\bar{n}$  характеризует математическое ожидание помех, а  $\bar{x}$  — математическое ожидание смеси сигнала  $s$  с помехами  $n$ . Иногда в качестве  $\bar{x}$  принимают некоторое среднее значение сигнала, например потока, приходящего на входной зрачок ОЭП, которое рассчитывают по формулам, приведенным в гл. 14.

Очевидно, что чем больше  $x_0$ , тем меньше вероятность ложной тревоги  $F$ . Однако при этом возрастает вероятность пропуска сигнала  $1 - D$ , а кроме того, необходимо обеспечить выполнение более высоких требований к параметрам ОЭП, например увеличить мощность источника сигнала, увеличить площадь входного зрачка, чтобы сместить значение  $\bar{s}$ , т. е.  $\bar{x}$  и всю кривую вправо по оси  $x$ . При больших сигналах уровень срабатывания  $x_0$  выбирают достаточно высоким; при слабых сигналах значение  $x_0$  приближается к  $\bar{n}$ . Выбор величины  $x_0$  связан с необходимостью обеспечить требуемое отношение сигнал/помеха, о чем будет сказано ниже.

Зная законы распределения вероятностей  $p_s(x) \approx p_x(x)$  и  $p_n(x)$ , можно рассчитать отношение правдоподобия  $\Lambda = p_s(x)/p_n(x)$ . Затем можно принять решение о наличии сигнала (срабатывании прибора), которое происходит в том случае, если  $\Lambda$  превышает некоторое пороговое значение. Например, может быть определено, что отношение  $\Lambda > q/p$ . Зная вероятности  $(1 - D)$  и  $F$ , можно определить так называемую *функцию потерь*:

$$L = K_1(1 - D) + K_2F,$$

где  $K_1$  и  $K_2$  — коэффициенты, определяющие долю ущерба, который вызывает пропуск сигнала и ложная тревога.

При оценке оптимальности фильтра обнаружения применяют различные критерии (Байеса, Неймана-Пирсона, Котельникова и др.). Например, в соответствии с критерием Котельникова (критерий идеального наблюдателя) оптимальным считается тот фильтр (ОЭП), для которого вероятности пропуска сигнала  $1 - D$  и ложной тревоги  $F$  минимальны. Оптимальный фильтр по критерию Неймана-Пирсона ми-

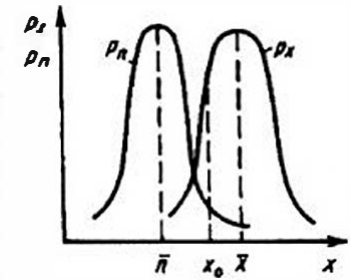


Рис. 11.2. Условные плотности вероятности помехи и смеси сигнала с помехой

нимирует одну из величин  $1-D$  или  $F$  при данном значении второй.

Для случая, когда на вход прибора поступает аддитивная смесь  $x(\alpha)$  полезного сигнала  $s(\alpha)$  и гауссовской (нормальной) помехи  $n(\alpha)$ , с точностью до несущественных величин отношение правдоподобия приводится к виду

$$\Lambda = \int_{-\infty}^{\infty} x(\alpha) s(\alpha) d\alpha. \quad (11.4)$$

где  $\alpha$  — параметр, по которому оценивается качество приема (время, пространственная координата и т.п.).

Из (11.4) следует, что максимальное правдоподобие между переданным  $s(\alpha)$  и принятым  $x(\alpha)$  сигналами достигается при обеспечении максимума их функции взаимной корреляции, т.е. *идеальный приемник должен быть приемником корреляционного типа*. Реализация идеального приемника связана с большими трудностями, поэтому на практике обычно используют другие методы приема сигналов при наличии помех.

В том случае, если сигнал  $s(\alpha)$  заранее известен и его нужно только обнаружить, можно довольно просто определить частотную характеристику оптимального фильтра. Сравним полученное ранее (см. § 2.1) выражение для сигнала на выходе системы (линейного фильтра) с импульсной характеристикой  $h(\alpha)$ :

$$y(\beta) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\alpha) h(\beta - \alpha) d\alpha$$

и отношение правдоподобия для оптимальной приемной системы (11.4).

Очевидно, что для оптимального приема, т.е. для достижения максимальной идентичности этих двух выражений, необходимо обеспечить идентичность функций  $h(\beta - \alpha)$  и  $s(\alpha)$ . Поскольку аргумент  $\alpha$  входит в  $h$  и  $s$  с разными знаками, нужна идентичность не просто функций  $h(\alpha)$  и  $s(\alpha)$ , но идентичность одной из них, например  $h(\alpha)$ , зеркальному изображению другой  $-s(-\alpha)$ , т.е. необходимо, чтобы

$$h(\alpha) = A_0 s(\alpha_0 - \alpha). \quad (11.5)$$

Величина  $\alpha_0$  учитывает возможный (но не обязательный) сдвиг начал отсчета функций  $s$  и  $h$  и влияет только на фазу выходного сигнала. Для пространственных фильтров, в отличие от временных, часто этот сдвиг можно принять равным нулю, т.е. принять, что выходной и входной сигналы формируются в одной системе координат ( $\alpha_0 = 0$ ). Поэтому

можно записать

$$h(\alpha) = A_0 s(-\alpha).$$

Таким образом, *импульсная характеристика оптимальной системы обнаружения с точностью до постоянного множителя  $A_0$  является зеркальным изображением полезного входного сигнала  $s(\alpha)$*  (рис. 11.3). Величина  $A_0$  это постоянный, не зависящий от  $\alpha$ , коэффициент, который учитывает нормирование функций  $h$  и  $s$ , а также различие в их размерностях. Например, если импульсная характеристика оптико-электронной системы безразмерна, то  $A_0$  имеет размерность, обратную размерности сигнала  $s(\alpha)$ . В том случае, если функции  $s$  и  $h$ , выраженные в абсолютных значениях представляемых ими физических величин, рассматриваются в различных точках системы, например  $s(\alpha)$  характеризует пространственное распределение яркости  $L$  на входе объектива, а  $h(\alpha)$  — распределение освещенности  $E$  в изображении точечного источника, коэффициент  $A_0$  должен учитывать переход от пространства объектов к пространству изображений, т.е. переход от  $L$  к  $E$ .

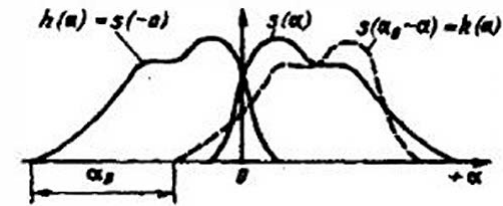


Рис. 11.3. Импульсная реакция оптимального фильтра

Условие оптимальности фильтра обнаружения можно найти и несколько другим путем. Если представить выходной сигнал как сумму полезного сигнала и шума, т.е.  $y(\beta) = y_c(\beta) + y_m(\beta)$ , причем

$$y_c(\beta) = \int_{-\infty}^{\infty} s(\alpha) h(\beta - \alpha) d\alpha; \quad y_m(\beta) = \int_{-\infty}^{\infty} n(\alpha) h(\beta - \alpha) d\alpha,$$

то можно заметить, что сигнал  $y_c(\beta)$  является функцией взаимной корреляции  $s$  и  $h$ , которая будет максимальной (т.е. и отношение сигнал/шум будет максимальным) при идентичности  $s$  и  $h$ , при  $h(\alpha) \equiv s(-\alpha)$ .

Найдем передаточную функцию оптимального фильтра. Для этого преобразуем по Фурье выражение (11.5). С учетом теоремы запаздывания (см. § 2.1) получим

$$H(j\omega_\alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\alpha) \exp(-j\omega_\alpha \alpha) d\alpha = A_0 \int_{-\infty}^{+\infty} s(\alpha_0 - \alpha) \exp(-j\omega_\alpha \alpha) d\alpha = \\ = A_0 S^*(j\omega_\alpha) \exp(-j\omega_\alpha \alpha_0), \quad (11.6)$$

где  $S^*(j\omega_\alpha)$  — функция, комплексно-сопряженная спектру входного сигнала  $s(\alpha)$ ;  $\omega_\alpha$  — частота;  $\alpha$  — параметр, по которому ведется анализ (угол, время и т.д.).

Из (11.6) следует, что при условии равенства модулей  $|S^*(j\omega_\alpha)| = |S(j\omega_\alpha)|$  имеем

$$|H(j\omega_\alpha)| = A_0 |S(j\omega_\alpha)|, \quad (11.7)$$

т.е. амплитудно-частотная характеристика оптимального фильтра при сделанных выше допущениях с точностью до постоянного множителя совпадает с амплитудным спектром входного сигнала.

Такой оптимальный фильтр называется согласованным, поскольку его частотная характеристика целиком определяется спектром сигнала, т.е. должна быть согласована с ним. В данном случае принималось, что спектр помехи равномерен в диапазоне частот, занимаемом спектром сигнала.

Найдем выражение для сигнала на выходе оптимального фильтра. Применяя обратное преобразование Фурье к спектру сигнала на выходе фильтра:

$$y_c(\alpha) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(j\omega_\alpha) H(j\omega_\alpha) \exp(j\omega_\alpha \alpha) d\omega_\alpha$$

и подставляя в полученное уравнение (11.6), получаем

$$y_c(\alpha) = \frac{A_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(j\omega_\alpha) S^*(j\omega_\alpha) \exp[j\omega_\alpha (\alpha - \alpha_0)] d\omega_\alpha.$$

Учитывая, что  $S(j\omega_\alpha) \cdot S^*(j\omega_\alpha) = |S(j\omega_\alpha)|^2$ , а также пренебрегая фазовым сдвигом выходного сигнала, т.е. принимая  $\alpha \approx \alpha_0$ , получаем

$$y_c(\alpha) = \frac{A_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |S(j\omega_\alpha)|^2 d\omega_\alpha.$$

В соответствии с равенством Парсеваля интеграл

$$Q = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |S(j\omega_\alpha)|^2 d\omega_\alpha = \int_{-\infty}^{+\infty} s^2(\alpha) d\alpha$$

есть полная энергия сигнала, т.е. пиковое значение выходного сигнала

ла

$$y_c(\alpha) = A_0 Q. \quad (11.8)$$

В том случае, когда на входе системы имеет место гауссовский шум (помеха) со спектральной плотностью на входе  $\Phi_{ш}(\omega_\alpha) = \text{const} = \Phi_{ш}$ , то и на выходе оптимального фильтра шум останется гауссовским. Спектр мощности помех на выходе фильтра

$$\Phi_{ш.вых}(\omega_\alpha) = \Phi_{ш}(\omega_\alpha) |H(j\omega_\alpha)|^2 = \Phi_{ш} |H(j\omega_\alpha)|^2.$$

Дисперсия шума на выходе

$$D_{ш} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{ш.вых}(\omega_\alpha) d\omega_\alpha = \frac{\Phi_{ш}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |H(j\omega_\alpha)|^2 d\omega_\alpha. \quad (11.9)$$

Тогда с учетом (11.7) — (11.9) отношение мощностей сигнал/помеха на выходе оптимального фильтра можно представить в следующем виде:

$$\mu_{max} = y_c^2(\alpha) / D_{ш} = Q / \Phi_{ш}. \quad (11.10)$$

Таким образом, максимально достижимое отношение сигнал/помеха зависит только от энергии  $Q$  входного сигнала и спектральной плотности мощности  $\Phi_{ш}$  белого шума на входе фильтра.

Выражение (11.10) было получено для случая  $\Phi_{ш} = \text{const}$ , т.е. для шума с равномерной спектральной плотностью в рабочей полосе пропускания. Для шума, спектр которого описывается функцией  $\Phi_{ш}(\omega_\alpha)$ , рассуждая аналогично и применяя неравенство Буняковского—Шварца [24, 30], можно получить более общее выражение для отношения сигнал/помеха (сигнал/шум) в случае оптимального фильтра:

$$\mu_{max} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|S(j\omega_\alpha)|^2}{\Phi_{ш}(\omega_\alpha)} d\omega_\alpha. \quad (11.11)$$

Частотная характеристика оптимального фильтра в этом случае имеет вид

$$H(j\omega_\alpha) = B_0 \frac{S^*(j\omega_\alpha)}{\Phi_{ш}(\omega_\alpha)} \exp(-j\omega_\alpha \alpha_0), \quad (11.12)$$

где  $B_0$  — некоторая постоянная, аналогичная  $A_0$ .

Хотя выражения (11.10) и (11.11) получены для идеализированных, оптимальных, систем, их можно использовать и в практике расчета реальных приборов, так как они позволяют рассчитать предельно достижимые значения отношений сигнал/помеха, а также устано-

вить критерий качества реальных приборов по степени их приближения к оптимальным вариантам.

Все приведенные выше рассуждения и выводы действительны не только для одномерных функций, но и для многомерных представлений сигналов и помех, в простейшем случае — двумерных. Например, выражение (11.12) в двумерной форме можно представить в следующем виде:

$$H(j\omega_x, j\omega_y) = B_0 \frac{S^*(j\omega_x, j\omega_y)}{\Phi_{\omega}(\omega_x, \omega_y)} \exp[-j(\omega_x x_0 + \omega_y y_0)].$$

К сожалению, даже в простейших практических случаях реализация согласованных фильтров, особенно оптических, т.е. в оптическом спектральном и пространственно-частотном диапазонах спектра, затруднена. Поэтому обычным способом фильтрации является согласование полосы пропускания фильтра с полосой частот, занимаемой полезным сигналом, т.е. *квазиоптимальная* фильтрация. Хорошо известна связь между шириной спектра сигнала в виде одиночного импульса  $\Delta\omega_a$  и шириной импульса  $\Delta\alpha_0$ :  $\Delta\omega_a \Delta\alpha_0 = \text{const}$ . Например, для прямоугольного импульса иногда выбирают полосу  $\Delta\omega_a \approx 8,6/\Delta\alpha_0$ . В этом случае отношение сигнал/помеха уменьшается приблизительно на 18% по сравнению с согласованным фильтром.

При входном сигнале в виде прерывистой последовательности («пачки») импульсов, что часто встречается в ОЭП, частотная характеристика согласованного фильтра заметно усложняется. Она становится гребенчатой, состоящей из ряда полос, соответствующих значениям основных гармоник сигнала. В ряде случаев обычно ограничиваются первой полуволной спектра одиночных импульсов, из которых составлена пачка, т.е. полосой  $1/\Delta\alpha_0$ . Требуемое число узкополосных фильтров, т.е. число узких полос в характеристике фильтра, в этом случае равно скважности импульсов  $N$ . В ОЭП при фильтрации по оптическому или пространственному спектру, т.е. во входных звеньях прибора, очень трудно, а часто и невозможно создать гребенчатые фильтры. Это объясняется чаще всего большой сложностью технологии изготовления многополосных светофильтров с заданной спектральной характеристикой, невозможностью создать такие пространственно-частотные фильтры при приеме некогерентных оптических сигналов.

Использование лазера в качестве источника излучения при активном методе работы ОЭП позволяет применить к решению рассматриваемой здесь проблемы средства когерентной оптики и методы когерентного приема, разработанные и освоенные в радиолокации.

Известны системы обработки оптической информации, использующие когерентное излучение и пространственно-частотные гребенчатые фильтры.

В литературе описаны и другие типы оптимальных фильтров, например, так называемый вероятностно-взвешенный фильтр, который применяется, если на вход поступает известный сигнал, но положение его во входной плоскости (в системе координат на входе) неизвестно. Параметры этого фильтра рассчитывают или подбирают таким образом, чтобы улучшить характеристики обнаружения сигнала. Вероятностно-взвешенный фильтр является оптимальным в случае больших отношений сигнал/помеха.

### 11.3. Оптимальная фильтрация при измерении параметров сигнала

Очень часто основной задачей, стоящей перед ОЭП, является измерение какого-либо параметра сигнала, приходящего на вход прибора. Например, параметры сигнала могут быть определенным функциональным образом связаны с координатами излучателя. В данном случае точность измерения параметров сигнала будет определять и точность измерения этих координат. Перед ОЭП, предназначенными для таких целей, ставится обычно задача: с максимальной точностью воспроизвести сигнал (по одному или нескольким его параметрам). Поэтому их часто называют *системами воспроизведения*. Точному воспроизведению мешают те же факторы, которые действуют и при обнаружении сигнала, т.е. различные помехи. Обычно принципиально неустранимыми являются случайные помехи: как внешние, т.е. возникающие вне ОЭП, так и внутренние, источники которых находятся в составе прибора.

*Критерием качества систем воспроизведения часто считают среднюю квадратическую погрешность измерения (оценки) воспроизводимого параметра сигнала*, например, его временного или пространственного положения, амплитуды и т.д. Системы, которые обеспечивают минимальную среднюю квадратическую погрешность, являются в данном случае оптимальными фильтрами. Критерий минимума средней квадратической погрешности не может служить универсальным критерием качества систем воспроизведения, однако он достаточно прост для анализа и надежен в большинстве практически важных случаев.

Наиболее полно теория оптимальной фильтрации при воспроизведении развита для линейных фильтров. Ниже будет рассмотрен

именно такой случай. Попытаемся найти общее выражение для средней квадратической погрешности воспроизведения какого-либо параметра сигнала, а затем установить, при каких условиях эта погрешность становится минимальной, т.е. найдем характеристики оптимального линейного фильтра. Впервые эта задача в общем виде была решена А. Н. Колмогоровым и Н. Винером.

Если на вход прибора с импульсной реакцией  $h(\alpha)$  поступает аддитивная смесь сигнала  $s(\alpha)$  с помехой  $n(\alpha)$ , например поток от исследуемого излучателя и поток от случайной гауссовской помехи в виде функций параметра  $\alpha$ , то, пользуясь интегралом свертки (см. §2.1), можно найти выражение для выходного сигнала, соответствующего суммарному входному сигналу  $x(\alpha) = s(\alpha) + n(\alpha)$ , т.е.

$$y(\beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(\alpha)h(\beta-\alpha)d\alpha = y_c(\beta) + y_{ш}(\beta),$$

где

$$y_c(\beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(\alpha)h(\beta-\alpha)d\alpha, \tag{11.13}$$

$$y_{ш}(\beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} n(\alpha)h(\beta-\alpha)d\alpha. \tag{11.14}$$

Пусть прибор работает таким образом, что искомое значение параметра  $\alpha$  соответствует максимуму функции выходного сигнала. Например, направление на излучатель определяется по максимуму амплитуды выходного сигнала. Вследствие наличия помехи  $n(\alpha)$  максимумы функций  $y(\beta)$  и  $y_c(\beta)$  не будут совпадать. Соответствующее построение приведено на рис. 11.4. В силу случайного характера  $n(\alpha)$  это

несовпадение  $\Delta\beta = \beta^* - \beta_0$  будет также случайной величиной. Ее дисперсия (квадрат средней квадратической погрешности)  $\sigma_{\beta}^2$  для оптимального фильтра воспроизведения должна быть минимальна. Пусть измерение параметров сигнала происходит при большом значении отношения сигнал/помеха. Тогда можно считать, что случайные погрешности  $\Delta\beta$  малы. Условием экстремума  $y(\beta)$  является равенство нулю первой производной функции  $y(\beta)$ . Разлагая в ряд Тейлора пер-

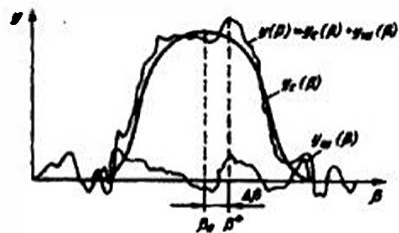


Рис.11.4. К выводу (11.16)

грешности  $\Delta\beta$  малы. Условием экстремума  $y(\beta)$  является равенство нулю первой производной функции  $y(\beta)$ . Разлагая в ряд Тейлора пер-

вую производную сигнальной функции  $y_c(\beta)$  для области  $\beta = \beta_0$  и пренебрегая членами второго порядка малости, получим

$$y'(\beta) \approx y'_c(\beta_0) + \Delta\beta y''_c(\beta_0) + y'_{ш}(\beta) = 0. \tag{11.15}$$

Поскольку в точке  $\beta = \beta_0$  производная  $y'_c = 0$ , то из (11.15) следует, что

$$\Delta\beta = -\frac{y'_{ш}(\beta)}{y''_c(\beta_0)}.$$

Дисперсия этой случайной величины

$$\sigma_{\beta}^2 = \frac{[y'_{ш}(\beta)]^2}{[y''_c(\beta)]^2} \Big|_{\beta=\beta_0}. \tag{11.16}$$

Воспользовавшись правилом Лейбница о дифференцировании по параметру под знаком интеграла, а также применив правило интегрирования по частям к (11.13) и (11.14), представим выражения для  $y'_{ш}(\beta)$  и  $y''_c(\beta)$  в виде

$$y'_{ш}(\beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} n(\alpha)h'(\beta-\alpha)d\alpha; \tag{11.17}$$

$$y''_c(\beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(\alpha)h''(\beta-\alpha)d\alpha = s(\alpha)h'(\beta-\alpha) \Big|_{-\infty}^{+\infty} - \int_{-\infty}^{+\infty} s'(\alpha)h'(\beta-\alpha)d\alpha. \tag{11.18}$$

Поскольку при бесконечных значениях аргумента  $\alpha$  импульсная реакция  $h(\beta - \alpha)$  и ее производная  $h'(\beta - \alpha)$  равны нулю для физически осуществимых фильтров, выражение (11.18) примет вид

$$y''_c(\beta) = - \int_{-\infty}^{+\infty} s'(\alpha)h'(\beta-\alpha)d\alpha. \tag{11.19}$$

Подставив (11.17) и (11.19) в (11.16), получим

$$\sigma_{\beta}^2 = \frac{\left[ \int_{-\infty}^{+\infty} n(\alpha)h'(\beta-\alpha)d\alpha \right]^2}{\left[ \int_{-\infty}^{+\infty} s'(\alpha)h'(\beta-\alpha)d\alpha \right]^2} \Big|_{\beta=\beta_0} \tag{11.20}$$



Выражение (11.20) носит достаточно общий характер. В §15.3 оно будет использовано при расчете дисперсии погрешности измерения параметров детерминированного сигнала.

Задача определения частотной характеристики оптимального фильтра воспроизведения была решена рядом исследователей методами вариационного исчисления. В общем случае, когда случайные сигнал и помеха (шум) коррелированы, *эта характеристика для оптимального (винеровского) фильтра* определяется выражением

$$H(j\omega_\alpha) = W_{xy}(\omega_\alpha) / W_x(\omega_\alpha),$$

где (см. § 2.2.)

$$W_{xy}(\omega_\alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xy}(\Delta\alpha) \exp(-j\omega_\alpha \Delta\alpha) d(\Delta\alpha);$$

$$W_x(\omega_\alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_x(\Delta\alpha) \exp(-j\omega_\alpha \Delta\alpha) d(\Delta\alpha);$$

$$R_{xy}(\Delta\alpha) = \overline{x(\alpha)y(\alpha + \Delta\alpha)}; \quad R_x(\Delta\alpha) = \overline{x(\alpha)x(\alpha + \Delta\alpha)};$$

$x(\alpha)$  и  $y(\alpha)$  — смеси сигнала и помех на входе и выходе системы соответственно.

Определив корреляционные функции  $R_{xy}$  и  $R_x$  и соответствующие им энергетические спектры  $W_{xy}$  и  $W_x$ , можно найти в общем виде функцию  $H(j\omega_\alpha)$ .

В том случае, если сигнал и помеха статистически независимы и решается задача простого воспроизведения сигнала,

$$|H(j\omega_\alpha)| = \frac{W_c(\omega_\alpha)}{\Phi_{ш}(\omega_\alpha) + W_c(\omega_\alpha)}, \quad (11.21)$$

где  $W_c(\omega_\alpha)$  и  $\Phi_{ш}(\omega_\alpha)$  — энергетические спектры сигнала и помехи соответственно, причем их можно определить через корреляционные функции сигнала  $R_c(\Delta\alpha)$  и помехи  $R_{ш}(\Delta\alpha)$  из выражений:

$$W_c(\omega_\alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_c(\Delta\alpha) \exp(-j\omega_\alpha \Delta\alpha) d(\Delta\alpha);$$

$$\Phi_{ш}(\omega_\alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{ш}(\Delta\alpha) \exp(-j\omega_\alpha \Delta\alpha) d(\Delta\alpha).$$

Здесь

$$R_c(\Delta\alpha) = \overline{s(\alpha)s(\alpha + \Delta\alpha)}; \quad R_{ш}(\Delta\alpha) = \overline{n(\alpha)n(\alpha + \Delta\alpha)};$$

$s(\alpha)$  и  $n(\alpha)$  — сигнал и помеха.

Соответствующая (11.21) *минимальная дисперсия*

$$\sigma_{\beta}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{W_c(\omega_\alpha) \Phi_{ш}(\omega_\alpha)}{W_c(\omega_\alpha) + \Phi_{ш}(\omega_\alpha)} d\omega_\alpha. \quad (11.22)$$

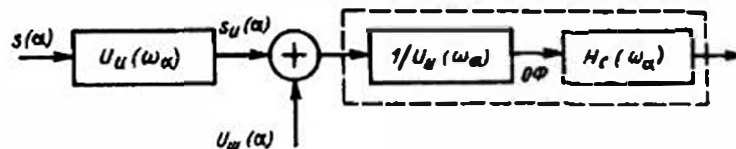


Рис. 11.5. Структурная схема воспроизведения с оптимальным фильтром (ОФ) в случае одновременного действия искажения сигнала и помех

Иногда в качестве оптимальных фильтров воспроизведения используют фильтры с более сложной (по сравнению с (11.21)) частотной характеристикой. Так, если сигнал  $s(\alpha)$  со спектром  $S(\omega_\alpha)$  подвергается искажениям, которые могут быть описаны Фурье-оператором (спектром искажений) вида  $U_u(\omega_\alpha)$ , и в системе (рис. 11.5) имеют место аддитивные шумы со спектром  $U_{ш}(\omega_\alpha)$ , то оптимальный фильтр воспроизведения, выполняющий восстановление искаженного сигнала  $s_u(\alpha)$ , должен иметь частотную характеристику вида

$$H_{\text{опт}}(\omega_\alpha) = \frac{1}{U_{ш}(\omega_\alpha)} \left[ \frac{|S(\omega_\alpha)|^2}{|S(\omega_\alpha)|^2 + \frac{|U_{ш}(\omega_\alpha)|^2}{|U_u(\omega_\alpha)|^2}} \right].$$

Первый множитель  $1/U_{ш}(\omega_\alpha)$  соответствует частотной характеристике инверсного фильтра, предназначенного для коррекции искажений сигнала. Второй множитель (в фигурных скобках) представляет собой частотную характеристику сглаживающего фильтра  $H_c(\omega_\alpha)$  с бесконечной задержкой, обеспечивающего выделение скорректированного сигнала на фоне шумов, спектральная плотность мощности которых после инверсного фильтра равна  $|U_{ш}(\omega_\alpha)|^2 / |U_u(\omega_\alpha)|^2$ . Из этого выражения следует, что при большем отношении сигнал/шум оптимальный фильтр приближается к инверсному.

## 11.4. Спектральная оптическая фильтрация

Спектральная оптическая фильтрация чаще всего состоит в выборе такого рабочего участка оптического спектра, для которого отношение сигнала от наблюдаемого излучателя к сигналу от помех на выходе приемника является наибольшим. Оптимальная спектральная фильтрация возможна только при одновременном учете спектральных характеристик излучателей и приемников, а также оптических сред, расположенных между ними.

Наиболее распространенным средством спектральной фильтрации являются оптические фильтры, поскольку спектральная избирательность других оптических элементов прибора, а также приемника, как правило, не удовлетворяет не только условию оптимизации (11.6), в котором в качестве аргумента следует брать оптическую частоту, но даже самым элементарным требованиям помехозащищенности. Поэтому и возникает необходимость ввести в состав прибора отдельный оптический элемент — фильтр.

Выбором спектральной характеристики оптического фильтра  $\tau_\phi(\lambda)$  и границ его пропускания  $\lambda_1, \dots, \lambda_2$  обычно стремятся максимизировать полезный сигнал на выходе приемника излучения

$$U_c - \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_c(\lambda) \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) \tau_\phi(\lambda) s(\lambda) d\lambda$$

и минимизировать сигнал помехи

$$U_n - \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_n(\lambda) \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) \tau_\phi(\lambda) s(\lambda) d\lambda.$$

Здесь  $M_c(\lambda)$  и  $M_n(\lambda)$  — спектральные плотности излучения источника полезного сигнала и помехи соответственно;  $\tau_c(\lambda)$  и  $\tau_o(\lambda)$  — спектральные характеристики пропускания среды распространения и оптической системы;  $s(\lambda)$  — спектральная чувствительность приемника излучения.

При оптимальном выборе  $\tau_\phi(\lambda)$  и  $\lambda_1, \dots, \lambda_2$  отношение  $U_c/U_n$  будет максимальным. Практически даже при известных  $M_c(\lambda)$ ,  $M_n(\lambda)$ ,  $\tau_c(\lambda)$ ,  $\tau_o(\lambda)$ , что далеко не всегда имеет место, трудно достичь такого оптимума, так как технологически сложно или даже невозможно изготовить фильтр с требуемой  $\tau_\phi(\lambda)$ , а кроме того, эти функции могут заметно меняться в процессе работы ОЭП.

Можно показать, что с учетом внутренних шумов прибора и, в первую очередь, шумов приемника излучения оптимальный фильтр име-

ет спектральную характеристику в виде кусочно-постоянной функции ( $\Pi$ -образного вида), т. е. такая фильтрация осуществляется путем выделения (режекции) такого участка оптического спектра, в котором достигается максимальный контраст между излучениями полезного сигнала и помехи. Дальнейшее выделение полезного сигнала происходит в электронном тракте, например, путем установления определенного порога срабатывания (см. ниже §11.6 и §11.9).

В [25] рассмотрен случай оптимизации спектральной характеристики оптического фильтра, используемого в приборе с угловым полем  $\omega_o$  при регистрации излучателя с угловым размером  $\omega_n$ .

Приняв  $s_1(\lambda) = M_n(\lambda)$ ,  $s_2(\lambda) = M_c(\lambda) + (1-p) \cdot M_n(\lambda)$ ,  $p = \omega_n/\omega_o$ , получим, что при выборе в качестве критерия оптимальности максимума отношения  $[s_2(\lambda) - s_1(\lambda)]/s_1(\lambda)$  оптимальный фильтр должен иметь характеристику вида

$$\tau_\phi(\lambda) = A \frac{M_c(\lambda) - p M_n(\lambda)}{M_n(\lambda)}, \quad (11.23)$$

где  $A = M_n(\lambda_{\max})/[M_c(\lambda_{\max}) - M_n(\lambda_{\max})]$ ,  $\lambda_{\max}$  — длина волны, при которой отношение монохроматических сигналов  $M_c(\lambda)$  и  $M_n(\lambda)$  максимально.

Применение оптического фильтра с характеристикой вида (11.23) позволяет повысить контраст между полезным сигналом и помехой на несколько десятков процентов по сравнению с отсекающим двусторонним ( $\Pi$ -образным) фильтром. Однако изготовить фильтр с рассчитанной по (11.23) характеристикой часто практически невозможно. В то же время отсекающие интерференционные фильтры хорошо освоены в производстве.

Для точечного излучателя, т. е. при  $\omega_n \ll \omega_o$  и  $p \approx 0$ ,

$$\tau_\phi(\lambda) = A \frac{M_c(\lambda)}{M_n(\lambda)}, \quad (11.24)$$

что соответствует характеристике согласованного фильтра.

Для протяженного излучателя (при  $\omega_n > \omega_o$ ) и  $p \approx 1$

$$\tau_\phi(\lambda) = A \frac{M_c(\lambda) - M_n(\lambda)}{M_n(\lambda)}. \quad (11.25)$$

Как следует из (11.23)–(11.25), при изменении соотношения между  $\omega_o$  и  $\omega_n$  меняются вид и границы пропускания спектральной характеристики  $\tau_\phi(\lambda)$  оптического фильтра.

Иногда качество спектральной фильтрации можно оценивать с помощью понятия «эффективная спектральная ширина полосы пропускания»:

$$\Delta\lambda_{эф} = \lambda_2 - \lambda_1.$$

Здесь

$$\lambda_1 = \lambda_{max} - \frac{1}{(M_c s)_{max}} \int_0^{\lambda_{max}} M_c(\lambda) \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) \tau_\phi(\lambda) s(\lambda) d\lambda,$$

$$\lambda_2 = \lambda_{max} + \frac{1}{(M_c s)_{max}} \int_0^{\lambda_{max}} M_c(\lambda) \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) \tau_\phi(\lambda) s(\lambda) d\lambda.$$

где  $\lambda_{max}$  — длина волны, при которой произведение  $M_c(\lambda) \cdot s(\lambda)$  достигает максимума;  $(M_c s)_{max}$  — максимальное значение функции  $M_c(\lambda) \cdot s(\lambda)$ .

В ряде практических вычислений используют несколько видоизмененное выражение для  $\Delta\lambda_{эф}$ , например, в качестве  $\Delta\lambda_{эф}$  принимают интеграл, входящий в формулы для  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , причем для его вычисления берут относительные значения  $M_c(\lambda)$  и  $s(\lambda)$ .

Следует указать, что в случае когерентного излучения при анализе выражений типа (11.6) или при синтезе спектральной характеристики оптимального фильтра очень часто необходимо учитывать фазовый множитель.

Режекторная фильтрация, сочетающаяся с пороговым ограничением, мало эффективна в случае малых отличий в спектральных характеристиках селектируемого излучателя и фона или помех, например, при близких их температурах, и особенно в тех случаях, когда случайные изменения этих характеристик сравнимы с такими отличиями или больше их.

Другим методом спектральной фильтрации, иногда применяемым на практике, является формирование отношения двух сигналов (потоков), взятых на различных участках спектра излучения объекта. По этому принципу, в частности, работают цветные пирометры, с помощью которых осуществляется идентификация излучателей по цвету («по сине-красному отношению»).

Если цветовая температура  $T_u$  обнаруживаемого объекта, принимаемого за черный или серый излучатель, известна, то отношение спектральных плотностей яркости на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  определяется в соответствии с законом Планка при  $\lambda T < 3000$  мкм·К:

$$\frac{L_{\lambda_1}}{L_{\lambda_2}} = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^{-5} \exp\left[-\frac{C_2}{T_u} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\right].$$

Отсюда

$$\ln\left(\frac{L_{\lambda_1}}{L_{\lambda_2}}\right) = 5 \ln\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right) - \frac{C_2}{T_u} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) = A_1 - \frac{B_1}{T_u}. \quad (11.26)$$

Выбрав  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  и зная приборные постоянные

$$A_1 = 5 \ln\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right) \quad \text{и} \quad B_1 = C_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right),$$

можно однозначно определить, соответствует ли логарифм отношения сигналов, пропорциональных  $L_{\lambda_1}$  и  $L_{\lambda_2}$  (на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ), известной априорно температуре  $T_u$ . Отличие значения логарифма отношения сигналов от заданного значения, соответствующего  $T_u$ , свидетельствует о наличии помехи или ложной цели в угловом поле прибора. Одна из возможных схем реализации алгоритма (11.26), позволяющая выделить полезный сигнал  $u_c = \ln(L_{\lambda_1 c} / L_{\lambda_2 c})$ , приведена на рис. 11.6.

В некоторых системах двухцветовой спектральной селекции для индикации полезного излучателя (цели) можно использовать не только факт равенства спектрального отношения, например отношения яркостей в двух спектральных диапазонах, величине, априорно известной для заданной цели, но и факт превышения этого отношения над заданным значением. Действительно, для черных и серых тел спектральное отношение монотонно изменяется при изменении температуры тела. Поэтому можно в процессе сканирования поля обзора узкопольной системой определять те зоны поля, для которых температура превышает заданный пороговый уровень.

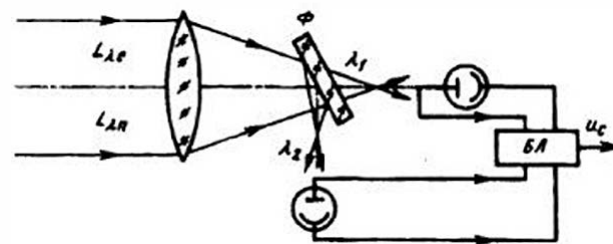


Рис. 11.6. Схема прибора, реализующего способ двухцветовой спектральной фильтрации:  $L_{\lambda_1 c}$  и  $L_{\lambda_2 c}$  — яркости источника сигнала и помех;  $\Phi$  — оптический цветоделительный фильтр; БЛ — блок логики

Следует помнить, что сигналы, образующие отношение, с которым сравнивается априорно задаваемое пороговое значение, зависит не только от спектра излучения целей и помех, но и от пропускания среды на пути между источниками и прибором. Это заметно усложняет реализацию на практике способов спектральной оптической селекции для некоторых типов ОЭП.

Чтобы оценить достоверность двухцветовой (а в более общем случае и многоцветовой) селекции излучателя на фоне помех и в присутствии шумов, следует рассмотреть статистические соотношения между отдельными параметрами, определяющими значения сигналов в каналах схемы. Один из возможных путей их нахождения может быть следующим.

Сначала составляются выражения для сигналов, поступающих на входы каналов прибора, например для освещенностей  $E_1(\lambda_1, \lambda_2)$  и  $E_2(\lambda_3, \lambda_4)$  в спектральных каналах  $\lambda_1 \dots \lambda_2$  и  $\lambda_3 \dots \lambda_4$  прибора. Затем определяется полный дифференциал (погрешность) этих функций, выраженный через частные погрешности отдельных параметров. Зная законы распределения этих погрешностей или задаваясь этими законами, а также устанавливая корреляционные связи между отдельными параметрами, в системе ортогональных координат  $E_1, E_2$  можно построить кривые, характеризующие вероятность того, что отдельные точки в плоскости  $(E_1, E_2)$  принадлежат одному и тому же излучателю.

При известных спектральных характеристиках излучения исследуемого объекта и помехи можно осуществить так называемую *балансную спектральную фильтрацию* [26], например с помощью двухцветного раstra. В таком растре вместо полностью прозрачных и непрозрачных ячеек поочередно располагаются элементы (например, сектора), одни из которых пропускают излучение в одной области спектра  $\lambda_1 \dots \lambda_2$ , а другие в другой —  $\lambda_3 \dots \lambda_4$ .

Если спектральные пропускания  $\tau_{\phi_1}(\lambda)$  и  $\tau_{\phi_2}(\lambda)$  в этих областях подобрать так, чтобы сигналы на выходе приемника с чувствительностью  $s(\lambda)$  от помехи со спектром  $\Phi_n(\lambda)$  были равны для различных элементов раstra, т.е.

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\phi_1}(\lambda) \Phi_n(\lambda) s(\lambda) d\lambda = \int_{\lambda_3}^{\lambda_4} \tau_{\phi_2}(\lambda) \Phi_n(\lambda) s(\lambda) d\lambda, \quad (11.27)$$

то глубина модуляции сигнала от помехи или переменная составляющая этого сигнала будет равна нулю. В то же время для объекта, спектр излучения которого отличается от  $\Phi_n(\lambda)$ , сигналы в областях  $\lambda_1 \dots \lambda_2$  и  $\lambda_3 \dots \lambda_4$ , т.е. при прохождении потока от этого объекта через

различные элементы раstra, различны, и глубина модуляции полезного сигнала заметно отличается от нуля.

Подобный метод может быть использован для нескольких спектральных каналов, причем сигналы, снимаемые с выходов этих каналов, не обязательно должны быть равны между собой. Важно установить достаточно определенное (известное) соотношение между этими сигналами, свойственное излучению обнаруживаемого или отслеживаемого объекта и отличное от соотношения, свойственного излучению возможных помех.

Если источник полезного сигнала (цель) и помеха являются маломерными излучателями, например точечными, различие в их спектрах излучения можно использовать следующим образом. Применяя составной оптический фильтр или приемник излучения, состоящий из элементов с различной спектральной характеристикой (рис. 11.7, а), и используя сканирование, при котором изображения цели и помехи помещаются внутри одного элемента фильтра или приемника, можно на выходе приемника получить электрические сигналы в виде импульсов (рис. 11.7, б, в), число которых будет различно для цели и для помехи. Если для спектрального диапазона  $\Delta\lambda_1$ , сигнал от цели превышает сигнал от помехи и уровень шумов, имеющих место в системе, а для диапазона  $\Delta\lambda_2$ , напротив, сигнал от помехи превышает сигнал от цели, то при сканировании изображения с помощью 3-х элементного фильтра, представленного на рис. 11.7, от цели будет создаваться один импульс, а от помехи — два. Даже если спектры цели и помехи перекрываются и импульсы, представленные на рис. 11.7, б и в, расширяются, «занимая» соседние элементы, надлежащим подбором  $\Delta\lambda_1$  и  $\Delta\lambda_2$ , при котором в этих диапазонах уровни сигналов от цели и от помехи заметно различаются, можно добиться различия в виде сигналов (числе пиков) от цели и от помехи. Однако поскольку ширина импульса от цели увеличивается, пространственное разрешение в таком случае может ухудшиться.

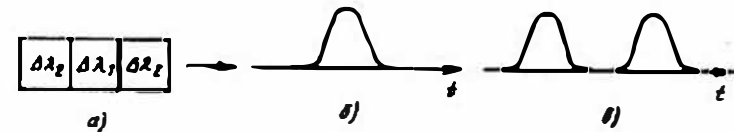


Рис. 11.7. К пояснению принципа пространственно-спектральной фильтрации: а — составной оптический фильтр (схема); б — сигнал от цели; в — сигнал от помехи

В заключение рассмотрим еще один возможный способ спектральной фильтрации — двухцветовую (двухполюсную) компенсацию.

Если в поле обзора имеются многочисленные источники излучения — оптические помехи с близкими или одинаковыми спектрами излучения, то в оптико-электронном приборе можно применить спектральную компенсацию. Она заключается в том, что на два приемника, работающих в различных спектральных диапазонах  $\Delta\lambda_1$  и  $\Delta\lambda_2$ , поступают различные сигналы. На первый подается сумма сигналов от цели и от помехи, т.е. соответственно выбирается диапазон  $\Delta\lambda_1$ . На второй при выборе соответствующего диапазона  $\Delta\lambda_2$  поступает только сигнал от помехи. После предварительного усиления осуществляется вычитание из сигнала в первом канале сигнала из второго канала. В связи с тем, что в разных диапазонах спектра сигналы от помехи различны, а кроме того, они могут меняться при изменении эффективной температуры помехи, структурная схема ОЭП с такой компенсацией содержит цепь обратной связи с интегратором и усилитель с переменным коэффициентом усиления, которые обеспечивают постоянство выходного (компенсированного, разностного) сигнала, используемого для управления следящей системой или другим выходным звеном всего ОЭП [30].

При многоканальной спектральной фильтрации возможна адаптация к изменяющимся условиям работы ОЭП. Например, в условиях подсветки объекта естественным солнечным излучением могут быть использованы одни спектральные каналы, в которых обеспечивается наибольший контраст между объектом и фоном, а в ночных условиях — другие, например с максимальным пропусканием собственного излучения объекта.

Принципиальные трудности реализации описанных методов спектральной фильтрации обусловлены нестабильностью спектров излучения обнаруживаемых объектов и пропускания среды.

Простым способом спектральной фильтрации является разложение полихроматического излучения в спектр с помощью диспергирующей системы, например призмы или дифракционной решетки, и «отсечка» ненужных составляющих спектра с помощью заслонок, непрозрачных экранов и т. п. Затем, если это необходимо, можно собрать в единый пучок или изображение пропущенные составляющие спектра.

Аналогичен способ спектральной селекции, основанный на использовании когерентной пространственной фильтрации и кратко рассмотренный в §11.8.

## 11.5. Пространственная фильтрация в некогерентных оптических системах

*Пространственная фильтрация заключается в выделении полезного сигнала на фоне помех за счет различия в их пространственно-частотных спектрах или, что фактически то же самое, за счет различия в их пространственной структуре, например в угловых размерах. Зная спектры сигналов и помех, а также те преобразования, которым они подвергаются в отдельных звеньях ОЭП (см. гл. 10), можно с помощью приведенных выше выражений найти передаточные функции оптимальных пространственных фильтров — фильтров пространственных частот.*

Однако реализация таких фильтров в большинстве случаев — трудная задача, что объясняется главным образом тем, что соответствующие спектрам реальных сигналов выражения пространственно-частотных характеристик оптимальных фильтров являются весьма сложными функциями. Даже для сравнительно простых сигналов, например от точечного излучателя, не удастся синтезировать объектив или растр с требуемой оптической передаточной функцией. Так, невозможно получить оптическую передаточную функцию, центрированную относительно достаточно высокой пространственной частоты, поскольку оптические элементы и системы являются фильтрами низких частот.

Ввиду большого числа звеньев, входящих в состав типового ОЭП, и различия в физических принципах работы этих звеньев очень трудно синтезировать многозвенный оптимальный фильтр. Поэтому часто стремятся синтезировать в виде оптимального пространственного фильтра какое-то одно звено оптико-электронной системы.

Таким звеном в ОЭП, работающих с некогерентными оптическими сигналами, чаще всего является растр анализатора изображений или модулятора, устанавливаемый в плоскости изображений. Некоторые особенности таких растров были рассмотрены в гл. 7 и 9. Кроме них, пространственным фильтром может быть также многоэлементный (мозаичный) приемник излучения.

Обычно на практике приходится иметь дело лишь с приближениями к оптимальным фильтрам, однако даже и они приводят к хорошим результатам, обеспечивая повышение помехозащищенности ОЭП. Такие квазиоптимальные фильтры решают задачу оптимизации системы либо с некоторыми допущениями, либо для ограниченного круга задач, например при работе в условиях какого-либо частного фона.

Рассмотрим некоторые особенности практической реализации пространственной фильтрации при использовании некогерентного излучения.

Из условия (11.5) следует, что для оптимальной фильтрации полезного сигнала, осуществляемой в плоскости изображений, необходимо такое пропускание по полю пространственного фильтра-растра, чтобы оно соответствовало закону изменения освещенности в изображении объекта. Например, для обнаружения точечного излучателя необходимо в плоскости анализа изображения установить полевую диафрагму очень малых размеров с пропусканием  $h(\alpha)$ , соответствующим распределению освещенности  $s(\alpha)$  в изображении точки. Поскольку в большинстве случаев вид функции  $s(\alpha)$  либо трудно определить, либо он меняется для различных условий работы прибора, обычно применяют диафрагму малых размеров с резким переходом от прозрачной части, по форме повторяющей контур изображения, к непрозрачной.

Такая конструкция пространственного фильтра практически очень неудобна. Во-первых, для просмотра большого поля обзора малым мгновенным угловым полем (диафрагмой анализатора) затрачивается сравнительно много времени. Во-вторых, как уже указывалось выше, для исключения потери информации при переходе от двумерного (пространственного) представления сигнала к одномерному (временному) необходимо преобразовать пространственный сигнал во временной, что осуществляется при относительном перемещении объекта или его изображения и фильтра. При таком перемещении поток от объекта, т. е. сигнал, модулируется. Для уменьшения до минимума полосы временных частот, занимаемой сигналом, и, следовательно, для уменьшения влияния шумов целесообразно получить гармоническую модуляцию сигнала. При использовании указанной выше конструкции узкополосного пространственного фильтра, состоящего из одной прозрачной ячейки, при просмотре всего поля обзора возникает импульсная модуляция потока с широкой полосой спектра сигнала. Достаточно хорошее приближение к непрерывной гармонической модуляции достигается с помощью периодической структуры раstra, ячейки (полупериоды) которого близки по форме и размерам изображению объекта.

Если рассмотреть выражение (11.12) для частотной характеристики оптимального пространственного фильтра, то его можно представить в виде двух основных последовательно включенных звеньев: согласованного фильтра с характеристикой  $S^*(j\omega_x, j\omega_y)$ , который обес-

печивает преимущественное пропускание спектра полезного сигнала, и помехоподавляющего звена с характеристикой  $1/\Phi_{\text{ш}}(\omega_x, \omega_y)$ .

Последнее должно выполнять функции пространственного дифференцирующего звена, причем порядок дифференцирования определяется видом шума.

В [13] рассмотрены требования к пространственным фильтрам, предназначенным для подавления сигналов от некоторых видов пестрого излучающего фона.

При изотропном фоне, спектр которого описывается кубической гиперболой вида  $\Phi_{\text{ш}}(\omega_\alpha) \sim \omega_\alpha^{-3}$ , помехоподавляющее звено должно быть дифференциатором третьего порядка. При фоне со спектром типа квадратической гиперболы ( $\Phi_{\text{ш}}(\omega_\alpha) \sim \omega_\alpha^{-2}$ ) требуется дифференцирование второго порядка. При изменении модели спектра фона, в том числе при учете анизотропии фона, частотная характеристика оптимального пространственного фильтра и максимально достижимое значение отношения сигнал/шум  $\mu$  могут весьма заметно меняться.

Наибольшие трудности при оптимальной пространственной фильтрации или приближении к ней (квазиоптимальная фильтрация) вызывает необходимость иметь пространственное дифференцирование по полю.

При дифференцировании электрического сигнала, снимаемого с выхода приемника, можно получить непрерывное дифференцирование. Однако при этом перевод сигнала в электрическую форму приводит к добавлению шумов приемника и предварительного усилителя к сигналам от объекта и помех. Кроме того, для идеального непрерывного дифференцирования (выборки  $\delta$ -функции) необходимо иметь бесконечно большую полосу пропускания, что невозможно и нецелесообразно с точки зрения помехозащитности.

При использовании в качестве пространственного фильтра раstra или мозаичного приемника непрерывное дифференцирование (т.е. дифференцирование в каждой точке поля) осуществить невозможно. Поэтому здесь используется образование конечных разностей сигналов<sup>1</sup> в дискретных точках поля, находящихся на малых, но конечных расстояниях друг от друга. Конечные разности образуются путем членения поля на отдельные элементы, размер которых обычно согласо-

<sup>1</sup>Одномерной конечной размерностью  $n$ -го порядка сигнала  $U(x)$  называют выражение [13]

$$\Delta^n U(x) = U(x+n\Delta x) - c_n^1 U[x+(n-1)\Delta x] + c_n^2 U[x+(n-2)\Delta x] - \dots$$

где  $c_n^k = \frac{n!}{k!(n-k)!}$ .

выдается с размером изображения источника полезного сигнала, и придания этим элементам различных весов (коэффициента пропускания ячеек раstra, чувствительности отдельных площадок мозаичного приемника).

Порядок конечных разностей, позволяющий приблизиться к характеристике оптимального фильтра, может быть найден по известным пространственно-частотным спектрам объекта  $S(j\omega_\alpha) = L(j\omega_\alpha)$ , фона  $\Phi_m(j\omega_\alpha)$ , оптической системы  $G(j\omega_\alpha)$  и приемника  $s_v(j\omega_\alpha)$ . Если представить оптимальную систему первичной обработки информации, описываемую частотной характеристикой  $K(j\omega_\alpha) = H(j\omega_\alpha)$ , в виде совокупности оптической системы, приемника и пространственного дифференциатора, частотная характеристика которого  $A_\alpha(j\omega_\alpha)$  изменяется в зависимости от вида сигнала и шума, то можно написать

$$A_\alpha(j\omega_\alpha) = \frac{H(j\omega_\alpha)}{G(j\omega_\alpha)s_v(j\omega_\alpha)}$$

Подставляя в числитель этого выражения значение  $H(j\omega_\alpha)$  из (11.12), получим для точки  $\alpha_0=0$

$$A_\alpha(j\omega_\alpha) = \frac{BS^*(j\omega_\alpha)}{\Phi_m(j\omega_\alpha)G(j\omega_\alpha)s_v(j\omega_\alpha)}$$

Решение этого уравнения после подстановки развернутых выражений спектров, приведенных к одному и тому же значению аргумента  $\omega_\alpha$ , позволяет найти порядок требуемых конечных разностей, определяемых показателем степени при  $\omega_\alpha$ . В работе [13] приведены такие решения для некоторых используемых на практике случаев.

Для подавления постоянного фона сумма весов<sup>1</sup> отдельных элементов пространственного фильтра должна быть равна нулю.

В качестве примера на рис. 11.8 приведены распределения весов: для вторых разностей сигнала, состоящего из трех соседних точек, лежащих на одной прямой вдоль направления наибольшей корреляции фона с ярко выраженной анизотропией (рис. 11.8, а);

для двух вторых разностей и ортогонально симметричного фона (рис. 11.8, б);

для разностей четвертого порядка по трем осям симметрии (рис. 11.8, в).

<sup>1</sup>Весом элемента обычно называют его пропускание или чувствительность в абсолютных единицах с учетом знака.

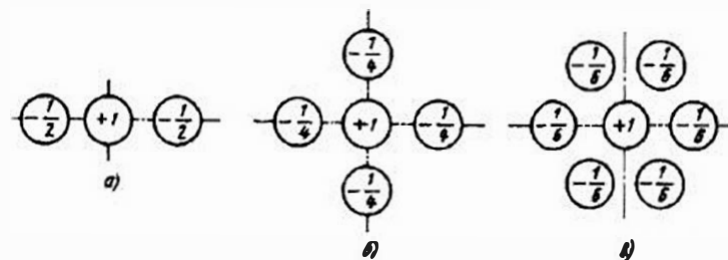


Рис. 11.8. Распределение весов отдельных элементов пространственных фильтров

В качестве простейшего примера пространственной фильтрации с помощью подобных фильтров рассмотрим задачу выделения мало-размерного излучателя на фоне крупноразмерных помех с помощью трехэлементного фильтра с распределением весов  $-1/2, 1, -1/2$  (рис. 11.9). Стрелкой на рис. 11.9, а показано направление сканирования, в процессе которого объект *Об* и помехи последовательно переключаются элементами фильтра *Ф*. Если сигнал  $u_{n1}$  от близкой к изотропной помехи *П1* подавляется таким фильтром достаточно эффективно, то этого нельзя сказать про сигнал  $u_{n2}$  от анизотропной помехи *П2*. Для подавления последнего требуется либо ориентировать такой фильтр по направлению, в котором вытянута помеха, либо применять более сложные фильтры, например, с распределением весов, представленным на рис. 11.8, б, в. Как это следует из рис. 11.9, помеха не подавляется и в том случае, если амплитуда сигнала от помехи  $u_{n1}/2$  больше порога срабатывания  $u_{пор}$ , т.е. сравнима с амплитудой  $u_{об}$  или больше

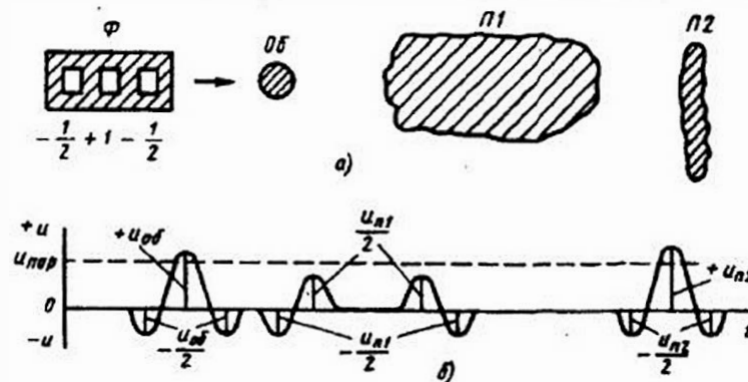


Рис. 11.9. Простейший пример пространственной фильтрации: а — схема сканирования фильтром поля обзора; б — сигналы на выходе фильтра

ее. Это имеет место, когда контраст между помехой и фоном больше чем в 2 раза контраста между объектом и фоном. Во многих случаях приходится увеличивать порядок дифференцирования, т.е. использовать большее число элементов фильтра с меньшими значениями разностей весов периферийных элементов, а также применять другие методы селекции, например спектральную и временную.

Отметим, что поскольку пропускание оптических растров не может быть отрицательным, получение отрицательных весов для них невозможно. Поэтому реализовать структуры, представленные на рис. 11.8 и им подобные, удастся на многоэлементных приемниках, т.е. после преобразования оптического сигнала в электрический, использования усилителей с различными коэффициентами усиления и изменения знака сигнала в соответствии со знаками весовых коэффициентов (весов) отдельных элементов приемника.

Оптимальные значения весов отдельных элементов пространственного фильтра, определяемые функцией взаимной двумерной ковариации смеси сигнала и шума и среднего значения сигнала, подбирают в соответствии с приведенным выше правилом так, чтобы минимизировать среднее квадратическое значение шума.

Так как источник сигнала может занимать произвольное положение в угловом поле прибора, фаза сигнала, описываемая экспоненциальным членом в выражении для частотной характеристики оптимального фильтра (11.6), оказывается неизвестной. Поэтому максимум отношения сигнал/шум обеспечивается путем установки большого числа параллельно работающих оптимальных пространственных фильтров, различающихся только фазовыми множителями, что при работе в угловом поле, превышающем размер изображения источника полезного сигнала, достигается также с помощью многоэлементных структур (растров, мозаичных приемников и др.). Часто вместо сплошной двумерной структуры используется один оптимальный фильтр (один элемент), совершающий последовательный просмотр требуемого поля. Однако такому фильтру свойственны существенные недостатки, отмеченные выше.

Учитывая трудности реализации пространственных фильтров-дифференциаторов, увеличение внутренних шумов при использовании многоэлементных приемников с предусилителями в канале каждого элемента и ряд других недостатков таких устройств, достаточно часто на практике применяют пространственные фильтры в виде растров с чередующимися прозрачными и непрозрачными участками (см. § 9.5), т.е. с распределением весов  $+1, 0, +1, 0$  и т. д., или мозаичные приемники, элементы которых включены в чередующемся порядке в проти-

вофазе, т.е. распределение весов имеет вид  $+1, -1, +1, -1$  и т.д. Даже такие упрощенные фильтры часто достаточно эффективно селективируют малоразмерные объекты на фоне крупноразмерных помех, хотя они критичны к большим перепадам яркости помех («внутри» помехи или на границах ее).

Фильтры на мозаичных приемниках более эффективны, чем фильтры-растры. В этом легко убедиться, если провести графическое построение сигналов аналогично тому, как это сделано на рис. 11.9. Кроме того, фронт и спад сигналов мозаичных приемников при «входе» фильтра на изображение помехи и «сходе» с него значительно меньше, а амплитуда входного сигнала при использовании многоэлементных приемников с противофазным включением вдвое больше амплитуды сигнала от того же малоразмерного объекта при применении аналогичного по рисунку раstra. В то же время мозаичным приемникам свойственны уже отмеченные выше недостатки (дороговизна, сложность изготовления малоразмерных элементов с одинаковыми параметрами, внесение дополнительных шумов схемы считывания и обработки сигналов и ряд других).

При увеличении размеров поля обзора, которое должен исследовать ОЭП, шумы от протяженного фона увеличиваются, а энергия малоразмерного сигнала остается постоянной. Эффективность фильтрации в этом случае понижается. Действительно, рассмотренные выше типовые пространственные фильтры-растры (см. рис. 9.6) обладают хорошим пропусканием в области нулевых пространственных частот, т.е. там, где велико влияние протяженного фона. Отличительной особенностью пространственной фильтрации в некогерентных системах по сравнению, например, с фильтрацией, применяемой в радиотехнике и радиолокации, является то, что она осуществляется в пространственной области, а не в частотной. При этом техническая реализация фильтра с пространственной структурой со сложным, как правило, законом изменения прозрачности или чувствительности по его площади (в соответствии со сложной двумерной структурой сигнала) - задача трудная, а порой и невыполнимая.

Важно отметить, что сложность и возможные изменения форм и размеров изображений в процессе работы ОЭП, например, вследствие изменения ракурсов наблюдения, дальности и других причин приводят к нестационарности пространственно-частотных спектров таких излучателей. В этом заключается существенное отличие ОЭП от радиоэлектронных приборов, для которых случайные изменения спектров сигналов и помех, как правило, менее значительны. По этой же причине в ОЭП часто невозможно с помощью пространственных фильтров



полностью «отсечь» спектр помех. Учитывая возможные изменения размеров изображения, на практике размер ячеек растров пространственных фильтров выбирают больше размера изображения (порой не менее чем в 3 раза).

Другая специфическая особенность пространственной фильтрации - нестационарность передаточных функций оптических систем по их угловому полю или полю обзора. Полевые aberrации оптических систем приводят к тому, что размер кружка рассеяния меняется по полю, как правило, увеличиваясь к краю. Поэтому в растрах, используемых в качестве пространственных фильтров, часто размер ячеек возрастает от центра к краю.

Пространственно-частотные спектры многих фонов и внешних излучающих помех, например, неба, облачности, наземных ландшафтов, имеют четко выраженный низкочастотный характер [13, 24, 26]. Так, основная энергия в спектре облаков содержится на гармониках не выше восьмой, если за первую гармонику принимается частота просмотра всего углового поля ОЭП, например, частота вращения полудискового анализатора-модулятора (см. рис. 7.4). В то же время спектр малоразмерных объектов типа самолетов имеет гармоники выше двенадцатой [1, 30]. Это позволяет эффективно использовать полосовые фильтры в электронном тракте ОЭП (после растра-модулятора и приемника).

В приборах или системах, где требуется улучшить качество изображения наблюдаемого поля, пространственная фильтрация помогает увеличить контраст в изображении информативных структур этого поля. С помощью пространственной фильтрации разделяются низкочастотная и высокочастотная составляющие сигнала, а затем одна из них используется для управления другой.

Если динамический диапазон яркостей отдельных участков наблюдаемого поля велик и превышает динамический диапазон всего ОЭП или отдельных его элементов, например системы отображения, то целесообразно ослабить малоинформативную часть спектра пространственных частот, как правило, низкочастотную, и усилить высокочастотную. Для этого из текущего значения сигнала  $U(x, y)$ , получаемого на выходе приемника излучения при сканировании поля обзора мгновенным угловым полем ОЭП в сумматоре  $C1$  (рис. 11.10) вычитается низкочастотная составляющая, например его среднее значение  $U_{cp}(x, y)$ , которое соответствует среднему значению яркости по полю обзора или по его части, заметно превышающей мгновенное поле, «образующее» сигнал  $U(x, y)$ .

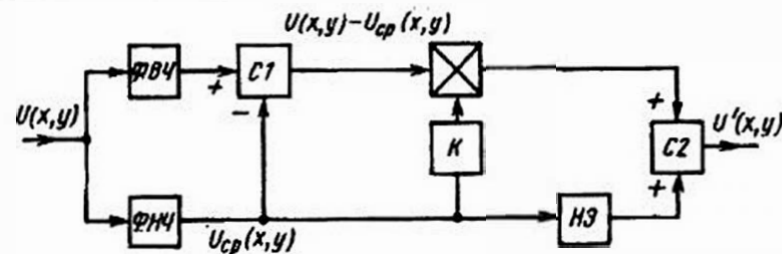


Рис. 11.10. Схема коррекции динамического диапазона яркости изображения

Среднее значение  $U_{cp}(x, y)$  можно получить, применяя фильтр низких частот ФНЧ, например, полевую диафрагму с расположенным за ней приемником, работающим в линейной зоне своей энергетической (или фоновой) характеристики и создающим сигнал, пропорциональный общему, осредненному по полю обзора (или его части) потоку излучения. Осреднение может вестись и в электронном тракте, например на выходе мозаичного приемника.

На выходе фильтра высоких частот ФВЧ образуется высокочастотная составляющая сигнала. В зависимости от среднего значения сигнала с помощью корректора  $K$  можно увеличить или уменьшить разностный сигнал  $U(x, y) - U_{cp}(x, y)$ , а среднее значение сигнала, т. е. его низкочастотную составляющую, пропустить через нелинейный элемент НЭ. Коэффициент передачи корректора может быть как постоянным, так и переменным.

На выходе сумматора  $C2$  получается откорректированный сигнал  $U'(x, y)$ , динамический диапазон которого согласован с динамическим диапазоном последующих звеньев прибора, например системы отображения.

Схема, представленная на рис. 11.10, может быть и видоизменена, например в ней может отсутствовать корректор или нелинейный элемент.

### 11.6. Обнаружение движущихся объектов с помощью пространственно-временной фильтрации

Простейшим способом обнаружения движущихся объектов является *сравнение последовательно наблюдаемых кадров*, т. е. изображений просматриваемого поля. Осуществляя выборку во времени значений поля яркостей или освещенностей и вычитая значения сигналов, получаемых в каждом предыдущем кадре (выборке), из значений сигналов в «текущем» кадре, можно компенсировать (минимизиро-

вать) сигналы (яркости, освещенности), не изменяющиеся во времени, и, напротив, выделить изменяющиеся от кадра к кадру сигналы (изображения).

Большими преимуществами по сравнению с таким простым временным дифференцированием изображений обладает обработка изображения с помощью оператора Лапласа (лапласиана). Для получения лапласиана сигнала, снимаемого с элемента поля с координатами  $(x, y)$ , образуется выражение вида

$$L_n(x, y) = u_{n-1}(x, y) - 2u_n(x, y) + u_{n+1}(x, y),$$

где  $n-1, n, n+1$  — три последовательных момента времени, в которые сигнал принимает значения  $u_{n-1}, u_n, u_{n+1}$ ; они соответствуют трем последовательным кадрам обрабатываемого изображения.

Алгоритм выделения движущегося объекта включает следующие операции:

- 1) определение абсолютных значений лапласианов  $L_n$ ;
- 2) бинаризацию получаемых значений (пороговое ограничение) путем придания значения «1» тем элементам анализируемого поля, для которых лапласиан превышает некоторое пороговое значение, и значений «0» остальным элементам;
- 3) определение положения энергетического центра тяжести бинаризованного изображения;
- 4) повторение описанных операций для следующих временных выборок анализируемого поля (следующих кадров).

При этом возможно определение скорости движения изображения путем деления значения смещения его центра тяжести на интервал времени, в течение которого происходило это смещение.

Более сложной является обработка изображений, содержащих не один, а несколько движущихся объектов. Здесь могут быть использованы следующие методы: *оптической корреляции*; *основанные на априорном знании скорости движения объектов*; *выделения контуров объекта, а не центра тяжести* и ряд других. Часто, особенно при «зашумленных» изображениях, когда наряду с выделяемыми объектами в анализируемом поле присутствуют многочисленные помехи в виде пестрого, т.е. случайно меняющего свою яркость в пространстве и времени фона, достаточно эффективными являются алгоритмы пространственно-временной обработки изображений, описываемые ниже.

На качество выделения движущихся объектов оказывают большое влияние случайные изменения яркости фона, на котором наблюдается объект, если скорость этих изменений сопоставима со скоростью движения объекта или межкадровый интервал времени достаточно

велик. Другим вредным фактором может быть вибрация основания, на котором установлен прибор, предназначенный для обнаружения движущегося объекта.

В последнее время помимо сравнительно простых и хорошо освоенных способов временной обработки оптических сигналов для решения указанной задачи все шире применяется комбинированный способ — *пространственно-временная фильтрация*, при которой используются трехмерные фильтры в соответствии с представлением оптического сигнала в виде функции двух пространственных координат —  $x$  и  $y$  (обычно в плоскости изображения) и времени  $t$ .

Пространственная обработка ведется путем пространственной дискретизации (деления поля изображений на отдельные элементы), выборки значений сигналов, имеющих место для каждого элемента, и превращения этих сигналов (поточков, освещенностей) в электрические сигналы. Все эти операции успешно реализуются с помощью многоэлементных анализаторов, например мозаичных приемников (см. гл. 7). Полученные значения электрических сигналов подвергаются временной обработке.

Процесс селекции движущегося объекта можно разбить на две стадии:

обработка изображения поля (поля изображений) в целях выделения полезного сигнала - изображения объекта и подавления (уменьшения) посторонних изображений;

слежение за объектом для идентификации его.

Рассмотрим сначала алгоритмы решения первой стадии общей задачи.

Алгоритм временного дифференцирования (ВД). Это — известный и кратко описанный выше алгоритм, применяемый в радиолокации и в ОЭП [13, 37]. При относительном взаимном перемещении поля объектов и элемента анализатора изображений сигнал, снимаемый с этого элемента, изменяется во времени. Дифференцируя полученный временной сигнал путем его выборки в отдельные моменты времени и выделения соответствующих разностей, для элемента с центром в точке  $(x, y)$  в момент времени  $n$  можно получить сигнал

$$U_n(x, y) = \sum_{i=0}^N p_i u_{n-i}(x, y),$$

где  $N$  определяется порядком дифференцирования;  $p_i$  — вес сигнала, поступающего на вход элемента в  $i$ -й момент времени;  $u_{n-i}(x, y)$  — выборка сигнала с элемента  $(x, y)$  во времени.

Значения весов при различных порядках дифференцирования выбираются такими же, как и в рассмотренном выше (см. §11.5) случае пространственной фильтрации: при дифференцировании 1-го порядка: +1, -1; 2-го порядка: -1/2, +1, -1/2; 3-го порядка: -1/3, +1, -1, +1/3; 4-го порядка: +1/6, -2/3, +1, -2/3, +1/6. Например, дифференцирующий фильтр 2-го порядка даст выходной сигнал  $U_n(x, y)$  для элемента  $(x, y)$  вида

$$U_n(x, y) = -\frac{1}{2}u_n(x, y) + u_{n-1}(x, y) - \frac{1}{2}u_{n-2}(x, y).$$

Легко видеть, что, как и при пространственной фильтрации, при постоянном входном сигнале выходной сигнал  $U_n(x, y)$  будет равен нулю.

**Алгоритм пространственного дифференцирования (АПД).** Принцип действия простейшего фильтра, реализующего АПД, может быть пояснен с помощью рис. 11.11. Пусть некоторое поле изображений, состоящее из  $M \times N$  элементов, просматривается совокупностью  $K \times L$  элементов ( $K$  и  $L$  — нечетные числа), на рис. 11.11 — «окном» из  $3 \times 3$  элементов. В момент времени  $t_n$  на центральный элемент «окна» поступает сигнал  $u_n(x, y)$ , т.е. координаты центра этого элемента —  $(x, y)$ . На рис. 11.11 для момента времени  $t_n$  принято обозначение  $u_n(x, y) = u_{xy} = u_{22}$ . В логической схеме, показанной на рис. 11.11, б, этот сигнал вычитается в сумматорах  $\Sigma$  из сигналов, снимаемых с каждого из элементов  $K \times L$  «окна» во время предыдущего кадра (в предыдущей выборке значений поля изображений элементами  $K \times L$  «окна»). На выход проходит только сигнал, образующий наименьшую разность. Это позволяет исключить из дальнейшей обработки такие детали (объекты) в поле изображений, которые остаются постоянными во времени (не меняют своего положения).

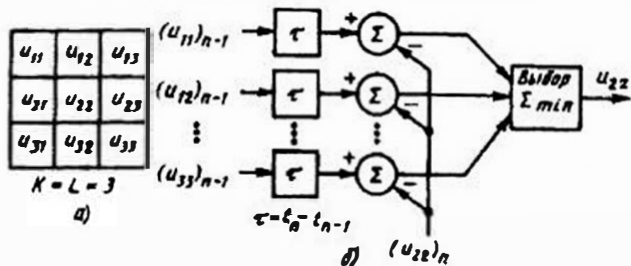


Рис. 11.11. Пространственно-временное дифференцирование изображений: а — анализирующее многоэлементное окно; б — схема устройства для обработки сигнала

Представленный на рис. 11.11 фильтр осуществляет дифференцирование 1-го порядка. Выходной сигнал для него определяется как

$$U_n(x, y) = \min[u_{n-1}(k, l) - u_n(x, y)]. \quad (11.28)$$

где

$$x - \frac{K-1}{2} \leq k \leq x + \frac{K-1}{2}; \quad y - \frac{L-1}{2} \leq l \leq y + \frac{L-1}{2}.$$

В общем случае, т.е. при произвольном порядке дифференцирования, вместо (11.28) можно записать

$$U_n(x, y) = \min|u_{n-r}(k, l) - u_n(x, y)|,$$

где  $k$  и  $l$  определяются так же, как и для (11.28);  $r$  — целое число, причем оно может быть и больше и меньше  $n$ , если обрабатываются и последующие за  $t_n$  кадры (поля изображений) и предшествующие этому моменту. Если осуществляется двустороннее дифференцирование первого порядка, то значения  $r$  соответственно равны +1 и -1.

Если пространственный фильтр из  $K \times L$  элементов, осуществляющий дифференцирование 1-го порядка, просматривает поле из  $M \times N$  элементов, то в память логического устройства или ЭВМ заводится  $K \times L \times M \times N$  значений. При увеличении  $K$  и  $L$ , что позволяет улучшить качество фильтрации, например снизить влияние вибраций основания, на котором располагается ОЭП, требования к емкости памяти могут заметно возрасти. То же происходит и при увеличении просматриваемого поля, т.е.  $M \times N$ , и при повышении порядка дифференцирования.

**Пиковое детектирование.** При этом алгоритме каждый элемент поля в последовательных временных выборках (в последовательных кадрах) рассматривается как центр окна из  $K \times L$  элементов. Сигнал, снимаемый с элемента  $(x, y)$ , сравнивается с сигналами со смежных элементов, образующих  $K \times L$  окно с центром в  $(x, y)$ . Если сигнал в любом из смежных элементов больше, чем в центральном, то выходной сигнал  $U_n(x, y)$  с центрального элемента принимается равным нулю. В противном случае он принимает значение, равное входному сигналу  $u_n(x, y)$ .

**Пороговое ограничение.** Здесь амплитуда входного сигнала в каждой точке поля (каждом элементе) сравнивается с некоторым заранее устанавливаемым порогом. Если этот сигнал меньше порога, то выходной сигнал  $U_n(x, y)$  принимается равным нулю, а если он больше порога или равен ему, то  $U_n(x, y) = u_n(x, y)$ .

**Согласованная фильтрация.** Применение согласованных фильтров (см. §11.2) эффективно для выделения сигналов, наблюдаемых на фоне помех. При обработке дискретизированных изображений с

помощью двумерных мозаичных анализаторов используются цифровые согласованные фильтры, коэффициенты «пропускания» которых можно описать двумерной дискретной функцией  $h(k, l)$ . Обычно эти коэффициенты представляют в двоичном коде, т. е. они являются степенями основания 2, что удобно для цифровой обработки информации. Пропущенные через такие фильтры сигналы определяются как

$$U_n(x, y) = \sum_{k=-(K-1)/2}^{k=(K-1)/2} \sum_{l=-(L-1)/2}^{l=(L-1)/2} u_n(x-k, y-l) h(k, l).$$

где все обозначения те же, что и в (11.28).

В работе [37] приведены результаты сравнения различных алгоритмов, проведенного при моделировании процесса подавления наземного фона, наблюдаемого из космоса, и при наличии в угловом поле ОЭП двух слоев движущихся облаков. Критерием для сравнения служила степень подавления среднего квадратического значения шумового сигнала, создаваемого фоном, а также значение отношения сигнал/шум, определяемое для некоторого гипотетического движущегося объекта. Наибольшую эффективность имело двустороннее пространственное дифференцирование, в большинстве случаев применяемое одновременно с пороговым ограничением и пиковым детектированием. Однако и при использовании простого пространственного дифференцирования выделение движущегося объекта на фоне гораздо более эффективно, чем при использовании временного дифференцирования.

На второй стадии решения задачи по селекции движущегося объекта иногда можно использовать априорную информацию о скорости его движения. Для этого нужно найти скорость движения объекта, обнаруженного на фоне помех с помощью одного из описанных выше алгоритмов, и сравнить ее с заранее известным значением. Первым этапом такого решения может быть определение траектории движения объекта (выделение трека изображения), вторым — слежение за этим движением, а затем и сопоставление получаемой информации с априорной в целях принятия решения о наличии движущегося объекта в анализируемом поле.

Траекторию можно найти следующим путем. Если сигнал  $u_n(x, y)$  в точке с координатами  $(x, y)$  в  $n$ -й момент времени (в  $n$ -м кадре) не равен нулю, а при следующей временной выборке, т. е. в  $(n+1)$ -м кадре, отличный от нуля сигнал  $u_{n+1}$  наблюдается в точке  $(x+k, y+l)$ , то отрезок, соединяющий эти две точки, с определенной вероятностью принимается за отрезок траектории движения объекта, создающего сигналы  $u_n$  и  $u_{n+1}$ . Если в следующем  $(n+2)$ -м кадре в области, приле-

гающей к точке с координатами  $(x+2k, y+2l)$ , т. е. в анализирующем «окне» из  $K \times L$  элементов (см. рис. 11.11, а), сигнал не равен нулю, то прямую или ломаную, соединяющую элементы поля, в которых в  $n$ -,  $(n+1)$ - и  $(n+2)$ -м кадрах имелись сигналы, можно принять за траекторию движения объекта, выделенного на фоне помех или пестрого фона. Во время следующих выборок (кадров) можно заранее предсказывать положение анализирующего «окна» из  $K \times L$  элементов, определяя скорость движения как отношение путей, пройденных изображением от точки  $(x, y)$  к точке  $(x+k, y+l)$  и от последней точки к точке  $(x+2k, y+2l)$ , к соответствующим промежуткам времени между  $n$ -м и  $(n+1)$ -м и  $(n+1)$ -м и  $(n+2)$ -м кадрами.

Дальнейшее развитие этого метода предусматривает использование адаптивных фильтров, минимизирующих погрешности определения текущего значения скорости. При получении ненулевых сигналов с нескольких элементов, образующих окно  $K \times L$ , можно селектировать сигнал по его амплитуде, а также по степени приближения элемента к центральному элементу окна.

Окончательное распознавание движущегося объекта ведется с использованием ряда признаков: степени приближения полученного значения скорости к априорно известной, числа проанализированных кадров, числа потерь объекта при слежении за ним и др.

Результаты моделирования всего процесса обнаружения и селекции одного или нескольких ( $\leq 10$ ) движущихся объектов на фоне помех с помощью многоэлементных анализаторов, приведенные в [37], показали, что вероятность ложных тревог (см. §11.2) при использовании описанных выше алгоритмов и методов может быть сделана очень малой (порядка  $10^{-4} \dots 10^{-6}$  при числе кадров  $n=10$  и  $10^{-12} \dots 10^{-15}$  при  $n=20$ ).

### 11.7. Медианная фильтрация

Медианная фильтрация служит для устранения импульсных шумов путем нелинейного сглаживания смеси «сигнал+шум» с сохранением краевых переходов сигнала и его локальных однородных областей. Она применяется для подавления неаддитивного негауссовского шума, который не коррелируется с сигналом.

При медианной фильтрации значению сигнала в какой-либо точке поля сигналов приписывается среднее из значений в небольшом окне, окружающем данную точку, т. е. среднее из значений сигнала в этой точке и соседних с ней. Например, если размер окна  $N=3$  (просмотр поля идет трехэлементным окном) и значения выборок сигнала

в последовательных трех точках (трех элементах окна) равны  $u$ ,  $3u$  и  $8u$ , то на выходе медианного фильтра сигналу в средней точке приписывается значение  $4u$ .

Прежде чем сигнал проходит через медианный фильтр (МФ) он складывается с  $r$  выборками нулевых значений в начале и конце просмотра поля. Это делается для минимизации краевых эффектов. Значение  $r$  определяется в соответствии с размером  $N$  окна как

$$r = (N-1)/2.$$

Наибольшее распространение получили бинарные медианные фильтры (БМФ), для которых входные и выходные сигналы представляются в виде бинарных последовательностей. Например, для сигнала, принимающего  $M$  значений или квантуемого на  $M$  уровней, ряд из  $M-1$  двоичных сигналов может быть получен путем квантования входных значений на уровни  $k = 1, 2, \dots, M-1$ . Квантованный выходной сигнал равен 1, если входной сигнал больше или равен  $k$ , и 0 во всех остальных случаях. Полученный двоичный ряд после квантования проходит через ряд БМФ, выходные сигналы с которых складываются и образуют отфильтрованный (сглаженный) сигнал.

Действие МФ эквивалентно сложению двоичных выборок в рассматриваемом окне, сравнению полученной суммы с  $r$  и замене суммы на 1, если сумма больше  $r$ , или на 0 во всех остальных случаях.

Описанные операции могут быть реализованы с помощью оптико-электронных средств. Наиболее проста реализация МФ на базе многоэлементных приемников излучения, «разбивающих» поле изображения сигналов и шумов на отдельные элементы — пиксели.

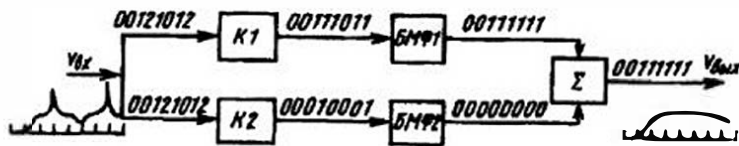


Рис. 11.12. Схема медианного фильтра с двумя квантователями

На рис. 11.12 представлена схема медианного фильтра с двумя квантователями  $K1$  и  $K2$  ( $k_1=1$  и  $k_2=2$  соответственно), на входы которых поступает сигнал  $v_{вх}$ , например, сигнал, соответствующий последовательности отсчетов 00121012, снимаемых с отдельных элементов многоплощадочного приемника излучения — пикселей изображения. На выходе сумматора  $\Sigma$  снимается отфильтрованный сигнал  $v_{вых}$ , в котором отсутствуют шумовые выбросы (пики), имевшие место на четвертом и восьмом пикселях входного сигнала.

В некоторых оптико-электронных системах технического зрения используется разновидность медианного фильтра — осредняющий уравновешенный фильтр «двойное окно». Он может рассматриваться как некое среднее между двумя «крайностями» — усредняющим и медианным фильтрами. Для выделения краев изображения (оконтурирования) он по качеству и скорости обработки сигнала является одним из лучших.

Фильтр использует как малое, так и большое окна, центрированные на текущем пикселе. Пусть  $f(x, y)$  — уровень серого на пикселе с координатами  $(x, y)$ , т. е.  $f(x, y)$  — сглаженное, усредненное значение «веса» пикселя. Обработка сигнала рассматриваемым фильтром образует следующий алгоритм:

- 1) определение медианного значения  $m(x, y)$  в малом окне  $(2N_1+1, 2N_1+1)$  пикселей с центром на  $(x, y)$ ;
- 2) установка ряда интенсивности  $[m(x, y) - q, m(x, y) + q]$ , где  $q$  — выбираемый (настроечный) параметр;
- 3) вычисление среднего из сигналов всех пикселей, лежащих внутри этого ряда интенсивности в пределах большого окна  $(2N_2+1, 2N_2+1)$  пикселей с центром на  $(x, y)$ , включая пиксели меньшего окна; это значение передается на выходной (центральный) пиксель.

Логика работы фильтра чрезвычайно проста: медианный оператор используется для нахождения среднего уровня (серого) сигналов соседних пикселей, а затем отсчеты с пикселей с одинаковым уровнем серого (как у центрального пикселя) осредняются, чтобы дать относительно сглаженный выход. Внутреннее окно сохраняется малым для того, чтобы сохранить достоверные контуры и края, т. е. ослабить смаз изображения в результате действия медианного сглаживания. Так как медианный фильтр используется на первом этапе обработки сигнала, такой фильтр эффективно сохраняет края (перепады) и одновременно подавляет импульсы.

При выборе параметра  $q$  («ранговый» параметр) следует учитывать среднее квадратическое значение шума  $\sigma$ . Фильтр приближается либо к медианному, при  $q \rightarrow 0$ , либо к усредняющему, при  $q \rightarrow \infty$ .

Если предположить, что шум гауссов, то выбор  $q$  от  $2\sigma$  до  $3\sigma$  эквивалентен подключению от 95,5% до 99,7% пикселей из совокупности, центрированной на медиане.

## 11.8. Пространственная фильтрация в когерентных оптических системах

В последние годы пространственная фильтрация широко и эффективно применяется в оптических системах, работающих с коге-

рентным излучением, — в когерентных оптических системах. В этих системах используется замечательное свойство некоторых когерентных систем — возможность сравнительно простыми средствами осуществить преобразование Фурье оптического сигнала (изображения), т.е. перейти к его представлению в виде спектра пространственных частот.

Одной из наиболее простых и известных схем для получения пространственно-частотного спектра изображения, представленного в виде некоторого транспаранта с переменной прозрачностью, является схема, показанная на рис. 11.13. Если транспарант  $T$ , освещаемый монохроматическим когерентным излучением — плоской волной, поместить в передней фокальной плоскости  $P1$  объектива  $O$ , то в задней фокальной плоскости  $P2$  этого объектива распределение амплитуд колебания с точностью до постоянного множителя будет соответствовать преобразованию Фурье функции, описывающей амплитуду поля на выходе транспаранта [21].

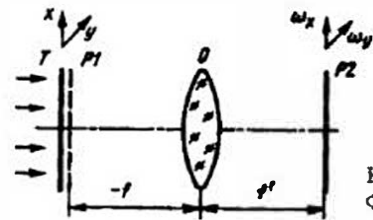


Рис.11.13. Схема реализации преобразования Фурье при плоском фронте волны

Особенностями такой схемы преобразования Фурье являются:

- 1) инвариантность протяженности спектра (Фурье-образа) к поперечному смещению и поворотам транспаранта; 2) удаление от оси системы отдельных гармоник (световых пятен в плоскости  $P2$ ) по мере роста их порядка; 3) поворот спектра в плоскости  $P2$  при повороте транспаранта вокруг оптической оси в плоскости  $P1$ .

Преобразование Фурье в когерентной оптической системе можно осуществить при освещении транспаранта с записью преобразуемого сигнала не только плоской волной, но и сферической.

Известно [21], что если транспарант с записью сигнала  $f_1(x)$  поместить в плоскость  $P1$  между линзой  $L$  (объективом) и плоскостью  $P2$  изображения точечного источника  $s_0$ , создающего сферическую волну (рис. 11.14, а), то в этой плоскости также образуется спектр функции  $f_1(x)$ , т.е.  $F(\omega_x)$ . При изменении расстояния  $d_0$  изменяется масштаб пространственных частот в плоскости  $P2$ . Транспарант желательно располагать ближе к объективу.

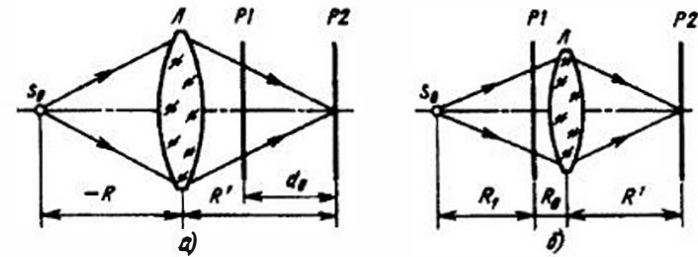


Рис.11.14. Схема реализации преобразования Фурье при сферическом фронте волны: а — транспарант за линзой; б — транспарант перед линзой

Возможна также схема с использованием сферической волны, когда транспарант с записью сигнала  $f_1(x)$  располагается перед линзой (рис. 11.14, б). И в этом случае в плоскости  $P2$  изображения точечного источника  $s_0$ , получают спектр сигнала. Масштаб спектра пространственных частот в плоскости  $P2$  можно изменять, перемещая плоскость  $P1$  сигнала так, чтобы  $R_1 + R_0$  оставалось постоянным.

Рассмотренные схемы отличаются от схемы, в которой используется плоская волна (см. рис. 11.13), тем, что для них в выражение выходного сигнала в плоскости  $P2$ , помимо спектра  $f_1(x)$ , входит дополнительный фазовый множитель. Для схемы, показанной на рис. 11.14, б, при расположении  $P1$  в передней фокальной плоскости линзы  $L$ , т.е. при  $R_0 = f'_n$ , дополнительный фазовый множитель равен нулю, а масштаб пространственных частот в плоскости  $P2$  определяется как  $\omega_x = 2\pi x / \lambda f'_n$ .

При  $R_0 = 0$  и  $R_1 = R = 2f'_n$  масштаб изображения источника равен 1:1, а масштаб частот  $\omega_x = \pi x / \lambda f'_n$ . То же самое имеет место для схемы, представленной на рис. 11.14, а, при  $R' = d_0$ .

В большинстве практических систем когерентных Фурье-преобразователей спектр пространственных частот фиксируется приемниками (глазом, фотопленкой, фотоприемником и т.д.), реагирующими на среднюю интенсивность излучения, которая пропорциональна интегралу от квадрата амплитуды  $F(\omega_x)$ . Поэтому, если за время наблюдения или регистрации сигнал  $f_1(x)$  по амплитуде не меняется, то в плоскости  $P2$  регистрируется величина, зависящая только от квадрата модуля, но не от фазы функции  $F(\omega_x)$ . В этом случае плоскость входного сигнала  $P1$  можно располагать на произвольном расстоянии от линзы, но при этом меняется масштаб спектра.

Если сравнить рис. 11.13 и 11.14, то можно заключить, что при использовании сферической волны проще менять масштаб по осям пространственных частот. Однако при этом расстояния  $d_0$  и  $R_1$  могут

быть значительными, что увеличивает продольные размеры системы.

Составляя систему из ячеек, подобных, например, представленной на рис. 11.13, можно осуществлять последовательно ряд преобразований Фурье. Поскольку линзы при переходе от плоскостей  $P1$  к плоскостям  $P2$  дают лишь одностороннее преобразование Фурье, т.е. знак при экспоненте при этом остается постоянным, то для осуществления последовательных прямого и обратного преобразований нужно в плоскостях  $P_1, P_2, \dots, P_n, P_{n+1}$  последовательно менять направление координатных осей  $x$  и  $y$ , учитывая оборачивающее действие оптической системы.

Пространственную фильтрацию в когерентной системе можно осуществлять по схеме, показанной на рис. 11.15. Дополняя описанную выше схему (см. рис. 11.14, а) линзой  $L2$  и располагая в плоскости  $P2$  транспарант (пространственный фильтр), прозрачность которого по амплитуде определяется функцией  $A(\omega_x, \omega_y)$ , получим на входе  $L2$  волну, амплитуда которой равна произведению спектра  $S(\omega_x, \omega_y)$  сигнала, записанного на транспаранте  $P1$  и  $A(\omega_x, \omega_y)$ . Линза  $L2$  (объектив) осуществляет в плоскости  $P3$  обратное преобразование Фурье этого произведения, т.е. восстанавливает отфильтрованный сигнал.

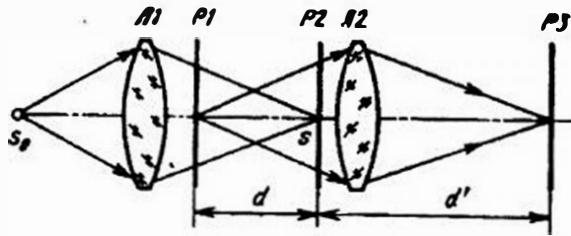


Рис. 11.15. Одна из возможных схем пространственной фильтрации в когерентной оптической системе

Для обеспечения линейности и инвариантности процесса преобразования сигнала, а также для компенсации фазового сдвига входной зрачок линзы  $L2$ , служащей для восстановления отфильтрованного сигнала, должен быть расположен в плоскости  $P2$ .

Если фильтром пространственных частот служит входной зрачок линзы  $L2$ , радиус которого равен  $R$ , то верхней граничной пространственной частотой (частотой среза фильтра) является  $\omega = R/\lambda d$ . Более высокие пространственные частоты такой фильтр не пропустит.

Отсюда возникают и соответствующие требования к качеству объективов, осуществляющих преобразование Фурье и фильтрацию

сигналов. Их угловое разрешение  $\delta\theta$  должно быть не менее  $\lambda/R$ . Так, при радиусе зрачка  $R = 60$  мм и  $\lambda = 0,63 \cdot 10^{-3}$  мм требуемое угловое разрешение Фурье-объектива составляет  $\sim 10^{-5}$  рад.

Часто пространственная фильтрация в когерентной системе осуществляется путем установки пространственного фильтра  $A(\omega_x, \omega_y)$  в задней фокальной плоскости Фурье-объектива, в передней фокальной плоскости которого находится транспарант с распределением прозрачности, соответствующим смеси сигнала и помех. Применяя пространственный фильтр в виде непрозрачной диафрагмы с прорезями, положение и форма которых соответствуют фильтруемым пространственным гармоникам полезного сигнала, можно с высокой степенью эффективности подавить составляющие от помех, например устранить постоянную и другие низкочастотные составляющие спектра.

Изложенный принцип используется и для построения многоканальных фильтров, осуществляющих фильтрацию только по одной координате, но одновременно по многим каналам. Для этого сферические линзы  $L1$  и  $L2$  (см. рис. 11.15) заменяют цилиндрическими [21]. Одномерные сигналы или смеси сигналов и помех записываются в виде одномерных функций, и эти записи размещаются друг над другом в плоскости  $P1$ . В каждом из каналов плоскости  $P2$  можно установить свой фильтр-маску.

Принципиально конструкция пространственных фильтров в таких системах проще, чем в некогерентных системах. Фильтры представляют собой растры с прозрачными и непрозрачными участками. При достаточном разнесении пространственных гармоник в частотной (задней фокальной) плоскости проще отсечь «ненужные» гармоники при создании согласованного фильтра, чем обеспечить при некогерентной пространственной фильтрации заданный в соответствии с видом сигнала закон распределения прозрачности фильтра. Одним из наиболее сложных вопросов реализации пространственной фильтрации в когерентных системах является создание высококачественных транспарантов — устройств для записи обрабатываемых сигналов, а также транспарантов — пространственных фильтров, обладающих достаточно высоким разрешением и работающих в реальном масштабе времени. В качестве таких транспарантов часто служат голограммы, а также пространственно-временные модуляторы (см. § 9.7).

Сравнительно недавно было предложено использовать пространственную фильтрацию в когерентных оптических системах для обработки многоцветных изображений, например для согласованной спектральной фильтрации (фильтрации по длинам волн излучения). Одна из возможных схем устройств такого рода представлена на рис. 11.16.

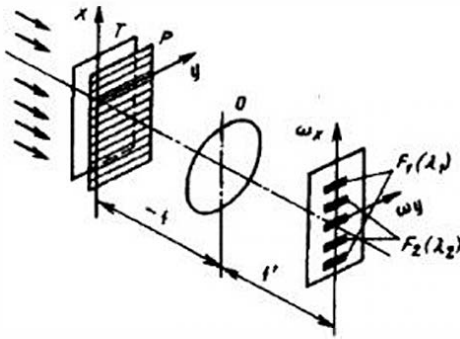


Рис. 11.16. Схема спектральной (по длинам волн  $\lambda$ ) фильтрации в когерентной оптической системе

Многоцветное когерентное излучение подсвечивает транспарант  $T$  с цветовым изображением и амплитудным пропусканием  $f(x, y)$ . Непосредственно за транспарантом расположена дифракционная решетка  $P$ , штрихи которой ориентированы вдоль оси  $y$ , а амплитудное пропускание описывается функцией  $\tau(x, y) = 1 + \cos \omega_0 x$ , где  $\omega_0$  — пространственная частота решетки в угловой мере.

Для каких-либо двух длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  амплитуду поля за решеткой можно представить как

$$f(x, y) \tau(x, y) = [f_1(x, y, \lambda_1) + f_2(x, y, \lambda_2)] \tau(x, y).$$

В задней фокальной плоскости Фурье-объектива  $O$  распределение амплитуд, т. е. пространственно-частотный спектр, с точностью до постоянного множителя описывается функцией вида

$$F(\omega_x, \omega_y, \lambda) = F_1(\omega_x, \omega_y, \lambda_1) + F_2(\omega_x, \omega_y, \lambda_2) + \frac{1}{2} F_1 \left( \omega_x + \frac{f' \lambda_1}{2\pi} \omega_0, \omega_y \right) + \frac{1}{2} F_1 \left( \omega_x - \frac{f' \lambda_1}{2\pi} \omega_0, \omega_y \right) + \frac{1}{2} F_2 \left( \omega_x + \frac{f' \lambda_2}{2\pi} \omega_0, \omega_y \right) + \frac{1}{2} F_2 \left( \omega_x - \frac{f' \lambda_2}{2\pi} \omega_0, \omega_y \right),$$

где  $F_i(\cdot)$  — преобразование Фурье функции  $f_i(\cdot)$ ;  $\omega_x$  и  $\omega_y$  — координаты в задней фокальной плоскости объектива.

Отсюда следует, что спектры  $F_i$ , разнесены вдоль оси  $\omega_x$  на  $\pm \omega_0 f' \lambda / 2\pi$ . Подбирая  $\omega_0$  и устанавливая согласованные фильтры-диафрагмы в задней фокальной плоскости, можно выделить спектры  $F_i$  с требуемой

длиной волны  $\lambda_i$ , а применяя затем еще одно преобразование Фурье — восстановить изображение  $f_i(x, y, \lambda_i)$  в каком-либо одном цвете или получить его автокорреляционную функцию для заданной длины волны  $\lambda_i$ .

### 11.9. Фильтрация сигналов в электронном тракте

Рассмотрим некоторые методы повышения помехоустойчивости ОЭП, реализуемые в его электронном тракте.

К этим методам в первую очередь относятся: предотвращение перегрузки приемника излучения и электронных звеньев; компенсация помех; частотная селекция; амплитудная селекция; временная селекция (селекция импульсных сигналов); метод накопления.

Учитывая, что вопросам реализации методов повышения помехозащищенности ОЭП посвящена обширная литература, остановимся кратко лишь на возможностях и особенностях их применения в этих приборах.

**Предотвращение перегрузки.** Под действием мощных излучений фоточувствительные слои приемников излучения могут заметно потерять свою чувствительность и даже разрушиться. Это особенно присуще фотоэмиссионным приемникам, например фотоэлектронным умножителям (ФЭУ). Кроме того, при больших уровнях сигнала электронные усилители могут войти в нелинейный режим усиления, что приводит к искажению формы сигнала. Для борьбы с этими перегрузками в ОЭП применяют различные заслонки и регулирующие диафрагмы с переменным отверстием, системы автоматической защиты, системы автоматического регулирования чувствительности (АРЧ) в цепи приемника и автоматического регулирования усиления (АРУ), логарифмические усилители и другие средства.

Ввод заслонки или изменение отверстия диафрагмы, через которую поток излучения поступает на приемник, осуществляются по сигналу, снимаемому с выхода усилителя после достижения некоторого уровня и управляющему приводом заслонки или диафрагмы. Этот способ используется для устранения влияния мощных внешних излучающих помех в тех случаях, когда нарастание сигнала от них происходит сравнительно медленно (чтобы успел сработать привод) или когда в процессе сканирования поля обзора используется дополнительный датчик помехи, угловое поле которого «опережает» при сканировании поле основного ОЭП. Сигнал с этого датчика управляет приводом заслонки или диафрагмы.



Большим быстродействием обладают системы, отключающие электронный канал или, например, цепь питания фотоприемника при достижении сигналом некоторого критического уровня либо по сигналу от дополнительного датчика помехи. Возвращение схемы в исходное состояние происходит либо по заранее выбранной программе в заданное время, либо после снижения сигнала до уровня меньшего критического.

Значительное распространение получили системы АРЧ или АРУ. Функциональная схема типовой системы представлена на рис. 11.17.

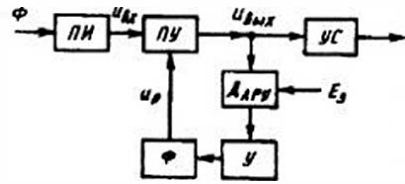


Рис. 11.17. Функциональная схема системы АРУ

Напряжение с выхода линейной системы «приемник излучения — предусилитель (ПИ+ЛУ)» поступает одновременно на усилитель сигнала УС и на детектор АРУ — Д<sub>АРУ</sub>. Сюда же подается выбранное напряжение задержки  $E_3$ . После усилителя У и фильтра Ф сигнал АРУ поступает в регулируемые звенья (при АРЧ обычно для изменения

напряжения питания приемника, при АРУ — для изменения коэффициента усиления ЛУ).

Сигнал АРУ при  $u_{\text{вых}} > E_3$

$$U_p = K_\phi K_d K_y (u_{\text{вых}} - E_3),$$

где  $K_\phi$ ,  $K_d$ ,  $K_y$  — передаточные коэффициенты фильтра, детектора и усилителя АРУ соответственно. Инерционность системы АРЧ или АРУ для заданного диапазона изменения  $u_{\text{вх}}$  выбирают из расчета допустимой демодуляции сигналов в частотном диапазоне работы ОЭП.

В некоторых ОЭП, например радиометрах, для устранения перегрузки выходных электронных звеньев используют логарифмические усилители, амплитуда выходного напряжения которых, начиная с некоторого значения входного сигнала, приблизительно пропорциональна логарифму относительного изменения этого сигнала.

Компенсация помех. В некоторых случаях в ОЭП наряду с основным каналом предусматривают дополнительный канал, принимающий только сигнал от помехи. При линейных преобразованиях в основном и дополнительном каналах, когда обеспечивается равенство уровня помех в них, можно значительно снизить влияние помех путем вычитания из сигнала основного канала, являющегося суммой сигнала и помехи, сигнала дополнительного канала, обусловленного помехой.

Такой способ был описан в § 11.5, где говорилось о схеме вычитания низкочастотного (в области пространственных частот) фона из сложного сигнала с наиболее информативной высокочастотной областью. Достаточно успешно этот способ используется и применительно к электрическим сигналам, когда помимо компенсации с помощью дополнительного канала используется также черезпериодная компенсация помех или их декорреляция.

Частотная селекция. Этот распространенный вид селекции основан из различия спектров полезного сигнала и помех (шумов). Выше, в гл. 9, при описании процессов модуляции и демодуляции сигналов об этом уже говорилось. Частотная селекция обеспечивается подбором надлежащего спектра сигнала и максимально возможным сужением полосы пропускания электронного тракта.

Очень часто этот вид селекции сочетается с пространственной селекцией и сканированием (см. § 11.5). Наиболее распространенное средство частотной фильтрации — это полосовые (узкополосные) фильтры, пропускающие основные гармоники полезного сигнала и по возможности подавляющие наиболее мощные составляющие спектра помех (шумов).

Эффективным методом частотной селекции является синхронное детектирование (см. § 9.2), при котором уничтожаются несинфазные относительно полезного сигнала составляющие помехи.

Амплитудная селекция. Простейший вид селекции сигнала в электронном тракте — амплитудная селекция, основанная на различии амплитуд полезного сигнала и помехи в рабочем диапазоне частот. Для отделения помех, которые имеют меньшую амплитуду, чем сигнал, достаточно использовать в электронном тракте ограничитель снизу ОСН. Используя отдельные ограничители сверху ОСВ и снизу ОСН, а затем суммируя выходные сигналы ограничителей в сумматоре  $\Sigma$  (рис. 11.18, в), можно отфильтровать все составляющие входных сигналов помех, отвечающие условиям  $|u_{\text{вх}}| < u_{\text{огр}}$ .

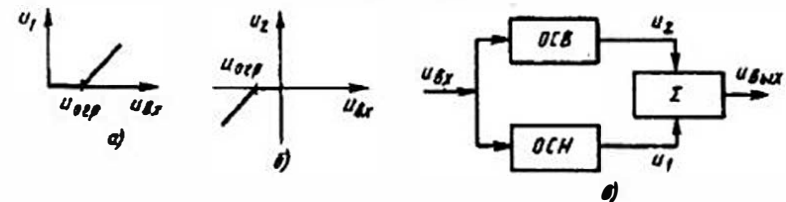


Рис. 11.18. Функциональная схема двустороннего амплитудного селектора: а — характеристика ограничителя снизу; б — характеристика ограничителя сверху; в — функциональная схема

Иногда, особенно в импульсных системах, когда амплитуда импульсов помехи превышает уровень полезного сигнала, применяют селекторы импульсов по уровню, исключающие прохождение импульсов помехи, которые превышают заданный уровень полезного сигнала.

При этом используется ограничитель снизу *ОСН*, выделяющий лишь помехи, и схема *НЕ* (рис. 11.19). На схему *НЕ* подаются выходные сигналы  $u_{имп}$  ограничителя и смесь полезного сигнала и помехи  $u_{вх}$ . При совпадении сигналов помехи выходной сигнал схемы *НЕ* равен нулю, а при несовпадении (наличие полезного сигнала) она пропускает сигнал на выход.

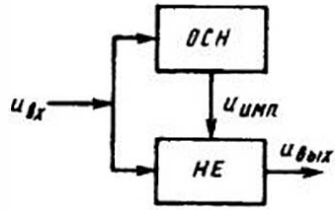


Рис.11.19. Функциональная схема селектора импульсов по уровню

**Временная селекция импульсных сигналов.** Этот вид селекции основан на различиях в импульсах сигналов и помех по длительности, моментам их появления и частоте повторения.

Селектор импульсов по длительности пропускает сигналы, длительность которых лежит в заранее установленном диапазоне. Например, если длительность импульса сигнала больше длительности импульса помехи (рис. 11.20), то, пропуская эти импульсы через линию задержки *ЛЗ*, задержка  $\tau$  которой немного меньше длительности сигнала, но больше длительности помехи, и схему совпадений *И*, можно выделить полезный сигнал.

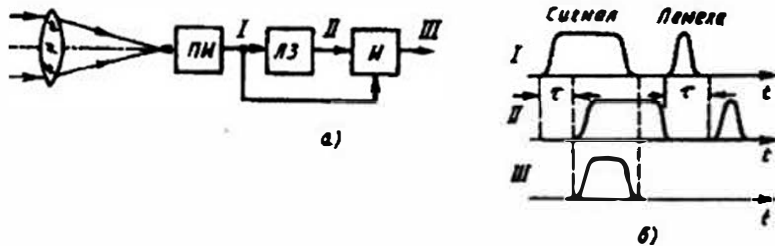


Рис.11.20. Функциональная схема селектора импульсов по длительности: а — функциональная схема; б — эпюры сигналов

Селекция импульсов по временному их положению используется, например, в импульсных оптико-электронных дальномерах и локаляторах, электронный канал которых включается лишь на время действия принимаемого полезного сигнала (стробирование). Можно изменять момент стробирования, что применяется, например, в системах

автоматического сопровождения по дальности.

Для исключения шумовых импульсов, возникающих в фотоприемнике, может служить схема, представленная на рис. 11.21.

Поток, приходящий на вход ОЭП, делится на две части и поступает на два фотоприемника, *ПИ1* и *ПИ2*, выходы которых подключены к схеме совпадения *И*. Шумовые импульсы фотоприемников совпадают по времени с малой вероятностью, поэтому большинство из них не проходит схему *И*.

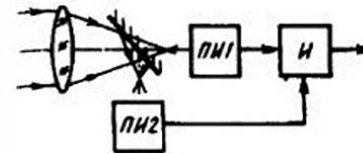


Рис.11.21. Функциональная схема селектора для подавления импульсов шума фотоприемника

Селекция импульсов сигнала по частоте их повторения  $f_n$  осуществляется с помощью схемы *И* и линии задержки *ЛЗ* (см. рис. 11.20), задержка  $\tau$  которой равна периоду повторения  $T_n = 1/f_n$ . Если частота импульсов помех, длительность которых близка к длительности сигнала, не равна  $f_n$ , то схема *И* их не пропустит. Возможна настройка схемы на заранее заданную частоту  $f_n$ , а также задание этой частоты путем формирования последовательности опорных импульсов, с частотой которых сравниваются частоты поступающих извне сигналов. При точно известном и постоянном периоде повторения импульсов можно применять не одну, а несколько линий задержки (рис. 11.22), используя различные комбинации совпадений, а также реализовать метод накопления сигнала, который получает все большее распространение в ОЭП с многоэлементными фотоприемниками, например ПЗС.

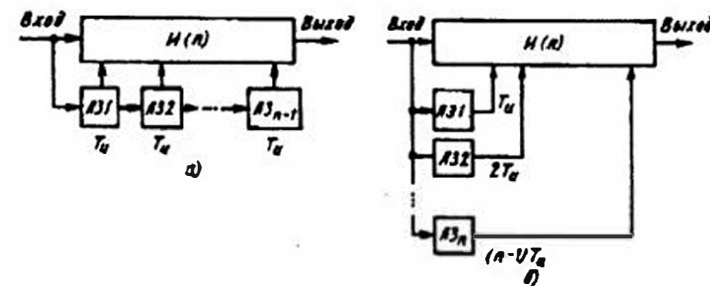


Рис.11.22. Функциональная схема селектора импульсов по частоте их повторения с несколькими линиями задержки: а — последовательно; б — параллельно

**Метод накопления.** Этот метод состоит в том, что решение о наличии сигнала принимается не сразу после его поступления в прибор, а после суммирования или интегрирования ряда конечных выборок смеси сигнала и помех. Разделяя во времени эту смесь на  $n$  равных частей, соответствующих периоду повторения сигнала  $T$ , и производя суммирование или интегрирование их, можно в случае аддитивных широкополосных помех и некоррелированных выборок получить выигрыш в отношении сигнал/помеха по мощности полезного сигнала в  $n$  раз, а по амплитуде в  $\sqrt{n}$  раз. Действительно, мощность полезного сигнала амплитуды  $u_c$  на выходе сумматора будет равна  $P_c \cdot (nu_c)^2$ , а мощность помех (сумма постоянных в каждой из  $n$  выборок дисперсий  $u_{пом}^2$ )  $P_{пом} \sim nu_{пом}^2$ . Отсюда отношение сигнал/помеха

$$\mu_p = \frac{P_c}{P_{пом}} = \frac{nu_c^2}{u_{пом}^2}.$$

При постоянном входном сигнале

$$\mu_p = \frac{T}{\Delta\tau_{пом}} \frac{u_c^2}{u_{пом}^2},$$

где  $\Delta\tau_{пом}$  — время (радиус) корреляции помех.

Увеличение отношения сигнал/помеха при методе накопления достигается ценой увеличения времени обработки и принятия решения о наличии сигнала или ценой расширения полосы пропускания электронного тракта.

Метод накопления можно использовать не только при суммировании сигналов, отсчитываемых в разные моменты времени, но и сигналов, поступающих из  $n$  независимых каналов одновременно. Этот метод успешно реализуется в ОЭП с многоэлементными приемниками излучения при последовательном сканировании (см. § 8.1). Обнаружительная способность приемника  $D^*$  при использовании  $n$  выборок увеличивается в  $\sqrt{n}$  раз.

Метод накопления в последнее время часто используют применительно к пространственным реализациям смеси сигнала и помех, например при выделении изображения источника сигнала на фоне меняющих свое положение помех путем сложения мгновенных картин (снимков) сигнала и помех. Как правило, такое сложение проводится после преобразования оптического изображения в цифровую (электронную) форму.

Многоэлементные приемники в таких системах играют роль не только преобразователей потока в электрический сигнал, но и разветвляющих (сканирующих) устройств, а вместе со схемой обработки

выходного сигнала — и анализаторов изображения. Наибольшее распространение получили системы с ПЗС. В таких системах выборка сигнала и интегрирование осуществляются в электронном канале, т.е. реализации сигнала и шума являются функциями времени. Поэтому, если за время  $T_n$  берется  $n$  выборок, то каждая из них должна быть задержана относительно последующей на  $T_n/n$ , а относительно последней первая выборка — на  $(n-1)T_n/n$ , вторая — на  $(n-2)T_n/n$ , третья — на  $(n-3)T_n$  и т.д.

При использовании принципа переноса заряда, реализуемого в ПЗС, возможны два способа обработки сигнала методом накопления, т.е. применения задержки и интегрирования.

При первом способе осуществляется несколько выборок сигнала за время перемещения изображения по одному элементу приемника (рис. 11.23, а). Сигнал, генерируемый фоточувствительным слоем, при каждой выборке передается в секцию переноса ПЗС и перемещается синхронно с движением изображения по поверхности фоточувствительного слоя. Поэтому, когда изображение переходит на следующий элемент, то к сигналу, возникающим при этом, прибавляются однофазные сигналы. Процесс сложения сигналов продолжается для всех  $n$  элементов приемника, составляющих одну секцию интегрирования, а затем суммарный сигнал направляется в последующую электронную схему, т.е. выводится из многоэлементной ПЗС-структуры. Таким образом, при этом способе сначала осуществляется выборка отдельных значений сигнала, а затем их сложение (интегрирование).

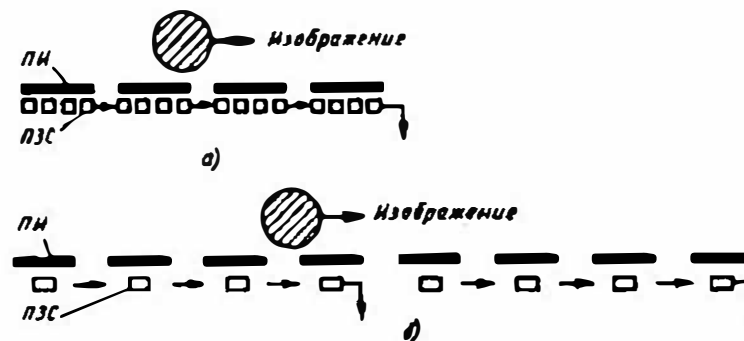


Рис. 11.23. Схемы реализации метода задержки и интегрирования: а — с выборкой, предшествующей интегрированию; б — с выборкой, следующей за интегрированием

Во втором способе сначала выполняется интегрирование сигналов, поступающих с элементов фоточувствительного слоя, которые составляют одну секцию интегрирования (рис. 11.23, б). С каждого элемента получается лишь по одной выборке сигнала, которые последовательно складываются и в конце секции выводятся во внешнюю схему. Между сигналами отдельных секций интегрирования имеется фазовый сдвиг, т.е. выборка сигналов с отдельных элементов производится в каждой секции для разных частей изображения. Число секций выбирается равным числу требуемых выборок изображения. Таким образом, при этом способе выборка сигналов, соответствующих отдельным частям изображения, происходит после интегрирования.

Если обозначить число выборок изображения через  $n_n$ , а число выборок электрического сигнала, осуществляемых за время  $\tau_3$ , равное времени прохождения точки по элементу приемника, через  $n_3$ , то можно заключить, что при первом способе число выборок  $n_n$  зависит от соотношения между размером  $d_n$  изображения и размером  $d_3$  элемента, а не только от  $n_3$ . Например, при  $d_n = d_3$ , число выборок  $n_n = 2n_3$ , так как время прохождения изображения по элементу равно  $2\tau_3$ . При втором способе  $n_n = n_3$ .

### 11.10. Оптическая корреляция

Как было показано в § 11.2, оптимальный линейный фильтр должен осуществлять, по сути дела, корреляцию реального входного сигнала  $x(\alpha)$ , т.е. смеси сигнала и помех, с сигналом  $s(\alpha)$ , для приема которого он предназначен. Если рассматривать оптические сигналы и помехи, то для реализации корреляционного метода приема можно использовать принципы и средства оптической корреляции [10, 21, 28].

Приняв выражение для функции корреляции (функции взаимной корреляции) в виде

$$R_{1,2}(\Delta\alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(\alpha) f_2^*(\alpha + \Delta\alpha) d\alpha,$$

можно отметить, что основными операциями по ее вычислению являются сдвиг одной функции относительно другой на  $\Delta\alpha$ , перемножение этих функций и интегрирование. Все эти операции сравнительно просто можно выполнить с помощью оптических средств.

Так, если функции  $f_1(\alpha)$  и  $f_2^*(\alpha)$  представить в виде транспарантов — записей на фотопленке, то сдвиг функций легко реализовать сдвигом этих транспарантов.

Оптические методы и устройства, осуществляющие корреляцию, можно классифицировать различным образом. Так, различают некогерентные и когерентные оптические корреляторы. Функцию взаимной корреляции (ФВК) можно синтезировать в пространственной и частотной областях. Наконец, различают оптические и оптико-электронные корреляторы со взаимным перемещением коррелируемых функций (их изображений) или без него.

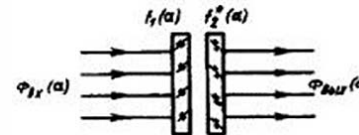


Рис. 11.24. Простейшая оптическая схема для перемножения сигналов

Простейшие схемы перемножения функций, описывающих распределение прозрачности  $f_1(\alpha)$  и  $f_2^*(\alpha)$  двух транспарантов, приведены на рис. 11.24 и 11.25. На выходе второго по ходу лучей транспаранта (см. рис. 11.24) при его сдвиге на  $\Delta\alpha$  поток описывается выражением

$$\Phi_{\text{вых}}(\alpha) = \Phi_{\text{вх}}(\alpha) f_1(\alpha) f_2^*(\alpha + \Delta\alpha).$$

Интегрировать по аргументу или по площади перекрытия двух транспарантов можно с помощью линзы  $L$ , собирающей излучение с этой площади на приемник излучения  $ПИ$  (см. рис. 11.25). В этом случае сигнал на выходе линзы

$$\Phi_{\text{вых}}(\Delta\alpha) = \int_A \Phi_{\text{вх}}(\alpha) f_1(\alpha) f_2^*(\alpha + \Delta\alpha) d\alpha, \quad (11.29)$$

причем интегрирование ведется по площади перекрытия  $A$  записей функций  $f_1(\alpha)$  и  $f_2^*(\alpha)$  в пределах апертуры интегрирующей линзы.

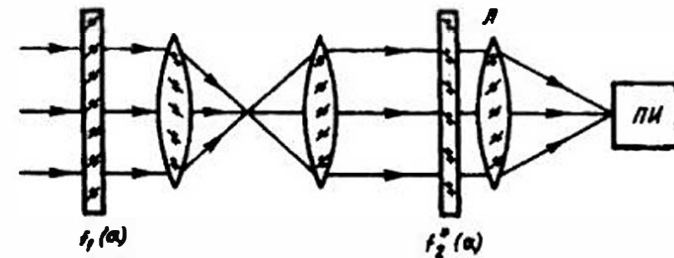


Рис. 11.25. Схема перемножения с переносом изображения

Вследствие того, что прозрачность транспарантов не может быть отрицательной, выражение вида (11.29) соответствует функции взаимной ковариации  $f_1(\alpha)$  и  $f_2^*(\alpha)$ , но не взаимно корреляционной функции. Это ограничивает возможности корреляционной обработки биполярных сигналов при некогерентном излучении, так как сигнал на выходе приемника кроме функции корреляции содержит и другие составляющие, являющиеся помехами. Например, если прозрачность транспарантов  $\tau_1(\alpha) = \tau_{10} + f_1(\alpha)$  и  $\tau_2(\alpha) = \tau_{20} + f_2^*(\alpha)$  где  $\tau_{10}$  и  $\tau_{20}$  — постоянные составляющие  $\tau_1(\alpha)$  и  $\tau_2(\alpha)$ , то сигнал на выходе коррелятора имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{вых}}(\Delta\alpha) &= \int_A \Phi_{\text{вх}}(\alpha) \tau_1(\alpha) \tau_2(\alpha + \Delta\alpha) d\alpha = \\ &= \tau_{10} \tau_{20} \int_A \Phi_{\text{вх}}(\alpha) d\alpha + \tau_{10} \int_A \Phi_{\text{вх}}(\alpha) f_2^*(\alpha + \Delta\alpha) d\alpha + \\ &+ \tau_{20} \int_A \Phi_{\text{вх}}(\alpha) f_1(\alpha) d\alpha + \int_A \Phi_{\text{вх}}(\alpha) f_1(\alpha) f_2^*(\alpha + \Delta\alpha) d\alpha. \end{aligned}$$

Только последнее слагаемое определяет искомую функцию корреляции, а остальные создают вредный, помеховый фон. В некогерентных оптических системах, т.е. при работе с некогерентным излучением, устранить этот фон затруднительно. Эффективная фильтрация таких помеховых составляющих сигнала на выходе оптического коррелятора возможна лишь в когерентных системах. По указанной причине часто корреляцию осуществляют в электронном тракте ОЭП, т.е. после преобразования оптических сигналов в электрические, например на выходе мозаичных приемников излучения.

Другим важным препятствием к получению сигналов на выходе оптических корреляторов, полностью соответствующих выражениям для корреляционных функций, является конечность пределов интегрирования в реальных схемах. Эти пределы определяются главным образом значениями апертур оптических интегрирующих элементов, а также сложностью системы подсветки транспарантов с записью  $f_1(\alpha)$  и  $f_2^*(\alpha)$  при большой площади их взаимного перекрытия  $A$ .

Одной из наиболее сложных задач при реализации схем оптической корреляции является сдвиг функций  $f_1(\alpha)$  и  $f_2^*(\alpha)$  на  $\Delta\alpha$ . Механическое перемещение транспарантов в достаточно широком диапазоне  $\Delta\alpha$  иногда выполнить сложно, поэтому более перспективны схемы, где операция вида (11.29) выполняется без перемещений  $f_1(\alpha)$  и  $f_2^*(\alpha)$ . На рис. 11.26 представлена такая схема некогерентного коррелятора.

Путем простых оптико-геометрических построений легко доказать, что луч, исходящий из точки, имеющей координату  $\alpha$  в плоскости транспаранта или объекта, описываемого  $f_1(\alpha)$ , в плоскости  $f_2^*(\alpha)$  пройдет через точку с координатой  $\alpha + \Delta\alpha l / f'$ . Таким образом, в фокальной плоскости интегрирующей линзы для данного луча (узкой световой трубки), т.е. в точке с координатой  $\Delta\alpha$ , сигнал определяется произведением  $f_1(\alpha)$  и  $f_2^*(\alpha + \Delta\alpha l / f')$ . Весь сигнал, образующийся в этой точке за счет суммирования энергии, идущей в том же направлении от других точек  $f_1(\alpha)$ , равен интегралу  $\int f_1(\alpha) f_2^*(\alpha + \Delta\alpha l / f') d\alpha$ , взятому по области действительных значений  $f_1(\alpha)$  и  $f_2^*(\alpha)$ . Этот интеграл и является, по сути дела, функцией взаимной корреляции функций  $f_1(\alpha)$  и  $f_2^*(\alpha)$ .

Для установления вида корреляционной функции  $R_{12}(\Delta\alpha)$  нужно определить закон распределения освещенности в фокальной плоскости линзы, для чего можно использовать сканирование в этой плоскости, например узкой щелью.

Последняя схема (см. рис. 11.26) используется при сравнительно небольших расстояниях  $l$ . В тех случаях, когда это расстояние велико, для синтеза ФВК применяют согласованные пространственные фильтры, о чем уже говорилось выше.

При использовании когерентного излучения можно создать коррелятор (рис. 11.27), объектив  $O1$  которого строит в некоторой плоскости  $P$  изображение, описываемое  $f_1(\alpha)$ . В этой же плоскости помещается пространственный фильтр — транспарант  $T$ , прозрачность которого описывается  $f_2^*(\alpha)$ . Если теперь преобразовать по Фурье результат наложения  $f_1(\alpha)$  на  $f_2^*(\alpha)$  в плоскости  $P$ , например применить Фурье-объектив  $O2$ , то на выходе Фурье-преобразователя получим спектр вида

$$I(\omega_\alpha, \Delta\alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(\alpha) f_2^*(\alpha + \Delta\alpha) \exp(-j\omega_\alpha \alpha) d\alpha. \quad (11.30)$$

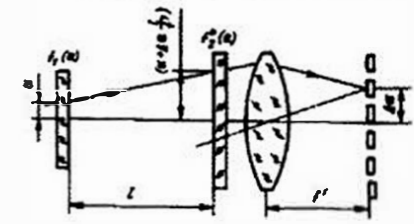


Рис. 11.26. Схема некогерентного коррелятора без перемещения транспарантов

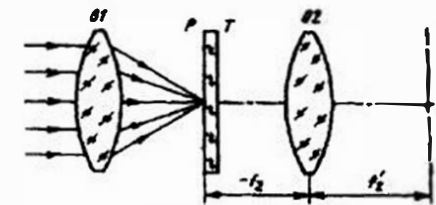


Рис. 11.27. Схема когерентного оптического коррелятора

Здесь  $\Delta\alpha$  — сдвиг транспаранта  $T$  с записью  $f_2^*(\alpha)$  относительно изображения, описываемого  $f_1(\alpha)$ .

В точке  $\omega_\alpha = 0$ , т.е. в начале координат, выражение (11.30) обращается в функцию взаимной корреляции  $f_1(\alpha)$  и  $f_2(\alpha)$ . Помещая в начале координат выходной плоскости Фурье-преобразователя (для схемы на рис. 11.27 — в задней фокальной плоскости объектива  $O2$ ) узкую щель и приемник и перемещая транспарант на  $\Delta\alpha$ , можно функцию корреляции представить в виде электрического сигнала на выходе приемника.

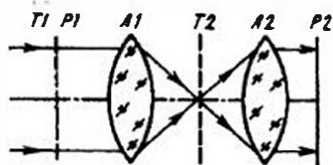


Рис. 11.28. Схема образования функции взаимной корреляции с использованием двойного преобразования Фурье

Помимо метода получения ФВК в пространственной плоскости используется метод ее формирования в частотной области (рис. 11.28). Если транспарант  $T1$  в плоскости  $P1$  с записью сигнала  $f_1(x)$  облучается когерентным излучением так, что в задней фокальной плоскости линзы  $L1$  образуется преобразование Фурье этого сигнала, то, помещая в эту плоскость транспарант  $T2$  с распределением пропускания  $H_2^*(\omega_x)$ , соответствующим комплексно-сопряженной пространственно-частотной характеристике заданного фильтра, можно получить закон распределения амплитуды поля за транспарантом  $T2$  вида  $F_1(\omega_x) H_2^*(\omega_x)$ . Линза  $L2$  выполняет второе преобразование Фурье, в результате чего амплитудное распределение сигнала в выходной плоскости  $P2$  имеет вид

$$R(\Delta x) = \int_x f_1(x - \Delta x) h_2(x) dx.$$

При описанном методе получения ФВК регистрируется распределение освещенности в плоскости изображения  $P2$ , т.е. квадратичная функция  $|R(\Delta x)|^2$ , что необходимо учитывать на практике. Следует отметить, что здесь не требуется смещать один транспарант относительно другого, что особенно упрощает получение двумерных ФВК.

Формирование функций  $H^*(\omega_x)$  ведется обычно голографическими методами.

Один из недостатков оптических корреляторов — необходимость иметь пространственные модуляторы (фильтры) во входной плоскости и плоскости фильтрации, работающие в реальном масштабе времени.

Другим недостатком является изменение максимума ФВК при изменении параметров входного изображения (например, его масштаба и ориентации).

Для устранения этих недостатков в плоскости преобразования устанавливаются не один согласованный фильтр, а несколько (согласованные для различных масштабов и ориентации). Другой путь — создание следящей системы, изменяющей механически положение входного изображения или согласованного фильтра. Наконец, вместо преобразования Фурье, не являющегося инвариантным относительно масштаба и поворота изображения, можно использовать другие оптические преобразования и, в первую очередь, инвариантные к изменению масштаба преобразование Меллина и комбинированное преобразование Фурье-Меллина.

Преобразование Меллина можно осуществить путем логарифмического преобразования координат входного сигнала и последующего определения преобразования Фурье от этой новой функции. Транспарант, на котором записана функция  $f(\exp \xi, \exp \eta)$  в новых координатах, можно получить из исходного сигнала в реальном масштабе времени, используя логарифмические блоки в виде отклоняющих систем или пространственных модуляторов.

Важнейшим свойством оптического преобразования Фурье является инвариантность его модуля к сдвигу, так как  $F\{f(x)\} = |F\{f(x - x_0)\}|$ . Однако по отношению к масштабу модуль преобразования Фурье не инвариантен (см. теорему об изменении масштаба, § 2.1). В то же время модуль преобразования Меллина, которое эквивалентно преобразованию Фурье функции  $f(\exp \xi)$  и имеет вид

$$M(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\exp \xi) \exp(-j\omega \xi) d\xi,$$

инвариантен относительно масштаба входного сигнала, но не инвариантен относительно сдвига. Инвариантность относительно масштаба и сдвига достигается при выполнении преобразования Меллина для модуля преобразования Фурье.

Оптическая корреляция в настоящее время широко используется для решения задач ориентации и навигации, при обработке радиолокационных сигналов, распознавании образов и дешифровании изображений, в медицинской диагностике и т.п. Принцип работы многих таких систем основан на определении максимума функции взаимной корреляции принимаемого сигнала (изображения) и некоторого эталона. При автокорреляционном приеме максимум появляется при

$\Delta\alpha = 0$ . Измеряя положение этого максимума, можно оценить пространственные или временные сдвиги одного сигнала (принимаемого) относительно другого (эталонного, или опорного).

Например, в последние годы успешно разрабатывались *оптико-электронные корреляционные угломеры и дальномеры*, в которых использовалась оптическая схема, аналогичная схеме базового дальномера геометрического типа. В двух оптических ветвях, разнесенных на определенное расстояние — базу, строятся два изображения наблюдаемого объекта. Путем разворота одного из этих изображений относительно другого достигается их совпадение, фиксируемое по максимуму сигнала, снимаемого с оптического транспаранта или двухслойного приемника излучения, помещаемых в плоскости изображений, т. е. по максимуму ФВК. Угол разворота соответствует определенному угловому положению объекта или дальности до него.

*Оптико-электронные корреляторы* часто применяют для обработки сложных или зашумленных изображений, например, для выделения изображений каких-либо объектов на фоне шумов и посторонних изображений и определения их координат. Если количество объектов, подлежащих выделению, велико, то необходимо иметь библиотеку согласованных фильтров, которые нужно достаточно точно устанавливать в рабочее положение, что усложняет конструкцию коррелятора. Кроме того, выделение объектов по максимуму ФВК не всегда является достаточно точным или достоверным, например, вследствие зависимости значений этого максимума от поворота изображения или изменения масштаба.

Для устранения этих и некоторых других недостатков корреляторов используют *оптико-цифровые корреляторы*, в которых свертка коррелируемых функций осуществляется в оптических схемах, аналогичных рассмотренным выше, а анализ закона распределения освещенности в изображении ФВК или в пространственно-частотном спектре выполняется путем его дискретизации с помощью многоэлементных приемников или других анализаторов изображения. Дискретизированный по площади и квантованный по уровню сигнал в цифровой форме обрабатывается в ЭВМ.

Один из вариантов когерентного оптического коррелятора гибридной (оптико-цифровой) системы представлен на рис. 11.29.

В последние годы появился ряд публикаций о возможности использовать в качестве системы распознавания, работающей практически в реальном масштабе времени, оптико-электронного коррелятора с совмещением в одной плоскости (во входной плоскости коррелятора) изображения пространства объектов и эталонного изоб-

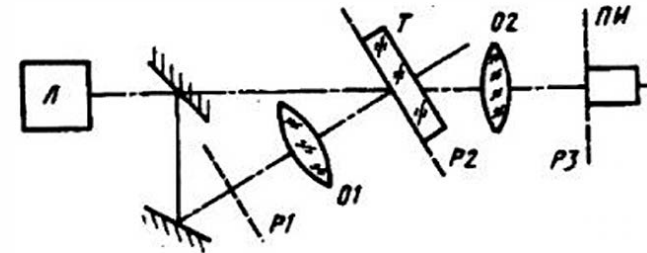


Рис. 11.29. Когерентный оптический коррелятор гибридной (оптико-цифровой) системы

ражения (*joint transform correlator, JT-коррелятор*). Выполняя преобразование Фурье такого совмещенного изображения, можно получить функцию взаимной корреляции изображения пространства объектов и эталонного изображения. Известные способы обработки этой функции позволяют обнаружить априорно известный сигнал, определить координаты этого сигнала (изображения), скорость его перемещения и ряд других параметров.

Принцип действия *JT-коррелятора* состоит в следующем (рис. 11.30, а). Если во входной плоскости  $P_1$  Фурье-объектива  $\Phi-01$  на каком-либо транспаранте построить два изображения: поля объектов, содержащего обнаруживаемый сигнал  $s(x, y)$ , и референтного эталонного сигнала  $r(x, y)$  — и разнести их относительно начала координат

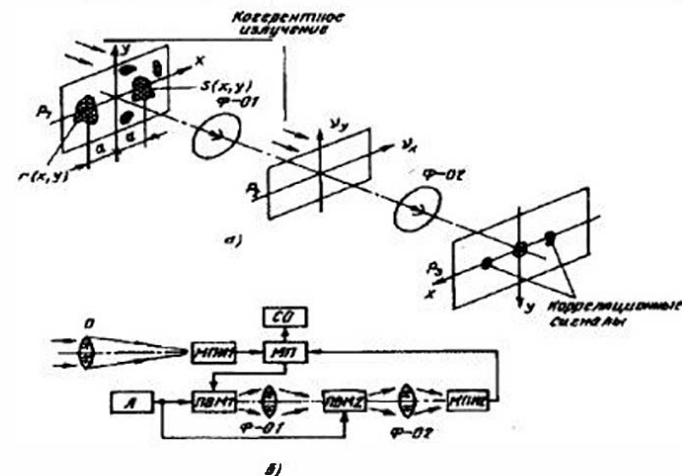


Рис. 11.30. Совмещенный оптико-электронный коррелятор-преобразователь: а — принцип действия; б — функциональная схема

величину  $\pm a$  по оси  $x$ , то в выходной плоскости  $P_2$  Фурье-объектива  $\Phi-01$ , например, в его задней фокальной плоскости, распределение освещенности (квадратичная функция амплитуды) в соответствии со свойствами Фурье-преобразования будет описываться следующей зависимостью:

$$\begin{aligned} E_2(v_x, v_y) &= |F[s(x+a, y) + r(x-a, y)]|^2 = \\ &= |S(v_x, v_y)\exp(j2\pi a v_x) + R(v_x, v_y)\exp(-j2\pi a v_x)|^2 = \\ &= |S(v_x, v_y)|^2 + |R(v_x, v_y)|^2 + S(v_x, v_y)R^*(v_x, v_y)\exp(j4\pi a v_x) + \\ &+ R(v_x, v_y)S^*(v_x, v_y)\exp(-j4\pi a v_x). \end{aligned}$$

где  $F$  — обозначение (оператор) Фурье-преобразования;  $v_x = x_2/(\lambda f)$ ;  $v_y = y_2/(\lambda f)$  — пространственные частоты;  $x_2, y_2$  — координаты в плоскости  $P_2$ ;  $f'$  — фокусное расстояние Фурье-объектива;  $S(\cdot)$  и  $R(\cdot)$  — Фурье-преобразования функций  $s(\cdot)$  и  $r(\cdot)$  соответственно.

Это распределение освещенности записывается на какой-либо транспарант  $P_2$ , чаще всего на жидкокристаллическую ячейку, а затем подвергается еще одному Фурье-преобразованию, в результате которого образуется функция корреляции входного изображения. При сохранении линейности в процессе записи после второго Фурье-преобразования имеем в выходной плоскости  $P_3$  второго Фурье-объектива  $\Phi-02$  распределение освещенности вида

$$\begin{aligned} E_3(x_3, y_3) &= s(x_3, y_3) \bullet s(x_3, y_3) + r(x_3, y_3) \bullet r(x_3, y_3) + \\ &+ [s^*(x_3, y_3) \cdot r(x_3, y_3)] \bullet \delta(x_3 - 2a, y_3) + \\ &+ [s(x_3, y_3) \cdot r^*(x_3, y_3)] \bullet \delta(x_3 + 2a, y_3), \end{aligned}$$

где операторы  $\bullet$  и  $\ast$  означают корреляцию и свертку соответственно;  $x_3$  и  $y_3$  — координаты в выходной плоскости  $P_3$ .

Таким образом, в плоскости  $P_3$  в центре координат наблюдаются функции автокорреляции сигналов (изображений  $s$  и  $r$ ) — первые два члена в последней формуле, а на расстояниях  $x_3 = 2a$  и  $x_3 = -2a$  — функции взаимной корреляции сигналов  $s$  и  $r$ . Если распознаваемый объект  $s$  подобен эталону  $r$  (или одному из изображений, содержащихся в  $r$ ), то в корреляционной плоскости  $P_3$  будет иметь место пик относительно большой освещенности, положение которого строго соответствует координате распознаваемого объекта  $s$ .

Схема простейшего коррелятора описанного типа представлена на рис. 11.30, б.

Объектив  $O$  строит изображение просматриваемой сцены (кадра) на многоэлементном приемнике излучения  $МПИ1$ . Сигналы с этого приемника (электронное изображение) поступают на микропроцессор  $МП$ , а затем на одну из половин транспаранта, например, пространственно-временного модулятора  $ПВМ1$ . На второй половине транспаранта строится эталонное изображение того объекта, который необходимо обнаружить или распознать. Транспарант облучается (подсвечивается) линейно-поляризованным когерентным излучением, создаваемым лазером  $L$ . Оба изображения подвергаются Фурье-преобразованию с помощью Фурье-объектива  $\Phi-01$ . Полученный на входе второго пространственно-временного модулятора  $ПВМ2$ , облучаемого когерентным излучением, спектр мощности преобразуется по Фурье объективом  $\Phi-02$ . Функция  $E_3(x_3, y_3)$  строится в плоскости чувствительного слоя многоэлементного приемника излучения  $МПИ2$ . Сигнал, соответствующий функции взаимной корреляции  $s(x, y)$  и  $r(x, y)$ , с этого приемника поступает на микропроцессор  $МП$ , а затем на систему отображения  $СО$ .

Измеряя координаты пика корреляционной функции, можно определить положение объекта, а также скорость его движения. При наличии в угловом поле нескольких объектов, каждый из которых будет создавать свой корреляционный пик, можно построить алгоритм обработки сигналов так, чтобы идентифицировать отдельные объекты по скорости их видимого движения.

Адаптивные свойства коррелятора-преобразователя позволяют осуществлять слежение за объектами, меняющими свою ориентацию и масштаб изображения.

Корреляторы описанного типа позволяют решать задачи обнаружения, селекции и слежения за подвижными объектами в реальном масштабе времени. В отличие от ряда других известных когерентных корреляторов для них не требуются голографические элементы и специальные фазовые фильтры, они стабильны в работе. Важными достоинствами этих корреляторов являются сравнительно простая конструкция, возможность осуществлять согласованную фильтрацию, адаптируясь к виду оптического сигнала (изображения) путем принятия каждого предыдущего кадра за эталонное изображение для его корреляции с текущим кадром. Если цикл обработки сигнала принять коротким, так чтобы обнаруживаемый или отслеживаемый сигнал был стационарным в течение нескольких кадров, то в выходной плоскости



коррелятора (на *МПИ2*) будет создаваться достаточно мощный сигнал.

Наиболее сложными компонентами схемы, представленной на рис. 11.30, являются многоэлементные приемники, *ПВМ*, а также Фурье-объективы. Определенные трудности может представить необходимость обеспечения широкого углового поля объектива с сохранением хорошего качества изображения по всему полю, а также обеспечение высокого и стабильного пространственного разрешения *МПИ*, т.е. выбор приемника с большим числом элементов малых размеров.

### 11.11. Общие сведения из теории распознавания образов

Описанные способы выделения полезного сигнала на фоне помех и шумов можно рассматривать как частные случаи решения общей задачи распознавания образов. Все наблюдаемые или исследуемые с помощью прибора объекты или создаваемые ими сигналы можно разделить на отдельные классы по ряду признаков — свойств объекта или сигнала, поддающихся количественному описанию: по спектру излучения, размерам, времени появления и т.д. Процесс распознавания сводится к определению класса наблюдаемого объекта или сигнала, т.е. к его идентификации с одним из возможных эталонов, характеризующим этот класс. Структурная схема системы распознавания представлена на рис. 11.31.

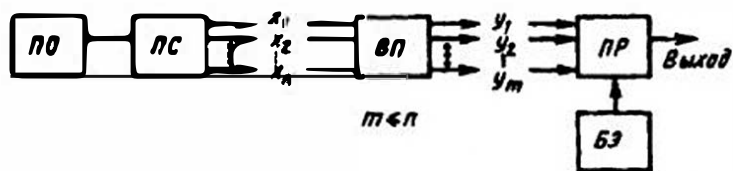


Рис. 11.31. Структурная схема системы распознавания:  
ПО — поле объектов; ПС — приемная система; ВП — блок выделения признаков; ПР — блок принятия решений; БЭ — блок эталонов

После прохождения приемной системы или системы первичной обработки информации сигнал представляет собой функцию некоторого числа переменных ( $x_1, x_2, \dots, x_n$ ), одни из которых более информативны, т.е. лучше описывают специфику сигнала, другие — менее. Целесообразно в дальнейших звеньях системы распознавания ис-

пользовать по возможности ограниченное число признаков, чтобы не перегружать ее память (память ЭВМ) и не усложнять конструкцию. Поэтому в состав системы часто вводят блок выделения таких признаков ( $y_1, y_2, \dots, y_m$ ), причем  $m \leq n$ .

Принятие решения о принадлежности сигнала к тому или иному классу выполняется классификатором (блоком принятия решения). Этот блок выполняет две задачи: сначала разбивает пространство измерений (признаков, сигналов) на области решения, т.е. находит разделяющие их функции, а затем отождествляет любой сигнал (вектор измерения) с каким-либо из классов (областей) признаков.

Рассмотрим случай распознавания оптического сигнала — излучения какого-либо черного тела по создаваемой им освещенности в плоскости входного зрачка ОЭП. Эта монохроматическая освещенность может быть описана формулой (см. § 3.2)

$$E_\lambda = \frac{\tau_{\text{ср}} L_\lambda A_{\text{об}}}{l^2},$$

где  $\tau_{\text{ср}}$  — спектральное пропускание среды;  $L_\lambda$  — спектральная плотность яркости объекта;  $A_{\text{об}}$  — видимая площадь объекта;  $l$  — расстояние до него.

В системе координат  $(E_{\lambda_1}, E_{\lambda_2})$ , представленной на рис. 11.32, а, в соответствии с законом Планка для идеального случая объекту с какой-либо температурой  $T$ , т.е. для определенной кривой  $E_\lambda$  (рис. 11.32, б), будет соответствовать лишь одна точка. Однако в силу случайности величин  $\tau_{\text{ср}}$ ,  $A_{\text{об}}$ ,  $l$ ,  $T$  при распознавании объекта в области  $(E_{\lambda_1}, E_{\lambda_2})$  мы имеем дело не с точкой, а с некоторой областью возможных значений  $(E_{\lambda_1}, E_{\lambda_2})$ , определяемой законами распределения вероятностей этих случайных величин. Совокупность случайно распределенных значений сигналов образует так называемый кластер. Можно

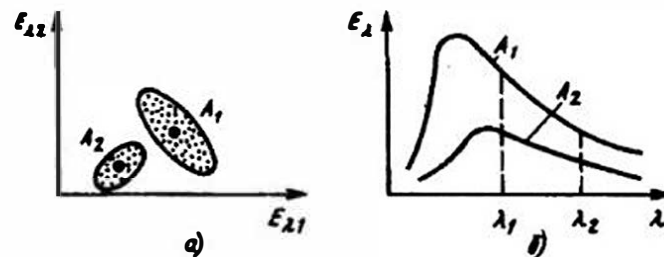


Рис. 11.32. Признаки объектов в области  $(E_{\lambda_1}, E_{\lambda_2})$ :  
а — кластеры сигналов; б — кривые  $E_\lambda$  для двух излучателей

отметить, что корреляция между сигналами в различных областях ( $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ) приводит к вытянутости кластера.

Объекты (сигналы) могут быть отнесены к тому или иному классу по разным правилам. Одним из простейших случаев является тот, когда удастся установить линейные границы разделения классов (границы решения), например прямые линии, равноудаленные от точек, соответствующих средним значениям сигналов, относящихся к тому или иному классу.

Обычно при распознавании используются вероятностные методы и методы теории статистических решений. Если законы распределения, характеризующие признаки различных объектов или явлений различных классов, могут быть представлены кривыми, которые не пересекаются, то объект или явление можно достоверно отнести к одному из классов. На практике почти всегда указанные кривые пересекаются, и для оценки вероятности принадлежности сигнала к тому или иному классу рассматриваются полные вероятности этой принадлежности.

В общем случае для распознавания сигнала (образа) можно использовать  $n$  признаков. Тогда этот сигнал можно представить точкой или вектором в  $n$ -мерном пространстве.

Критерий распознавания — правило, по которому определяется поверхность, разделяющая классы в  $n$ -мерном пространстве первичных признаков. Обычно распознаются объекты по признакам одной и той же физической природы, но вероятностное их распределение различно.

Распространенными критериями распознавания являются критерий максимальной плотности вероятности  $n$ -мерного распределения в данной точке пространства первичных признаков и критерий минимума среднего квадратического отклонения значения сигнала от эталона.

Рассмотрим простейший пример двумерного распределения, когда случайная точка на плоскости признаков  $E_{\lambda_1}, E_{\lambda_2}$  (см. рис. 11.32) относится к классу  $A_1$  или  $A_2$  по максимуму величины:

$$p_1 p_{A_1}(E_{\lambda_1}, E_{\lambda_2}),$$

где  $p_i$  — вес  $i$ -го класса ( $i=1, 2$ ), назначаемый в произвольных безразмерных единицах;  $p_{A_i}(E_{\lambda_1}, E_{\lambda_2})$  — плотность вероятности  $i$ -го класса.

Если для какой-либо точки плоскости ( $E_{\lambda_1}, E_{\lambda_2}$ ) соблюдается неравенство вида  $p_1 p_{A_1}(E_{\lambda_1}, E_{\lambda_2}) > p_2 p_{A_2}(E_{\lambda_1}, E_{\lambda_2})$ , то ее следует относить к классу  $A_1$ , в противном случае — к классу  $A_2$ .

Уравнение оптимальной решающей границы разделения классов  $A_1$  и  $A_2$  может быть получено при гауссовских кривых  $p_{A_1}$  и  $p_{A_2}$  из условия

$$p_1 p_{A_1}(E_{\lambda_1}, E_{\lambda_2}) = p_2 p_{A_2}(E_{\lambda_1}, E_{\lambda_2})$$

в виде уравнения второго порядка:

$$AE_{\lambda_1}^2 + 2BE_{\lambda_1}E_{\lambda_2} + CE_{\lambda_2}^2 + 2DE_{\lambda_1} + 2EE_{\lambda_2} + F = 0,$$

где  $A, B, C, D, E, F$  — постоянные коэффициенты, определяемые математическими ожиданиями, дисперсиями, коэффициентами корреляции, входящими в выражения для  $p_{A_1}$  и  $p_{A_2}$ , а также весами  $p_1$  и  $p_2$ . Это выражение (дискриминантная функция) в общем виде описывает плоские кривые 2-го порядка: окружность, эллипс, гиперболу, а при  $A = B = C = 0$  — прямую линию.

Дискриминантными (решающими, разделяющими) функциями называется множество функций  $x$ , т.е.  $g_1(x), g_2(x), \dots, g_m(x)$ , обладающее тем свойством, что  $g_i(x)$  имеет большее значение, чем все остальные функции  $g$ , в том случае, если  $x$  принадлежит к  $i$ -й области. Предположим, что имеется  $m$  классов и соответствующие им области решения. Для классификации любого сигнала  $x_k$  нужно вычислить значения  $g_1(x_k), g_2(x_k), \dots, g_m(x_k)$ . Сигнал  $x_k$  будет принадлежать тому классу, для которого функция  $g$  имеет наибольшее значение.

Решающие функции обычно вычисляют на основе информации, извлекаемой из набора сигналов с известной классификацией. Создание классификатора называется его обучением.

Если функции распределения вероятностей, связанные с тем или иным классом, известны, то для обучающего набора сигналов нужно оценить параметры этих распределений (математическое ожидание, дисперсия и др.), что снижает требования к емкости памяти ЭВМ, необходимой для обучения.

Для многомерных гауссовских распределений обычно применяют вектор математического ожидания и ковариационную матрицу для каждого класса сигналов (образов).

Если при распознавании используются  $n$  сигналов, например  $n$  значений яркости в  $n$  областях спектра, то для обучения необходимо иметь, как минимум,  $10n$  (и даже более) обучающих сигналов (образов).

Оптимальный набор решающих функций  $g$  находят с помощью теории статистических решений. Так, в случае задачи об отнесении сигнала к той или иной области по максимуму правдоподобия ЭВМ вычисляет произведения функции плотности вероятности  $p_{s_i}(x_i)$  на

опорные вероятности класса  $i$  —  $p(s_i)$ , т. е. на вероятности наблюдения сигнала  $s_i$ . Эти произведения и образуют набор решающих функций. Если считать функции распределения вероятностей гауссовскими, то решающие функции определяются как

$$g(x) = \frac{P_{si}}{(2\pi)^{n/2} |\Sigma_i|^{1/2}} \exp\left[-\frac{1}{2}(x - m_{x_i})^T \Sigma_i^{-1}(x - m_{x_i})\right],$$

где  $|\Sigma_i|$  — определитель ковариационной матрицы  $\Sigma_i$ :

$$\Sigma_i = \begin{vmatrix} \sigma_{i11} & \sigma_{i12} & \dots & \sigma_{i1n} \\ \sigma_{i21} & \sigma_{i22} & \dots & \sigma_{i2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \sigma_{in1} & \sigma_{in2} & \dots & \sigma_{inn} \end{vmatrix};$$

$m_{x_i}$  — вектор математического ожидания;  $(x - m_{x_i})^T$  — транспонированный вектор  $(x - m_{x_i})$ ;  $x$  — вектор данных (сигнал).

Более сложным является определение решающих функций в случае многомодального распределения случайных сигналов, что довольно часто встречается в практике работы ОЭП.

Обычно такой класс разбивается на несколько подклассов, для каждого из которых функция распределения вероятностей может быть принята гауссовской.

Критерий максимума функции распределения плотности вероятности сводится часто к максимуму функции правдоподобия в предположении, что имеет место гауссовский закон распределения случайных величин, описывающих распознаваемый сигнал и параметры всей системы (их «случайные части»).

Представим сигнал на выходе ОЭП или какого-либо его звена в виде вектора с компонентами  $y_j$

$$y_j = \int_0^\infty x_j(\alpha) k_j(\alpha) d\alpha, \quad (11.31)$$

где  $x_j(\alpha)$  —  $j$ -я компонента входного сигнала, который часто принимается детерминированным;  $k_j(\alpha)$  — коэффициент передачи (чувствительность) ОЭП, который часто также принимается детерминированной величиной;  $\alpha$  — один из возможных аргументов (пространственная или угловая координата, длина волны излучения, время и т. д.).

В общем случае функции  $y_j$ ,  $x_j$ ,  $k_j$  носят случайный характер. Число составляющих  $j=1, 2, \dots, J$  векторов  $y$  и  $k$  определяется как число каналов  $J$ , например спектральных, в которых идет работа прибора.

Возможен случай, когда аргумент  $\alpha$  является, в свою очередь, многомерной векторной величиной, например, если в канале  $j$  сигнал  $x$

рассматривается одновременно как функция двух пространственных координат и длины волны излучения.

В силу случайности величин, входящих в (11.31), вектор выходного сигнала  $y$  является многомерной случайной величиной со средним значением  $m_y$  и ковариационной матрицей  $C$ , имеющими компоненты:

$$m_j = \langle y_j \rangle \quad \text{и} \quad C_{jj} = \langle (y_j - m_j)(y_j - m_j) \rangle.$$

где  $\langle \cdot \rangle$  обозначает среднее по ансамблю случайных величин.

Обнаружение (распознавание) какого-то частного значения вектора сигнала  $y$  обычно основывается на сравнении полученных значений  $m_y$  с рядом эталонных значений средних величин  $m_y$  и матрицы  $C_{jj}$  с рядом матриц, хранящихся в памяти блока сравнения. В случае применения критерия минимума среднего квадратического отклонения не используется информация, содержащаяся в ковариационной матрице. Поэтому алгоритм обнаружения, сводящийся к нахождению минимального значения  $|y - m_y|^2$ , менее точен, чем алгоритм, основанный на максимизации функции плотности вероятности гауссовского случайного процесса:

$$P(y_n) = \frac{1}{(2\pi)^{l/2} |C_n|^{1/2}} \exp\left[-\frac{1}{2}(y_n - m_{y_n})^T C_n^{-1}(y_n - m_{y_n})\right].$$

Максимизация этой функции эквивалентна более удобной с точки зрения вычислений минимизации функции  $-\ln[p(y_n)]$ , т. е.

$$(y_n - m_{y_n})^T C_n^{-1}(y_n - m_{y_n}) + \ln D_c,$$

где  $D_c$  — детерминант матрицы  $C_n$ . Этот критерий более надежен, чем минимизация среднего квадратического отклонения, так как он полнее учитывает случайный характер сигналов, свойств среды их распространения, параметров прибора. Находящаяся в составе ОЭС ЭВМ вычисляет эту функцию для каждого из  $l$  классов и относит сигнал к тому из них, которому соответствует минимум функции.

Оценки качества распознавания, в частности, вероятности принятия ошибочного решения, могут быть выполнены различными способами. Если обозначить через  $p_j$  вероятность правильного распознавания  $j$ -й выборки сигнала ( $j$ -го признака сигнала), а через  $q_j$  — вероятность неправильного распознавания, то  $p_j + q_j = 1$ . Вероятность того, что в  $N$  выборках сигнала правильно будут классифицированы  $j$  точек, описывается биномиальным распределением

$$P(j) = C_j^N p^j q^{N-j}.$$

где

$$C_j^N = \frac{N!}{j!(N-j)!}.$$

Для этого распределения среднее значение  $m = Np$ , а среднее квадратическое отклонение  $\sigma = \sqrt{Npq}$ .

Качество распознавания определяется вероятностью  $P$  того, что из  $N$  выборок сигнала правильно классифицированы  $j$  выборок.

Статистическая различимость двумерных классов признаков часто характеризуется отношением Фишера:

$$J_\Phi = \frac{|m_1 - m_2|^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2},$$

где  $m_1$  и  $m_2$  — математические ожидания;  $\sigma_1^2$  и  $\sigma_2^2$  — дисперсии.

По принципу работы большинство оптико-электронных распознающих систем можно разделить на две группы: системы, в которых выделяются характерные признаки сигнала, и системы с оптической корреляцией. К первой группе могут быть отнесены системы, рассмотренные в §§ 11.4–11.9. Системы второй группы описаны в предыдущем параграфе; при их использовании задача часто сводится также к распознаванию признаков, но не самого сигнала, а его ковариационной или корреляционной функции.

Преимуществом способов распознавания, основанных на выделении характерных признаков сигнала, перед корреляционными способами является то, что при их использовании можно применять более простые и гибкие схемы обработки выходных сигналов. Однако корреляционные способы более помехоустойчивы, часто для их реализации предварительная обработка изображения не требуется.

В качестве признаков, служащих для распознавания оконтуренных, т.е. имеющих достаточно четкие границы, оптических сигналов (образов), могут быть использованы площадь контура (площадь пятна, представляющего корреляционную или ковариационную функцию, взятую по какому-то одному или по нескольким уровням освещенности), длина контура или длины контуров, взятых по нескольким уровням освещенности, а также гистограммы их распределений, определяемые сравнительно просто в цифровой части гибридной системы. Другими достаточно инвариантными к искажениям оптических сигналов признаками могут быть:

отношения амплитуд отдельных гармоник пространственно-частотного спектра;

гистограмма распределения переходов от одного уровня освещенности к другому вдоль нескольких направлений, например вдоль ортогональных осей координат и двух диагональных направлений;

гистограмма распределения локальных максимумов и минимумов вдоль нескольких направлений в плоскости изображений;

канонические моменты двумерных распределений освещенности  $E(x, y)$  по отношению к координатам  $(x_u, y_u)$  их энергетических центров тяжести, т.е.

$$m_{k,l} = \iint_{-\infty}^{+\infty} (x - x_u)^k (y - y_u)^l E(x, y) dx dy,$$

или для дискретизированного на  $N \times N$  элементов изображения

$$m_{k,l} = \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} (i - i_u)^k (j - j_u)^l E(i, j),$$

где  $i, j, i_u, j_u$  — координаты (номера элементов);

гистограмма расстояний между элементами изображения с одинаковой освещенностью и ряд других.

Например, достаточно распространенным способом распознавания, применяемым в системах технического зрения, является использование моментов функции  $f(x, y)$ , описывающей распределение освещенности в изображении объекта. В общем виде момент  $(p, q)$ -го порядка представляется как

$$m_{pq} = \iint_{x, y} f(x, y) x^p y^q dx dy.$$

Инвариантность к масштабу достигается нормированием центральных моментов следующим образом:

$$\eta_{pq} = \frac{m_{pq}}{m_{00}^{p+q+2}}.$$

Определяя моменты  $m_{10}$  и  $m_{01}$ , можно определить смещение изображения по осям  $x$  и  $y$ , а определяя  $m_{00}$  — размер (масштаб) изображения.

Инвариантны к сдвигу, повороту и изменению масштаба следующие соотношения, которые являются классификационными признаками при распознавании различных образов и могут быть определены по нормированным моментам первого, второго и третьего порядков [33]:

$$I_1 = \eta_{20} + \eta_{02};$$

$$I_2 = (\eta_{20} - \eta_{02})^2 + 4\eta_{11}^2;$$

$$I_3 = (\eta_{30} - 3\eta_{12})^2 + (3\eta_{21} - \eta_{03})^2;$$

$$I_4 = (\eta_{30} + \eta_{12})^2 + (\eta_{21} + \eta_{03})^2;$$

$$I_5 = (\eta_{30} - 3\eta_{12})(\eta_{30} + \eta_{12}) \left[ (\eta_{30} + \eta_{12})^2 - 3(\eta_{12} + \eta_{03})^2 \right] + \\ + (3\eta_{21} - \eta_{03})(\eta_{21} + \eta_{03}) \left[ 3(\eta_{30} + \eta_{12})^2 - (\eta_{21} + \eta_{03})^2 \right];$$

$$I_6 = (\eta_{20} - \eta_{02}) \left[ (\eta_{30} + \eta_{12})^2 - (\eta_{21} + \eta_{03})^2 \right] + 4\eta_{11}(\eta_{30} + \eta_{12})(\eta_{21} + \eta_{03});$$

$$I_7 = (3\eta_{21} - \eta_{03})(\eta_{30} + \eta_{12}) \left[ (\eta_{30} + \eta_{12})^2 - 3(\eta_{21} + \eta_{03})^2 \right] + \\ + (3\eta_{12} - \eta_{30})(\eta_{21} - \eta_{03}) \left[ 3(\eta_{30} + \eta_{12})^2 - (\eta_{21} + \eta_{03})^2 \right].$$

Вычисление этих соотношений в реальном масштабе времени при современных возможностях вычислительной техники не представляет принципиальной трудности. Для учета весьма разнообразных ситуаций, возникающих при распознавании, например при наблюдении какого-либо объекта под разными ракурсами, возможно создать самообучающуюся систему (классификатор) на базе нейронных сетей (см. § 11.12).

Использование инвариантных моментных соотношений с параллельной их обработкой для самообучения нейронных сетей позволяет заметно сократить время обучения и вести распознавание в масштабе времени, близком к реальному.

Возможности современной цифровой вычислительной техники позволяют проводить достаточно оперативно анализ изображений по большому числу признаков. Например, можно практически в реальном масштабе времени получить значения нескольких сотен канонических моментов (до 20-го порядка и выше).

## 11.12. Нейронные сети в оптико-электронных системах

Изучение процессов обработки информации, происходящих в живых организмах, привело к созданию ряда технических аналогов тех средств, которыми обладают нервная система и зрительный аппарат человека и животных. К числу наиболее перспективных среди них относятся нейронные сети (НС) [5, 33 и др.]. Эти устройства уже

нашли применение в ряде оптико-электронных систем, прежде всего при решении задач распознавания образов.

Структура простейшей НС (одного нейрона) представлена на рис. 11.33. Сигналы с выхода предыдущего слоя или входные для всей НС получают различные веса  $w_{ij}$ . Например, если это входные сигналы, соответствующие отдельным признакам распознаваемых объектов (форма, цвет, размер и т.д.), то наиболее информативным признакам придаются большие веса.

Входными сигналами могут быть также сигналы, снимаемые с отдельных элементов матрицы фотоприемников или светодиодов, т.е. необработанная совокупность отдельных составляющих вектора того или иного признака объекта, например, формы объекта, его координат, цвета и т.п.

Простейшая нейронная сеть состоит из трех слоев нейронов: входного, так называемого скрытого, и выходного. В скрытом слое реализуются определенные комбинации взвешенных во входном слое сигналов, например, их суммирование. В выходном слое часто выполняется замена этой суммы некоторой нелинейной функцией.

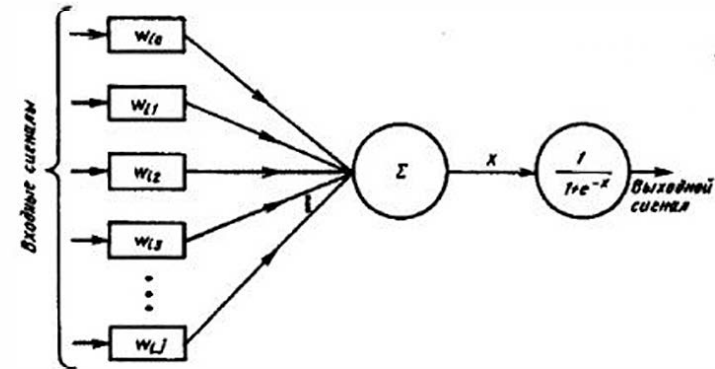


Рис.11.33. Схема простейшей нейронной сети

Сигнал на выходе НС часто бинаризован, т.е. имеет только два значения — 0 и 1. На рис. 11.33 в качестве функции, описывающей обработку суммы взвешенных сигналов  $x$ , показана часто используемая зависимость  $(1 + e^{-x})^{-1}$ .

Веса  $w_{ij}$ , необходимые для получения на выходе НС нужного результата, определяются аналитически только в случаях простейших НС с небольшим числом нейронов. Обычно для получения оптимальных  $w_{ij}$  используются специальные обучающие алгоритмы и схе-

мы. На рис. 11.34 представлена одна из возможных схем НС, в которой для обучения использована обратная связь.

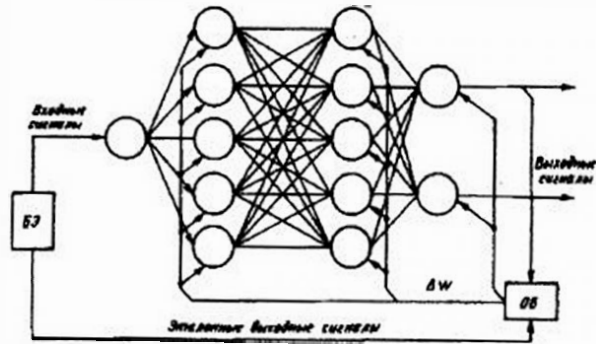


Рис. 11.34. Схема обучения нейронной сети

После подачи на входной слой НС обучающих сигналов из банка эталонов БЭ, например изображений распознаваемых объектов, образуемые в выходном слое НС сигналы сравниваются с желаемыми, т.е. с эталонными сигналами, поступающими в обучающий блок ОБ со входа — из совокупности входных сигналов. Разница в сравниваемых сигналах представляется в виде поправки  $\Delta w_{ij}$ , вводимой в значения отдельных весов в каждом слое НС.

Результат обучения считается достигнутым, если на выходе НС после нескольких описанных итераций обеспечивается заданный критерий, например допустимая погрешность распознавания.

В общем случае НС может иметь несколько скрытых слоев. В этом случае возрастают ее функциональные возможности. В распространенных НС однонаправленного действия связи между отдельными нейронами разрешены только в одном направлении — от входа к выходу, кроме того, невозможна связь между нейронами внутри одного слоя.

С помощью НС возможно преобразовывать различные комбинации входных сигналов в желаемые комбинации выходных. Если входные сигналы соответствуют отдельным признакам (или векторам признаков) объектов, распознаваемых с помощью НС, то наиболее информативным признакам и их сочетаниям придаются большие веса, либо эти веса устанавливаются в процессе обучения или самообучения.

Пример реализации оптической НС приведен на рис. 11.35 [5]. Вектор входных сигналов преобразуется в напряжение, питающее через выходной регистр 3 входную линейку светодиодов 4. Излучение от

каждого из светодиодов с помощью цилиндрической линзы 5 проецируется на соответствующую строку оптического транспаранта 6, мозаичные элементы которого имеют коэффициенты пропускания, пропорциональные весовым коэффициентам, с которыми осуществляется обработка сигналов отдельных нейронов. Поток с каждой колонки транспаранта с помощью цилиндрической линзы 7 суммируется на соответствующем фотоприемнике линейки 8. Сигналы с фотоприемников усиливаются, нелинейно преобразуются в электронном блоке 2 и вновь поступают на линейку светодиодов 4. Через конечное число итераций на выходе блока 2 образуется полученное решение, считываемое через выходной регистр 1. При современном уровне технологии возможно создать транспарант-матрицу весовых коэффициентов из  $10^8$  и более элементов. Для адаптивного обучения транспарант 6 может быть сделан перезаписываемым, т.е. может выполняться на основе ПВМ (см. § 9.7).

Появились сообщения о весьма успешном использовании НС в оптико-электронных приборах и системах. Эти сети применяются для распознавания объектов, изображения которых частично перекрываются, для распознавания объектов гражданского и военного назначения при различных ракурсах их наблюдения.

Пример НС, в которой при режиме обучения используется обратная связь, рассмотрен в [33]. Сеть содержит два нейрона в выходном слое (рис. 11.36), семь нейронов в скрытом слое и столько же во входном слое.

После 15-и итераций обучения НС, на вход которой подавались инвариантные моменты соотношения  $I_1, \dots, I_7$  (см. § 11.11), соответствующие изображению двух объектов (самолетов), наблюдаемых под различными ракурсами, ошибка идентификации любого из изображений не превышала 8%.

Очень эффективным представляется использование НС в сочетании с оптическими корреляторами. С помощью НС подавляются шумы, улучшается контраст изображений, осуществляется идентификация изображений и отдельных их фрагментов.

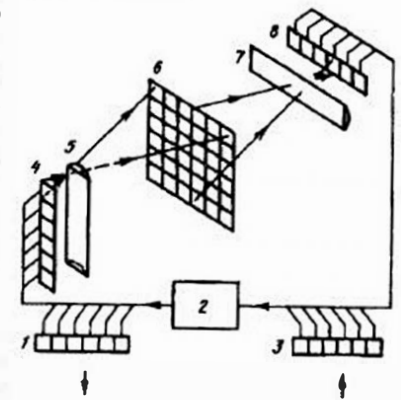


Рис. 11.35. Схема простейшей оптической нейронной сети

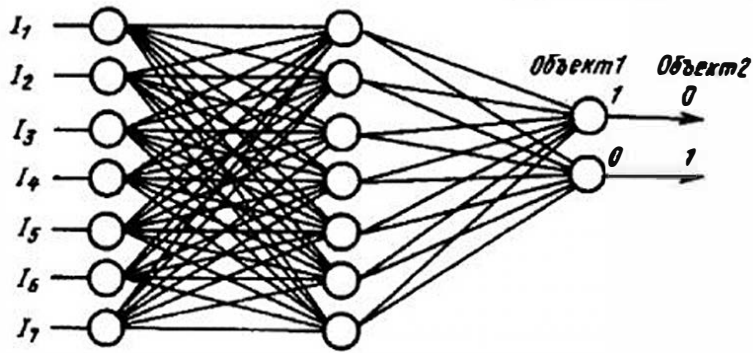


Рис.11.36. Нейронная сеть для распознавания двух различных объектов

На сегодня практическая реализация НС, пригодных для работы в составе мобильных (полевых, бортовых и др.) ОЭП, еще не вышла из стадии первых лабораторных экспериментов, что связано с рядом трудностей, например громоздкостью системы дискретных нейронов, сложностью выполнения методами интегральной технологии резисторов с достаточно точными номиналами, что необходимо для реализации требуемых весовых коэффициентов при передаче сигналов между слоями НС. Однако развернувшиеся в последние годы во многих странах, в том числе и у нас, многочисленные работы по разработке теории и практики НС позволяют надеяться, что в самое ближайшее время эти устройства найдут весьма широкое распространение в ОЭП.

#### Контрольные вопросы

1. Зависит ли частотная характеристика оптимального пространственного фильтра ОЭП от длины волны оптического излучения, на которых работает прибор?
2. Как устанавливается (выбирается) пороговый уровень  $x_0$  в схеме, представленной на рис. 11.1?
3. Каков физический смысл экспоненциального множителя в формуле (11.6)?
4. В каких ОЭП — с однократной или с двукратной амплитудной модуляцией — легче выполнить условие (11.6), если оптимальная фильтрация осуществляется в электронном тракте? Почему?
5. Что такое квазиоптимальная фильтрация? Почему она распространена на практике.
6. Предложите схемы ОЭП, реализующих способ балансной спектральной фильтрации?
7. Сравните достоинства и недостатки двух пространственных фильтров — шахматного раstra и мозаичного приемника излучения.
8. Как отфильтровать мощную низкочастотную составляющую пространственно-частотного спектра большинства естественных излучающих фонов (небо, наземный ландшафт и т.п.)?

9. Предложите структуру пространственного фильтра для селекции вытянутого в одном направлении изображения на изотропном фоне.

10. Сравните различные алгоритмы селекции движущихся объектов между собой.  
11. Как изменится схема селекции сигналов по длительности (см. рис. 11.20), если длительность сигнала меньше длительности помехи?

12. Сопоставьте достоинства и недостатки некогерентных и когерентных оптических корреляторов.

13. Сравните оптическую корреляцию как метод обнаружения сигнала на фоне помех и шумов с другими способами, рассмотренными в §§ 11.4–11.9.

14. Каковы основные требования к конструкции оптических корреляторов, схемы которых представлены на рис. 11.23–11.30?

## Глава 12. ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ ПРИЕМА ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

### 12.1. Краткая классификация основных методов приема оптических сигналов

По физическим принципам регистрации и первичной обработки информации, содержащейся в оптическом сигнале, различают ряд методов приема оптического излучения: прямой, гетеродинный, балансный, синхронный и некоторые другие. Наиболее распространенными из них являются прямой и гетеродинный.

*Прямой метод* приема оптического сигнала состоит либо в непосредственной регистрации мощности или энергии излучения, либо в подсчете числа фотонов, составляющих этот сигнал. Если измерительная информация содержится в изменении потока или энергии излучения, т.е. изменению измеряемых или контролируемых параметров наблюдаемого объекта соответствует изменение одного из параметров потока или энергии (квадратичных функций амплитуды электромагнитных колебаний), оцениваемое по силе тока или напряжению на выходе приемника излучения, то процесс приема и обработки сигнала можно рассматривать как линейное детектирование. Если информация содержится в амплитуде электромагнитного колебания, а регистрируется квадратичная функция (поток, энергия, освещенность), то приемная система (приемник) выступает в качестве квадратичного детектора.

Конструктивно прямой прием в случае регистрации потока достаточно прост. Несколько сложнее прямой метод, основанный на подсчете числа фотонов, поскольку здесь требуются высокочувстви-

тельные и малоинерционные приемники излучения.

Прием оптического сигнала в виде электромагнитного колебания  $E_c(t)$ , содержащего информацию о наблюдаемом объекте, сопровождающийся сложением этого колебания со вспомогательным синусоидальным колебанием  $E_r(t)$ , создаваемым специальным генератором (гетеродином), называется *гетеродинированием*.

Структурная схема гетеродинного приемника приведена на рис. 12.1.

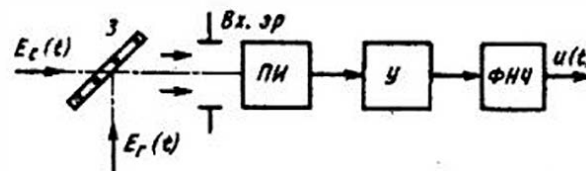


Рис.12.1. Структурная схема гетеродинного приемника:  
 З — полупрозрачное зеркало; Вх.зр — входной зрачок (входная апертура);  
 ПИ — приемник излучения; У — усилитель; ФНЧ — фильтр низких частот;  
 $u(t) = E_{\infty} E_{\infty} \cos [(\omega_c - \omega_r)t + \varphi_c - \varphi_r]$

Как будет показано ниже, при гетеродинном приеме составляющую спектра модулированного сигнала, несущую полезную информацию, из высокочастотной области спектра смещают в область сравнительно низких частот, например из оптической части спектра электромагнитных колебаний в радиодиапазон, где фильтрация, усиление и детектирование (демодуляция) сигнала современными техническими средствами осуществляются проще, чем в оптическом диапазоне.

Гетеродинный прием в ОЭП может быть использован для преобразования не самих оптических сигналов, а модулирующих их колебаний.

В том случае, когда частоты колебаний информационного  $\omega_c$  и вспомогательного  $\omega_r$  сигналов одинаковы, а фазы совпадают, прием сигнала часто называют *гомодинным*. В § 9.2 было показано [см. формулу (9.7)], что при детектировании таких колебаний (синхронном детектировании) выходной сигнал максимален при равенстве фаз информационного и вспомогательного сигналов.

Если наряду с основной гармоникой  $\omega_c$  сигнал гетеродина содержит и другие гармоники (шумы), то качество приема может заметно ухудшиться. Уменьшить влияние шумов гетеродина можно путем использования балансных методов приема, схема одного из которых приведена на рис. 12.2. Полупрозрачное зеркало З сдвигает фазу проходящего через него колебания на  $-\pi/4$ , а фазу отраженного колебания на



$+\pi/4$ . В результате на приёмники ПИ1 и ПИ2 поступают сумма и разность информационного и вспомогательного (опорного) сигналов вместе с шумами. Выходные сигналы приёмников смешиваются. В электронном тракте ЭТ могут быть отфильтрованы составляющие разностной частоты  $(\omega_c - \omega_r)$ . Сигнал  $u_{6,д}(t)$  на выходе всей системы (балансного детектора) пропорционален разности  $(E_c + E_r)^2 - k_6(E_c - E_r)^2$ , где значение постоянной  $k_6$  выбирается близким к единице.

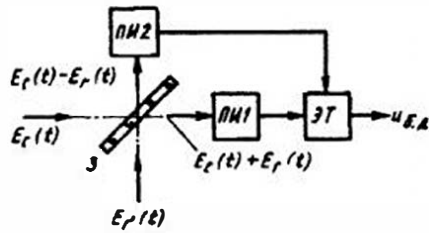


Рис.12.2. Структурная схема балансного метода приема

Если входной информационный и опорный сигналы представить в виде суммы полезной и шумовой составляющих, то в результате анализа выражения для выходного сигнала  $u_{6,д}$  можно убедиться, что шумы гетеродина на выходе уменьшаются в  $2/(1-k_6)$  раз. При равенстве частот  $\omega_c$  и  $\omega_r$  отношение сигнал/шум на выходе может в 2 раза превышать это же отношение при несинхронном балансном детектировании.

## 12.2. Гетеродинный прием оптических сигналов

Рассмотрим простейшую схему гетеродинного метода приема (см. рис. 12.1), где оптическая система представлена в виде входного зрачка с пропусканием  $\tau(x)$ , равным единице внутри зрачка и нулю вне его, причем  $x$  — двумерный вектор, определяющий координаты в плоскости чувствительного слоя приемника. Пусть опорное колебание, создаваемое гетеродином, имеет вид плоской волны с амплитудой  $E_{r0}$ , постоянной по всему входному зрачку, т.е.

$$E_r(t) = E_{r0} \exp[j(\omega_r t + \varphi_r)].$$

Информационный сигнал в идеальном случае может быть также представлен в виде плоской однородной волны

$$E_c(t) = E_{c0} \exp[j(\omega_c t + \varphi_c)].$$

На выходе приемника излучения ПИ сигнал

$$u(t) = [E_c(t) + E_r(t)]^2. \quad (12.1)$$

Если амплитуда сигнала  $E_{r0}$ , создаваемого гетеродином, заметно больше, чем амплитуда информационного сигнала  $E_{c0}$ , и квадратичной составляющей  $E_{c0}^2$  в разложении (12.1) можно пренебречь, эф-

фективное значение низкочастотной составляющей сигнала имеет вид

$$u(t) \sim E_{r0}^2 + E_{c0} E_{r0} \cos(\Delta\omega t + \varphi_c - \varphi_r), \quad (12.2)$$

где  $\Delta\omega = \omega_c - \omega_r$ . (Близкое к этому выражение для суммы двух гармонических колебаний было получено ранее, см. § 9.2)

Второе слагаемое правой части (12.2) определяет мгновенное значение переменной низкочастотной составляющей сигнала на выходе приемника излучения.

Условием оптимального гетеродинного приема является строгая синфазность колебаний, приходящих на приемник. Для этого фронты  $E_c(t)$  и  $E_r(t)$  должны иметь постоянные фазы по всему чувствительному слою приемника.

В том случае, когда фаза и амплитуда информационного сигнала изменяются по входному зрачку системы или площадке приемника как функция  $x$ , можно записать, что

$$E_c(x, t) = E_{c0}(x, t) \exp\{j[\omega_c t + \varphi_c(x) - \varphi_r]\}.$$

Эффективное значение выходного сигнала при сделанных допущениях

$$u(t) \sim E_{r0}^2 + E_{r0} \int_x E_{c0}(x) \tau(x) \cos[\Delta\omega t + \varphi_c(x) - \varphi_r] dx. \quad (12.3)$$

Формула (12.3) может быть использована для оценки возможности или целесообразности использования гетеродинного метода приема в случаях, когда функции  $\tau(x)$  и  $\varphi_c(x)$  меняются по сечению пучка лучей в плоскости приема, например, при прохождении информационного сигнала через случайно-неоднородную среду (турбулентную атмосферу).

В том случае, когда фронты информационного и опорного сигналов, падающих на приемник с размером чувствительной площадки  $d$ , различаются на угол  $\psi = \varphi_c - \varphi_r$ , переменный выходной сигнал

$$u(t) \sim E_{c0} E_{r0} \cos(\Delta\omega t) \frac{\sin\left(\frac{\omega_c d \sin \psi}{2c_0}\right)}{\frac{\omega_c d \sin \psi}{2c_0}}.$$

Здесь  $c_0$  — скорость распространения излучения.

Зависимость  $u$  от угла  $\psi$  накладывает весьма жесткие требования на конструкцию и юстировку гетеродинной системы. Так, при 10%-ном допуске на изменение сигнала, обусловленное разностью фаз, значение  $\omega_c d \sin \psi / (2c_0)$  должно быть менее 0,8 рад. Отсюда вытекает тре-

бование:  $\psi \leq \lambda/(4d)$ .

Из (12.1) следует, что для увеличения выходного сигнала необходимо увеличивать мощность гетеродина. Но при наличии в спектре гетеродина побочных гармоник (кроме основной с частотой  $\omega_r$ ) возникают биения между этими гармониками и входным информационным сигналом, которые могут пройти через низкочастотный фильтр, установленный после детектора. Эти биения являются помехами, поэтому увеличение мощности гетеродина, создающего колебания нескольких частот, целесообразно лишь до некоторого предела.

Такие же биения возникают при взаимодействии гармоник опорного сигнала с шумовыми сигналами от окружающего фона.

Если эти шумовые сигналы некогерентны, т.е. их фазы случайны по отношению к фазе гетеродина, то биения весьма незначительны.

Дисперсия шума  $u_{ш.б.}^2$ , обусловленного паразитными биениями, определяется как сумма мощностей отдельных гармоник, т.е.

$$u_{ш.б.}^2 = \sum u_{ш.г.}^2.$$

Остальные шумы при гетеродинном приеме те же, что и при прямом приеме, т.е. шумы приемника излучения, флуктуационные шумы полезного сигнала и фона, шумы электронного тракта. В отдельных случаях приходится учитывать некоторые шумы, возникающие в цепи приёмника и вызванные действием побочных гармоник гетеродина, например дробовый шум. Основные преимущества гетеродинного приема, заключающиеся в возможности получить большее отношение сигнал/шум, чем при прямом приеме, выявляются лишь при достаточно хороших монохроматичности гетеродина и стабильности его параметров.

Отношение сигнал/шум в случае гетеродинного приема можно представить как отношение мощности сигнала  $P_c$  на выходе фильтра низких частот, выделяющего разностную частоту, к мощности шума  $P_{ш}$  в той же полосе частот. В случае идеальной синфазности информационного и опорного сигналов мощность сигнала на выходе электронного тракта (на выходе фильтра низких частот) в полосе частот  $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$  в соответствии с (12.2)  $P_c = (E_{с0}E_{г0})^2$  или  $P_c = \Phi_c\Phi_r$ , где  $\Phi_c$  и  $\Phi_r$  — потоки излучения, создаваемые источником информационного сигнала и гетеродином на приемнике. Это подтверждает принципиальное достоинство гетеродинного метода приема — возможность увеличения мощности полезного сигнала путем увеличения потока, создаваемого гетеродином.

В то же время мощность шума также пропорциональна уровням информационного и опорного сигналов. Так, если основными состав-

ляющими шума являются дробовый и тепловой шумы приёмника (см. § 6.2), то дисперсия шума может быть определена как

$$\begin{aligned} \overline{u_{ш}^2} &= \overline{u_{ш.д.р}^2} + \overline{u_{ш.т}^2} = 2ei_0\Delta fR_n^2 + 4kTR_n\Delta f = \\ &= 2e[s_i(\Phi_c + \Phi_r + \overline{\Phi_\phi}) + i_t]\Delta fR_n^2 + 4kTR_n\Delta f, \end{aligned}$$

где  $s_i$  — токовая чувствительность приемника;  $\overline{\Phi_\phi}$  — среднее значение потока от фона, поступающего на приемник;  $i_t$  — темновой ток приемника, а остальные обозначения те же, что в исходных формулах (см. § 6.2).

Поскольку в формулу для отношения сигнал/шум  $\mu_p = P_c/P_{ш}$ , где  $P_{ш} = \overline{u_{ш}^2}$ , поток  $\Phi_r$ , создаваемый гетеродином, будет входить как в числитель, так и в знаменатель, то даже в идеализированном случае синфазных колебаний и при отсутствии паразитных биений получить значительное увеличение  $\mu_p$  за счет роста мощности гетеродина  $\Phi_r$  не удастся.

Для обеспечения надежной фильтрации разностной частоты  $\omega_c - \omega_r$  в системах с гетеродинным приемом предусматривается контроль частоты гетеродина с ее подстройкой для компенсации уходов и нестабильностей частоты информационного сигнала. Особенно часто это используют в системах с гомодинным методом приема, когда  $\omega_c = \omega_r$ . Опорный гетеродин управляется сигналом, получаемым с выхода приемника излучения и обеспечивающим синхронизм колебаний. При активном методе работы ОЭП опорным сигналом может служить часть потока, посылаемого к наблюдаемому объекту, выводимая из передающей оптической системы и направляемая непосредственно на приемник.

Нужно указать, что при значительном уровне фоновых шумов гетеродинный прием далеко не всегда имеет преимущества перед прямым методом приема.

Уровень превышения опорного сигнала  $\Phi_r$  над информационным  $\Phi_c$  часто ограничен, так как многие приемники излучения (особенно ФЭУ) имеют небольшую допустимую мощность засветки.

К приемникам, используемым в гетеродинных системах, предъявляется ряд специфических требований: высокая инерционность, малый разброс времени пролета носителей, от которого зависит инерционность приемника и верхний граничный предел его частотной характеристики, высокая квантовая чувствительность в рабочем участке спектра. Необходимо, чтобы фаза детектируемого приемником сигнала не зависела от амплитуды этого сигнала.

В качестве приемников в гетеродинных системах используются малоинерционные фотоумножители и фотодиоды, фотоприемники СВЧ-диапазона и некоторые другие [9, 12, 22].

Реально достигнутые пороги чувствительности для гетеродинных фотоприемников составляют  $10 \cdot 10^{19}$  Вт·Гц<sup>-1</sup> (энергия кванта около  $10 \cdot 10^{20}$  Дж). Принципиально возможно регистрировать один-два кванта в единичной полосе частот при квантовой эффективности, равной единице.

Качество гетеродинного приема ухудшается также при нарушении пространственной когерентности излучения, вызываемом как несовершенством излучателей, так и влиянием среды, через которую проходит сигнал. Это можно наблюдать, например, при прохождении сигнала от лазера через турбулентную атмосферу. В этом случае отношение сигнал/шум растет с увеличением диаметра входного зрачка приемной оптической системы лишь до определенного предела. В [29] приведены данные об экспериментах по проверке влияния турбулентной атмосферы на качество гетеродинного приема лазерного излучения с  $\lambda = 0,63$  мкм. Если представить входной зрачок квадратным с размером стороны  $a$ , то оптимальным значением  $a$ , сверх которого нет смысла увеличивать этот размер, является

$$a = 0,25 \sqrt{\pi} (M_l C_n^2 k^2 L \chi^{\nu_3})^{1/2},$$

где  $M_l = 0,48$ ;  $C_n^2$  — структурная постоянная (см. § 4.4);  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $L$  — длина трассы;  $\chi_m \approx 5,9 l_0^{-1}$ ;  $l_0$  — внутренний масштаб турбулентности (для горизонтальной приземной трассы  $l_0 \approx 1$  мм). При разнесении опорного и сигнального пучков отношение сигнал/шум заметно уменьшается с ростом  $C_n^2$ .

### 12.3. Динамический метод приема (метод счета одноэлектронных импульсов)

По мере снижения уровня шумов или при уменьшении длительности полезного сигнала может заметно проявляться дискретная природа помех, например радиационного шума приемника. Поэтому наряду с методами приема и преобразования оптического сигнала в электрический, при которых регистрируется среднее значение выходного тока или напряжения и которые называются статическими, на практике используется динамический метод (режим) работы, когда регистрируются отдельные импульсы тока или напряжения. Иногда этот метод называют методом счета одноэлектронных импульсов.

При динамическом методе сигнал на выходе приемника характеризуется скоростью счета импульсов, возникающих при попадании на

фоточувствительный слой отдельных квантов излучения. Среднее число фотоэлектронов, возникающих в цепи приемника при попадании на него потока излучения  $\Phi$ ,

$$\bar{n}_c = \eta \Phi / h\nu, \quad (12.4)$$

где  $\eta$  — квантовая эффективность фотоприемника;  $\nu$  — оптическая частота излучения;  $h$  — постоянная Планка.

Если в качестве приемника используется фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), то каждый отдельный фотоэлектрон вызывает на аноде лавину электронов, число которых определяется коэффициентом усиления ФЭУ и которые заряжают его распределенную выходную емкость  $C$  (обычно  $C = 4 \dots 20$  пФ). Если  $C$  успевает разрядиться через нагрузку  $R$  до прихода следующей лавины электронов, то регистрируются неперекрывающиеся одноэлектронные импульсы, соответствующие приходу на фотокатод отдельных квантов излучения. Устанавливая определенный уровень срабатывания следующей за приемником электронной схемы, можно подавить значительную часть шумовых импульсов, возникающих вне фотокатода.

Число регистрируемых в единицу времени квантов (скорость счета квантов)  $I/n = n^{-1}$  задается неравенством  $n^{-1} \geq RC$ . При  $n^{-1} < RC$  импульсы перекрываются и на выходе регистрируется интегральный фототок, т.е. приемник работает в «токовом» режиме (прямой метод приема).

Если достигнуто разрешение всех импульсов во времени, то вероятность появления  $n$  импульсов в единицу времени описывается законом Пуассона (число  $n$  флуктуирует около  $\bar{n}_c$ ):

$$p(n, \bar{n}_c) = (\bar{n}_c)^n \exp(-\bar{n}_c) / n!$$

При этом отношение сигнал/шум

$$\mu_n = \frac{(\bar{n}_c \tau_c)^2}{\left[ \sqrt{(\bar{n}_c + \bar{n}_ш) \tau_c} \right]^2} = \frac{\bar{n}_c^2 \tau_c}{\bar{n}_c + \bar{n}_ш},$$

где  $\tau_c$  — время измерения (длительность сигнала);  $\bar{n}_ш$  — среднее число фотоэлектронов, возникающих вследствие внутренних шумов и воздействия внешнего фона на приемник.

Если для срабатывания ОЭП необходимо, чтобы число электронов  $n_c$  превысило некоторый порог  $n_{\text{н}}$ , то вероятность срабатывания определяется как

$$p(n \geq n_{\text{н}}, \bar{n}_c) = \sum_{n=n_{\text{н}}}^{\infty} \left[ (\bar{n}_c)^n \exp(-\bar{n}_c) / n! \right].$$

Из последнего выражения можно получить число  $\bar{n}_{c, min}$ , соответствующее заданной по техническим условиям вероятности  $p(n, \bar{n}_c)$ . Подставив  $\bar{n}_{c, min}$  в формулу (12.4), можно найти значение потока, соответствующее заданной вероятности, и вести дальнейший энергетический расчет по обычной методике.

Достоинством этого метода является то, что при счете импульсов используется вся энергия сигналов, в то время как при прямом и гетеродинном методах, осуществляемых с модуляцией сигнала, часть его энергии теряется. Дискретная регистрация каждого импульса позволяет исключить влияние шума, обусловленного умножительной системой фотоприемника.

Однако при увеличении уровня полезного сигнала эффективность метода счета уменьшается вследствие увеличения вероятности наложения одного импульса на другой, что может произойти, если при длительности импульса  $\tau_c$  наблюдается соотношение  $\bar{n}_c \tau_c > 1$ .

По этой причине метод счета используется для приема слабых оптических сигналов.

Перспективным направлением применения метода счета импульсов является оптическая локация, где интервал времени регистрации, в течение которого может появиться группа пришедших от излучателя (отражателя) фотонов, мал по сравнению со средним интервалом времени между двумя одноэлектронными импульсами фона.

Очевидно, что уменьшить вероятность наложения импульсов друг на друга можно путем применения весьма малоинерционного приемника. Обычно для счета импульсов используют ФЭУ, что в режиме счета теоретически позволяет существенно снизить порог чувствительности. Однако реальные свойства фотоумножителей заметно ухудшают ожидаемый теоретический выигрыш, а иногда приводят к проигрышу в чувствительности. Это объясняется тем, что не все ФЭУ обеспечивают достаточно большое усиление, необходимое для того, чтобы все одноэлектронные импульсы превышали уровень шумов. Для распространенных катодов типа С1, С11 и С20 число темновых отсчетов, вызванных термоэмиссией при 25°С и ограничивающих порог разрешения, составляет соответственно  $10^5 \dots 10^6$ ,  $10^2 \dots 10^3$ ,  $10^1 \dots 10^2$  импульсов в секунду с  $1 \text{ см}^2$  площади фотокатода. Повышение усиления за счет увеличения нагрузки приводит к росту постоянной времени цепи приемника, что ухудшает временное разрешение импульсов. Повысить чувствительность ФЭУ, увеличивая питающее напряжение, также обычно не удается, так как при этом возрастает уровень шумов схемы.

Другими причинами, ограничивающими временное разрешение счетчика, являются флуктуации времени пролета электронов, кру-

тизны фронта и формы импульсов. Разброс времени пролета в ФЭУ со скрещенными полями и в микроканальных ФЭУ составляет десятки пикосекунд.

#### Контрольные вопросы

1. При каких видах демодуляции можно осуществить гетеродинный метод приема?
2. В каких звеньях ОЭП можно реализовать гетеродинирование?
3. Перечислите основные условия осуществления гетеродинного метода приема.
4. Что нужно сделать, чтобы обеспечить гомодинный прием?
5. Где в практике ОЭП используется гомодинный прием?
6. Что ограничивает чувствительность и максимальное значение отношения сигнал/шум при гетеродинном методе приема? Как оценить количественно эти ограничения?
7. Каковы достоинства и недостатки основных методов приема сигналов, применяемых в ОЭП (прямого, гетеродинного, динамического)?

## Глава 13. АДАПТАЦИЯ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

### 13.1. Общие сведения о применении адаптации в оптико-электронных приборах

Адаптацией называется процесс целенаправленного изменения параметров и структуры всего прибора или отдельных его звеньев по мере поступления текущей информации об изменениях параметров входных сигналов, среды и самого прибора, имеющий целью оптимизировать один или несколько критериев качества прибора. Чаще всего под адаптацией подразумевают самонастройку, т.е. автоматическое изменение каких-либо параметров ОЭП, совершаемое в реальном масштабе времени. Однако под данное выше определение подходит и процесс неавтоматической подстройки параметров прибора, осуществляемый человеком-оператором.

Хорошо известны процессы адаптации (самонастройки) в живой природе, например адаптация и аккомодация человеческого глаза. Во многих ОЭП необходимость адаптации вызывается широким диапазоном изменения внешних воздействий на прибор, нестабильностью параметров отдельных узлов прибора при изменении условий их эксплуатации и во времени, большим динамическим диапазоном входных сигналов, а также многофункциональностью ряда ОЭП и другими факторами, приводящими порой к противоречивым требованиям к отдельным параметрам или структуре прибора в целом. Например, для обеспечения максимальной дальности действия ОЭП целесообразно иметь минимальным его порог чувствительности. Однако, прибор не всегда должен работать на максимальных дальностях, поэтому для повышения его помехозащищенности необходимо изменять порог чувствитель-

ности в зависимости от конкретных условий, в частности, от расстояния до наблюдаемого объекта. Загрубление порога позволяет повысить помехозащищенность ОЭП.

Исходя из данного выше определения, обобщенную структурную схему адаптивного ОЭП, работающего пассивным методом (рис. 13.1), можно представить состоящей из оптико-электронной системы 1, выполняющей основную задачу, стоящую перед прибором; устройства контроля параметров входного сигнала и помех, собственных параметров прибора и условий его работы 2; блока обработки информации (блока логики) 3, вырабатывающего управляющие сигналы по заранее заданному (жесткому) или выбираемому в процессе работы ОЭП (гибкому) алгоритму в соответствии с информацией, получаемой извне и от самого прибора 1; и исполнительного устройства 4. В случае работы ОЭП активным методом на вход устройства 2 может поступать информация от передающей системы или отдельных ее узлов, например от источника излучения, а исполнительное устройство может воздействовать на параметры передающей системы.

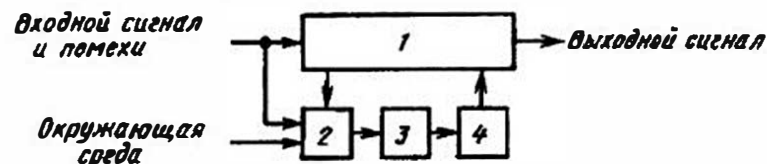


Рис. 13.1. Структурная схема адаптивного ОЭП

Процесс адаптации может осуществляться непрерывно все время работы ОЭП, а также и с определенной периодичностью, например путем периодической калибровки прибора или отдельных его узлов.

В ряде ОЭП блок 2 контролирует не всю совокупность отмеченных выше воздействий и факторов, а лишь некоторые из них, например температуру окружающей среды. Зная функции влияния (зависимости параметров прибора и его узлов от внешних факторов, времени и т.д.), можно заранее составить достаточно жесткий алгоритм управления блоком 4 и изменять таким образом выходные параметры прибора, например уровень выходного сигнала, крутизну статической характеристики и т.п. В качестве блока 3 в современных ОЭП всё чаще используют микропроцессоры.

Различают несколько уровней адаптации. Первый уровень — это параметрическая адаптация, которая ведется за счет изменения параметров отдельных звеньев прибора. Второй уровень — это структурная адаптация, когда осуществляется изменение структуры при-

бора, причём возможно одновременное управление и параметрами и структурой (структурно-параметрическая адаптация). На третьем уровне — алгоритмическом — изменяется структура алгоритма обработки сигнала, например, выбирается программа, которая наилучшим образом работает по заданному критерию при изменении условий работы прибора.

В настоящее время для адаптации наиболее часто используется параметрическая адаптация — управление чувствительностью прибора в целом, угловым полем оптической системы, структурой анализатора изображения и пространственного фильтра, рабочим спектральным оптическим диапазоном, параметрами сканирующей системы, приемника излучения и электронного тракта. Сравнительно недавно для адаптации стали использовать управление волновым фронтом и фазовой структурой световых пучков, как правило, когерентных, поступающих на вход приемной оптической системы или формируемых передающей оптической системой ОЭП. Это позволило довольно успешно бороться с такими явлениями как расфокусировка или размытие изображения вследствие турбулентности атмосферы.

Можно предложить общую схему анализа эффективности того или иного способа адаптации. Во-первых, необходимо составить достаточно полное выражение для параметра, подлежащего адаптации, в виде функции конструктивных параметров прибора, которыми можно управлять. Во-вторых, полезно определить степень влияния отдельных конструктивных параметров на адаптируемую величину. При этом часто можно воспользоваться любым из известных методов статистического анализа, например простым и хорошо изученным методом полного дифференциала, успешно используемым в точностных расчетах. Заключительным этапом анализа может быть оценка возможностей управления выбранными конструктивными параметрами в рассчитанном диапазоне их изменений, а также оценка точности адаптации, т.е. связи первичных погрешностей управления этими параметрами с погрешностью адаптируемого параметра прибора (выходного параметра ОЭП).

### 13.2. Адаптация чувствительности

Чувствительность ОЭП характеризуется рядом параметров. Это, прежде всего, пороговая чувствительность ОЭП  $E_{п\text{огп}} (\Phi_{п\text{огп}})$  и крутизна статической характеристики (функции преобразования).

Вид статической характеристики зависит от способа анализа сигнала, а также от того, в какой точке схемы ОЭП измеряется эта характеристика. Рассмотрим в качестве примера ОЭП со светоделительным

анализатором — прямоугольной призмой (см. § 7.3). Для этого анализатора часто принимают линейное приближение, т.е. крутизну статической характеристики определяют как  $K = \Phi/\alpha_n$ , где  $\Phi$  — весь поток, образующий изображение визирной марки,  $\alpha_n$  — радиус (половина ширины) изображения этой марки.

Для случая точечного (малоразмерного) излучателя с силой излучения  $I$ , находящегося на расстоянии  $l$  от входного зрачка ОЭП,

$$\Phi = \tau_c \tau_0 I A_{\text{вх}} / l^2, \quad (13.1)$$

где  $\tau_c$  — коэффициент пропускания среды на пути от излучателя до входного зрачка площадью  $A_{\text{вх}}$ ;  $\tau_0$  — коэффициент пропускания оптической системы.

Если статическая характеристика определяется сигналом  $u$  на выходе системы первичной обработки информации (СПОИ), то её крутизна

$$K = \frac{\Delta u}{\Delta \alpha} \approx \frac{\Phi s_c K_3}{\alpha_n}, \quad (13.2)$$

где  $\Phi$  определяется в соответствии с (13.1);  $s_c$  — вольтовая чувствительность приёмника излучения;  $K_3$  — коэффициент усиления электронного тракта СПОИ. Здесь значение  $\tau_0$  должно учитывать пропускание всех оптических элементов, в том числе и находящихся после анализатора.

Уменьшать  $E_{п\text{огп}}$  в процессе работы ОЭП чаще всего невозможно, так как определяющие этот параметр величины зависят от требований к уровню входного сигнала, ширине спектра этого сигнала, размеров наблюдаемого объекта и предельного разрешения оптической системы, а также от технологии изготовления приёмника. Если уровень входного сигнала уменьшается, то варьировать этими параметрами в целях уменьшения  $E_{п\text{огп}} (\Phi_{п\text{огп}})$  не удастся. То же самое можно сказать и о крутизне статической характеристики ОЭП.

Поэтому адаптация чувствительности ОЭП ведётся обычно путём её заглубления, необходимость в котором возникает при превышении входным сигналом допустимого значения. Это имеет место при уменьшении расстояния между ОЭП и источником сигнала, при увеличении прозрачности среды, при возрастании мощности излучения источника сигнала. Снижение чувствительности ОЭП особенно необходимо в случае воздействия на прибор мощных излучений не только от источника полезного сигнала, но и от помех и фонов. Большие потоки могут вести к перегрузке приемника излучения и электронного тракта и даже к разрушению в отдельных случаях чувствительного слоя приёмника. покрытий, материала оптических деталей.

Обоснованный выбор способа адаптации в соответствии с предложенной выше схемой возможен на основе анализа развернутого энергетического уравнения конкретного ОЭП (подробно об этом см. гл. 14), однако и простые формулы вида (13.2) позволяют в первом приближении оценить возможность адаптации чувствительности ОЭП за счёт изменения тех или иных конструктивных параметров.

Из (13.2) очевидно, что если ОЭП работает активным методом, то возможно изменять крутизну  $K$  путем изменения  $I$ , причём в отличие от других способов, иногда возможно увеличивать значение этого параметра ( $K$ ), например, при уменьшении  $\tau_c$ , увеличивая мощность излучателя и, следовательно, увеличивая  $I$ . Однако при этом, как правило, ухудшаются другие параметры ОЭП (срок службы, потребление энергии и др.).

Известны ОЭП, в которых для регулирования потока  $\Phi$ , а следовательно и чувствительности, в оптическую систему вводят фильтры (обычно нейтральные), ослабляющие поток. Другим способом изменения  $\Phi$  является изменение площади входного зрачка  $A_{вх}$ , которое ведется с помощью автоматически регулируемых диафрагм. Привод диафрагмы или узла сменных фильтров управляется по сигналу, поступающему с выхода цепи приемника излучения или электронного тракта. Диапазон изменения потока, обеспечиваемый в таких системах (перепад  $\Phi$  обычно не более 100 раз), часто бывает недостаточным, так же как и быстродействие. То же можно сказать и об использующихся иногда фотохромных материалах.

Для той же цели в последние годы используют жидкокристаллические ослабляющие устройства, управление прозрачностью которых осуществляется изменением питающего напряжения. Однако и для них диапазон изменения сигнала сравнительно невелик.

Большое быстродействие обеспечивают электронные схемы управлением чувствительностью, например, рассмотренные в § 11.9 схемы автоматической регулировки чувствительности приемника  $s_p$  и автоматической регулировки усиления  $K_z$ .

Возможны случаи, когда мощное излучение действует кратковременно, например, импульсное лазерное или вспышка орудия в момент выстрела. Для борьбы с вредными последствиями таких факторов иногда в состав ОЭП вводят специальные индикаторы мощных засветок, управляющие цепью питания приемника; специальные затворные устройства, в состав которых могут входить приёмник излучения, датчик скорости изменения освещённости, пороговое (см. § 11.9) реле времени, а также собственно затвор с приводом. Реле времени определяет

временной промежуток, в течение которого работает затвор, т.е. на приёмник не поступает излучение.

В некоторых ОЭП с электронно-оптическими преобразователями и телевизионными передающими трубками для снижения плотности потока используется автоматическая расфокусировка изображения, осуществляемая системой автоматической регулировки чувствительности (АРЧ) или усиления (см. § 11.9).

Еще одним средством борьбы с мощными засветками являются оптические фильтры из ЦТС (цирконат-титанат свинца), которые будучи помещёнными между двумя поперечно ориентированными поляризаторами при приложении к ним напряжения меняют свой коэффициент пропускания. За время в 0,05 мс удастся уменьшить пропускание таких фильтров от 20% до 0,005 ... 0,01%.

В ОЭП, где используются приемники излучения с накоплением заряда, например ПЗС или передающие телевизионные трубки с накоплением, изменение чувствительности возможно осуществлять путём изменения экспозиции — времени накопления. Так, в ПЗС с кадровым переносом заряда (см. рис. 7.16) периодичность считывания сигнала с секции накопления может меняться в зависимости от уровня освещённости приёмника. Управление временем накопления может осуществляться путем изменения рабочей частоты сдвигающего регистра.

### 13.3. Адаптация углового поля

В ряде случаев ОЭП должен последовательно решать две задачи: сначала обнаружить исследуемый или контролируемый объект, а затем измерить какие-либо его параметры, например, координаты, или следить за ним. Угловое поле прибора при обнаружении, как правило, гораздо больше углового поля, требуемого для измерения или слежения. При уменьшении углового поля можно заметно повысить помехозащищённость ОЭП, как за счет уменьшения влияния внешних фонов и помех, так и за счёт снижения уровня внутренних шумов приёмника, если уменьшение поля ведёт к уменьшению площади чувствительного слоя приёмника.

По указанным причинам адаптация углового поля путём его увеличения при обзоре контролируемого пространства и уменьшения при переходе в режим измерения или слежения, а также при увеличении уровня помех часто используется в ОЭП.

Наиболее просто уменьшение углового поля осуществляется при параллельном способе сканирования поля обзора (см. § 8.1). При на-

личии сигнала от объекта в одном из элементарных полей все остальные элементарные поля, например, приемники излучения, образующие сканирующую линейку или матрицу, отключаются.

В системах с последовательным просмотром поля обзора адаптация иногда осуществляется простым прекращением сканирования после надёжного «захвата» объекта мгновенным полем зрения прибора и обеспечения возможности слежения за ним при измерении его параметров.

При наличии априорных данных о возможных параметрах и характеристиках объекта (например, его координатах), помех и фонов можно изменять порядок (частоту, длительность и др.) просмотра отдельных участков поля обзора в соответствии с вероятностью нахождения объекта на каждом из этих участков. Иногда используется многостадийный поиск объекта, основанный на последовательном анализе текущей информации, получаемой с просматриваемого поля, и последовательном изменении углового поля прибора вплоть до надёжного «захвата» (обнаружения) объекта. Например, на первой стадии получают информацию об уровне контролируемого параметра на всех участках поля обзора, а на втором просматриваются только те участки, на которых этот уровень превысил некоторый порог.

Примером структурно-параметрической адаптации является изменение мгновенного углового поля путём изменения числа элементов анализатора или приёмника, образующих «окно», которым просматривается анализируемое поле обзора (см. § 11.6). Для сокращения времени просмотра на первом этапе оно может просматриваться «окном» достаточно большого размера, состоящим из небольшого числа элементов, т.е. без обеспечения хорошего пространственного разрешения. После обнаружения объекта можно уменьшить диапазон сканирования (размер анализируемого поля), но увеличить разрешающую способность анализатора с целью повышения точности измерения положения и размеров объекта, определения его структуры и т.д. Такой алгоритм адаптации успешно реализуется в ОЭП с телевизионными анализаторами (например с диссекторами) или их аналогами, в которых путем специально вводимой расфокусировки обеспечивается первый этап — поиск объекта.

Использование в составе ОЭП многоэлементных приемников излучения позволяет реализовать с их помощью третий уровень адаптации - программный. В процессе работы такого прибора со встроенной ЭВМ или микропроцессором сравнительно несложно изменять алгоритм выделения полезного сигнала, последовательно используя, например, алгоритмы, рассмотренные в § 11.6.

### 13.4. Адаптация параметров оптического и пространственного фильтров

Параметры фильтров, используемых в ОЭП, выбирают обычно на основе априорных знаний спектральных и пространственно-частотных характеристик наблюдаемых объектов, фонов и помех. Однако в процессе работы прибора эти характеристики могут меняться. Например, могут меняться температуры объекта и помех, что приводит к изменению их спектра излучения. При сближении прибора и объекта изменяется видимый размер объекта, а значит и размер его изображения, а кроме того, в ряде случаев меняется спектральное пропускание среды на пути между объектом и прибором. Даже из этих примеров ясно, что целесообразно в процессе работы ОЭП осуществлять корректировку параметров и характеристик спектрального оптического и пространственного фильтров.

Распространённым способом адаптации при изменении оптического спектра излучения является смена оптического фильтра. Это достаточно простой, с точки зрения конструкции, способ; его недостатками являются трудность обеспечения достаточно большого числа спектральных каналов (фильтров) при наличии ограничений по массе и размерам, а иногда и недостаточное быстродействие.

В последние годы появились разработки электрически управляемых оптических фильтров, в которых при изменении напряжения, прикладываемого к фильтру, меняется состояние поляризации в материале, из которого изготовлен фильтр, и, как следствие, меняется спектральная характеристика фильтра. К сожалению, рабочий спектральный диапазон таких фильтров невелик и лежит преимущественно лишь в видимом диапазоне спектра.

В некоторых приборах, в основном лабораторных, изменение спектрального диапазона ведётся путем изменения параметров монохроматора, например, периода дифракционной решётки, или его разворота.

Как было отмечено выше, одним из условий оптимальной пространственной фильтрации является согласование размеров изображения селективируемого объекта с размерами элементарной ячейки пространственного фильтра (растра или многоэлементного приемника).

Наиболее часто стремятся к равенству этих размеров, однако, в ряде случаев целесообразно иметь размер изображения, перекрывающий несколько элементов растра или приемника.

Для осуществления необходимой расфокусировки оптической системы возможно перемещать один из её компонентов, например, с по-



мощью достаточно точных и быстродействующих приводов на базе пьезоэлементов, а также помещать перед плоскостью изображений однородную жидкокристаллическую пластину, которая, обладая рассеивающими свойствами, дефокусирует пучок проходящих через нее лучей. Степень дефокусировки определяется напряжением, приложенным к пластине.

Отмеченный в предыдущем параграфе способ адаптации углового поля за счёт изменения размеров анализирующего «окна» и числа элементов в этом окне является, по сути дела, также способом управления параметрами пространственного фильтра. Наиболее успешно этот способ адаптации реализуется в телевизионных ОЭП. Он нашёл практическое применение в ряде систем технического зрения, где контролируемые объекты имеют конечные (не точечные) размеры и априорно известную пространственную структуру.

### 13.5. Изменение структуры прибора

В ряде случаев требуется не изменение одного или нескольких параметров ОЭП, а перестройка всей структуры прибора. Такая ситуация может возникнуть, например, если в угловом поле прибора появляется помеха, параметры и характеристики которой близки к параметрам и характеристикам источника полезного сигнала.

Определение момента появления или факта наличия помехи часто осуществляется дополнительным каналом, который может работать, например, в спектральном диапазоне, отличающемся от основного диапазона. Так, если температура помехи превышает температуру источника полезного сигнала, дополнительный канал (датчик наличия помехи) может работать в коротковолновой области оптического спектра, где яркость помехи выше. Устанавливая определенный порог срабатывания в дополнительном канале, можно обеспечить его включение лишь при появлении помехи. Сразу же после появления помехи в специальном блоке памяти и прогнозирования запоминается выходной полезный сигнал, а основной канал с помощью логической схемы (несовпадений) отключается до выхода помехи из углового поля ОЭП.

В ОЭП со сканированием иногда угловое поле датчика наличия помехи «опережает» по траектории сканирования угловое поле основного канала. При входе помехи в мгновенное угловое поле датчика наличия помехи, сигнал от которой в рабочем спектральном диапазоне превышает заранее установленный пороговый уровень, основной канал отключается на время, достаточное для выхода из его поля по-

мехи. Это время легко определить, если известны размер помехи и скорость сканирования.

Изменение структуры прибора возможно и в случае перехода к новому алгоритму обработки принятого сигнала, например, при переходе ОЭП из работы в режиме обнаружения объекта к режиму слежения за ним или измерения каких-либо его параметров.

### 13.6. Адаптивные оптико-электронные системы с компенсацией фазовых искажений оптического сигнала

Для борьбы с внешними помехами, и прежде всего с дрожанием, мерцанием и размытием оптических пучков и изображений, возникающих вследствие атмосферной турбулентности, термоаббераций и других факторов, приводящих к искажению фазовой структуры оптического сигнала, используют специальные методы адаптации. Эти методы предусматривают корректировку в реальном масштабе времени волнового фронта либо на выходе источника излучения (системы с адаптацией выходящей волны), либо на входе приёмной системы (системы с адаптацией принимаемой волны).

По принципу действия адаптивные системы, предназначенные для коррекции или компенсации фазовых искажений оптического сигнала, можно разделить на две большие группы, рассматриваемые ниже.

**Системы с фазовым сопряжением.** В этих системах излучение, создаваемое передающей оптической системой, отражается от малого участка наблюдаемого объекта, образуя волну, которая, проходя через среду распространения к приемной системе (возвращаясь обратно к приемопередающей оптико-электронной системе), претерпевает в этой среде фазовые искажения. Отклонения фазы пришедшей волны от фазы идеальной сферической волны измеряются в отдельных точках или участках входного зрачка приёмной системы с помощью датчиков волнового фронта и вводятся с обратным знаком в фазу волны, посылаемой к объекту. Схема одного из вариантов такой системы представлена на рис. 13.2.

Излучение, создаваемое источником — лазером 1, с помощью светоделительных зеркал 4, направляется к удалённому объекту 12. Волну 6 на выходе из системы в начальный момент времени условно считаем плоской. После прохождения волной возмущающей среды 9 (например, турбулентной атмосферы) фазовый фронт искажается (на рис. 13.2 это условно показано штриховой линией 10). Если на поверхности объекта имеется участок с достаточно высоким коэффициентом отражения, причём размер этого участка меньше разрешения системы,

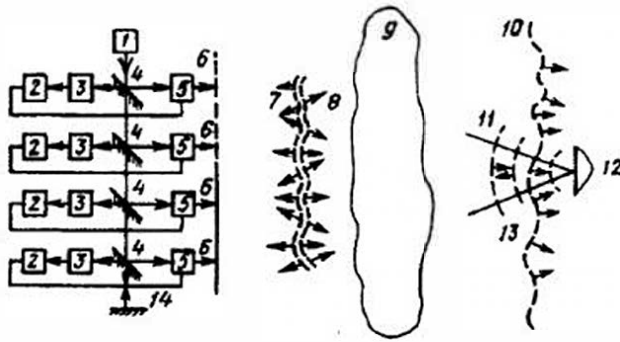


Рис.13.2. Система с фазовым сопряжением

то этот участок — «блестящая точка», создающая блик, может рассматриваться как точечный источник отраженной сферической волны 13.

Сферическая волна, проходя через возмущающую среду, искажается, и на вход приёмопередающей системы, т.е. на фазовые корректоры (фазовращатели) 5, поступает волна 7. Фазовые отклонения этой волны от идеальной могут быть измерены гетеродинным методом. На приёмнике 3 происходит сравнение фаз волны 7 и опорного сигнала, являющегося частью излучения лазера, прошедшего через полупрозрачные делители 4 и отражённого от зеркала 14. В электронных блоках 2 образуются сигналы, пропорциональные фазовым искажениям отдельных участков волны 7. Эти сигналы управляют фазовыми корректорами таким образом, что выходящая волна 8 становится сопряжённой волне 7, т.е. волны 7 и 8 оказываются сопряжёнными по фазе. Если искажения в среде на пути волны к объекту и на обратном пути от объекта к приёмопередающей системе одинаковы, т.е. например, за время распространения излучения к объекту и обратно и за время определения и ввода фазовых искажений в переотражённую волну 8 не происходит изменений в фазовой структуре среды, то прошедшая «вторично» искажающую среду волна 11 будет сферической (произойдёт взаимная компенсация отклонений фаз, внесённых корректорами, и фазовых искажений, вносимых средой). Излучение будет собираться на «блестящую точку» объекта.

Аналогичным образом работают системы с адаптацией принимаемой волны (рис. 13.3). В них часть принятого от источника оптического сигнала с искажённым после прохождения неоднородности волновым фронтом направляется после объектива 2 через светоделитель

5 на датчик волнового фронта (приемник тракта коррекции) 8. В процессоре 9 разделяется информация о высоких порядках фазовых искажений, которая поступает на корректор локальных искажений волнового фронта 4 через его привод 7, и информация об общем наклоне фронта волн, поступающая на корректор наклона волнового фронта 1 через привод 3. В результате двойной коррекции на основном приёмнике излучения 6 формируется высококачественное изображение.

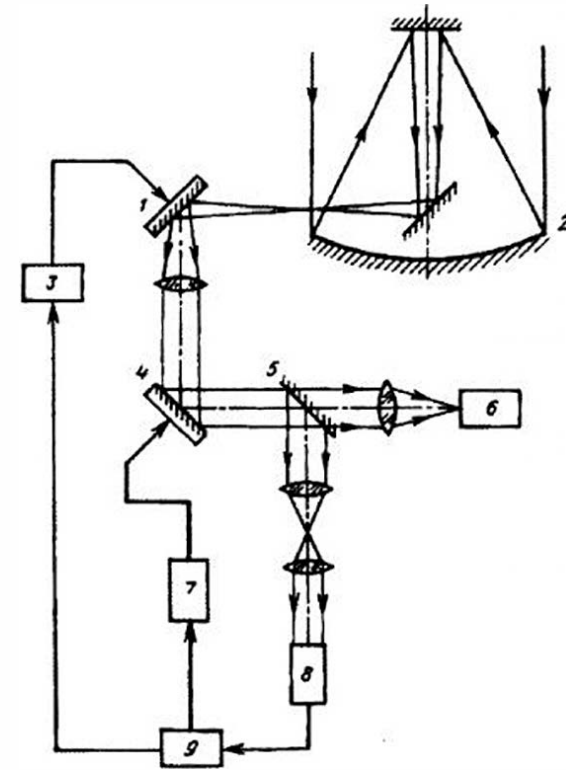


Рис.13.3. Система с адаптацией принимаемой волны

Системы последнего типа используются для компенсации размытия изображений путем автоматической фокусировки изображения. В качестве устройства воздействия на волновой фронт могут использоваться так называемые активные оптические элементы — секционированные зеркала, зеркала с непрерывной деформируемой поверхностью, многоэлементные оптические системы [23, 36]. Отдель-

ные элементы таких систем обеспечивают корректировку определенных возмущений волнового фронта — его наклоны, расфокусировку и т.д. Мерой качества адаптации в них может служить значение интеграла

$$I = \iint_{x,y} E(x,y)A(x,y)dx dy,$$

где  $E(x, y)$  — распределение освещенности в плоскости изображения (плоскости анализа);  $A(x, y)$  — пропускание раstra анализатора, установленного в плоскости изображений;  $x$  и  $y$  линейные координаты. Максимизация  $I$  является основной задачей таких адаптивных систем.

Достоинствами систем с фазовым сопряжением являются высокое быстродействие и высокая чувствительность при больших расстояниях до наблюдаемого объекта. К их недостаткам можно отнести, в первую очередь, сложность приемной системы, в которой необходимо совмещать приемный и передающий каналы.

**Системы с апертурным зондированием.** Принцип апертурного зондирования основан на внесении в волновой фронт некоторых пробных возмущений, которые преобразуются в амплитудные возмущения сигнала. В системах активного типа (системах с адаптацией выходящей волны) максимизируется освещенность на объекте (на блестящей точке); она получается путём наложения колебаний, создаваемых в каждом из каналов, на которые разбивается передающая апертура.

В системах пассивного типа (системах с адаптацией принимаемой волны) в качестве критерия качества адаптации используется какой-либо критерий резкости изображения, например максимум приведенного выше выражения для интеграла  $I$ . Обобщенная структурная схема такой системы приведена на рис. 13.4.

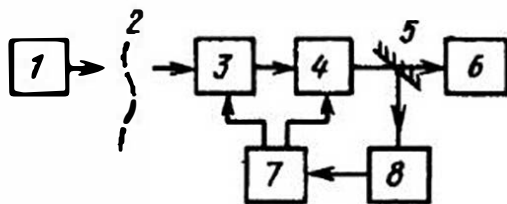


Рис. 13.4. Структурная схема адаптивной системы с апертурным зондированием

На схеме: 1 — источник излучения; 2 — фронт возмущенной волны; 3 — блок апертурного зондирования; 4 — фазовый корректор (устройство управления волновым фронтом); 5 — полупрозрачное зеркало;

6 — анализатор и приёмник изображения; 7 — блок обработки данных и управления фазовым корректором и блоком апертурного зондирования; 8 — приёмная оптико-электронная система.

В таких системах осуществляется разделение апертур (зрачков) на отдельные каналы, в каждом из которых ведётся своя коррекция фазы возмущённого пучка. Для уяснения принципа работы адаптивной системы с апертурным зондированием рассмотрим простейшую систему, состоящую из двух каналов (рис. 13.5). Фазовый корректор 3 условно представлен лишь в одном из каналов, т. е. фаза сигнала, посылаемого от источника 1 к объекту 2, в верхнем канале постоянна. С помощью модулятора, совмещённого с фазовым корректором 3, излучение, выходящее из нижнего канала передающей системы, модулируется с частотой  $\omega$ . В результате интерференции двух пучков (от вер-

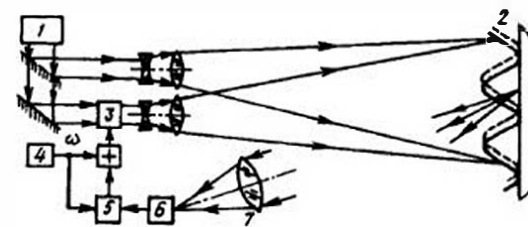


Рис. 13.5. Простейшая адаптивная система с апертурным зондированием

хнего и нижнего каналов) на отражающей поверхности объекта 2 образуется интерференционная картина в виде светлых и тёмных полос или концентрических окружностей (при интерференции сферических волн). Эта картина изменяет положения своих максимумов и минимумов — светлых и темных участков с частотой модуляции  $\omega$ . Фаза этого сигнала зависит от фазовых возмущений, вносимых средой. Пришедший на приёмную систему 7 сигнал частоты  $\omega$  после приёмника 6 поступает на один из входов синхронного детектора 5 (см. § 9.2), на другой вход которого поступает опорное напряжение той же частоты от генератора 4. Амплитуда низкочастотной составляющей сигнала на выходе синхронного детектора пропорциональна разности фаз сигналов, поступивших на его входы. Этот сигнал ошибки имеет частоту, определяемую частотой изменения фазовых возмущений на пути распространения излучения, которая гораздо меньше частоты  $\omega$ . Сигнал ошибки используется для управления фазовым корректором 3 таким образом, чтобы фаза сигнала нижнего канала обеспечивала постоянство максимума интерференционной картины на объекте (на «блестящей» точке).

В случае многоканальной системы фазу каждого канала модулируют своей собственной частотой и обычно максимизируют суммарную освещенность на блестящей точке, создаваемую при наложении колеблющихся интерференционных картин. Получая на приемнике  $b$  сигнал, содержащий все частоты модуляции, с помощью синхронных детекторов и фильтров в каждом канале выделяют только свой рабочий сигнал.

Такие многоканальные системы могут работать и по минимуму сигнала ошибки, соответствующему минимуму освещенности в плоскости объекта, т.е. по «темной» точке, а также по границе между светлыми и темными участками.

Многоканальные адаптивные системы с фазовой модуляцией по конструкции проще систем с фазовым сопряжением, так как в них меньшие требования предъявляются к стабильности оптической системы, в них используется одна приемная система, а их электронные блоки состоят из относительно недорогих низкочастотных элементов.

Однако системы с апертурным зондированием имеют меньшее быстроедействие, а отношение сигнал/шум в них сравнительно невелико, что ограничивает дальность их действия.

Обеим разновидностям рассмотренных адаптивных систем присуще снижение точности коррекции фазовых искажений при перемещении наблюдаемого протяженного объекта, например, при его вращении. При этом вследствие интерференции излучения, отраженного от различных участков (поверхностных неоднородностей) движущегося объекта, в приёмной системе возникает подвижная пятнистая структура (спекл-структура), что приводит к паразитной модуляции, снижающей эффективность адаптации.

Более подробные сведения об адаптивных системах с компенсацией фазовых искажений содержатся в литературе [23, 36 и др.].

### 13.7. Адаптация в крупногабаритных оптических системах

В таких крупногабаритных оптических и оптико-электронных системах, как телескопы наземного и космического базирования, оптические станции слежения и траекторных измерений, некоторые оптические системы связи, часто необходимо автоматически воздействовать на характеристики волнового фронта приходящего излучения с целью получения наилучшего для данных условий качества изображения наблюдаемого или контролируемого объекта. Искажения волнового фронта могут вызываться рядом причин: гравитационными и температурными воздействиями на элементы конструкции, носящи-

ми обычно низкочастотный характер (с частотами  $10^{-3} \dots 5$  Гц) атмосферными искажениями, спектр которых высокочастотный (частоты до 1 кГц).

Средства компенсации этих искажений можно разделить на две основные группы. В одних случаях фаза волнового фронта может регулироваться изменением скорости распространения света, в других - изменением геометрии оптической системы. В системах первой группы используются оптические материалы, обычно кристаллы, с управляемыми оптическими характеристиками. В них не удается обеспечить широкий спектральный диапазон, работу с широкими пучками, требуемые амплитудно-частотные характеристики. Поэтому на практике гораздо более широко распространены системы с изменяемой геометрией, что обычно достигается путем направленной деформации поверхности одного или нескольких зеркал, входящих в оптическую систему.

Кроме этих двух групп известны адаптивные когерентные оптические системы, работающие на основе эффекта обращения волнового фронта в средах с нелинейными оптическими свойствами [23]. Эта группа (нелинейная адаптивная оптика) находит пока ограниченное практическое применение.

С развитием оптических адаптивных систем связаны перспективы совершенствования крупногабаритных телескопов, и в частности, создание систем с диаметром в несколько метров и даже в несколько десятков метров. Наиболее крупногабаритные главные зеркала современных телескопов изготавливают облегченными, менее жесткими, из менее качественных материалов, с большими остаточными погрешностями обработки, что в совокупности заметно снижает массу зеркала, уменьшает сроки и стоимость его изготовления. Активная коррекция (адаптация формы зеркала) осуществляется через систему разгрузки главного зеркала и характеризуется низкими частотами (до 1 Гц).

В большинстве случаев адаптивными строят вторичные и вспомогательные малые зеркала. Небольшие их массы позволяют компенсировать быстро изменяющиеся деформации волнового фронта, вызванные атмосферной турбулентностью, вибрациями конструкции телескопа и рядом других причин.

Применение адаптации позволяет существенно приблизиться к дифракционному пределу разрешения в современных телескопах. В некоторых телескопах разрешение в видимом диапазоне уже составляет  $0,2'' \dots 0,3''$ .

Адаптивная оптика успешно используется при разработке составных крупногабаритных оптических систем, применяемых в аст-

рономии, в лазерных наземных и космических системах вооружения, других системах дистанционного зондирования. В таких системах одной из проблем является создание искусственных опорных источников, по отношению к изображению которых ведется оценка искажений волнового фронта приходящего оптического сигнала. Эти источники могут быть внешними или внутренними по отношению к оптической системе. Иногда внешним источником может быть и сам наблюдаемый или контролируемый объект, в некоторых случаях — это маяк, устанавливаемый на земле, на другом спутнике и т.д. Для создания внутреннего опорного источника часто используется лазер и автоколлимационная схема с уголковыми отражателями, жёстко связанными с конструкцией всей системы. В некоторых современных разработках вместо уголковых отражателей (трипель-призм) стали применять голографический рельеф (световозвращатель), наносимый на поверхность зеркала, профиль которого изменяется в процессе адаптации.

Одним из основных ограничений в адаптивных оптических системах является малость изопланатического углового поля, в котором характер искажений волнового фронта постоянен. Небольшой размер этого поля затрудняет работу адаптивных систем, в частности, из-за возможного отсутствия в нем внешнего опорного источника. Это свойственно, например, адаптивным телескопам, для которых в малых угловых полях часто затруднительно найти достаточно яркий опорный источник — звезду. Для решения возникающей проблемы было предложено создавать искусственные лазерные опорные звезды в атмосфере, т.е. использовать обратное рэлеевское рассеяние лазерного пучка в атмосфере на высотах 10...20 км или резонансную флюоресценцию атомов натрия в мезосфере на высоте около 90 км. При использовании лазера с мощностью 6 Вт были образованы искусственные звёзды размером 1" ... 2" и яркостью 10...14-й звездной величины.

#### **Контрольные вопросы**

1. Какие звенья ОЭП наиболее чувствительны к изменению мощности оптического сигнала, приходящего на вход прибора?
2. Приведите пример адаптации зрительного органа живых организмов.
3. Что сильнее влияет на значение потока, приходящего на вход ОЭП: изменение расстояния до излучателя или изменение силы его излучения?
4. Сравните адаптивные системы с фазовым сопряжением и с апертурным зондированием.

## **Часть III МЕТОДЫ РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ**

### **Глава 14. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ОПТИКО- ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ**

#### **14.1. Критерии качества оптико-электронных приборов**

В связи с большим многообразием ОЭП критерии их качества могут быть самыми различными. Учитывая, что для многих ОЭП одна из важнейших задач - это уверенный прием сигнала на фоне помех и шумов и качественное воспроизведение его параметров, наиболее распространенными критериями качества являются *статистические критерии*, ряд которых был рассмотрен или упомянут выше. К ним относятся *средний риск  $r$*  (см. § 11.1), *условные вероятности правильного обнаружения, ложных тревог* и т. д. и рассчитываемые на их основе *отношение правдоподобия  $\Lambda$*  (см. § 11.2).

Приборы, предназначенные для измерений, характеризуются прежде всего *точностью*, оценками которой служат *нормируемые метрологические характеристики: функция преобразования, систематическая и случайная составляющие инструментальной погрешности прибора, вариация выходного сигнала, динамические*

характеристики и др. Некоторые из них будут рассмотрены ниже, в гл. 15.

Специфическими для ОЭП являются критерии, определяющие энергетическое разрешение прибора. К ним прежде всего относятся пороговая чувствительность или порог чувствительности ОЭП, определяемые как минимальные значения потока  $\Phi_{\text{п.оэп}}$  или облученности  $E_{\text{п.оэп}}$  на входном зрачке, при которых обеспечивается отношение сигнал/шум  $\mu$ , необходимое для правильного (надежного) срабатывания прибора, например, для обеспечения заданной вероятности правильного обнаружения. В случае, когда преобладают внутренние шумы приемника излучения, пороговую чувствительность ОЭП можно определить как

$$E_{\text{п.оэп}} \approx \mu \sqrt{A \Delta f} / (D^* A_{\text{вх}} \eta_{\text{оэп}}),$$

где  $A$  — площадь чувствительного слоя приемника;  $\Delta f$  — полоса пропускания электронного тракта;  $D^*$  — удельная обнаружительная способность приемника, пересчитанная от условий паспортизации приемника к реальным условиям его работы (см. § 6.4);  $A_{\text{вх}}$  — площадь входного зрачка;  $\eta_{\text{оэп}}$  — КПД ОЭП (см. § 14.5).

За рубежом энергетическая чувствительность ОЭП обычно оценивается эквивалентной мощностью шума ( $NEP$ ) или эквивалентной шумам плотностью потока ( $NEFD$ ), которая представляет собой облученность входного зрачка ОЭП при отношении сигнал/шум на выходе прибора, равном единице.

Очень часто для оценки качества ОЭП используется зависимость  $E_{\text{п.оэп}}$  или  $NEFD$  от длины волны, которая определяет облученность на каждой длине волны, необходимую для образования сигнала, равного уровню шума прибора.

Для оценки ОЭП, работающих с импульсными сигналами, служит отношение максимальной амплитуды сигнала, деленной на среднее квадратическое значение шумов, к значению  $E_{\text{п.оэп}}$  или  $NEFD$ .

Оптико-электронные приборы, создающие изображение в ИК области спектра (тепловизоры), часто характеризуются эквивалентной шумовой температурой (ЭШТ), которая определяется как температура эквивалентного черного тела, помещенного в плоскость объекта и создающего на выходе прибора отношение сигнал/шум, равное единице. Иногда пороговую характеристику такого ОЭП определяют как разность температур двух черных тел, при которой обнаруживается их различие.

В зарубежной научно-технической литературе эквивалентную шумам разность температур ( $NETD$ ) часто нормируют, приводя ее к

единичной полосе пропускания делением на корень квадратный из значения полосы пропускания  $\Delta f$ .

Качество некоторых типов ОЭП, например, систем тепловидения, оценивают их контрастной чувствительностью (пороговым контрастом на входе прибора), которая сравнивается с контрастом, определяемым соотношением яркостей наблюдаемого объекта и фона в плоскости расположения объекта и называемым иногда контрастным отношением «сигнал-фон» в плоскости объекта

$$\mu_{\text{к}} = \frac{L_{\text{об}} - L_{\text{ф}}}{L_{\text{ф}}},$$

где  $L_{\text{об}}$  и  $L_{\text{ф}}$  — яркости объекта и фона в плоскости объекта.

При малых разностях температур объекта и фона  $\Delta T$ , принимаемых за черные тела, можно записать

$$\mu_{\text{к}}(\lambda, \Delta T) = \frac{\partial M(\lambda, T) / \partial T}{M(\lambda, T)}.$$

При выполнении условия  $\lambda T \leq 3000$  из закона Планка (см. § 3.5) следует

$$\mu_{\text{к}}(\lambda, \Delta T) = \frac{C_2 \Delta T}{\lambda T^2}.$$

Например, для  $T=300^\circ\text{K}$

$$\mu_{\text{к}}(\lambda, \Delta T) = \frac{0,16 \Delta T}{\lambda}.$$

Отсюда легко определить, как меняется контраст при изменении спектрального диапазона работы ОЭП, т.е. длин волн  $\lambda$ .

Контрастная чувствительность ОЭП (контрастное отношение «сигнал-фон» на входе ОЭП), обычно определяется как

$$\mu_{\text{к.вх}} = \frac{L_{\text{об.вх}} - L_{\text{ф.вх}}}{L_{\text{ф}}},$$

где  $L_{\text{об.вх}}$  и  $L_{\text{ф.вх}}$  — яркости объекта и фона, на котором он наблюдается, приведенные ко входу (входному зрачку) ОЭП.

Величины  $L_{\text{об.вх}}$  и  $L_{\text{ф.вх}}$  и, соответственно,  $\mu_{\text{к.вх}}$  отличаются от  $L_{\text{об}}$ ,  $L_{\text{ф}}$  и  $\mu_{\text{к}}$  как за счет различия в пропускании среды на различных трассах «объект-ОЭП» и «фон-ОЭП», так и вследствие прихода на вход ОЭП потоков не только от объекта и фона, но и от среды распространения излучения. Эти потоки обусловлены, например, собственным излучением среды и рассеяным в ней излучением источников, находящихся вне углового поля ОЭП.

Эквивалентная шуму разность температур (пороговая разность температур)  $\Delta T_{\text{п}}$  в ряде случаев недостаточно полно описывает качество ОЭП. В [14] указываются основные недостатки этого критерия применительно к системам тепловидения, в которых происходит преобразование невидимого глазу инфракрасного излучения в видимое изображение на экране системы отображения, например, на экране дисплея. Так,  $\Delta T_{\text{п}}$ , измеряемая на выходе электронного тракта, не учитывает процессов ухудшения качества сигнала (изображения) за счет ограниченной разрешающей способности системы отображения информации и зрительного аппарата человека-оператора. Для более полной характеристики системы «прибор-оператор» обычно используется такой критерий как минимальная разрешаемая разность температур  $\Delta T_{\text{разр}}$  (в зарубежной литературе *MRT* или *MRTD*), под которой понимается разность температур специального штрихового тест-объекта (трех- или четырехполосной миры с прямоугольным законом изменения яркости полос и отношением их высоты к ширине 7:1), которая обеспечивает необходимое для разрешения пороговое отношение сигнал/шум (обычно 2,0...2,5).

Одним из наиболее распространенных выражений для  $\Delta T_{\text{разр}}$  как функции пространственной частоты  $f_x$  [мрад<sup>-1</sup>] является [14]:

$$\Delta T_{\text{разр}}(f_x) = 3 \cdot \frac{\Delta T_{\text{п}}}{G_{\text{ОЭС}}(f_x)} \left( \frac{\Delta\beta f_x \rho_{\text{ш.п.}}}{F_{\text{к}} t_{\text{гл}}} \right)^{1/2}, \quad (14.1)$$

где  $G_{\text{ОЭС}}(f_x)$  — передаточная функция (частотная характеристика) всей системы «ОЭП+ наблюдатель»;  $\Delta\beta$  — угловой размер элемента приемника по вертикали, т.е. в направлении по оси  $y$ , перпендикулярном траектории сканирования, мрад;  $v_x$  — скорость сканирования (мрад·с<sup>-1</sup>) по оси  $x$ ; при постоянстве  $v_x$  частота сигнала  $f$  в Гц равна  $f = f_x v_x$ ;  $F_{\text{к}}$  — частота кадров, Гц;  $t_{\text{гл}}$  — время, которое система «глаз-мозг» человека-наблюдателя затрачивает на суммирование и осмысление визуального сигнала, с (часто принимают  $t_{\text{гл}} = 0,1...0,2$  с);  $\rho_{\text{ш.п.}}$  — так называемый коэффициент ширины полосы, определяемый как

$$\rho_{\text{ш.п.}} = \frac{\int_0^{\infty} \Phi_{\text{ш}}(f) K_s(f) K_{\text{co}}(f) K_{\text{гл}}(f) \text{sinc}(f_x/2f'_{\text{то}})^2 df}{\Delta f_s},$$

$\Phi_{\text{ш}}(f)$  — спектральная плотность мощности шума на выходе приемника излучения;  $K_s(f_x)$  — передаточная функция (частотная характеристика)

электронного тракта;  $K_{\text{co}}(f_x)$  — передаточная функция (частотная характеристика) системы отображения, например, видеоконтрольного устройства;  $K_{\text{гл}}(f_x)$  — передаточная функция (частотная характеристика) глаза наблюдателя;  $\text{sinc}(f_x/2f'_{\text{то}}) = \sin(\pi f_x/2f'_{\text{то}})/(\pi f_x/2f'_{\text{то}})$  — частотная характеристика, учитывающая узкополосную пространственную фильтрацию периодической структуры (миры), состоящей из прямоугольных полос с основной частотой  $f_{\text{то}}$  [мрад<sup>-1</sup>], осуществляемую в зрительном аппарате;  $f'_{\text{то}} = f_{\text{то}} v_x$  — частота (Гц), соответствующая основной пространственной частоте миры  $f_{\text{то}}$ , мрад<sup>-1</sup>;  $\Delta f_s$  — эквивалентная шумовая полоса всей системы в Гц (см. § 14.7),  $f$  — частота в Гц.

Выше, в §§ 10.4, 10.5, 10.7, 10.8 были приведены выражения для расчета входящей в (14.1) передаточной функции  $G_{\text{ОЭС}}(f_x)$  и отдельных ее составляющих, в том числе  $K_s(f_x)$ ,  $K_{\text{co}}(f_x)$  и  $K_{\text{гл}}(f_x)$ .

Методы расчета основных энергетических пороговых характеристик ОЭП описаны ниже.

Помимо энергетического разрешения качество ОЭП может характеризоваться пространственной разрешающей способностью: пространственно-частотной характеристикой всего ОЭП или пороговым угловым или линейным разрешением, а также временным разрешением, определяемым динамическими характеристиками ОЭП. Нужно отметить, что все эти критерии качества ОЭП связаны между собой. Достаточно наглядно эта связь проявляется при проведении энергетического расчета ОЭП, которому посвящены последующие параграфы этой главы.

## 14.2. Обобщенная методика энергетического расчета

Для качественной работы любого ОЭП важно обеспечить определенные энергетические соотношения между полезным сигналом и шумом, источники которого могут быть как внутри прибора, так и вне его. Определение этих соотношений и на их основе некоторых важнейших параметров ОЭП составляет главное содержание и цель энергетических (светотехнических) расчетов.

В той или иной форме энергетический расчет выполняется практически всегда, т.е. при разработке любого ОЭП. Он позволяет найти важнейшие габаритные параметры оптической системы (площадь входного зрачка, относительное отверстие, угловое поле и др.), определить необходимое значение порогового потока или обнаружительной способности приемника излучения, сформулировать требования к источнику излучения, определить ряд требований к сканирующей сис-

теме и к электронному тракту ОЭП. Очень часто энергетический расчет помогает определить точностные характеристики ОЭП.

Соотношения между уровнями полезного сигнала и шумов, вообще говоря, могут быть рассмотрены для любой точки структурной схемы прибора. Однако наиболее часто на этапе энергетического расчета они определяются либо для входа ОЭП, либо для выхода системы первичной обработки информации (СПОИ). В первом случае рассматривается соотношение между потоками  $\Phi_{вх}$  или облученностями  $E_{вх}$  на входном зрачке приёмной оптической системы и порогом чувствительности ОЭП ( $\Phi_{п\text{оэп}}$  или  $E_{п\text{оэп}}$ ), эквивалентным уровню шумов и помех, приведенных ко входу прибора. Определению этих величин посвящены § 14.3 и 14.8. Во втором случае сигналы  $u_c$  и шумы  $u_{ш}$  приводятся к выходу электронного тракта СПОИ. Пример подобного рода рассмотрен в § 14.7.

*Основными этапами обобщенной методики энергетического расчета ОЭП являются:*

1. Составление в общем виде основного энергетического уравнения, устанавливающего необходимое для качественной работы прибора соотношение между полезным сигналом, шумом и помехами и являющегося, по сути дела, обобщенным описанием алгоритма работы ОЭП. Такими уравнениями могут быть: отношение сигнал/шум на входе ОЭП  $\mu_{вх} = \Phi_{вх}/\Phi_{п\text{ош}}$  или на его выходе  $\mu_{вых} = u_c/u_{ш}$ ; условие превышения в заданное число раз  $\mu$  разности между полезным сигналом  $\Phi_{вх}$  и сигналом от помехи  $\Phi_{пом}$  на входе прибора порога чувствительности  $\Phi_{п\text{оэп}}$  прибора, т. е.  $\Phi_{вх} - \Phi_{пом} > \mu\Phi_{п\text{оэп}}$ ; превышение контраста между полезным сигналом и сигналом от фона (освещенности, создаваемые источником полезного сигнала  $E_c$  и фона  $E_\phi$  соответственно) некоторого порогового значения  $K_n$ , т. е.  $E_c - E_\phi / (E_c + E_\phi) > K_n$ , и т. п.

2. Представление входящих в это уравнение величин полезных сигналов, шумов и помех, т. е.  $\Phi_{вх}$ ,  $\Phi_{пом}$ ,  $E_c$ ,  $E_\phi$ ,  $u_c$ ,  $u_{ш}$  и т. д., в виде функций параметров и характеристик излучателя, передающей системы, наблюдаемого объекта, среды распространения и приемной системы. Здесь часто бывает полезным выяснить, не является какая-либо из составляющих шума явно преобладающей над другими, и учесть это при приведении шумов к той точке структурной схемы, для которой составлено основное энергетическое уравнение.

3. Выбор или расчет параметра (величины  $\mu$ ), устанавливающего требуемое для качественной (надежной) работы ОЭП соотношение между сигналом и шумами.

4. Решение основного энергетического уравнения (неравенства), представленного в соответствии с пп. 2, 3 в развернутом виде, отно-

сительно одного или нескольких<sup>1</sup> входящих в него параметров.

5. Выбор или расчет остальных параметров ОЭП.

6. Окончательный (проверочный) энергетический расчет, сводящийся часто к проверке выполнения неравенства — основного энергетического уравнения — после окончательного выбора или определения всех входящих в него величин.

Порядок проведения первых трех этапов расчета может быть иным, что не сказывается на конечных результатах.

Часто на первых этапах энергетического расчета величины  $\Phi_{вх}$ ,  $\Phi_{пом}$ ,  $E_c$ ,  $E_\phi$ ,  $u_c$ ,  $u_{ш}$  и другие рассчитывают без учета частотных характеристик (особенно ПЧХ) отдельных звеньев структурной схемы ОЭП, включая излучатель, помехи, фон и среду распространения излучения, т. е. используют их условно обобщенные или интегральные характеристики. Это связано прежде всего с априорной неопределенностью ПЧХ и других характеристик большинства звеньев структурной схемы ОЭП, а также с трудностью синтезировать эти звенья по выбранным или заданным частотным характеристикам.

Знание частотных характеристик или передаточных функций отдельных звеньев особенно важно для приведения сигналов и шумов к одной и той же точке структурной схемы, например, ко входу ОЭП. С учетом опыта, накопленного оптико-электронным приборостроением, наиболее часто порог чувствительности ОЭП ( $\Phi_{п\text{оэп}}$  или  $E_{п\text{оэп}}$ ) определяется путем приведения порога чувствительности (порогового потока) приемника  $\Phi_p$  ко входному зрачку прибора, т. е. принимается, что основной составляющей внутренних шумов ОЭП является шум приемника. Для приведения  $\Phi_p$  ко входу необходимо знать некоторый коэффициент, иногда условно называемый КПД системы первичной обработки информации ОЭП —  $\eta_{оэп}$ , определяющий, какая доля сигнала, поступающего на вход прибора, используется для создания выходного полезного сигнала. С определенным приближением можно считать, что

$$\Phi_{п\text{оэп}} = \Phi_p / \eta_{оэп}.$$

<sup>1</sup> Необходимость определения нескольких неизвестных параметров из одного уравнения часто затрудняет проведение расчета. При этом целесообразно пользоваться методами нелинейного программирования, например методами последовательной безусловной оптимизации функций многих переменных и рядом других, а также использовать априорные данные об условиях работы прибора или использовать опыт предшествующих аналогичных разработок. Большую помощь здесь оказывает использование современной вычислительной техники и методов моделирования.



Величина  $\eta_{\text{оэп}}$  является функцией параметров звеньев, составляющих СПОИ ОЭП. На первых этапах энергетического расчета  $\eta_{\text{оэп}}$  также представляют функцией лишь некоторых интегральных коэффициентов, характеризующих эти звенья. Подробнее о предварительном расчете  $\eta_{\text{оэп}}$  будет сказано в §§ 14.4, 14.5.

Важно отметить что величины  $\Phi_{\text{вх}}$ ,  $\Phi_{\text{пом}}$ ,  $E_e$ ,  $E_f$ ,  $u_c$ ,  $u_{\text{ш}}$  и др., входящие в основное энергетическое уравнение, берутся в виде эффективных величин, т. е. пересчитанных к реальным условиям работы ОЭП или приведенных к его эффективной полосе пропускания. Например, с учетом коэффициентов использования для реальных условий работы прибора  $\varphi_p$  и для условий паспортизации приемника  $\varphi_n$  (см. § 6.4) выражение (14.2) можно записать в виде

$$\Phi_{\text{позэп}} = \Phi_{\text{п}} \varphi_{\text{п}} / (\varphi_{\text{г}} \eta_{\text{оэп}}).$$

При выборе или расчете значения  $\mu$  обычно приходится рассматривать статистические соотношения, характеризующие полезные сигналы и помехи, поскольку и те и другие практически всегда являются случайными величинами, хотя и с различными вероятностными характеристиками. Некоторые из этих соотношений были рассмотрены в § 11.2; более подробно о выборе и расчете  $\mu$  будет сказано в § 14.7.

### 14.3. Расчет значений потоков и облученностей на входе оптико-электронного прибора

Значения потоков и облученностей на входном зрачке ОЭП зависят от свойств излучателей, среды распространения излучения, часто и от параметров самого ОЭП. В связи с тем, что в начале проектирования прибора параметры ОЭП неизвестны, определение этих величин на первом этапе энергетического расчета является предварительным.

Рассмотрим сначала случай работы ОЭП пассивным методом. Для расчета удобно разделить все возможные на практике случаи на три группы: 1) излучатель точечный; 2) излучатель имеет конечные видимые размеры, меньшие углового поля, иногда такой излучатель называют площадным; 3) размеры излучателя перекрывают все угловое поле системы («протяженный» излучатель). Любым из указанных излучателей может быть как источник полезного сигнала (наблюдаемый объект), так и помеха.

Основной энергетической характеристикой точечного излучателя является сила излучения  $I_e$ . Для малых телесных углов поток  $\Delta\Phi_e$  или облученность  $E_e$  на входном зрачке площадью  $A_{\text{вх}}$  можно рассчитать с помощью соотношений, рассмотренных в § 3.2, введя в них коэффи-

циент пропускания среды распространения излучения  $\tau_c$  на пути  $l$  от излучателя до входного зрачка:

$$\Delta\Phi_e = \tau_c I_e \Delta\Omega = \tau_c A_{\text{вх}} I_e / l^2, \quad (14.3)$$

$$E_e = \Delta\Phi_e / A_{\text{вх}} = \tau_c I_e / l^2. \quad (14.4)$$

Поток на выходе оптической системы

$$\Delta\Phi'_e = \tau_c \tau_0 I_e A_{\text{вх}} / l^2,$$

где  $\tau_0$  — коэффициент пропускания оптической системы.

Расчет облученности в изображении точечного излучателя, т.е. на выходе оптической системы, в отличие от расчета величины  $\Delta\Phi'_e$  достаточно сложен, поскольку для определения закона распределения потока в изображении необходимо учитывать как дифракцию, так и абберации, вносимые системой.

Если излучатель является селективным или прием излучения происходит в каком-либо спектральном участке  $\lambda_1 \dots \lambda_2$ , то, зная вид функции  $\tau_{c\lambda} = \tau_c(\lambda)$  и  $I_{e\lambda} = I_e(\lambda)$ , можно легко определить значения  $\Delta\Phi_e$  и  $E_e$  для рабочего диапазона длин волн. Например

$$\Delta\Phi_{e\lambda_1 \dots \lambda_2} = \frac{A_{\text{вх}}}{l^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{c\lambda} I_{e\lambda} d\lambda. \quad (14.5)$$

Следует учесть, что формулы (14.3)...(14.5) справедливы только для небольших телесных углов  $\Delta\Omega \approx A_{\text{вх}} / l^2$ , в пределах которых сила излучения источника постоянна. В том случае, когда  $I_e$  зависит от направления внутри телесного угла  $\Delta\Omega$ , нужно учитывать закон распределения силы излучения в пространстве. Очень редко приходится учитывать также зависимость  $\tau_c$  от направления внутри телесного угла  $\Delta\Omega$ . С учетом этого выражение (14.5) можно представить в общем виде

$$\Delta\Phi_e = \int_{\Delta\Omega} \int_{\lambda} \tau_{c\lambda, \Omega} I_{e\lambda, \Omega} d\lambda d\Omega.$$

Рассмотрим второй случай, когда излучатель конечной площади занимает часть углового поля оптической системы. Энергетической характеристикой такого излучателя чаще всего служит яркость  $L_e$ . На практике часто размеры источника излучения значительно меньше, чем расстояние до него. В этом случае можно воспользоваться известной формулой для определения потока, приходящего на входной зрачок от элемента с видимой площадью  $\Delta A$ , расположенного на оси системы [7, 18]:

$$\Delta\Phi_e = \tau_c \iint_{\sigma_v} L_{e\sigma} \sin\sigma \cos\sigma \Delta A d\psi d\sigma.$$

Здесь  $L_{\text{ср}}$  — энергетическая яркость элемента (излучателя) в направлении  $\sigma$  (рис. 14.1). Для круглого зрачка пределы интегрирования по  $\sigma$  составляют  $0 \dots \sigma_A$  ( $\sigma_A$  — апертурный угол системы), по  $\psi$  они равны  $0 \dots 2\pi$ .

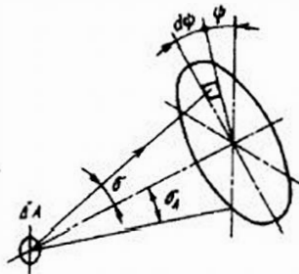


Рис.14.1. К выводу (14.5)

При косинусном (ламбертовском) излучателе, т.е., например, для черных и серых излучателей,  $L_{\text{ср}} = L_e = \text{const}$  и

$$\Delta\Phi_e = \tau_c \pi L_e \Delta A \sin^2 \sigma_A.$$

На выходе оптической системы

$$\Delta\Phi'_e = \Delta\Phi_e \tau_o = \tau_c \tau_o \pi L_e \Delta A \sin^2 \sigma_A.$$

Если учесть, что для  $l \gg D$   $\sin^2 \sigma_A \approx D^2/4l^2$ , где  $D$  — диаметр входного зрачка,  $l$  — расстояние до излучателя, то получим

$$\Delta\Phi_e = \tau_c L_e \frac{\pi D^2 \Delta A}{4l^2} = \tau_c L_e \frac{\Delta A A_{\text{вх}}}{l^2}, \quad (14.6)$$

где  $A_{\text{вх}} = \pi D^2/4$  — площадь входного зрачка системы.

Облученность входного зрачка для этого случая определяется следующим образом:

$$E_e = \tau_c L_e \Delta A / l^2. \quad (14.7)$$

Для небольших значений телесного угла  $\Delta\Omega_2 \approx \Delta A/l^2$ , в пределах которого  $L_e = \text{const}$ ,

$$E_e = \tau_c L_e \Delta\Omega_2.$$

Аналогично предыдущему случаю при спектральной селективности излучения и пропускания среды можно написать следующее выражение для потока на выходе системы:

$$\Delta\Phi_{e\lambda_1 \dots \lambda_2} = \frac{\pi D^2 \Delta A}{4l^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\text{ср}} \tau_{\text{ок}} E_{e\lambda} d\lambda. \quad (14.6a)$$

Если излучатель является серым телом с коэффициентом излучения  $\epsilon_\tau$ , последнее выражение можно с учетом следствия из закона Ламберта ( $M_{e\lambda} = \pi L_{e\lambda}$ ) представить в виде

$$\Delta\Phi'_{e\lambda_1 \dots \lambda_2} = \epsilon_\tau \frac{D^2 \Delta A}{4l^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\text{ср}} \tau_{\text{ок}} M_{e\lambda} d\lambda, \quad (14.6b)$$

где  $M_{e\lambda}$  — функция Планка.

Для других условий работы ОЭП по «площадному» излучателю приведенные формулы можно видоизменить. Например, при наблюдении объекта — серого тела — в условиях, когда  $\tau_{\text{ок}} = \text{const} = \tau_o$ ,  $\tau_{\text{ср}} = \text{const} = \tau_c$  и принимается практически все излучение объекта ( $\lambda_1 \dots \lambda_2 = 0 \dots \infty$ ), последнюю формулу можно представить в виде

$$\Delta\Phi'_e = \epsilon_\tau \left[ \frac{D^2}{4l^2} \right] \Delta A \tau_o \tau_c \sigma T^4,$$

где  $T$  — температура серого излучателя;  $\sigma$  — постоянная закона Стефана-Больцмана.

Для двух рассмотренных случаев (точечный и «площадной» излучатели) характерно отсутствие явного влияния значений фокусного расстояния и относительного отверстия на значения потока  $\Delta\Phi_e$  и облученности  $E_e$ .

Рассмотрим следующий случай — излучатель превышает размеры углового поля, т.е. перекрывает все поле  $2\omega$ . Упрощенная схема работы такой оптической системы приведена на рис. 14.2. Излучатель, находящийся на расстоянии  $l$  от входного зрачка, условно изображен плоским. Полевая диафрагма площадью  $q$  расположена в фокальной плоскости объектива, главные плоскости которого расположены около входного зрачка. Основной энергетической характеристикой протяженного излучателя является его яркость  $L_e$ .

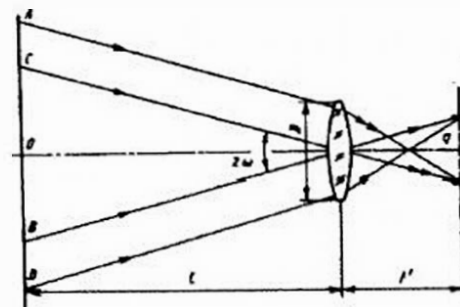


Рис.14.2. К выводу (14.8)

Если в такой схеме соблюдается условие  $CO = l \operatorname{tg} \omega \gg AC = D/2$ , что при больших расстояниях  $l$  до излучателя всегда имеет место, то видимая площадь  $\Delta A$  излучающего протяженного источника в основном определяется размером  $CB$ , т. е. она является проекцией площади полевой диафрагмы на плоскость излучателя.

Из простейших геометрических соотношений видно, что проекция площади  $\Delta A = ql^2/f'^2$  или  $\Delta A = \Delta\Omega_{\text{оэп}} \cdot l^2$ , где  $\Delta\Omega_{\text{оэп}} \approx q/f'^2$  — телесное угловое поле ОЭП.

Если значение  $\Delta A$  подставить в формулы (14.6) и (14.7), то для этого случая получим

$$\Delta\Phi_e = \tau_c L_e q A_{\text{вх}}/f'^2 = \tau_c L_e \Delta\Omega_{\text{оэп}} A_{\text{вх}}; \quad E_e = \tau_c L_e q/f'^2. \quad (14.8)$$

При круглой форме входного зрачка

$$\Delta\Phi'_e = \tau_c \tau_o L_e (\pi q/4) (D/f')^2,$$

т.е. очевидна зависимость значений потоков и облученностей от относительного отверстия системы.

Величины  $\Delta\Phi_e$  и  $E_e$  не зависят от расстояния до излучателя при условии, что коэффициент пропускания среды не является функцией  $l$ . Если  $\tau_c = f(l)$ , например  $\tau_c = \exp(-\alpha l)$ , то зависимость  $\Delta\Phi_e$ ,  $\Delta\Phi'_e$  и  $E_e$  от  $l$  существует, хоть и не в столь явной форме, как в двух предыдущих случаях.

К полученным формулам полностью применимы рассмотренные выше преобразования при учете спектральной селективности излучения и пропускания, а также других факторов. Например, для протяженного излучателя — черного тела, имеющего температуру  $T$ , при работе прибора в диапазоне  $\lambda_1, \dots, \lambda_2$  можно записать

$$\Delta\Phi'_e = \frac{q}{4} \left(\frac{D}{f'}\right)^2 C_l \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\text{эл}} \tau_{\text{ол}} \lambda^{-5} \left[ \exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1} d\lambda.$$

Эта формула получена последовательной подстановкой в (14.8) значений  $L_e = M_e/\pi$ ,  $M_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{\text{эл}} d\lambda$  и формулы закона Планка (3.8) для величины  $M_{\text{эл}}$ .

Приведенные выше формулы могут быть использованы для нахождения потоков или облученностей, создаваемых как источниками полезных сигналов, так и источниками помех или излучающими фонами. Соответствующее конкретным условиям работы ОЭП их сочетание составляет основу энергетического уравнения прибора.

Структура оптического сигнала (потока, освещенности), поступающего на вход ОЭП, представлена на рис. 14.3. Она соответствует

фоточувствительный слой отдельных квантов излучения. Среднее число фотоэлектронов, возникающих в цепи приемника при попадании на него потока излучения  $\Phi$ ,

$$\bar{n}_c = \eta \Phi / h\nu, \quad (12.4)$$

где  $\eta$  — квантовая эффективность фотоприемника;  $\nu$  — оптическая частота излучения;  $h$  — постоянная Планка.

Если в качестве приемника используется фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), то каждый отдельный фотоэлектрон вызывает на аноде лавину электронов, число которых определяется коэффициентом усиления ФЭУ и которые заряжают его распределенную выходную емкость  $C$  (обычно  $C = 4 \dots 20$  пФ). Если  $C$  успевает разрядиться через нагрузку  $R$  до прихода следующей лавины электронов, то регистрируются неперекрывающиеся одноэлектронные импульсы, соответствующие приходу на фотокатод отдельных квантов излучения. Устанавливая определенный уровень срабатывания следующей за приемником электронной схемы, можно подавить значительную часть шумовых импульсов, возникающих вне фотокатода.

Число регистрируемых в единицу времени квантов (скорость счета квантов)  $1/n = n^{-1}$  задается неравенством  $n^{-1} \geq RC$ . При  $n^{-1} < RC$  импульсы перекрываются и на выходе регистрируется интегральный фототок, т.е. приемник работает в «токовом» режиме (прямой метод приема).

Если достигнуто разрешение всех импульсов во времени, то вероятность появления  $n$  импульсов в единицу времени описывается законом Пуассона (число  $n$  флуктуирует около  $\bar{n}_c$ ):

$$p(n, \bar{n}_c) = (\bar{n}_c)^n \exp(-\bar{n}_c) / n!$$

При этом отношение сигнал/шум

$$\mu_n = \frac{(\bar{n}_c \tau_c)^2}{\left[ \sqrt{(\bar{n}_c + \bar{n}_{\text{ш}})} \tau_c \right]^2} = \frac{\bar{n}_c^2 \tau_c}{\bar{n}_c + \bar{n}_{\text{ш}}},$$

где  $\tau_c$  — время измерения (длительность сигнала);  $\bar{n}_{\text{ш}}$  — среднее число фотоэлектронов, возникающих вследствие внутренних шумов и воздействия внешнего фона на приемник.

Если для срабатывания ОЭП необходимо, чтобы число электронов  $n_c$  превысило некоторый порог  $n_0$ , то вероятность срабатывания определяется как

$$p(n \geq n_0, \bar{n}_c) = \sum_{n=n_0}^{\infty} \left[ (\bar{n}_c)^n \exp(-\bar{n}_c) / n! \right].$$

Из последнего выражения можно получить число  $\bar{n}_{c_{min}}$ , соответствующее заданной по техническим условиям вероятности  $p(n, \bar{n}_c)$ . Подставив  $\bar{n}_{c_{min}}$  в формулу (12.4), можно найти значение потока, соответствующее заданной вероятности, и вести дальнейший энергетический расчет по обычной методике.

Достоинством этого метода является то, что при счете импульсов используется вся энергия сигналов, в то время как при прямом и гетеродинном методах, осуществляемых с модуляцией сигнала, часть его энергии теряется. Дискретная регистрация каждого импульса позволяет исключить влияние шума, обусловленного умножительной системой фотоприемника.

Однако при увеличении уровня полезного сигнала эффективность метода счета уменьшается вследствие увеличения вероятности наложения одного импульса на другой, что может произойти, если при длительности импульса  $\tau_c$  наблюдается соотношение  $\bar{n}_c \tau_c > 1$ .

По этой причине метод счета используется для приема слабых оптических сигналов.

Перспективным направлением применения метода счета импульсов является оптическая локация, где интервал времени регистрации, в течение которого может появиться группа пришедших от излучателя (отражателя) фотонов, мал по сравнению со средним интервалом времени между двумя одноэлектронными импульсами фона.

Очевидно, что уменьшить вероятность наложения импульсов друг на друга можно путем применения весьма малоинерционного приемника. Обычно для счета импульсов используют ФЭУ, что в режиме счета теоретически позволяет существенно снизить порог чувствительности. Однако реальные свойства фотоумножителей заметно ухудшают ожидаемый теоретический выигрыш, а иногда приводят и к проигрышу в чувствительности. Это объясняется тем, что не все ФЭУ обеспечивают достаточно большое усиление, необходимое для того, чтобы все одноэлектронные импульсы превышали уровень шумов. Для распространённых катодов типа С1, С11 и С20 число темновых отсчетов, вызванных термоэмиссией при 25° С и ограничивающих порог разрешения, составляет соответственно  $10^5 \dots 10^6$ ,  $10^2 \dots 10^3$ ,  $10^1 \dots 10^2$  импульсов в секунду с 1 см<sup>2</sup> площади фотокатода. Повышение усиления за счет увеличения нагрузки приводит к росту постоянной времени цепи приемника, что ухудшает временное разрешение импульсов. Повысить чувствительность ФЭУ, увеличивая питающее напряжение, также обычно не удается, так как при этом возрастает уровень шумов схемы.

Другими причинами, ограничивающими временное разрешение счетчика, являются флуктуации времени пролета электронов, кру-

тизны фронта и формы импульсов. Разброс времени пролета в ФЭУ со скрещенными полями и в микроканальных ФЭУ составляет десятки пикосекунд.

#### Контрольные вопросы

1. При каких видах демодуляции можно осуществить гетеродинный метод приема?
2. В каких звеньях ОЭП можно реализовать гетеродинирование?
3. Перечислите основные условия осуществления гетеродинного метода приема.
4. Что нужно сделать, чтобы обеспечить гомодинный прием?
5. Где в практике ОЭП используется гомодинный прием?
6. Что ограничивает чувствительность и максимальное значение отношения сигнал/шум при гетеродинном методе приема? Как оценить количественно эти ограничения?
7. Каковы достоинства и недостатки основных методов приема сигналов, применяемых в ОЭП (прямого, гетеродинного, динамического)?

## Глава 13. АДАПТАЦИЯ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

### 13.1. Общие сведения о применении адаптации в оптико-электронных приборах

Адаптацией называется процесс целенаправленного изменения параметров и структуры всего прибора или отдельных его звеньев по мере поступления текущей информации об изменениях параметров входных сигналов, среды и самого прибора, имеющий целью оптимизировать один или несколько критериев качества прибора. Чаще всего под адаптацией подразумевают самонастройку, т.е. автоматическое изменение каких-либо параметров ОЭП, совершаемое в реальном масштабе времени. Однако под данное выше определение подходит и процесс неавтоматической подстройки параметров прибора, осуществляемый человеком-оператором.

Хорошо известны процессы адаптации (самонастройки) в живой природе, например адаптация и аккомодация человеческого глаза. Во многих ОЭП необходимость адаптации вызывается широким диапазоном изменения внешних воздействий на прибор, нестабильностью параметров отдельных узлов прибора при изменении условий их эксплуатации и во времени, большим динамическим диапазоном входных сигналов, а также многофункциональностью ряда ОЭП и другими факторами, приводящими порой к противоречивым требованиям к отдельным параметрам или структуре прибора в целом. Например, для обеспечения максимальной дальности действия ОЭП целесообразно иметь минимальным его порог чувствительности. Однако, прибор не всегда должен работать на максимальных дальностях, поэтому для повышения его помехозащищенности необходимо изменять порог чувствитель-

ности в зависимости от конкретных условий, в частности, от расстояния до наблюдаемого объекта. Загрубление порога позволяет повысить помехозащищенность ОЭП.

Исходя из данного выше определения, обобщенную структурную схему адаптивного ОЭП, работающего пассивным методом (рис. 13.1), можно представить состоящей из оптико-электронной системы 1, выполняющей основную задачу, стоящую перед прибором; устройства контроля параметров входного сигнала и помех, собственных параметров прибора и условий его работы 2; блока обработки информации (блока логики) 3, вырабатывающего управляющие сигналы по заранее заданному (жесткому) или выбираемому в процессе работы ОЭП (гибкому) алгоритму в соответствии с информацией, получаемой извне и от самого прибора 1; и исполнительного устройства 4. В случае работы ОЭП активным методом на вход устройства 2 может поступать информация от передающей системы или отдельных ее узлов, например от источника излучения, а исполнительное устройство может воздействовать на параметры передающей системы.

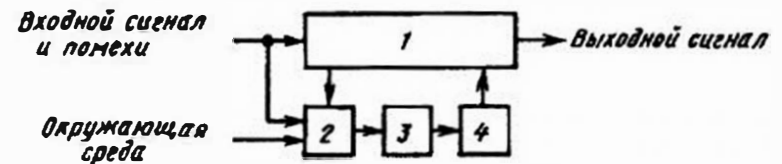


Рис. 13.1. Структурная схема адаптивного ОЭП

Процесс адаптации может осуществляться непрерывно все время работы ОЭП, а также и с определенной периодичностью, например путем периодической калибровки прибора или отдельных его узлов.

В ряде ОЭП блок 2 контролирует не всю совокупность отмеченных выше воздействий и факторов, а лишь некоторые из них, например температуру окружающей среды. Зная функции влияния (зависимости параметров прибора и его узлов от внешних факторов, времени и т.д.), можно заранее составить достаточно жесткий алгоритм управления блоком 4 и изменять таким образом выходные параметры прибора, например уровень выходного сигнала, крутизну статической характеристики и т.п. В качестве блока 3 в современных ОЭП всё чаще используют микропроцессоры.

Различают несколько уровней адаптации. Первый уровень — это параметрическая адаптация, которая ведется за счет изменения параметров отдельных звеньев прибора. Второй уровень — это структурная адаптация, когда осуществляется изменение структуры при-

бора, причём возможно одновременное управление и параметрами и структурой (структурно-параметрическая адаптация). На третьем уровне — алгоритмическом — изменяется структура алгоритма обработки сигнала, например, выбирается программа, которая наилучшим образом работает по заданному критерию при изменении условий работы прибора.

В настоящее время для адаптации наиболее часто используется параметрическая адаптация — управление чувствительностью прибора в целом, угловым полем оптической системы, структурой анализатора изображения и пространственного фильтра, рабочим спектральным оптическим диапазоном, параметрами сканирующей системы, приемника излучения и электронного тракта. Сравнительно недавно для адаптации стали использовать управление волновым фронтом и фазовой структурой световых пучков, как правило, когерентных, поступающих на вход приемной оптической системы или формируемых передающей оптической системой ОЭП. Это позволило довольно успешно бороться с такими явлениями как расфокусировка или размытие изображения вследствие турбулентности атмосферы.

Можно предложить общую схему анализа эффективности того или иного способа адаптации. Во-первых, необходимо составить достаточно полное выражение для параметра, подлежащего адаптации, в виде функции конструктивных параметров прибора, которыми можно управлять. Во-вторых, полезно определить степень влияния отдельных конструктивных параметров на адаптируемую величину. При этом часто можно воспользоваться любым из известных методов статистического анализа, например простым и хорошо изученным методом полного дифференциала, успешно используемым в точностных расчетах. Заключительным этапом анализа может быть оценка возможностей управления выбранными конструктивными параметрами в рассчитанном диапазоне их изменений, а также оценка точности адаптации, т.е. связи первичных погрешностей управления этими параметрами с погрешностью адаптируемого параметра прибора (выходного параметра ОЭП).

### 13.2. Адаптация чувствительности

Чувствительность ОЭП характеризуется рядом параметров. Это, прежде всего, пороговая чувствительность ОЭП  $E_{п\text{оэп}}$  ( $\Phi_{п\text{оэп}}$ ) и крутизна статической характеристики (функции преобразования).

Вид статической характеристики зависит от способа анализа сигнала, а также от того, в какой точке схемы ОЭП измеряется эта характеристика. Рассмотрим в качестве примера ОЭП со светоделительным

анализатором — прямоугольной призмой (см. § 7.3). Для этого анализатора часто принимают линейное приближение, т.е. крутизну статической характеристики определяют как  $K = \Phi/\alpha_n$ , где  $\Phi$  — весь поток, образующий изображение визирной марки,  $\alpha_n$  — радиус (половина ширины) изображения этой марки.

Для случая точечного (малоразмерного) излучателя с силой излучения  $I$ , находящегося на расстоянии  $l$  от входного зрачка ОЭП,

$$\Phi = \tau_c \tau_o I A_{\text{вх}}/l^2, \quad (13.1)$$

где  $\tau_c$  — коэффициент пропускания среды на пути от излучателя до входного зрачка площадью  $A_{\text{вх}}$ ;  $\tau_o$  — коэффициент пропускания оптической системы.

Если статическая характеристика определяется сигналом  $u$  на выходе системы первичной обработки информации (СПОИ), то её крутизна

$$K = \frac{\Delta u}{\Delta \alpha} \approx \frac{\Phi s_v K_s}{\alpha_n}, \quad (13.2)$$

где  $\Phi$  определяется в соответствии с (13.1);  $s_v$  — вольтовая чувствительность приёмника излучения;  $K_s$  — коэффициент усиления электронного тракта СПОИ. Здесь значение  $\tau_o$  должно учитывать пропускание всех оптических элементов, в том числе и находящихся после анализатора.

Уменьшать  $E_{п\text{оэп}}$  в процессе работы ОЭП чаще всего невозможно, так как определяющие этот параметр величины зависят от требований к уровню входного сигнала, ширине спектра этого сигнала, размеров наблюдаемого объекта и предельного разрешения оптической системы, а также от технологии изготовления приёмника. Если уровень входного сигнала уменьшается, то варьировать этими параметрами в целях уменьшения  $E_{п\text{оэп}}$  ( $\Phi_{п\text{оэп}}$ ) не удастся. То же самое можно сказать и о крутизне статической характеристики ОЭП.

Поэтому адаптация чувствительности ОЭП ведется обычно путём её закругления, необходимость в котором возникает при превышении входным сигналом допустимого значения. Это имеет место при уменьшении расстояния между ОЭП и источником сигнала, при увеличении прозрачности среды, при возрастании мощности излучения источника сигнала. Снижение чувствительности ОЭП особенно необходимо в случае воздействия на прибор мощных излучений не только от источника полезного сигнала, но и от помех и фонов. Большие потоки могут вести к перегрузке приемника излучения и электронного тракта и даже к разрушению в отдельных случаях чувствительного слоя приёмника, покрытий, материала оптических деталей.

Обоснованный выбор способа адаптации в соответствии с предложенной выше схемой возможен на основе анализа развернутого энергетического уравнения конкретного ОЭП (подробно об этом см. гл. 14), однако и простые формулы вида (13.2) позволяют в первом приближении оценить возможность адаптации чувствительности ОЭП за счёт изменения тех или иных конструктивных параметров.

Из (13.2) очевидно, что если ОЭП работает активным методом, то возможно изменять крутизну  $K$  путем изменения  $I$ , причём в отличие от других способов, иногда возможно увеличивать значение этого параметра ( $K$ ). например, при уменьшении  $\tau_c$ , увеличивая мощность излучателя и, следовательно, увеличивая  $I$ . Однако при этом, как правило, ухудшаются другие параметры ОЭП (срок службы, потребление энергии и др.).

Известны ОЭП, в которых для регулирования потока  $\Phi$ , а следовательно и чувствительности, в оптическую систему вводят фильтры (обычно нейтральные), ослабляющие поток. Другим способом изменения  $\Phi$  является изменение площади входного зрачка  $A_{\text{вх}}$ , которое ведется с помощью автоматически регулируемых диафрагм. Привод диафрагмы или узла сменных фильтров управляется по сигналу, поступающему с выхода цепи приемника излучения или электронного тракта. Диапазон изменения потока, обеспечиваемый в таких системах (перепад  $\Phi$  обычно не более 100 раз), часто бывает недостаточным, так же как и быстродействие. То же можно сказать и об использующихся иногда фотохромных материалах.

Для той же цели в последние годы используют жидкокристаллические ослабляющие устройства, управление прозрачностью которых осуществляется изменением питающего напряжения. Однако и для них диапазон изменения сигнала сравнительно невелик.

Большое быстродействие обеспечивают электронные схемы управлением чувствительностью, например, рассмотренные в § 11.9 схемы автоматической регулировки чувствительности приемника  $s_p$  и автоматической регулировки усиления  $K_s$ .

Возможны случаи, когда мощное излучение действует кратковременно, например, импульсное лазерное или вспышка орудия в момент выстрела. Для борьбы с вредными последствиями таких факторов иногда в состав ОЭП вводят специальные индикаторы мощных засветок, управляющие цепью питания приемника; специальные затворные устройства, в состав которых могут входить приёмник излучения, датчик скорости изменения освещённости, пороговое (см. § 11.9) реле времени, а также собственно затвор с приводом. Реле времени определяет

временной промежуток, в течение которого работает затвор, т.е. на приёмник не поступает излучение.

В некоторых ОЭП с электронно-оптическими преобразователями и телевизионными передающими трубками для снижения плотности потока используется автоматическая расфокусировка изображения, осуществляемая системой автоматической регулировки чувствительности (АРЧ) или усиления (см. § 11.9).

Еще одним средством борьбы с мощными засветками являются оптические фильтры из ЦТС (цирконат-титанат свинца), которые будучи помещёнными между двумя поперечно ориентированными поляризаторами при приложении к ним напряжения меняют свой коэффициент пропускания. За время в 0,05 мс удается уменьшить пропускание таких фильтров от 20% до 0,005 ... 0,01%.

В ОЭП, где используются приемники излучения с накоплением заряда, например ПЗС или передающие телевизионные трубки с накоплением, изменение чувствительности возможно осуществлять путём изменения экспозиции — времени накопления. Так, в ПЗС с по кадровым переносом заряда (см. рис. 7.16) периодичность считывания сигнала с секции накопления может меняться в зависимости от уровня освещённости приёмника. Управление временем накопления может осуществляться путем изменения рабочей частоты сдвигающего регистра.

### 13.3. Адаптация углового поля

В ряде случаев ОЭП должен последовательно решать две задачи: сначала обнаружить исследуемый или контролируемый объект, а затем измерить какие-либо его параметры, например, координаты, или следить за ним. Угловое поле прибора при обнаружении, как правило, гораздо больше углового поля, требуемого для измерения или слежения. При уменьшении углового поля можно заметно повысить помехозащищённость ОЭП, как за счет уменьшения влияния внешних фонов и помех, так и за счёт снижения уровня внутренних шумов приёмника, если уменьшение поля ведёт к уменьшению площади чувствительного слоя приёмника.

По указанным причинам адаптация углового поля путём его увеличения при обзоре контролируемого пространства и уменьшения при переходе в режим измерения или слежения, а также при увеличении уровня помех часто используется в ОЭП.

Наиболее просто уменьшение углового поля осуществляется при параллельном способе сканирования поля обзора (см. § 8.1). При на-

личии сигнала от объекта в одном из элементарных полей все остальные элементарные поля, например, приемники излучения, образующие сканирующую линейку или матрицу, отключаются.

В системах с последовательным просмотром поля обзора адаптация иногда осуществляется простым прекращением сканирования после надёжного «захвата» объекта мгновенным полем зрения прибора и обеспечения возможности слежения за ним при измерении его параметров.

При наличии априорных данных о возможных параметрах и характеристиках объекта (например, его координатах), помех и фонов можно изменять порядок (частоту, длительность и др.) просмотра отдельных участков поля обзора в соответствии с вероятностью нахождения объекта на каждом из этих участков. Иногда используется многостадийный поиск объекта, основанный на последовательном анализе текущей информации, получаемой с просматриваемого поля, и последовательном изменении углового поля прибора вплоть до надёжного «захвата» (обнаружения) объекта. Например, на первой стадии получают информацию об уровне контролируемого параметра на всех участках поля обзора, а на втором просматриваются только те участки, на которых этот уровень превысил некоторый порог.

Примером структурно-параметрической адаптации является изменение мгновенного углового поля путём изменения числа элементов анализатора или приёмника, образующих «окно», которым просматривается анализируемое поле обзора (см. § 11.6). Для сокращения времени просмотра на первом этапе оно может просматриваться «окном» достаточно большого размера, состоящим из небольшого числа элементов, т.е. без обеспечения хорошего пространственного разрешения. После обнаружения объекта можно уменьшить диапазон сканирования (размер анализируемого поля), но увеличить разрешающую способность анализатора с целью повышения точности измерения положения и размеров объекта, определения его структуры и т.д. Такой алгоритм адаптации успешно реализуется в ОЭП с телевизионными анализаторами (например с диссекторами) или их аналогами, в которых путём специально вводимой расфокусировки обеспечивается первый этап — поиск объекта.

Использование в составе ОЭП многоэлементных приемников излучения позволяет реализовать с их помощью третий уровень адаптации - программный. В процессе работы такого прибора со встроенной ЭВМ или микропроцессором сравнительно несложно изменять алгоритм выделения полезного сигнала, последовательно используя, например, алгоритмы, рассмотренные в § 11.6.

### 13.4. Адаптация параметров оптического и пространственного фильтров

Параметры фильтров, используемых в ОЭП, выбирают обычно на основе априорных знаний спектральных и пространственно-частотных характеристик наблюдаемых объектов, фонов и помех. Однако в процессе работы прибора эти характеристики могут меняться. Например, могут меняться температуры объекта и помех, что приводит к изменению их спектра излучения. При сближении прибора и объекта изменяется видимый размер объекта, а значит и размер его изображения, а кроме того, в ряде случаев меняется спектральное пропускание среды на пути между объектом и прибором. Даже из этих примеров ясно, что целесообразно в процессе работы ОЭП осуществлять корректировку параметров и характеристик спектрального оптического и пространственного фильтров.

Распространённым способом адаптации при изменении оптического спектра излучения является смена оптического фильтра. Это достаточно простой, с точки зрения конструкции, способ; его недостатками являются трудность обеспечения достаточно большого числа спектральных каналов (фильтров) при наличии ограничений по массе и размерам, а иногда и недостаточное быстроедействие.

В последние годы появились разработки электрически управляемых оптических фильтров, в которых при изменении напряжения, прикладываемого к фильтру, меняется состояние поляризации в материале, из которого изготовлен фильтр, и, как следствие, меняется спектральная характеристика фильтра. К сожалению, рабочий спектральный диапазон таких фильтров невелик и лежит преимущественно лишь в видимом диапазоне спектра.

В некоторых приборах, в основном лабораторных, изменение спектрального диапазона ведётся путём изменения параметров монохроматора, например, периода дифракционной решётки, или его разворота.

Как было отмечено выше, одним из условий оптимальной пространственной фильтрации является согласование размеров изображения селектируемого объекта с размерами элементарной ячейки пространственного фильтра (растра или многоэлементного приемника).

Наиболее часто стремятся к равенству этих размеров, однако, в ряде случаев целесообразно иметь размер изображения, перекрывающий несколько элементов растра или приемника.

Для осуществления необходимой расфокусировки оптической системы возможно перемещать один из её компонентов, например, с по-



мощью достаточно точных и быстродействующих приводов на базе пьезоэлементов, а также помещать перед плоскостью изображений однородную жидкокристаллическую пластину, которая, обладая рассеивающими свойствами, дефокусирует пучок проходящих через нее лучей. Степень дефокусировки определяется напряжением, приложенным к пластине.

Отмеченный в предыдущем параграфе способ адаптации углового поля за счёт изменения размеров анализирующего «окна» и числа элементов в этом окне является, по сути дела, также способом управления параметрами пространственного фильтра. Наиболее успешно этот способ адаптации реализуется в телевизионных ОЭП. Он нашёл практическое применение в ряде систем технического зрения, где контролируемые объекты имеют конечные (не точечные) размеры и априорно известную пространственную структуру.

### 13.5. Изменение структуры прибора

В ряде случаев требуется не изменение одного или нескольких параметров ОЭП, а перестройка всей структуры прибора. Такая ситуация может возникнуть, например, если в угловом поле прибора появляется помеха, параметры и характеристики которой близки к параметрам и характеристикам источника полезного сигнала.

Определение момента появления или факта наличия помехи часто осуществляется дополнительным каналом, который может работать, например, в спектральном диапазоне, отличающемся от основного диапазона. Так, если температура помехи превышает температуру источника полезного сигнала, дополнительный канал (датчик наличия помехи) может работать в коротковолновой области оптического спектра, где яркость помехи выше. Устанавливая определенный порог срабатывания в дополнительном канале, можно обеспечить его включение лишь при появлении помехи. Сразу же после появления помехи в специальном блоке памяти и прогнозирования запоминается выходной полезный сигнал, а основной канал с помощью логической схемы (несовпадений) отключается до выхода помехи из углового поля ОЭП.

В ОЭП со сканированием иногда угловое поле датчика наличия помехи «опережает» по траектории сканирования угловое поле основного канала. При входе помехи в мгновенное угловое поле датчика наличия помехи, сигнал от которой в рабочем спектральном диапазоне превышает заранее установленный пороговый уровень, основной канал отключается на время, достаточное для выхода из его поля по-

мехи. Это время легко определить, если известны размер помехи и скорость сканирования.

Изменение структуры прибора возможно и в случае перехода к новому алгоритму обработки принятого сигнала, например, при переходе ОЭП из работы в режиме обнаружения объекта к режиму слежения за ним или измерения каких-либо его параметров.

### 13.6. Адаптивные оптико-электронные системы с компенсацией фазовых искажений оптического сигнала

Для борьбы с внешними помехами, и прежде всего с дрожанием, мерцанием и размытием оптических пучков и изображений, возникающих вследствие атмосферной турбулентности, термоаббераций и других факторов, приводящих к искажению фазовой структуры оптического сигнала, используют специальные методы адаптации. Эти методы предусматривают корректировку в реальном масштабе времени волнового фронта либо на выходе источника излучения (системы с адаптацией выходящей волны), либо на входе приёмной системы (системы с адаптацией принимаемой волны).

По принципу действия адаптивные системы, предназначенные для коррекции или компенсации фазовых искажений оптического сигнала, можно разделить на две большие группы, рассматриваемые ниже.

**Системы с фазовым сопряжением.** В этих системах излучение, создаваемое передающей оптической системой, отражается от малого участка наблюдаемого объекта, образуя волну, которая, проходя через среду распространения к приемной системе (возвращаясь обратно к приемопередающей оптико-электронной системе), претерпевает в этой среде фазовые искажения. Отклонения фазы пришедшей волны от фазы идеальной сферической волны измеряются в отдельных точках или участках входного зрачка приёмной системы с помощью датчиков волнового фронта и вводятся с обратным знаком в фазу волны, посылаемой к объекту. Схема одного из вариантов такой системы представлена на рис. 13.2.

Излучение, создаваемое источником — лазером 1, с помощью светоделительных зеркал 4, направляется к удалённому объекту 12. Волну 6 на выходе из системы в начальный момент времени условно считаем плоской. После прохождения волной возмущающей среды 9 (например, турбулентной атмосферы) фазовый фронт искажается (на рис. 13.2 это условно показано штриховой линией 10). Если на поверхности объекта имеется участок с достаточно высоким коэффициентом отражения, причём размер этого участка меньше разрешения системы,

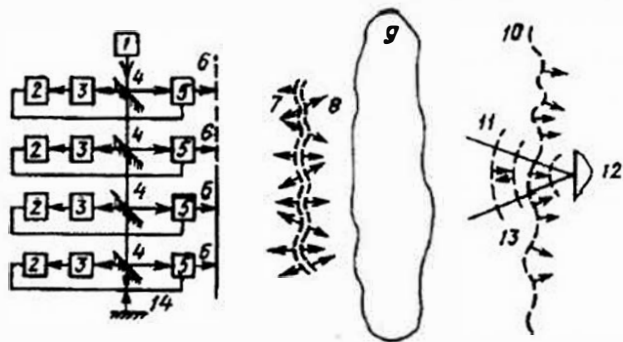


Рис.13.2. Система с фазовым сопряжением

то этот участок — «блестящая точка», создающая блик, может рассматриваться как точечный источник отраженной сферической волны 13.

Сферическая волна, проходя через возмущающую среду, искажается, и на вход приёмопередающей системы, т.е. на фазовые корректоры (фазовращатели) 5, поступает волна 7. Фазовые отклонения этой волны от идеальной могут быть измерены гетеродинным методом. На приемнике 3 происходит сравнение фаз волны 7 и опорного сигнала, являющегося частью излучения лазера, прошедшего через полупрозрачные делители 4 и отражённого от зеркала 14. В электронных блоках 2 образуются сигналы, пропорциональные фазовым искажениям отдельных участков волны 7. Эти сигналы управляют фазовыми корректорами таким образом, что выходящая волна 8 становится сопряжённой волне 7, т.е. волны 7 и 8 оказываются сопряжёнными по фазе. Если искажения в среде на пути волны к объекту и на обратном пути от объекта к приёмопередающей системе одинаковы, т.е. например, за время распространения излучения к объекту и обратно и за время определения и ввода фазовых искажений в перелотражённую волну 8 не происходит изменений в фазовой структуре среды, то прошедшая «вторично» искажающую среду волна 11 будет сферической (произойдёт взаимная компенсация отклонений фаз, внесённых корректорами, и фазовых искажений, вносимых средой). Излучение будет собираться на «блестящую точку» объекта.

Аналогичным образом работают системы с адаптацией принимаемой волны (рис. 13.3). В них часть принятого от источника оптического сигнала с искажённым после прохождения неоднородности волновым фронтом направляется после объектива 2 через светоделитель

5 на датчик волнового фронта (приемник тракта коррекции) 8. В процессоре 9 разделяется информация о высоких порядках фазовых искажений, которая поступает на корректор локальных искажений волнового фронта 4 через его привод 7, и информация об общем наклоне фронта волны, поступающая на корректор наклона волнового фронта 1 через привод 3. В результате двойной коррекции на основном приемнике излучения 6 формируется высококачественное изображение.

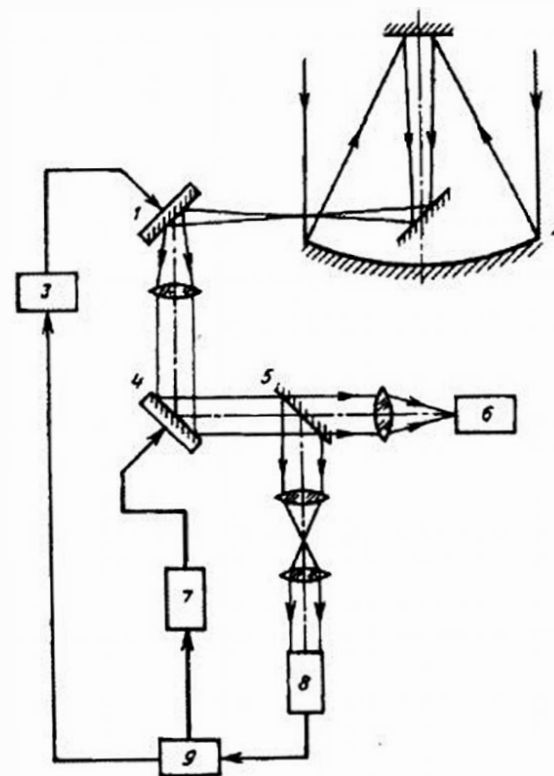


Рис.13.3. Система с адаптацией принимаемой волны

Системы последнего типа используются для компенсации размытия изображений путем автоматической фокусировки изображения. В качестве устройства воздействия на волновой фронт могут использоваться так называемые активные оптические элементы — секционированные зеркала, зеркала с непрерывной деформируемой поверхностью, многоэлементные оптические системы [23, 36]. Отдель-

ные элементы таких систем обеспечивают корректировку определенных возмущений волнового фронта — его наклоны, расфокусировку и т.д. Мерой качества адаптации в них может служить значение интеграла

$$I = \iint_{x,y} E(x,y)A(x,y)dx dy,$$

где  $E(x, y)$  — распределение освещенности в плоскости изображения (плоскости анализа);  $A(x, y)$  — пропускание раstra анализатора, установленного в плоскости изображений;  $x$  и  $y$  линейные координаты. Максимизация  $I$  является основной задачей таких адаптивных систем.

Достоинствами систем с фазовым сопряжением являются высокое быстродействие и высокая чувствительность при больших расстояниях до наблюдаемого объекта. К их недостаткам можно отнести, в первую очередь, сложность приемной системы, в которой необходимо совмещать приемный и передающий каналы.

**Системы с апертурным зондированием.** Принцип апертурного зондирования основан на внесении в волновой фронт некоторых пробных возмущений, которые преобразуются в амплитудные возмущения сигнала. В системах активного типа (системах с адаптацией выходящей волны) максимизируется освещенность на объекте (на блестящей точке); она получается путём наложения колебаний, создаваемых в каждом из каналов, на которые разбивается передающая апертура.

В системах пассивного типа (системах с адаптацией принимаемой волны) в качестве критерия качества адаптации используется какой-либо критерий резкости изображения, например максимум приведённого выше выражения для интеграла  $I$ . Обобщённая структурная схема такой системы приведена на рис. 13.4.

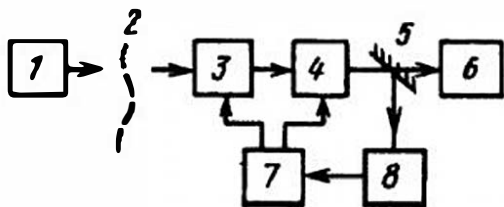


Рис.13.4. Структурная схема адаптивной системы с апертурным зондированием

На схеме: 1 — источник излучения; 2 — фронт возмущенной волны; 3 — блок апертурного зондирования; 4 — фазовый корректор (устройство управления волновым фронтом); 5 — полупрозрачное зерка-

ло; 6 — анализатор и приёмник изображения; 7 — блок обработки данных и управления фазовым корректором и блоком апертурного зондирования; 8 — приёмная оптико-электронная система.

В таких системах осуществляется разделение апертур (зрачков) на отдельные каналы, в каждом из которых ведётся своя коррекция фазы возмущённого пучка. Для уяснения принципа работы адаптивной системы с апертурным зондированием рассмотрим простейшую систему, состоящую из двух каналов (рис. 13.5). Фазовый корректор 3 условно представлен лишь в одном из каналов, т. е. фаза сигнала, посылаемого от источника 7 к объекту 2, в верхнем канале постоянна. С помощью модулятора, совмещённого с фазовым корректором 3, излучение, выходящее из нижнего канала передающей системы, модулируется с частотой  $\omega$ . В результате интерференции двух пучков (от вер-

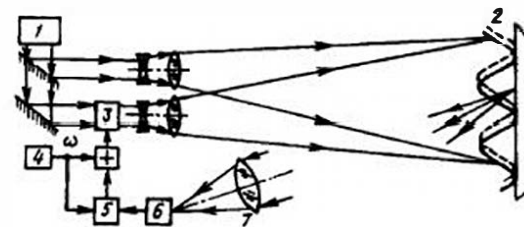


Рис. 13.5. Простейшая адаптивная система с апертурным зондированием

хнего и нижнего каналов) на отражающей поверхности объекта 2 образуется интерференционная картина в виде светлых и тёмных полос или концентрических окружностей (при интерференции сферических волн). Эта картина изменяет положения своих максимумов и минимумов — светлых и темных участков с частотой модуляции  $\omega$ . Фаза этого сигнала зависит от фазовых возмущений, вносимых средой. Пришедший на приёмную систему 7 сигнал частоты  $\omega$  после приёмника 6 поступает на один из входов синхронного детектора 5 (см. § 9.2), на другой вход которого поступает опорное напряжение той же частоты от генератора 4. Амплитуда низкочастотной составляющей сигнала на выходе синхронного детектора пропорциональна разности фаз сигналов, поступивших на его входы. Этот сигнал ошибки имеет частоту, определяемую частотой изменения фазовых возмущений на пути распространения излучения, которая гораздо меньше частоты  $\omega$ . Сигнал ошибки используется для управления фазовым корректором 3 таким образом, чтобы фаза сигнала нижнего канала обеспечивала постоянство максимума интерференционной картины на объекте (на «блестящей» точке).

В случае многоканальной системы фазу каждого канала модулируют своей собственной частотой и обычно максимизируют суммарную освещенность на блестящей точке, создаваемую при наложении колеблющихся интерференционных картин. Получая на приемнике  $b$  сигнал, содержащий все частоты модуляции, с помощью синхронных детекторов и фильтров в каждом канале выделяют только свой рабочий сигнал.

Такие многоканальные системы могут работать и по минимуму сигнала ошибки, соответствующему минимуму освещенности в плоскости объекта, т.е. по «тёмной» точке, а также по границе между светлыми и темными участками.

Многоканальные адаптивные системы с фазовой модуляцией по конструкции проще систем с фазовым сопряжением, так как в них меньше требования предъявляются к стабильности оптической системы, в них используется одна приемная система, а их электронные блоки состоят из относительно недорогих низкочастотных элементов.

Однако системы с апертурным зондированием имеют меньшее быстродействие, а отношение сигнал/шум в них сравнительно невелико, что ограничивает дальность их действия.

Обеим разновидностям рассмотренных адаптивных систем присуще снижение точности коррекции фазовых искажений при перемещении наблюдаемого протяжённого объекта, например, при его вращении. При этом вследствие интерференции излучения, отражённого от различных участков (поверхностных неоднородностей) движущегося объекта, в приёмной системе возникает подвижная пятнистая структура (спекл-структура), что приводит к паразитной модуляции, снижающей эффективность адаптации.

Более подробные сведения об адаптивных системах с компенсацией фазовых искажений содержатся в литературе [23, 36 и др.].

### 13.7. Адаптация в крупногабаритных оптических системах

В таких крупногабаритных оптических и оптико-электронных системах, как телескопы наземного и космического базирования, оптические станции слежения и траекторных измерений, некоторые оптические системы связи, часто необходимо автоматически воздействовать на характеристики волнового фронта приходящего излучения с целью получения наилучшего для данных условий качества изображения наблюдаемого или контролируемого объекта. Искажения волнового фронта могут вызываться рядом причин: гравитационными и температурными воздействиями на элементы конструкции, носящи-

ми обычно низкочастотный характер (с частотами  $10^3 \dots 5$  Гц) атмосферными искажениями, спектр которых высокочастотный (частоты до 1 кГц).

Средства компенсации этих искажений можно разделить на две основные группы. В одних случаях фаза волнового фронта может регулироваться изменением скорости распространения света, в других - изменением геометрии оптической системы. В системах первой группы используются оптические материалы, обычно кристаллы, с управляемыми оптическими характеристиками. В них не удается обеспечить широкий спектральный диапазон, работу с широкими пучками, требуемые амплитудно-частотные характеристики. Поэтому на практике гораздо более широко распространены системы с изменяемой геометрией, что обычно достигается путем направленной деформации поверхности одного или нескольких зеркал, входящих в оптическую систему.

Кроме этих двух групп известны адаптивные когерентные оптические системы, работающие на основе эффекта обращения волнового фронта в средах с нелинейными оптическими свойствами [23]. Эта группа (нелинейная адаптивная оптика) находит пока ограниченное практическое применение.

С развитием оптических адаптивных систем связаны перспективы совершенствования крупногабаритных телескопов, и в частности, создание систем с диаметром в несколько метров и даже в несколько десятков метров. Наиболее крупногабаритные главные зеркала современных телескопов изготавливают облегченными, менее жесткими, из менее качественных материалов, с большими остаточными погрешностями обработки, что в совокупности заметно снижает массу зеркала, уменьшает сроки и стоимость его изготовления. Активная коррекция (адаптация формы зеркала) осуществляется через систему разгрузки главного зеркала и характеризуется низкими частотами (до 1 Гц).

В большинстве случаев адаптивными строят вторичные и вспомогательные малые зеркала. Небольшие их массы позволяют компенсировать быстро изменяющиеся деформации волнового фронта, вызванные атмосферной турбулентностью, вибрациями конструкции телескопа и рядом других причин.

Применение адаптации позволяет существенно приблизиться к дифракционному пределу разрешения в современных телескопах. В некоторых телескопах разрешение в видимом диапазоне уже составляет 0,2" ... 0,3".

Адаптивная оптика успешно используется при разработке составных крупногабаритных оптических систем, применяемых в аст-

рономии, в лазерных наземных и космических системах вооружения, других системах дистанционного зондирования. В таких системах одной из проблем является создание искусственных опорных источников, по отношению к изображению которых ведется оценка искажений волнового фронта приходящего оптического сигнала. Эти источники могут быть внешними или внутренними по отношению к оптической системе. Иногда внешним источником может быть и сам наблюдаемый или контролируемый объект, в некоторых случаях — это маяк, устанавливаемый на земле, на другом спутнике и т.д. Для создания внутреннего опорного источника часто используется лазер и автоколлимационная схема с уголковыми отражателями, жёстко связанными с конструкцией всей системы. В некоторых современных разработках вместо уголковых отражателей (трипель-призм) стали применять голографический рельеф (световозвращатель), наносимый на поверхность зеркала, профиль которого изменяется в процессе адаптации.

Одним из основных ограничений в адаптивных оптических системах является малость изопланатического углового поля, в котором характер искажений волнового фронта постоянен. Небольшой размер этого поля затрудняет работу адаптивных систем, в частности, из-за возможного отсутствия в нем внешнего опорного источника. Это свойственно, например, адаптивным телескопам, для которых в малых угловых полях часто затруднительно найти достаточно яркий опорный источник — звезду. Для решения возникающей проблемы было предложено создавать искусственные лазерные опорные звезды в атмосфере, т.е. использовать обратное рэлеевское рассеяние лазерного пучка в атмосфере на высотах 10...20 км или резонансную флюоресценцию атомов натрия в мезосфере на высоте около 90 км. При использовании лазера с мощностью 6 Вт были образованы искусственные звёзды размером 1"..."2" и яркостью 10...14-й звездной величины.

#### Контрольные вопросы

1. Какие звенья ОЭП наиболее чувствительны к изменению мощности оптического сигнала, приходящего на вход прибора?
2. Приведите пример адаптации зрительного органа живых организмов.
3. Что сильнее влияет на значение потока, приходящего на вход ОЭП: изменение расстояния до излучателя или изменение силы его излучения?
4. Сравните адаптивные системы с фазовым сопряжением и с апертурным зондированием.

## Часть III МЕТОДЫ РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

### Глава 14. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ОПТИКО- ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

#### 14.1. Критерии качества оптико-электронных приборов

В связи с большим многообразием ОЭП критерии их качества могут быть самыми различными. Учитывая, что для многих ОЭП одна из важнейших задач - это уверенный прием сигнала на фоне помех и шумов и качественное воспроизведение его параметров, наиболее распространенными критериями качества являются *статистические критерии*, ряд которых был рассмотрен или упомянут выше. К ним относятся средний риск  $r$  (см. § 11.1), условные *вероятности правильного обнаружения, ложных тревог* и т. д. и рассчитываемые на их основе *отношение правдоподобия*  $\Lambda$  (см. § 11.2).

Приборы, предназначенные для измерений, характеризуются прежде всего *точностью*, оценками которой служат нормируемые *метрологические характеристики: функция преобразования, систематическая и случайная составляющие инструментальной погрешности прибора, вариация выходного сигнала, динамические*

характеристики и др. Некоторые из них будут рассмотрены ниже, в гл. 15.

Специфическими для ОЭП являются критерии, определяющие энергетическое разрешение прибора. К ним прежде всего относятся пороговая чувствительность или порог чувствительности ОЭП, определяемые как минимальные значения потока  $\Phi_{\text{позп}}$  или облученности  $E_{\text{позп}}$  на входном зрачке, при которых обеспечивается отношение сигнал/шум  $\mu$ , необходимое для правильного (надежного) срабатывания прибора, например, для обеспечения заданной вероятности правильного обнаружения. В случае, когда преобладают внутренние шумы приемника излучения, пороговую чувствительность ОЭП можно определить как

$$E_{\text{позп}} \approx \mu \cdot A \Delta f / (D^* A_{\text{вх}} \eta_{\text{ОЭП}}),$$

где  $A$  — площадь чувствительного слоя приемника;  $\Delta f$  — полоса пропускания электронного тракта;  $D^*$  — удельная обнаружительная способность приемника, пересчитанная от условий паспортизации приемника к реальным условиям его работы (см. § 6.4);  $A_{\text{вх}}$  — площадь входного зрачка;  $\eta_{\text{ОЭП}}$  — КПД ОЭП (см. § 14.5).

За рубежом энергетическая чувствительность ОЭП обычно оценивается эквивалентной мощностью шума ( $NEP$ ) или эквивалентной шумам плотностью потока ( $NEFD$ ), которая представляет собой облученность входного зрачка ОЭП при отношении сигнал/шум на выходе прибора, равном единице.

Очень часто для оценки качества ОЭП используется зависимость  $E_{\text{позп}}$  или  $NEFD$  от длины волны, которая определяет облученность на каждой длине волны, необходимую для образования сигнала, равного уровню шума прибора.

Для оценки ОЭП, работающих с импульсными сигналами, служит отношение максимальной амплитуды сигнала, деленной на среднее квадратическое значение шумов, к значению  $E_{\text{позп}}$  или  $NEFD$ .

Оптико-электронные приборы, создающие изображение в ИК области спектра (тепловизоры), часто характеризуются эквивалентной шумовой температурой (ЭШТ), которая определяется как температура эквивалентного черного тела, помещенного в плоскость объекта и создающего на выходе прибора отношение сигнал/шум, равное единице. Иногда пороговую характеристику такого ОЭП определяют как разность температур двух черных тел, при которой обнаруживается их различие.

В зарубежной научно-технической литературе эквивалентную шумам разность температур ( $NETD$ ) часто нормируют, приводя ее к

единичной полосе пропускания делением на корень квадратный из значения полосы пропускания  $\Delta f$ .

Качество некоторых типов ОЭП, например, систем тепловидения, оценивают их контрастной чувствительностью (пороговым контрастом на входе прибора), которая сравнивается с контрастом, определяемым соотношением яркостей наблюдаемого объекта и фона в плоскости расположения объекта и называемым иногда контрастным отношением «сигнал-фон» в плоскости объекта

$$\mu_k = \frac{L_{\text{об}} - L_{\text{ф}}}{L_{\text{ф}}},$$

где  $L_{\text{об}}$  и  $L_{\text{ф}}$  — яркости объекта и фона в плоскости объекта.

При малых разностях температур объекта и фона  $\Delta T$ , принимаемых за черные тела, можно записать

$$\mu_k(\lambda, \Delta T) = \frac{\partial M(\lambda, T)}{\partial T} \Delta T.$$

При выполнении условия  $\lambda T \leq 3000$  из закона Планка (см. § 3.5) следует

$$\mu_k(\lambda, \Delta T) = \frac{C_2 \Delta T}{\lambda T^2}.$$

Например, для  $T=300^\circ\text{K}$

$$\mu_k(\lambda, \Delta T) = \frac{0.16 \Delta T}{\lambda}.$$

Отсюда легко определить, как меняется контраст при изменении спектрального диапазона работы ОЭП, т.е. длин волн  $\lambda$ .

Контрастная чувствительность ОЭП (контрастное отношение «сигнал-фон» на входе ОЭП), обычно определяется как

$$\mu_{k\text{вх}} = \frac{L_{\text{об.вх}} - L_{\text{ф.вх}}}{L_{\text{ф}}},$$

где  $L_{\text{об.вх}}$  и  $L_{\text{ф.вх}}$  — яркости объекта и фона, на котором он наблюдается, приведенные ко входу (входному зрачку) ОЭП.

Величины  $L_{\text{об.вх}}$  и  $L_{\text{ф.вх}}$  и, соответственно,  $\mu_{k\text{вх}}$  отличаются от  $L_{\text{об}}$ ,  $L_{\text{ф}}$  и  $\mu_k$  как за счет различия в пропускании среды на различных трассах «объект-ОЭП» и «фон-ОЭП», так и вследствие прихода на вход ОЭП потоков не только от объекта и фона, но и от среды распространения излучения. Эти потоки обусловлены, например, собственным излучением среды и рассеянием в ней излучением источников, находящихся вне углового поля ОЭП.

Эквивалентная шуму разность температур (пороговая разность температур)  $\Delta T_n$  в ряде случаев недостаточно полно описывает качество ОЭП. В [14] указываются основные недостатки этого критерия применительно к системам тепловидения, в которых происходит преобразование невидимого глазу инфракрасного излучения в видимое изображение на экране системы отображения, например, на экране дисплея. Так,  $\Delta T_n$ , измеряемая на выходе электронного тракта, не учитывает процессов ухудшения качества сигнала (изображения) за счет ограниченной разрешающей способности системы отображения информации и зрительного аппарата человека-оператора. Для более полной характеристики системы «прибор-оператор» обычно используется такой критерий как минимальная разрешаемая разность температур  $\Delta T_{разр}$  (в зарубежной литературе *MRT* или *MRTD*), под которой понимается разность температур специального штрихового тест-объекта (трех- или четырехполосной миры с прямоугольным законом изменения яркости полос и отношением их высоты к ширине 7:1), которая обеспечивает необходимое для разрешения пороговое отношение сигнал/шум (обычно 2,0...2,5).

Одним из наиболее распространенных выражений для  $\Delta T_{разр}$  как функции пространственной частоты  $f_x$  [мрад<sup>-1</sup>] является [14]:

$$\Delta T_{разр}(f_x) = 3 \cdot \frac{\Delta T_n}{G_{оос}(f_x)} \left( \frac{\Delta \beta f_x \rho_{ш.п.}}{F_k t_{гн}} \right)^{1/2}, \quad (14.1)$$

где  $G_{оос}(f_x)$  — передаточная функция (частотная характеристика) всей системы «ОЭП+ наблюдатель»;  $\Delta \beta$  — угловой размер элемента приемника по вертикали, т.е. в направлении по оси  $y$ , перпендикулярном траектории сканирования, мрад;  $v_x$  — скорость сканирования (мрад·с<sup>-1</sup>) по оси  $x$ ; при постоянстве  $v_x$  частота сигнала  $f$  в Гц равна  $f = f_x v_x$ ;  $F_k$  — частота кадров, Гц;  $t_{гн}$  — время, которое система «глаз-мозг» человека-наблюдателя затрачивает на суммирование и осмысление визуального сигнала, с (часто принимают  $t_{гн} = 0,1...0,2$  с);  $\rho_{ш.п.}$  — так называемый коэффициент ширины полосы, определяемый как

$$\rho_{ш.п.} = \frac{\int_0^{\infty} \Phi_{ш}(f) |K_s(f) K_{оос}(f) K_{гн}(f) \text{sinc}(f_x/2f_{то})|^2 df}{\Delta f_s}$$

$\Phi_{ш}(f)$  — спектральная плотность мощности шума на выходе приемника излучения;  $K_s(f_x)$  — передаточная функция (частотная характеристика)

электронного тракта;  $K_{оос}(f_x)$  — передаточная функция (частотная характеристика) системы отображения, например, видеоконтрольного устройства;  $K_{гн}(f_x)$  — передаточная функция (частотная характеристика) глаза наблюдателя;  $\text{sinc}(f_x/2f_{то}) = \sin(\pi f_x/2f_{то})/(\pi f_x/2f_{то})$  — частотная характеристика, учитывающая узкополосную пространственную фильтрацию периодической структуры (миры), состоящей из прямоугольных полос с основной частотой  $f_{то}$  [мрад<sup>-1</sup>], осуществляемую в зрительном аппарате;  $f_{то} = f_{то} v_x$  — частота (Гц), соответствующая основной пространственной частоте миры  $f_{то}$ , мрад<sup>-1</sup>;  $\Delta f_s$  — эквивалентная шумовая полоса всей системы в Гц (см. § 14.7),  $f$  — частота в Гц.

Выше, в §§ 10.4, 10.5, 10.7, 10.8 были приведены выражения для расчета входящей в (14.1) передаточной функции  $G_{оос}(f_x)$  и отдельных ее составляющих, в том числе  $K_s(f_x)$ ,  $K_{оос}(f_x)$  и  $K_{гн}(f_x)$ .

Методы расчета основных энергетических пороговых характеристик ОЭП описаны ниже.

Помимо энергетического разрешения качество ОЭП может характеризоваться пространственной разрешающей способностью: пространственно-частотной характеристикой всего ОЭП или пороговым угловым или линейным разрешением, а также временным разрешением, определяемым динамическими характеристиками ОЭП. Нужно отметить, что все эти критерии качества ОЭП связаны между собой. Достаточно наглядно эта связь проявляется при проведении энергетического расчета ОЭП, которому посвящены последующие параграфы этой главы.

## 14.2. Обобщенная методика энергетического расчета

Для качественной работы любого ОЭП важно обеспечить определенные энергетические соотношения между полезным сигналом и шумом, источники которого могут быть как внутри прибора, так и вне его. Определение этих соотношений и на их основе некоторых важнейших параметров ОЭП составляет главное содержание и цель энергетических (светотехнических) расчетов.

В той или иной форме энергетический расчет выполняется практически всегда, т.е. при разработке любого ОЭП. Он позволяет найти важнейшие габаритные параметры оптической системы (площадь входного зрачка, относительное отверстие, угловое поле и др.), определить необходимое значение порогового потока или обнаружительной способности приемника излучения, сформулировать требования к источнику излучения, определить ряд требований к сканирующей сис-

теме и к электронному тракту ОЭП. Очень часто энергетический расчет помогает определить точностные характеристики ОЭП.

Соотношения между уровнями полезного сигнала и шумов, вообще говоря, могут быть рассмотрены для любой точки структурной схемы прибора. Однако наиболее часто на этапе энергетического расчета они определяются либо для входа ОЭП, либо для выхода системы первичной обработки информации (СПОИ). В первом случае рассматривается соотношение между потоками  $\Phi_{вх}$  или облученностями  $E_{вх}$  на входном зрачке приёмной оптической системы и порогом чувствительности ОЭП ( $\Phi_{п\text{оэп}}$  или  $E_{п\text{оэп}}$ ), эквивалентным уровню шумов и помех, приведенных ко входу прибора. Определению этих величин посвящены § 14.3 и 14.8. Во втором случае сигналы  $u_c$  и шумы  $u_{ш}$  приводятся к выходу электронного тракта СПОИ. Пример подобного рода рассмотрен в § 14.7.

*Основными этапами обобщенной методики энергетического расчета ОЭП являются:*

1. Составление в общем виде основного энергетического уравнения, устанавливающего необходимое для качественной работы прибора соотношение между полезным сигналом, шумом и помехами и являющегося, по сути дела, обобщенным описанием алгоритма работы ОЭП. Такими уравнениями могут быть: отношение сигнал/шум на входе ОЭП  $\mu_{вх} = \Phi_{вх} / \Phi_{п\text{оэп}}$  или на его выходе  $\mu_{вых} = u_c / u_{ш}$ ; условие превышения в заданное число раз  $\mu$  разности между полезным сигналом  $\Phi_{вх}$  и сигналом от помехи  $\Phi_{пом}$  на входе прибора порога чувствительности  $\Phi_{п\text{оэп}}$  прибора, т. е.  $\Phi_{вх} - \Phi_{пом} > \mu \Phi_{п\text{оэп}}$ ; превышение контраста между полезным сигналом и сигналом от фона (освещенности, создаваемые источником полезного сигнала  $E_c$  и фона  $E_{\phi}$  соответственно) некоторого порогового значения  $K_n$ , т. е.  $E_c - E_{\phi} / (E_c + E_{\phi}) > K_n$ , и т. п.

2. Представление входящих в это уравнение величин полезных сигналов, шумов и помех, т. е.  $\Phi_{вх}$ ,  $\Phi_{пом}$ ,  $E_c$ ,  $E_{\phi}$ ,  $u_c$ ,  $u_{ш}$  и т. д., в виде функций параметров и характеристик излучателя, передающей системы, наблюдаемого объекта, среды распространения и приемной системы. Здесь часто бывает полезным выяснить, не является какая-либо из составляющих шума явно преобладающей над другими, и учесть это при приведении шумов к той точке структурной схемы, для которой составлено основное энергетическое уравнение.

3. Выбор или расчет параметра (величины  $\mu$ ), устанавливающего требуемое для качественной (надежной) работы ОЭП соотношение между сигналом и шумами.

4. Решение основного энергетического уравнения (неравенства), представленного в соответствии с пп. 2, 3 в развернутом виде, отно-

сительно одного или нескольких<sup>1</sup> входящих в него параметров.

5. Выбор или расчет остальных параметров ОЭП.

6. Окончательный (проверочный) энергетический расчет, сводящийся часто к проверке выполнения неравенства — основного энергетического уравнения — после окончательного выбора или определения всех входящих в него величин.

Порядок проведения первых трех этапов расчета может быть иным, что не сказывается на конечных результатах.

Часто на первых этапах энергетического расчета величины  $\Phi_{вх}$ ,  $\Phi_{пом}$ ,  $E_c$ ,  $E_{\phi}$ ,  $u_c$ ,  $u_{ш}$  и другие рассчитывают без учета частотных характеристик (особенно ПЧХ) отдельных звеньев структурной схемы ОЭП, включая излучатель, помехи, фон и среду распространения излучения, т. е. используют их условно обобщенные или интегральные характеристики. Это связано прежде всего с априорной неопределенностью ПЧХ и других характеристик большинства звеньев структурной схемы ОЭП, а также с трудностью синтезировать эти звенья по выбранным или заданным частотным характеристикам.

Знание частотных характеристик или передаточных функций отдельных звеньев особенно важно для приведения сигналов и шумов к одной и той же точке структурной схемы, например, ко входу ОЭП. С учетом опыта, накопленного оптико-электронным приборостроением, наиболее часто порог чувствительности ОЭП ( $\Phi_{п\text{оэп}}$  или  $E_{п\text{оэп}}$ ) определяется путем приведения порога чувствительности (порогового потока) приемника  $\Phi_n$  ко входному зрачку прибора, т. е. принимается, что основной составляющей внутренних шумов ОЭП является шум приемника. Для приведения  $\Phi_n$  ко входу необходимо знать некоторый коэффициент, иногда условно называемый КПД системы первичной обработки информации ОЭП —  $\eta_{оэп}$ , определяющий, какая доля сигнала, поступающего на вход прибора, используется для создания выходного полезного сигнала. С определенным приближением можно считать, что

$$\Phi_{п\text{оэп}} = \Phi_n / \eta_{оэп}.$$

<sup>1</sup> Необходимость определения нескольких неизвестных параметров из одного уравнения часто затрудняет проведение расчета. При этом целесообразно пользоваться методами нелинейного программирования, например методами последовательной безусловной оптимизации функций многих переменных и рядом других, а также использовать априорные данные об условиях работы прибора или использовать опыт предшествующих аналогичных разработок. Большую помощь здесь оказывает использование современной вычислительной техники и методов моделирования.



Величина  $\eta_{\text{оп}}$  является функцией параметров звеньев, составляющих СПОИ ОЭП. На первых этапах энергетического расчета  $\eta_{\text{оп}}$  также представляют функцией лишь некоторых интегральных коэффициентов, характеризующих эти звенья. Подробнее о предварительном расчете  $\eta_{\text{оп}}$  будет сказано в §§ 14.4, 14.5.

Важно отметить что величины  $\Phi_{\text{вх}}$ ,  $\Phi_{\text{пом}}$ ,  $E_c$ ,  $E_{\text{ф}}$ ,  $u_c$ ,  $u_{\text{ш}}$  и др., входящие в основное энергетическое уравнение, берутся в виде эффективных величин, т. е. пересчитанных к реальным условиям работы ОЭП или приведенных к его эффективной полосе пропускания. Например, с учетом коэффициентов использования для реальных условий работы прибора  $\varphi_p$  и для условий паспортизации приемника  $\varphi_n$  (см. § 6.4) выражение (14.2) можно записать в виде

$$\Phi_{\text{позп}} = \Phi_{\text{п}} \varphi_{\text{п}} / (\varphi_p \eta_{\text{озп}}).$$

При выборе или расчете значения  $\mu$  обычно приходится рассматривать статистические соотношения, характеризующие полезные сигналы и помехи, поскольку и те и другие практически всегда являются случайными величинами, хотя и с различными вероятностными характеристиками. Некоторые из этих соотношений были рассмотрены в § 11.2; более подробно о выборе и расчете  $\mu$  будет сказано в § 14.7.

### 14.3. Расчет значений потоков и облученностей на входе оптико-электронного прибора

Значения потоков и облученностей на входном зрачке ОЭП зависят от свойств излучателей, среды распространения излучения, часто и от параметров самого ОЭП. В связи с тем, что в начале проектирования прибора параметры ОЭП неизвестны, определение этих величин на первом этапе энергетического расчета является предварительным.

Рассмотрим сначала случай работы ОЭП пассивным методом. Для расчета удобно разделить все возможные на практике случаи на три группы: 1) излучатель точечный; 2) излучатель имеет конечные видимые размеры, меньшие углового поля, иногда такой излучатель называют площадным; 3) размеры излучателя перекрывают все угловое поле системы («протяженный» излучатель). Любым из указанных излучателей может быть как источник полезного сигнала (наблюдаемый объект), так и помеха.

Основной энергетической характеристикой точечного излучателя является сила излучения  $I_c$ . Для малых телесных углов поток  $\Delta\Phi_e$  или облученность  $E_e$  на входном зрачке площадью  $A_{\text{вх}}$  можно рассчитать с помощью соотношений, рассмотренных в § 3.2, введя в них коэффи-

циент пропускания среды распространения излучения  $\tau_c$  на пути  $l$  от излучателя до входного зрачка:

$$\Delta\Phi_e = \tau_c I_c \Delta\Omega = \tau_c A_{\text{вх}} I_c / l^2. \quad (14.3)$$

$$E_e = \Delta\Phi_e / A_{\text{вх}} = \tau_c I_c / l^2. \quad (14.4)$$

Поток на выходе оптической системы

$$\Delta\Phi'_e = \tau_c \tau_o I_c A_{\text{вх}} / l^2,$$

где  $\tau_o$  — коэффициент пропускания оптической системы.

Расчет облученности в изображении точечного излучателя, т. е. на выходе оптической системы, в отличие от расчета величины  $\Delta\Phi'_e$  достаточно сложен, поскольку для определения закона распределения потока в изображении необходимо учитывать как дифракцию, так и абберации, вносимые системой.

Если излучатель является селективным или прием излучения происходит в каком-либо спектральном участке  $\lambda_1 \dots \lambda_2$ , то, зная вид функции  $\tau_{c\lambda} = \tau_c(\lambda)$  и  $I_{c\lambda} = I_c(\lambda)$ , можно легко определить значения  $\Delta\Phi_e$  и  $E_e$  для рабочего диапазона длин волн. Например

$$\Delta\Phi_{e\lambda_1 \dots \lambda_2} = \frac{A_{\text{вх}}}{l^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{c\lambda} I_{c\lambda} d\lambda. \quad (14.5)$$

Следует учесть, что формулы (14.3)...(14.5) справедливы только для небольших телесных углов  $\Delta\Omega \approx A_{\text{вх}}/l^2$ , в пределах которых сила излучения источника постоянна. В том случае, когда  $I_c$  зависит от направления внутри телесного угла  $\Delta\Omega$ , нужно учитывать закон распределения силы излучения в пространстве. Очень редко приходится учитывать также зависимость  $\tau_c$  от направления внутри телесного угла  $\Delta\Omega$ . С учетом этого выражение (14.5) можно представить в общем виде

$$\Delta\Phi_e = \int_{\Delta\Omega} \int_{\lambda} \tau_{c\lambda, \Omega} I_{c\lambda, \Omega} d\lambda d\Omega.$$

Рассмотрим второй случай, когда излучатель конечной площади занимает часть углового поля оптической системы. Энергетической характеристикой такого излучателя чаще всего служит яркость  $L_e$ . На практике часто размеры источника излучения значительно меньше, чем расстояние до него. В этом случае можно воспользоваться известной формулой для определения потока, приходящего на входной зрачок от элемента с видимой площадью  $\Delta A$ , расположенного на оси системы [7, 18]:

$$\Delta\Phi_e = \tau_c \iint_{\sigma, \psi} L_{e\sigma} \sin \sigma \cos \sigma \Delta A d\psi d\sigma.$$

Здесь  $L_{\text{вс}}$  — энергетическая яркость элемента (излучателя) в направлении  $\sigma$  (рис. 14.1). Для круглого зрачка пределы интегрирования по  $\sigma$  составляют  $0 \dots \sigma_A$  ( $\sigma_A$  — апертурный угол системы), по  $\psi$  они равны  $0 \dots 2\pi$ .

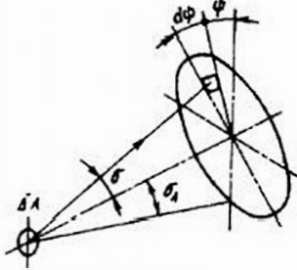


Рис. 14.1. К выводу (14.5)

При косинусном (ламбертовском) излучателе, т.е., например, для черных и серых излучателей,  $L_{\text{вс}} = L_e = \text{const}$  и

$$\Delta\Phi_e = \tau_c \pi L_e \Delta A \sin^2 \sigma_A.$$

На выходе оптической системы

$$\Delta\Phi'_e = \Delta\Phi_e \tau_o = \tau_c \tau_o \pi L_e \Delta A \sin^2 \sigma_A.$$

Если учесть, что для  $l \gg D \sin^2 \sigma_A \approx D^2/4l^2$ , где  $D$  — диаметр входного зрачка,  $l$  — расстояние до излучателя, то получим

$$\Delta\Phi_e = \tau_c L_e \frac{\pi D^2 \Delta A}{4l^2} = \tau_c L_e \frac{\Delta A A_{\text{вх}}}{l^2}, \quad (14.6)$$

где  $A_{\text{вх}} = \pi D^2/4$  — площадь входного зрачка системы.

Облученность входного зрачка для этого случая определяется следующим образом:

$$E_e = \tau_c L_e \Delta A / l^2. \quad (14.7)$$

Для небольших значений телесного угла  $\Delta\Omega_2 \approx \Delta A/l^2$ , в пределах которого  $L_e = \text{const}$ ,

$$E_e = \tau_c L_e \Delta\Omega_2.$$

Аналогично предыдущему случаю при спектральной селективности излучения и пропускания среды можно написать следующее выражение для потока на выходе системы:

$$\Delta\Phi_{e\lambda_1-\lambda_2} = \frac{\pi D^2 \Delta A}{4l^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\text{сл}} \tau_{\text{ол}} E_{e\lambda} d\lambda. \quad (14.6a)$$

Если излучатель является серым телом с коэффициентом излучения  $\epsilon_\tau$ , последнее выражение можно с учетом следствия из закона Ламберта ( $M_{e\lambda} = \pi L_{e\lambda}$ ) представить в виде

$$\Delta\Phi'_{e\lambda_1-\lambda_2} = \epsilon_\tau \frac{D^2 \Delta A}{4l^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\text{сл}} \tau_{\text{ол}} M_{e\lambda} d\lambda, \quad (14.6b)$$

где  $M_{e\lambda}$  — функция Планка.

Для других условий работы ОЭП по «площадному» излучателю приведенные формулы можно видоизменить. Например, при наблюдении объекта — серого тела — в условиях, когда  $\tau_{\text{о\lambda}} = \text{const} = \tau_o$ ,  $\tau_{\text{в}} = \text{const} = \tau_c$  и принимается практически все излучение объекта ( $\lambda_1 \dots \lambda_2 = 0 \dots \infty$ ), последнюю формулу можно представить в виде

$$\Delta\Phi'_e = \epsilon_\tau \left[ \frac{D^2}{4l^2} \right] \Delta A \tau_o \tau_c \sigma T^4,$$

где  $T$  — температура серого излучателя;  $\sigma$  — постоянная закона Стефана-Больцмана.

Для двух рассмотренных случаев (точечный и «площадной» излучатели) характерно отсутствие явного влияния значений фокусного расстояния и относительного отверстия на значения потока  $\Delta\Phi_e$  и облученности  $E_e$ .

Рассмотрим следующий случай — излучатель превышает размеры углового поля, т.е. перекрывает все поле  $2\omega$ . Упрощенная схема работы такой оптической системы приведена на рис. 14.2. Излучатель, находящийся на расстоянии  $l$  от входного зрачка, условно изображен плоским. Полевая диафрагма площадью  $q$  расположена в фокальной плоскости объектива, главные плоскости которого расположены около входного зрачка. Основной энергетической характеристикой протраженного излучателя является его яркость  $L_e$ .

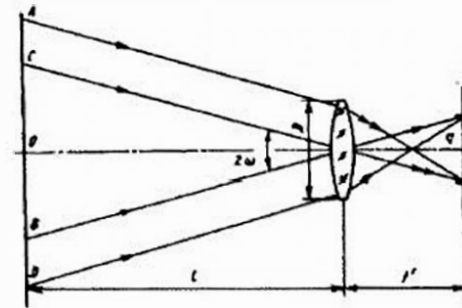


Рис. 14.2. К выводу (14.8)

Если в такой схеме соблюдается условие  $CO = l \operatorname{tg} \omega \gg AC = D/2$ , что при больших расстояниях  $l$  до излучателя всегда имеет место, то видимая площадь  $\Delta A$  излучающего протяженного источника в основном определяется размером  $CB$ , т. е. она является проекцией площади полевой диафрагмы на плоскость излучателя.

Из простейших геометрических соотношений видно, что проекция площади  $\Delta A = q l^2 / f'^2$  или  $\Delta A = \Delta \Omega_{\text{опт}} \cdot l^2$ , где  $\Delta \Omega_{\text{опт}} \approx q / f'^2$  — телесное угловое поле ОЭП.

Если значение  $\Delta A$  подставить в формулы (14.6) и (14.7), то для этого случая получим

$$\Delta \Phi_e = \tau_c L_e q A_{\text{вх}} / f'^2 = \tau_c L_e \Delta \Omega_{\text{ОЭП}} A_{\text{вх}}; \quad E_e = \tau_c L_e q / f'^2. \quad (14.8)$$

При круглой форме входного зрачка

$$\Delta \Phi'_e = \tau_c \tau_o L_e (\pi q / 4) (D / f')^2,$$

т.е. очевидна зависимость значений потоков и облученностей от относительного отверстия системы.

Величины  $\Delta \Phi_e$  и  $E_e$  не зависят от расстояния до излучателя при условии, что коэффициент пропускания среды не является функцией  $l$ . Если  $\tau_c = f(l)$ , например  $\tau_c = \exp(-\alpha l)$ , то зависимость  $\Delta \Phi_e$ ,  $\Delta \Phi'_e$  и  $E_e$  от  $l$  существует, хоть и не в столь явной форме, как в двух предыдущих случаях.

К полученным формулам полностью применимы рассмотренные выше преобразования при учете спектральной селективности излучения и пропускания, а также других факторов. Например, для протяженного излучателя — черного тела, имеющего температуру  $T$ , при работе прибора в диапазоне  $\lambda_1, \dots, \lambda_2$  можно записать

$$\Delta \Phi'_e = \frac{q \left( \frac{D}{f'} \right)^2}{4} C_1 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\text{сл}} \tau_{\text{ок}} \lambda^{-5} \left[ \exp \left( \frac{C_2}{\lambda T} \right) - 1 \right]^{-1} d\lambda.$$

Эта формула получена последовательной подстановкой в (14.8) значений  $L_e = M_e / \pi$ .  $M_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{e\lambda} d\lambda$  и формулы закона Планка (3.8) для величины  $M_{e\lambda}$ .

Приведенные выше формулы могут быть использованы для нахождения потоков или облученностей, создаваемых как источниками полезных сигналов, так и источниками помех или излучающими фонами. Соответствующее конкретным условиям работы ОЭП их сочетание составляет основу энергетического уравнения прибора.

Структура оптического сигнала (потока, освещенности), поступающего на вход ОЭП, представлена на рис. 14.3. Она соответствует

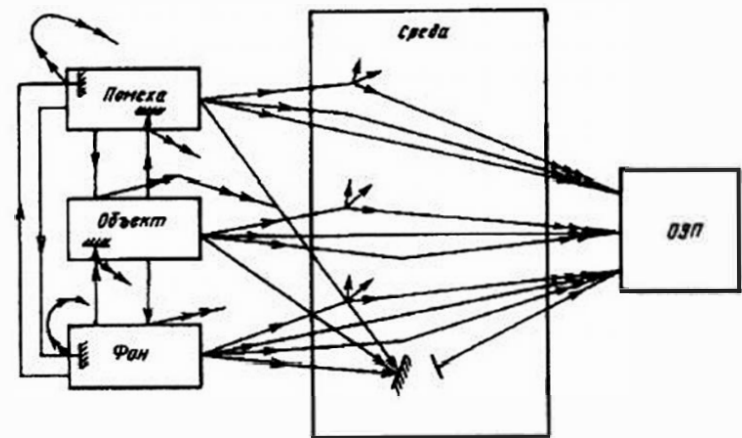


Рис. 14.3. Структура оптического сигнала, поступающего на вход ОЭП:

- — собственное излучение источника (объекта, помехи, фона, среды), поступающее на вход ОЭП;
- — излучение, отраженное от источника (объекта, помехи, фона, среды) и поступающее на вход ОЭП;
- — излучение, рассеянное в среде и поступающее на вход ОЭП;
- — рассеянное излучение, обусловленное как собственным, так и отраженным излучением источника;
- — поглощенное излучение, обусловленное как собственным, так и отраженным излучением источника.

обобщенной схеме работы ОЭП (см. рис. 1.1).

На рис. 14.3 не указаны все возможные составляющие оптического сигнала, поступающего на вход ОЭП, например излучение, проходящее путь «помеха-фон-объект-ОЭП», которое при мощной помехе и достаточно хорошей отражающей способности поверхности фонового образования и объекта может быть весьма заметным. Примером такой ситуации может служить случай наблюдения из космоса самолета, подсвечиваемого отраженным от спокойной морской поверхности излучением помехи — Солнца.

В каждом конкретном случае полезно составить аналогичную рис. 14.3 схему, в которую включить наиболее мощные составляющие как собственного, так и отраженного излучения.

Часто сигнал, поступающий от какого-либо объекта на вход ОЭП, можно рассматривать в виде суммы двух основных составляющих: собственного излучения объекта, например теплового, и рассеянного или отраженного от поверхности объекта излучения, создаваемого посторонним источником. В этом случае значение монохроматической плотности излучения, описывающей создаваемый объектом сигнал, можно представить как

$$M_{\epsilon_i} = \epsilon_{об}(\lambda) M_{\epsilon_{об}}(\lambda) + r_{\alpha}(\lambda) E_{\epsilon_{об}}(\lambda).$$

Здесь  $\epsilon_{об}(\lambda)$  — спектральная излучательная способность (коэффициент излучения) объекта;  $M_{\epsilon_{об}}(\lambda)$  — функция Планка для черного тела, имеющего температуру объекта;  $r_{\alpha}(\lambda)$  — спектральный коэффициент яркости поверхности объекта<sup>1</sup>;  $E_{\epsilon_{об}}(\lambda)$  — спектральная плотность облученности, создаваемой посторонним источником на поверхности объекта.

Рассмотрим случай, когда на вход ОЭС поступает излучение фона, находящегося в угловом поле прибора  $\Delta\Omega_{опт}$ . Если представить фон в виде протяженного ламбертовского источника со средним значением (математическим ожиданием) яркости  $\bar{L}_{\phi}$  и пренебречь излучением среды распространения, приходящим на вход ОЭП, то среднее значение монохроматического потока на входе ОЭП в отсутствие объекта — источника полезного сигнала в соответствии с (14.8) равно

$$\bar{\Phi}_{\phi,\lambda} = \tau_{\epsilon,\lambda,\phi} \cdot \bar{L}_{\phi,\lambda} \cdot \Delta\Omega_{ОЭП} \cdot A_{вх}.$$

При появлении в угловом поле ОЭП «площадного» объекта с яркостью  $L_{об,\lambda}$ , перекрывающего часть  $\Delta\Omega_{опт}$ , равную его угловому размеру  $\Delta\Omega_{об}$ , монохроматический поток, поступающий на входной зрачок прибора от этого объекта и от оставшейся непокрытой части усредненного фона, равен

$$\Phi_{об+\phi,\lambda} = [\tau_{\epsilon,\lambda,об} \cdot L_{об,\lambda} \Delta\Omega_{об} + \tau_{\epsilon,\lambda,\phi} \bar{L}_{\phi,\lambda} (\Delta\Omega_{ОЭП} - \Delta\Omega_{об})] A_{вх}.$$

<sup>1</sup>Коэффициентом яркости поверхности  $r_{\alpha}$  по направлению  $\alpha$  называется отношение яркости  $L_{\alpha}$  поверхности в этом направлении к яркости одинаково освещенной (облученной) с ней равнояркой по всем направлениям поверхности, имеющей коэффициент отражения  $\rho = 1$ . Для идеально матовой (диффузной) поверхности, частично поглощающей или пропускающей излучение с коэффициентом отражения  $\rho \neq 1$ , яркость  $L_{\alpha}$  одинакова для всех направлений, т.е.  $r_{\alpha} = \text{const} = \rho$  и  $L = \rho E/\pi$ , где  $E$  — (облученность), создаваемая падающим извне на эту поверхность излучением.

где  $\tau_{\epsilon,\lambda,об}$  и  $\tau_{\epsilon,\lambda,\phi}$  — коэффициенты пропускания среды на пути от объекта и фона, соответственно, до ОЭП.

Изменение входного сигнала, которое должен зарегистрировать прибор, равно

$$\Delta\Phi_{\lambda} = \Phi_{об+\phi,\lambda} - \bar{\Phi}_{\phi,\lambda} = (\tau_{\epsilon,\lambda,об} \cdot L_{об,\lambda} - \tau_{\epsilon,\lambda,\phi} \bar{L}_{\phi,\lambda}) \Delta\Omega_{об} \cdot A_{вх}.$$

Рассмотрим другой пример, а именно, случай работы ОЭП, когда на входной зрачок поступает излучение от фона с яркостью  $L_{\phi,\lambda}$  и от отдельных, находящихся в термодинамическом равновесии  $n$  слоев среды, расположенной между фоном и ОЭП, с яркостью каждого отдельного  $i$ -го слоя  $L_{\epsilon,\lambda,i}$ . Это встречается, например, при наблюдении объекта через атмосферу по наклонной по отношению к земной поверхности трассе, причем фоном может являться либо земная поверхность (наблюдение сверху вниз), либо нижняя граница облаков (наблюдение снизу вверх). При расчете общего коэффициента пропускания среды для наклонных трасс удобно разделить всю трассу на  $n$  слоев, в пределах каждого из которых принять коэффициент пропускания  $i$ -го слоя постоянным.

Допуская, что излучение фона обусловлено, главным образом, его собственным, а не отраженным излучением, можно записать для монохроматического потока, приходящего на вход ОЭП:

$$\Phi_{\lambda,об+\epsilon} = \left\{ \left[ \sum_{i=1}^n (1 - \tau_{\epsilon,\lambda,i}) L_{\epsilon,\lambda,i}^T \prod_{j=1}^{i-1} \tau_{\epsilon,\lambda,j} \right] + \left[ \epsilon_{\phi,\lambda} L_{\phi,\lambda}^T \prod_{j=1}^n \tau_{\epsilon,\lambda,j} \right] \right\} \Delta\Omega_{ОЭП} A_{вх},$$

где  $L_{\epsilon,\lambda,i}^T$  — яркость  $i$ -го слоя среды, принимаемого за черное тело с коэффициентом излучения  $\epsilon_{\epsilon,\lambda,i} = 1 - \tau_{\epsilon,\lambda,i}$ ;  $\epsilon_{\phi,\lambda}$  — коэффициент излучения фона;  $L_{\phi,\lambda}^T$  — яркость черного тела, имеющего температуру фона.

При появлении в угловом поле ОЭП (в  $k$ -м слое среды) объекта с яркостью  $L_{об,\lambda}$  и угловым размером  $\Delta\Omega_{об}$ , меньшим  $\Delta\Omega_{опт}$ , к излучению непокрытого объектом фона и излучению среды добавляется поток  $L_{об,\lambda} \Delta\Omega_{об} A_{вх} \tau_{\epsilon,\lambda,об}$ , где  $\tau_{\epsilon,\lambda,об}$  — монохроматический коэффициент пропускания среды на трассе от ОЭП до объекта. Составляя, как и в предыдущем примере, выражения для потока  $\Phi_{\lambda,об+\epsilon+\phi}$  и определяя изменение входного сигнала  $\Delta\Phi_{\lambda}$ , как разность потоков  $\Phi_{\lambda,об+\epsilon+\phi}$  и  $\Phi_{\lambda,\epsilon+\phi}$ , получим

$$\Delta\Phi_{\lambda} = \left\{ L_{об,\lambda} - \left[ \sum_{i=k+1}^n (1 - \tau_{\epsilon,\lambda,i}) L_{\epsilon,\lambda,i}^T \prod_{j=k+1}^{i-1} \tau_{\epsilon,\lambda,j} \right] - \left[ \epsilon_{\phi,\lambda} L_{\phi,\lambda}^T \prod_{j=k+1}^n \tau_{\epsilon,\lambda,j} \right] \right\} \tau_{\epsilon,\lambda,об} \Delta\Omega_{об} A_{вх}.$$

Иногда помимо фонового и помехового излучения, определяемого внешними по отношению к ОЭП источниками, следует учитывать (с учетом места ее приложения) помеху, образующуюся вследствие собственного излучения наиболее нагретых оптических компонентов, которые находятся в угловом поле приемника излучения. Это особенно важно в случае работы в ИК диапазоне оптического спектра. Поток, определяющий эту составляющую помех, может быть приближенно вычислен по формуле

$$\Phi_{\lambda, \text{опт. пом}} = \sum_{q=1}^p (1 - \tau_{0, \lambda, q}) L_{\lambda, q} \Delta \Omega_{\text{пн. } q} A_{\text{пн.}}$$

где  $\tau_{0, \lambda, q}$  — коэффициент пропускания оптической системы на пути от  $q$ -го компонента до приемника;  $L_{\lambda, q}$  — яркость  $q$ -го оптического компонента;  $p$  — число нагретых оптических компонентов;  $\Delta \Omega_{\text{пн. } q}$  — телесный угол, под которым из центра приемника виден  $q$ -й компонент;  $A_{\text{пн.}}$  — площадь чувствительного слоя приемника.

Учет конкретных условий работы конкретного прибора часто позволяет пренебречь целым рядом составляющих сигнала и тем самым значительно упростить расчет. Основными факторами, учитываемыми на данном этапе расчета, могут являться:

- спектральный диапазон работы;
- наличие или явное преобладание тех или иных излучений (объектов, фонов, помех, среды);
- специфика ОЭП;
- условия работы ОЭП (географические зоны, климатические и метеорологические условия, длительность работы и время суток, трассы прохождения излучения и множество других);
- энергетические, оптические, геометрические и прочие параметры и характеристики излучения объектов, фонов, помех, среды.

Наконец, рассмотрим случай работы ОЭП активным методом. Поскольку источником энергии излучения, переносящей полезный сигнал, при активном методе работы является передающая оптическая система, покажем, как определяется поток излучения  $\Delta \Phi_e$  на входном зрачке приемной части всей оптико-электронной системы (рис. 14.4). Передающая система 1, имеющая яркость источника  $L_e$ , коэффициент пропускания  $\tau_{01}$  и площадь выходного зрачка  $A_{\text{вых}}$ , направляет пучок лучей на объект 2, находящийся на расстоянии  $l_1$  от нее. Часть потока, отраженного от объекта 2, попадает на входной зрачок площадью  $A_{\text{вх}}$  приемной оптико-электронной системы 3, находящейся на расстоянии  $l_2$  от объекта. Поскольку в общем случае условия прохожде-

ния пучком путей  $l_1$  и  $l_2$  могут быть различны, обозначим через  $\tau_{c1}$  и  $\tau_{c2}$  соответствующие коэффициенты пропускания сред на единицу пути.

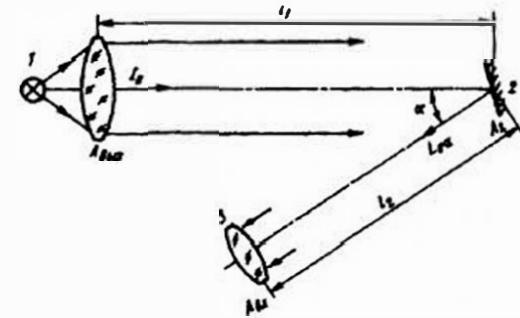


Рис. 14.4. К выводу (14.11)

Коэффициент пропускания приемной системы обозначим через  $\tau_{02}$ . При больших расстояниях  $l_1$  облученность в плоскости объекта 2 будет равна

$$E_e = \frac{\tau_{01} \tau_{c1} L'_e A_{\text{вых}}}{l_1^2} = \tau_{c1} \frac{I_{e0}}{l_1^2}, \quad (14.9)$$

где  $L'_e = (n'/n) L_e$ ,  $n'$  и  $n$  — показатели преломления оптических сред по обе стороны объектива передающей системы;  $L_e$  — энергетическая яркость источника;  $I_{e0}$  — осевая сила излучения передающей системы.

После отражения потока объект 2 можно рассматривать как излучатель для приемной системы 3. Яркость его по направлению  $\alpha$  будет

$$L_{e\alpha} = r_\alpha E_e / \pi, \quad (14.10)$$

где  $r_\alpha$  — коэффициент яркости поверхности объекта 2, например, для диффузного ламбертова отражателя  $r_\alpha$  равен коэффициенту отражения поверхности объекта  $\rho$ .

Применяя формулу типа (14.6), можно найти  $\Delta \Phi_e$ , поступающий на вход приемной системы от площадного излучателя:

$$\Delta \Phi_e = \tau_{c2} L_{e\alpha} \frac{A_2 A_{\text{вх}}}{l_2^2},$$

где  $A_2$  — видимая из входного зрачка площадь отражающей поверхности объекта. Подставляя в последнюю формулу значения  $L_{e\alpha}$  и  $E_e$ ,

выраженные в соответствии с (14.10) и (14.9), получаем

$$\Delta\Phi_e = \tau_{c1}^{l_1} \tau_{c2}^{l_2} \tau_{o1} L_e' \frac{A_{\text{вых}} r_a A_{\text{вх}} A_2}{\pi(l_1 l_2)^2}. \quad (14.11)$$

На выходе приемной системы, как и ранее,  $\Delta\Phi_e' = \Delta\Phi_e \tau_{o2}$ .

Формула (14.11) для случая площадного излучателя имеет достаточно общий вид. В ряде конкретных применений ее можно видоизменить и порой упростить. Например, при  $l_1 = l_2 = l$  круглом выходном зрачке диаметра  $D'$  передающей оптической системы, т.е. при  $A_{\text{вых}} = \pi D'^2/4$ , при диффузном характере отражения поверхности объекта 2, т.е. при  $r_a = \rho$ , и  $\tau_{c1} = \tau_{c2} = \tau_c$  поток

$$\Delta\Phi_e = \tau_{c1}^{2l} \tau_{o1} \rho L_e' D'^2 \frac{A_2 A_{\text{вх}}}{4l^2}.$$

Следует помнить, что при спектральной селективности излучения и пропускания необходимо учитывать спектральный характер коэффициентов  $\tau$  и  $r_a$ , а также яркости источника  $L_e$ , т.е., например, формулу (14.11) для работы в спектральном диапазоне  $\lambda_1 \dots \lambda_2$  можно записать в виде

$$\Delta\Phi_{e\lambda_1 \dots \lambda_2} = \frac{A_{\text{вых}} A_{\text{вх}} A_2}{\pi(l_1 l_2)^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_e' \tau_{c1}^{l_1} \tau_{c2}^{l_2} \tau_{o1} r_{a\lambda} d\lambda.$$

Аналогично (14.11) можно получить формулы и при других пространственных соотношениях, например, когда объект 2 перекрывает все угловое поле приемной системы.

Выражения для потоков или облученностей, создаваемых помехами или фонами, находящимися в угловом поле приемной системы, определяются так же, как и при пассивном методе работы ОЭП. В совокупности с выражениями для полезного сигнала, аналогичными (14.11), они служат для составления основного энергетического уравнения прибора.

При активном методе работы для улучшения энергетических соотношений в системе, помимо таких мер, как увеличение яркости источника и диаметра выходного зрачка передающей оптической системы, весьма эффективным является увеличение коэффициента  $r_a$ . Это возможно только в том случае, если разработчик может изменять конструкцию объекта 2. Например, в оптико-электронных дальномерах широко применяются уголкового отражатели, устанавливаемые на объекте, расстояние до которого измеряется. Эти отражатели (трипель-призмы) обладают свойством отражать попадающий на них поток в том же направлении, откуда этот поток пришел. Таким образом

достигается заметное повышение уровня полезного сигнала, приходящего на входной зрачок приемной системы. Кроме того, возможно уменьшить угловое поле приемной системы, что способствует уменьшению потока от протяженных фонов, снижающих пороговую чувствительность всего прибора.

#### 14.4. Расчет потерь потока в оптической системе

Определим выражение для коэффициента пропускания оптической системы, который входит в полученные в §14.3 выражения.

В оптической системе обычно основными являются потери из-за отражения на границах оптических сред, из-за поглощения в материалах оптических деталей, а также за счет виньетирования и диафрагмирования оптических пучков.

Как известно из общей теории оптических приборов [7, 18], коэффициент пропускания системы  $\tau_o$ , учитывающий потери на поглощение и отражение, можно вычислить по формуле

$$\tau_o = \prod_{k=1}^{k=N} (1 - \rho_k) \prod_{m=1}^{m=P} (1 - a_{om})^{l_m} \prod_{n=1}^{n=N_3} \rho_{3n}, \quad (14.12)$$

где  $N$  — число поверхностей раздела;  $\rho_k$  — коэффициент отражения на  $k$ -й поверхности раздела оптических сред;  $P$  — число оптических сред, проходимых излучением;  $a_{om}$  — коэффициент поглощения на единицу пути лучей в  $m$ -й оптической среде;  $l_m$  — длина пути излучения в  $m$ -й среде;  $\rho_{3n}$  — коэффициент отражения на  $n$ -й зеркальной поверхности;  $N_3$  — число зеркальных поверхностей.

Следует учитывать, что значения  $\rho_k$ ,  $a_{om}$ ,  $\rho_{3n}$  могут быть различными в разных участках оптического спектра.

Помимо потерь на поглощение, отражение и виньетирование в передающей системе возможны потери вследствие несогласованности апертур отдельных ее компонентов, например тела накала, конденсора и объектива.

В приемной оптической системе также возможны потери за счет диафрагмирования. Например, часть потока в зеркальных системах с контррефлекторами теряется на «слепом» пятне (центральной зоне) объектива. Коэффициент диафрагмирования в этом случае определяется как

$$k_x = (D^2 - d^2)/D^2,$$

где  $D$  — диаметр входного зрачка;  $d$  — диаметр «слепого» пятна (контррефлектора).

## 14.5. Расчет коэффициента полезного действия системы первичной обработки информации

Одним из критериев качества СПОИ ОЭП может служить коэффициент  $\eta_{\text{оэп}}$ , определяющий, какая доля полезного сигнала, поступающего на вход прибора, используется для создания выходного сигнала, несущего полезную информацию.

Этот коэффициент, называемый часто коэффициентом действия СПОИ ОЭП или просто КПД ОЭП, удобно оценивать отношением мощностей (потоков излучения). Он зависит от ряда факторов, важнейшими из которых являются: потери потока в оптической системе, оцениваемые коэффициентом  $\eta_0$ ; потери при модуляции и обработке модулированного сигнала (см. § 9.3), учитываемые коэффициентом  $k_m$ ; потери из-за отсутствия надлежащего согласования параметров приемника с параметрами оптической и электронной систем, оцениваемые коэффициентом  $\eta_{\text{ср}}$ . Таким образом,

$$\eta_{\text{оэп}} = \eta_0 k_m \eta_{\text{ср}}. \quad (14.13)$$

Для пассивных систем под  $\eta_0$  обычно понимается отношение потока  $\Phi_{\text{пр}}$ , приходящего на приемник, к потоку  $\Phi_0$ , принятому оптической системой. Коэффициент  $\eta_0$  при пассивном методе работы прибора рассчитывают по формуле

$$\eta_0 = \Phi_{\text{пр}} / \Phi_0 = \tau_0 k_d.$$

Здесь  $\tau_0$  — коэффициент пропускания оптической системы;  $k_d$  — коэффициент диафрагмирования, учитывающий возможное экранирование входного зрачка, а иногда и виньетирование (см. § 14.4).

Расчет коэффициента  $k_m$ , учитывающего потери мощности сигнала при модуляции и детектировании, рассматривался в § 9.3.

В реальной конструкции по разным причинам иногда трудно оптимально согласовать параметры приемника с параметрами оптических и электронных звеньев. Это можно учесть коэффициентом  $\eta_{\text{ср}}$ . Рассмотрим, что определяет этот коэффициент.

Одной из его составляющих является коэффициент  $k_q$ , учитывающий возможное несоответствие между площадью чувствительного слоя приемника и площадью сечения пучка в месте установки этого слоя  $A_\phi$ . Несмотря на то, что чаще всего стремятся к тому, чтобы размер сечения пучка в плоскости чувствительного слоя был меньше размеров площади приемника  $A$ , иногда все же приходится идти на уменьшение  $A$  по сравнению с  $A_\phi$  (например, если необходимо уменьшить уровень шума приемника). При этом без учета возможной неравномерности освещенности в сечении пучка иногда принимают  $k_q = A/A_\phi \leq 1$ .

Другой составляющей является коэффициент  $k_{\text{ш}}$ , учитывающий соотношение между шумом электронной системы, приведенным к приемнику, —  $u_{\text{шэ}}$ , и собственным шумом приемника  $u_{\text{шп}}$ , взятым в рассматриваемой полосе пропускания:

$$k_{\text{ш}} = \sqrt{\frac{u_{\text{шп}}^2}{u_{\text{шп}}^2 + u_{\text{шэ}}^2}}.$$

Наконец, следует учитывать тот факт, что уровень шума приемника на рабочей частоте модуляции — частоте сигнала (спектр мощности шума  $\varphi_{\text{шс}}$ ) и на частоте, при которой производилась паспортная характеристика приемника ( $\varphi_{\text{шр}}$ ), может быть различным. В этом легко убедиться, рассматривая типовой спектр шума приемника (см. рис. 6,2).

Это положение можно учесть с помощью коэффициента  $k_f = \sqrt{\frac{\varphi_{\text{шр}}}{\varphi_{\text{шс}}}}$ , который при белом шуме равен единице. Очевидно, что учет этих факторов необходим лишь при  $k_q < 1$ ,  $k_m < 1$ ,  $k_f < 1$ . Совокупность  $k_q$ ,  $k_m$  и  $k_f$  образует коэффициент

$$\eta_{\text{ср}} = k_q k_m k_f.$$

При расчете КПД измерительных ОЭП необходимо иметь в виду, что для образования полезного сигнала, превышающего в заданное число раз уровень шумов, часто используется не весь поток, образующий изображение источника в плоскости анализа, или не весь электрический сигнал в полосе пропускания прибора, а лишь некоторая его доля. Например, в высокоточных оптико-электронных угломерах с помощью описанных в гл. 5 и 7 компенсаторов и анализаторов регистрируют весьма малое смещение источника по угловому полю, составляющее небольшую долю его углового размера. При сдвиге изображения относительно анализатора сигнал на выходе прибора определяется не всем потоком, создающим изображение, а лишь частью, соответствующей изменению потока, проходящего через анализатор. Поэтому при подсчете КПД прибора необходимо умножать  $\eta_{\text{оэп}}$  на коэффициент, учитывающий, какую долю всего потока составляет поток, образующий измеряемое приращение сигнала. Часто можно приближенно считать этот коэффициент равным отношению порога чувствительности прибора к величине линейного участка его выходной (статической) характеристики — зависимости между входным и выходным сигналами. Причем и порог чувствительности, и величину линейного участка в зависимости от назначения прибора можно выразить в виде потоков, облученностей, угловых или линейных координат и т.п.

## 14.6. Расчет вероятностей обнаружения сигнала на фоне помех

При расчете величины  $\mu$ , устанавливающей соотношение между полезным сигналом и шумом, необходимо учитывать их случайный характер. Пользуясь данными выше определениями таких критериев качества ОЭП, как вероятности правильного обнаружения  $D$  и ложной тревоги  $F$  (см. § 11.2), рассмотрим один из возможных путей такого расчета.

Выше отмечалось, что вероятности  $D$  и  $F$  зависят от законов распределения случайных величин — полезного сигнала  $s$ , шумов и помех  $n$ , их смеси  $x$ , а также от выбранного порога срабатывания  $x_0$ .

С учетом приведенных выше формул для полностью известного (детерминированного) полезного сигнала и гауссовской помехи можно записать

$$D = \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} \int_{x_0}^{\infty} \exp\left[-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma_x^2}\right] dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right] dt - \int_{-\infty}^{\frac{x_0-\bar{x}}{\sigma_x}} \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right] dt \right] = \frac{1 - \Phi\left(\frac{x_0-\bar{x}}{\sigma_x}\right)}{2}, \quad (14.14)$$

$$F = \frac{1}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} \int_{x_0}^{\infty} \exp\left[-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\sigma_n^2}\right] dn, \quad (14.15)$$

где  $\sigma_n$  и  $\sigma_x$  — средние квадратические значения  $n$  и  $x$ ;  $x_0$  — порог обнаружения;  $\bar{x}$  и  $\bar{n}$  — математические ожидания (средние значения)  $x$  и  $n$ ;  $t = \frac{x-\bar{x}}{\sigma_x}$ ;  $\Phi(x) = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \int_0^x \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt$  — интеграл вероятностей.

Если обозначить отношение пикового сигнала  $s$  к среднему квадратическому значению случайной составляющей смеси сигнала и помех  $\sigma_x$  через  $\mu$  (отношение сигнал/шум), а отношение разности порога срабатывания  $x_0$  и среднего значения помехи  $\bar{n}$  к  $\sigma_x$  через  $\mu_0$  (отношение порог/шум), то можно записать

$$D = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\mu_0-\mu}^{\infty} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt = f(\mu_0),$$

где  $\mu_0 = \mu - \mu_n$ .

Для полезного сигнала в виде гауссовской случайной функции с дисперсией  $\sigma_s^2$  и математическим ожиданием  $\bar{s} = \bar{x}$  и аддитивной гауссовской помехи с  $\bar{n} = 0$

$$D = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\sigma_s^2 + \sigma_n^2)}} \int_{x_0}^{\infty} \exp\left[-\frac{(x-\bar{s})^2}{2(\sigma_s^2 + \sigma_n^2)}\right] dx = 0,5 \left[ 1 - \Phi\left(\frac{x_0 - \bar{s}}{\sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_n^2}}\right) \right], \quad (14.16)$$

а величина  $F$  определяется выражением (14.15).

При заданных или известных величинах  $s$  и  $\sigma_n$  вероятность ложной тревоги  $F$  зависит только от величины  $x_0$ , но не от значения сигнала. Это значит, что величину  $x_0$  можно выбирать непосредственно по заданной вероятности ложной тревоги  $F$ . Вероятность правильного обнаружения  $D$  также зависит от  $x_0$ , т.е. может быть выражена как функция вероятности  $F$ . В то же время вероятность  $D$  является функцией не только  $x_0$  (т.е. одновременно и  $F$ ), но и функцией относительной величины полезного сигнала  $\mu = \bar{s}/\sigma_x$ , если считать, что величина сигнала близка к среднему значению  $x$ , т.е.  $\bar{s} \approx \bar{x}$ . Зависимости вероятности правильного обнаружения от  $F$  и  $\mu$  принято называть характеристиками обнаружения или рабочими характеристиками системы обнаружения.

Величину  $\mu = \bar{s}/\sigma_x$  иногда называют параметром обнаружения. В специальной литературе значения  $\mu$  рассчитаны для сигналов и помех различного вида. В качестве примера на рис. 14.5 приведены характеристики обнаружения  $D = f(F, \mu)$  для случая гауссовской помехи и сигналов с полностью определенными параметрами (штрих-пунктирные линии) и со случайной амплитудой и начальной фазой (сплошные линии).

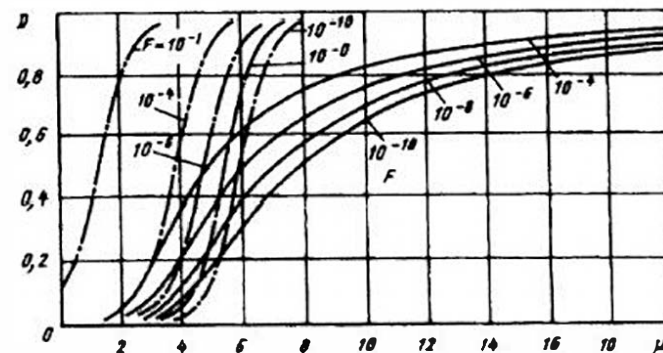


Рис. 14.5. Характеристики обнаружения



Законы распределения вероятностей сигналов от наблюдаемых или контролируемых объектов, а также помех и шумов иногда принято выражать в относительных единицах, причем часто абсолютные значения  $x$ ,  $n$ ,  $s$  нормируют к среднему квадратическому значению шума приемника  $\sigma_n$ , что объясняется зависимостью  $\sigma_n$  от вида приемника, размера его площади, допуски пропускания системы и ряда других конструктивных факторов, неизвестных на первых этапах энергетического расчета, а также тем, что именно шум приемника чаще всего определяет предельные возможности всего ОЭП.

Иногда рабочую характеристику системы строят как зависимость вероятности правильного обнаружения от вероятности ложной тревоги при различных отношениях эффективного (среднего квадратического) или амплитудного значения сигнала к среднему квадратическому значению шума. Для ее построения рассчитываются интегральные вероятности того, что амплитуды смеси сигнала и шума и одного шума превышают некоторый порог.

В [24] приведены графики таких рабочих характеристик для ОЭП, в которых пороговый уровень устанавливается после квадратичного детектирования, т.е. после подавления сигнала несущей частоты и выделения сигнала частоты управления. Тангенс угла наклона рабочих характеристик  $p_x(x) = f[p_n(x)]$  является отношением правдоподобия для заданной вероятности ложной тревоги.

Часто обнаружение полезного сигнала на фоне помех происходит в течение достаточно длительного времени  $\tau_{\text{д}}$ , заметно превышающего период просмотра поля обзора  $T_k$  (время кадра, период сканирования). В таких случаях необходимо учитывать изменения величин  $D$  и  $F$  по сравнению с теми, которые имеют место при обнаружении одиночного сигнала на фоне помех за один период просмотра поля. В [24] рассмотрена методика расчета отношения сигнал/шум  $\mu_0$ , требуемого для заданной частоты ложных тревог и заданной величины  $D$ , при условии, что за время  $T_k$  мгновенное угловое поле проходит каждую точку поля обзора за время  $\tau_0$ , а сигнал за время  $T_k$  возникает лишь один раз. Для этого случая полное число возможных случаев ложной тревоги составляет  $\tau_{\text{д}}/\tau_0$ . Число этих возможных случаев за время обнаружения  $\tau_{\text{д}}$  равно  $\tau_{\text{д}}/T_k$ . Рассмотренная в [24] методика позволяет построить рабочие характеристики в виде зависимости произведения времени ложных тревог  $\tau_{\text{л}}$  на ширину полосы пропускания  $\Delta f \approx 1/\tau_0$  от величины  $\mu_0$  при различных заданных вероятностях  $D$ .

Таким образом, рассчитав характеристики обнаружения для конкретных условий работы ОЭП или воспользовавшись уже известными характеристиками, находим по ним значение  $\mu$ , при котором обеспе-

чиваются заданные значения  $D$  и  $F$ , а также требуемое отношение правдоподобия, т.е. решаем задачу, поставленную на третьем этапе обобщенной методики энергетического расчета ОЭП (см. § 14.2).

Для многих измерительных и следящих ОЭП выбор отношения сигнал/шум зависит от требований к их точности. Например, для оптико-электронной следящей системы, рассмотренной в § 10.1, величину  $\mu$  можно найти по формуле (10.6):

$$\mu = \alpha_n / (\sigma_n K_s).$$

если известны заданная средняя квадратическая погрешность слежения  $\sigma_n$ , линейная зона статической характеристики  $\alpha_n$  и передаточный коэффициент цепи обратной связи  $K_s$ . Аналогичная (обратная пропорциональная) зависимость между  $\mu$  и  $\sigma_n$  существует и для измерительных ОЭП.

#### 14.7. Расчет отношения сигнал/шум на выходе системы первичной обработки информации

Полученные в гл. 10 выражения для спектров сигналов и шумов (помех) на выходе приемника излучения или на выходе системы первичной обработки информации ОЭП позволяют рассчитать отношение сигнал/шум, определяемое для оптимального фильтра общей формулой вида (11.11), а в случае учета некоррелированных внешних и внутренних шумов по формуле

$$\mu = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|S(j\omega)|^2}{W(\omega) + \Phi_{\text{ш}}(\omega)} d\omega, \quad (14.17)$$

где  $S(j\omega)$  — спектр сигнала;  $W(\omega)$  и  $\Phi(\omega)$  — спектральные плотности мощности (спектры Хинчина-Винера) внешних и внутренних шумов соответственно.

Числитель подынтегрального выражения определяется с помощью методики, рассмотренной в § 10.6. Часто в качестве внешнего шума рассматривают случайный сигнал, возникающий при сканировании «пестрого» излучающего фона, а в качестве преобладающей составляющей внутренних шумов — шум приемника излучения. Все спектры, входящие в эту формулу, приводятся к одной и той же точке структурной схемы ОЭП, например ко входу прибора или к выходу системы первичной обработки информации (СПОИ).

Методика такого приведения и преобразования многомерных (в простейшем случае двумерных) спектров детерминированного сигнала и шумов к одномерным спектрам — функциям временной частоты рас-

смотрена в гл. 10. Формулы, приведенные в §§10.6...10.9, позволяют рассчитать отношение сигнал/шум на выходе СПОИ ОЭП, если известны спектры сигнала и помех, а также частотные характеристики оптической системы, анализатора-модулятора, приемника излучения, электронного тракта СПОИ.

Рассмотрим достаточно простую и удобную для ряда практических применений методику расчета отношения сигнал/шум на выходе приемника.

Если на вход ОЭП поступает сигнал в виде потока излучения  $\Phi_c(\lambda)$ , являющегося функцией длины волны излучения  $\lambda$ , то сигнал после его прохождения через оптическую систему, модулятор-анализатор и приемник излучения может быть представлен в виде

$$u_{c,вых} = k_m \int_0^{\infty} \Phi_c(\lambda) \tau_o(\lambda) s_{v_f}(\lambda) d\lambda. \quad (14.18)$$

где  $k_m$  — коэффициент, учитывающий видоизменения и, в частности, потери мощности сигнала за счет модуляции потока, и преобразования сигнала в электронных звеньях ОЭП (см. § 9.3);  $\tau_o(\lambda)$  — спектральная характеристика пропускания всей оптической системы, включая и модулятор;  $s_{v_f}(\lambda)$  — спектральная характеристика вольтовой чувствительности приемника излучения для центральной частоты  $f_r$  полосы пропускания электронного тракта, при которой проводилась паспортизация приемника, т.е. определение  $s_v$ . Значения  $\Phi_c(\lambda)$  и  $s_{v_f}(\lambda)$  в (14.18) берутся обычно в абсолютных единицах.

В общем виде  $k_m$  можно выразить через спектр сигнала на выходе модулятора  $\Phi_\xi(\omega)$ , частотную характеристику приемника  $s_v(\omega)$  и частотную характеристику электронного тракта  $K_s(\omega)$ , как

$$k_m(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_\xi(\omega) s_v(\omega) K_s(\omega) \exp(j\omega t) d\omega. \quad (14.19)$$

т.е.  $k_m(t)$  описывает форму сигнала на выходе СПОИ ОЭП. (Методика определения  $\Phi_\xi(\omega)$  рассматривалась в § 10.6. Значения  $\Phi_\xi(\omega)$ ,  $s_v(\omega)$  и  $K_s(\omega)$  берутся в относительных единицах). В зависимости от того, какое значение  $u_{c,вых}$  берется для образования отношения сигнал/шум — пиковое или эффективное, функцию  $k_m(t)$  можно заменить соответствующим коэффициентом  $k_m$ . На первых стадиях расчета ОЭП, когда частотные характеристики его звеньев неизвестны, можно для выбранного вида модуляции сигнала воспользоваться априорными приближенными значениями  $k_m$ , приведенными, например, в § 9.3.

На практике часто удобнее в качестве аргумента спектров и частотных характеристик звеньев ОЭП использовать циклическую частоту  $f = \omega/2\pi$ .

Среднее квадратическое значение шума на выходе приемника излучения можно найти, если известны спектральные плотности мощности внутренних шумов  $\Phi_{ш}(f)$  и внешних шумов  $W_a(f)$ , приведенных ко входу приемника:

$$\sigma_{ш,вых} = \int_{f_1}^{\tau} \left[ \Phi_{ш}(f) + W_a(f) s_v(f)^2 \right] df. \quad (14.20)$$

О методике определения  $W_a(f)$  говорилось в § 10.9 (см., например, (10.9)). Реальные пределы интегрирования в (14.19) и (14.20) определяются полосой пропускания  $\Delta f$  конкретного ОЭП.

Отношение сигнал/шум на выходе приемника в общем виде

$$\mu_u = \frac{u_{c,вых}}{\sigma_{ш,вых}} = \frac{k_m \int_0^{\infty} \Phi_c(\lambda) \tau_o(\lambda) s_{v_f}(\lambda) d\lambda}{\sigma_{ш,вых}}. \quad (14.21)$$

Рассмотрим случай, когда преобладают внутренние шумы — шумы приемника со спектральной плотностью  $\Phi_{ш}(f)$ , а внешними шумами можно пренебречь, т.е. считаем, что в (14.20)  $W_a(f) = 0$ . Будем учитывать, что частоты модуляции при паспортизации  $\omega_r = 2\pi f_r$  и при работе ОЭП  $\omega_c = 2\pi f_c$  могут быть различны.

Иногда удобно пользоваться спектральной характеристикой не чувствительности  $s_v$ , а обнаружительной способности приемника, т.е.  $D^*(\lambda)$ , которую можно представить в виде

$$D^*(\lambda, f) = \frac{s_v(\lambda, f)}{\sigma_{шr}} \sqrt{A \Delta f} = s_v(\lambda, f) \sqrt{\frac{A \Delta f}{f_r \Delta f^2}} \sqrt{\int_{f_r - \Delta f/2}^{f_r + \Delta f/2} \Phi_{ш}(f) df}, \quad (14.22)$$

где  $A$  — площадь чувствительного слоя приемника;  $\sigma_{шr}$  — среднее квадратическое значение шума приемника в полосе  $\Delta f$ , имеющее место при его паспортизации.

При  $f_r \gg \Delta f$  и постоянстве частотной характеристики  $s_v(f)$  в узкой полосе частот  $\Delta f$  для условий паспортизации можно принять  $\Phi_{ш}(f) = \Phi_{шr}$  и

$$D_r^*(\lambda) = s_{vfr}(\lambda) \sqrt{\frac{A}{\Phi_{шr}}}. \quad (14.23)$$

Подставляя полученное из (14.23) значение  $s_{\nu_f}(\lambda)$  в (14.21) с учетом (14.20) при  $W_s(f) = 0$ , получим

$$\mu_u = \frac{k_m \int_0^{\infty} \Phi_c(\lambda) \tau_o(\lambda) D_r^*(\lambda) d\lambda}{\sqrt{A \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Phi_{ш}(f)}{\Phi_{шт}} df}}$$

Используя понятие об эквивалентной полосе шума  $\Delta f_s$ , которая определяется как ширина идеализированного прямоугольного спектра мощности шума с амплитудой  $\Phi_{шс}$  (на частоте  $f_c$ ) и с площадью, равной площади реального спектра мощности шума, причем центр этой полосы лежит на частоте модуляции сигнала  $f_c$ , интеграл в знаменателе последнего выражения можно заменить следующим образом:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Phi_{ш}(f)}{\Phi_{шт}} df = \frac{\Phi_{шс}}{\Phi_{шт}} \Delta f_s.$$

Принимая введенное в § 14.5 обозначение  $k_f$  для отношения  $\sqrt{\Phi_{шт} / \Phi_{шс}}$ , получим формулу для расчета отношения сигнал/шум в рассматриваемом случае:

$$\mu_u = \frac{k_m k_f \int_0^{\infty} \Phi_c(\lambda) \tau_o(\lambda) D_r^*(\lambda) d\lambda}{\sqrt{A \Delta f_s}} \quad (14.24)$$

Следует отметить, что при расчете  $\mu_u$  по формуле (14.24) и другим, рассмотренным ниже, необходимо учитывать зависимость  $s_{\nu_f}$  и  $D_r^*$  от уровня фоновой засветки приемника, создаваемой, например, излучением сред, через которые проходит полезный сигнал, или помех, находящихся в угловом поле ОЭП. Этот учет возможен, если известны фоновые и энергетические характеристики  $s_{\nu_f}$  и  $D_r^*$ .

Если при вычислении  $\mu_u$  по формулам (14.21), (14.24) и другим удобно пользоваться нормированными значениями  $s_{\nu_f}$  и  $D_r^*$ , т.е. их спектральными характеристиками в относительных единицах, то следует пересчитать к условиям работы ОЭП абсолютные значения  $s_{\nu_f \max}$  и  $D_r^* \max$ , выносимые из-под знака интеграла в этих формулах. Методика такого пересчета описывалась в § 6.4.

Величину  $\Phi_c(\lambda)$ , входящую в формулы для  $\mu_u$ , можно выразить через параметры излучателя, среды и ОЭП. Напомним, что в соответствии с принятыми в § 14.3 обозначениями для точечного излуча-

теля — источника полезного сигнала

$$\Phi_c(\lambda) = \tau_c(\lambda) I_c(\lambda) A_{вх} / l^2,$$

для «площадного» излучателя

$$\Phi_c(\lambda) = \tau_c(\lambda) L_c(\lambda) \Delta A A_{вх} / l^2,$$

для протяженного излучателя

$$\Phi_c(\lambda) = \tau_c(\lambda) L_c(\lambda) q A_{вх} / f'^2 \approx \tau_c(\lambda) L_c(\lambda) A_{вх} \Delta \Omega_{ОЭП}.$$

(14.25)

Подставляя эти выражения в формулы для  $\mu_u$  соответственно конкретному типу излучателя, можно определить взаимозависимость параметров всех звеньев ОЭП.

В практике работы многих ОЭП преобладающее влияние имеют внешние шумы, прежде всего шумы фона (шумы модуляции «пестрого» фона). Если известна спектральная плотность этих шумов  $W_{вх}(\omega_p)$  (двумерный или многомерный спектр Хинчина-Винера), то спектр мощности шума на выходе СПОИ может быть найден по методике, описанной в § 10.9, путем приведения спектра  $W_s(\omega)$  на выходе анализатора к выходу всей СПОИ.

Определение спектра мощности фоновых шумов  $W_{вх}(\omega_p)$  (или выбор его модели) часто затруднено. Поэтому иногда рекомендуется (см., например, [24]) в качестве исходной величины выбирать некоторый, чаще всего средний квадратический, уровень переменной составляющей яркости «пестрого» фона  $\sigma_{L\phi}$  и считать фон протяженным излучателем. Тогда при малых угловых полях  $\Delta \Omega_{ОЭП}$  среднее квадратическое значение потока, приходящего от фона на вход ОЭП и образующего сигнал помехи на его выходе, будет

$$\sigma_{\phi\phi}(\lambda) = \sigma_{L\phi}(\lambda) \tau_c(\lambda) A_{вх} \Delta \Omega_{ОЭП},$$

где  $\tau_c(\lambda)$  — спектральный коэффициент пропускания среды распространения,  $A_{вх}$  — площадь входного зрачка,  $\Delta \Omega_{ОЭП}$  — телесный угол, соответствующий угловому полю ОЭП.

Отношение сигнал/шум для рассматриваемого случая

$$\mu_u = \frac{k_m \int_0^{\infty} \Phi_c(\lambda) \tau_o(\lambda) s_{\nu_f}(\lambda) d\lambda}{A_{вх} \Delta \Omega_{ОЭП} \int_0^{\infty} \sigma_{L\phi}(\lambda) \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) s_{\nu_f}(\lambda) d\lambda} \quad (14.26)$$

Часто ОЭП должен чувствовать различие между сигналами, поступающими на его вход в случае присутствия в угловом поле на-

блюдаемого объекта и в случае его отсутствия. Анализ поля может проводиться путем сканирования анализатором или путем просмотра поля многоэлементным приемником. На рис. 14.6 показаны примеры сигналов, образующихся на выходе приемника при сканировании или просмотре поля, когда обнаруживаемый объект отсутствует (рис. 14.6, а) или присутствует (рис. 14.6, б) в просматриваемом поле.

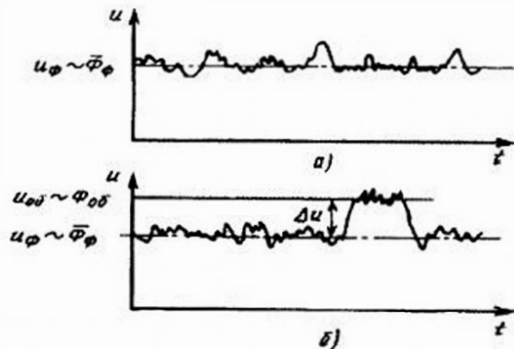


Рис.14.6. Сигналы на выходе приемника излучения при сканировании поля обзора

Флуктуации сигнала могут возникать как вследствие шумов (пестрый фон, случайные дрожания ОЭП и т.п.), так и вследствие внутренних шумов, главным образом, шумов приемника излучения.

Контраст изображения объекта определяется разностью сигналов, соответствующих наличию и отсутствию объекта. Можно принять, что эта разность  $\Delta\Phi$  пропорциональна разности потоков, приходящих на вход прибора при наличии объекта и в его отсутствие ( $\Phi_{об}$  и  $\bar{\Phi}_{ф}$ ).

Если считать, что среднее квадратическое значение потока  $\sigma_{\Phi_{вп}}$ , приходящего на вход ОЭП, остается постоянным в обоих случаях, то контрастное отношение сигнал/шум

$$\mu_{квх} = \Delta\Phi / \sigma_{\Phi}$$

может быть определено как

$$\mu_{квх} = \frac{\Phi_{об} - \bar{\Phi}_{ф}}{\sqrt{\sigma_{\Phi_{вп}}^2 + \Phi_{\text{ПОЭП}}^2}}$$

где  $\sigma_{\Phi_{вп}}^2$  — дисперсия внешних шумов;  $\Phi_{\text{ПОЭП}}^2$  — дисперсия внутренних шумов, приведенных ко входу ОЭП.

Соответственно, контрастное отношение сигнал/шум на выходе ОЭП

$$\mu_{ик} = \Delta u / \sigma_{ш_u}$$

где  $\Delta u$  — разность сигналов на выходе ОЭП (его СПОИ);  $\sigma_{ш_u}$  — среднее квадратическое значение шумов, приведенное к той же точке схемы ОЭП, что и  $\Delta u$ .

Для расчета величины  $\Delta\Phi$ , т.е. образования разности  $\Phi_{об} - \bar{\Phi}_{ф}$ , можно воспользоваться теми же формулами (14.5), (14.6), (14.25) и им подобными, применительно к условиям работы конкретного прибора.

Например, если ОЭП работает в спектральном диапазоне  $\lambda_1 \dots \lambda_2$  и предназначен для обнаружения объекта, имеющего яркость  $L_{об}(\lambda)$  и перекрывающего поочередно с фоном яркостью  $L_{ф}(\lambda)$  все мгновенное угловое поле прибора  $\Delta\Omega_{\text{ОЭП}}$ , с учетом (14.8) можно записать

$$\mu_{ик} = \frac{k_m \Delta\Omega_{\text{ОЭП}} A_{вх} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [\tau_{с,об}(\lambda) L_{об}(\lambda) - \tau_{с,ф}(\lambda) L_{ф}(\lambda)] \tau_o(\lambda) s_{v\tau}(\lambda) d\lambda}{\sigma_{ш_u}}$$

Приведенные выше формулы могут быть несколько видоизменены применительно к различным случаям работы или различным схемам ОЭП. Так, используя формулу (5.10), при малых угловых полях  $\omega$  и квадратной форме чувствительного слоя приемника, в которую вписывается сечение пучка в виде круга диаметром  $l_r$ , площадь чувствительного слоя можно представить как

$$A = l_r^2 = (2DK \text{tg } \omega)^2 = (4/\pi) D^2 K^2 \Delta\Omega, \quad (14.27)$$

где телесный угол мгновенного поля зрения  $\Delta\Omega = (4/\pi) \cdot (2 \text{tg } \omega)^2$ ;  $K = f/D$ . Подставляя (14.27) в (14.24) с учетом (14.25) для протяженного источника, получим

$$\mu_u = \frac{k_m k_f \sqrt{\pi \Delta\Omega} A_{вх} \int_0^{\infty} \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) L_c(\lambda) D_r^2(\lambda) d\lambda}{2KD \sqrt{\Delta f_s}} \quad (14.28)$$

или при круглой форме входного зрачка, т.е. при  $A_{вх} = \pi D^2/4$ ,

$$\mu_u = \frac{k_m k_f \pi^{3/2} D \sqrt{\Delta\Omega}}{8K \sqrt{\Delta f_s}} \int_0^{\infty} \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) L_c(\lambda) D_r^2(\lambda) d\lambda.$$

В том случае, когда в оптической системе ОЭП применяется коллектив, т.е. размер площади приемника в соответствии с формулой

(5.9)  $l_2 = 2DK_k \operatorname{tg} \omega$ , последние выражения сохраняют свою справедливость при замене  $K$  на  $K_k$ .

Это выражение может быть использовано, например, при энергетическом расчете оптико-электронного радиометра.

При работе ОЭП активного типа, когда передающая система может быть представлена излучателем, имеющим площадь  $A_{\text{вых}}$  и яркость  $L'$  (см. § 14.3), а основным видом шума является шум приемника излучения, пользуясь описанной выше методикой, можно получить следующее выражение для отношения сигнал/шум:

$$\mu_u = \frac{k_u k_f A_{\text{вых}} \Delta \Omega_{\text{ОЭП}}}{\sqrt{A \Delta f_s}} \int_0^{\infty} \tau_c(\lambda) \tau_{o1}(\lambda) \tau_{o2}(\lambda) L'(\lambda) D_k^*(\lambda) d\lambda, \quad (14.29)$$

где  $k_u$  — коэффициент, учитывающий потери потока при модуляции (см. § 9.3). Здесь принимается, что передающая система, имеющая яркость источника  $L'(\lambda)$ , коэффициент пропускания  $\tau_{o1}(\lambda)$ , площадь выходного зрачка  $A_{\text{вых}}$ , имеет диаграмму направленности, полностью перекрывающую угловое поле приемной системы, т.е. рассматривается как протяженный излучатель. Такой случай типичен, например, для оптических систем связи.

В тех случаях, когда передающая система облучает («подсвечивает») исследуемый объект, а приемная система принимает отраженное или рассеянное излучение от этого объекта (см. рис. 14.3), выражение для величины  $\mu_u$  может быть найдено путем подстановки в (14.24)  $\Phi_c(\lambda)$ , определенного по формуле, аналогичной (14.11), в которую следует ввести спектральный коэффициент пропускания приемной оптической системы  $\tau_{o2}(\lambda)$ .

## 14.8. Расчет пороговой чувствительности оптико-электронного прибора

Полученные в §§14.2–14.7 формулы позволяют рассчитать один из важнейших параметров ОЭП — пороговую чувствительность. Для систем обнаружения энергетическая пороговая чувствительность обычно определяется как значение входного сигнала — потока или освещенности на входном зрачке прибора, обеспечивающего заданное отношение сигнал/шум  $\mu_o$ . Иными словами, в спектральной полосе  $\Delta\lambda$ , сигнал, приходящий на входной зрачок и равный  $\int_{\Delta\lambda} \Phi_c(\lambda) d\lambda$ , должен

превышать порог чувствительности прибора  $\Phi_{\text{п.оэп}}$  в  $\mu_o$  раз, т.е.

$$\int_{\Delta\lambda} \Phi_c(\lambda) d\lambda \geq \mu_o \Phi_{\text{п.оэп}}.$$

Для систем воспроизведения (измерительных или следящих систем) помимо энергетической пороговой чувствительности часто говорят о пороге чувствительности по измеряемому или отслеживаемому параметру  $\alpha$ , например по угловому рассогласованию, определяемому часто средней квадратической погрешностью  $\sigma_\alpha$  (см. § 10.1).

Если пороговую чувствительность ОЭП выразить через эквивалентную шуму облученность входного зрачка площадью  $A_{\text{вх}}$ , то

$$E_{\text{п.оэп}}^o = \Phi_{\text{п.оэп}} / A_{\text{вх}} = \int_{\Delta\lambda} \Phi_c(\lambda) d\lambda / (\mu_o A_{\text{вх}}). \quad (14.30)$$

Для систем обнаружения величину  $\mu_o$  находят из характеристик обнаружения (см. § 14.6).

Пороговая чувствительность  $E_{\text{п.оэп}}$  может быть также найдена в виде функции параметров ОЭП, если вместо  $\mu_o$  в (14.30) подставить величину  $\mu_u$ , определяемую по формулам, приведенным в § 14.7. Такая подстановка позволяет более наглядно представить зависимость  $E_{\text{п.оэп}}$  от параметров ОЭП, в частности, от параметров приемника излучения и электронного тракта, и варьировать ими в процессе проектирования прибора. Во всех случаях следует сопоставить рассчитанное с помощью формул § 14.7 значение  $E_{\text{п.оэп}}$  с  $E_{\text{п.оэп}}^o$ , и если  $E_{\text{п.оэп}} > E_{\text{п.оэп}}^o$ , то путем изменения тех или иных параметров необходимо добиться соблюдения неравенства  $E_{\text{п.оэп}} \leq E_{\text{п.оэп}}^o$  т.е.  $\mu_u \geq \mu_o$ .

Приведем несколько характерных для практики примеров расчета  $E_{\text{п.оэп}}$ .

Заменим в (14.30)  $\mu_o$  на  $\mu_u$  и используем полученную ранее формулу (14.24) для случая преобладания внутренних шумов — шумов приемника излучения. Тогда

$$E_{\text{п.оэп}} = \frac{\sqrt{A \Delta f_s} \int_0^{\infty} \Phi_c(\lambda) d\lambda}{A_{\text{вх}} k_u k_f \int_0^{\infty} \Phi_c(\lambda) \tau_o(\lambda) D_k^*(\lambda) d\lambda}. \quad (14.31)$$

Для монохроматического источника или узкой спектральной полосы пропускания, в которой величины  $\Phi_c(\lambda)$ ,  $\tau_o(\lambda)$  и  $D_k^*(\lambda)$  можно принять постоянными, т.е.  $\Phi_c(\lambda) = \Phi_{c\lambda}$ ,  $\tau_o(\lambda) = \tau_{o\lambda}$ ,  $D_k^*(\lambda) = D_{k\lambda}^*$ ,

$$E_{\text{п.оэп}\lambda} = \frac{\sqrt{A \Delta f_s}}{A_{\text{вх}} k_u k_f \tau_{o\lambda} D_{k\lambda}^*}. \quad (14.32)$$

Аналогичные выражения можно получить и в случае преобладания внешних фоновых шумов (см. (14. 26)):

$$E_{\text{п оэп}} = \frac{\Delta\Omega \int_0^{\infty} \Phi_c(\lambda) d\lambda \int_0^{\infty} \sigma_{L_{\Phi}}(\lambda) \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) s_{v_f}(\lambda) d\lambda}{k_{\text{м}} \int_0^{\infty} \Phi_c(\lambda) \tau_o(\lambda) s_{v_f}(\lambda) d\lambda}$$

и для узкой полосы при  $\sigma_{L_{\Phi}}(\lambda) = \sigma_{L_{\Phi\lambda}}$  и  $\tau_c(\lambda) = \tau_{c\lambda}$

$$E_{\text{п оэп}\lambda} = \frac{\Delta\Omega \sigma_{L_{\Phi\lambda}} \tau_{c\lambda}}{k_{\text{м}}}$$

Подставляя в выражение (14.30) приведенные в предыдущем параграфе формулы для отношения сигнал/шум, легко получить выражения для различных ОЭП. Так, для оптико-электронных спектро-радиометров, работающих в узком спектральном диапазоне по протяженным излучателям, в соответствии с (14.30) и (14.28)

$$E_{\text{п оэп}} = \frac{2KD\sqrt{\Delta f_s} \Delta\Omega_{\text{оэп}}}{k_{\text{м}} k_f \sqrt{\pi} A_{\text{вх}} \tau_{o\lambda} D_{\lambda k}^*}$$

При расчете оптико-электронной следящей системы, у которой ширина полосы частот системы управления  $\Delta f_y$  и постоянная времени  $\tau_y$  связаны между собой как  $\Delta f_y = 1/(k_{y_f} \tau_y)$ , в (14.31) подставляют значение  $\Delta f_y$  вместо  $\Delta f_s$ . Тогда, принимая излучатель «площадным» (см. формулу (14.6)) и считая преобладающим шум приемника, получаем

$$E_{\text{п оэп}} = \frac{\sqrt{A} \int_0^{\infty} \tau_c(\lambda) L_c(\lambda) d\lambda}{k_{\text{м}} k_f \sqrt{k_{y_f} \tau_y} A_{\text{вх}} \int_0^{\infty} \tau_c(\lambda) L_c(\lambda) \tau_o(\lambda) D_{\lambda k}^*(\lambda) d\lambda}$$

Если же преобладает внешний фоновый шум, то с учетом (14.30) и (14.26)

$$E_{\text{п оэп}} = \frac{\Delta\Omega \int_0^{\infty} \tau_c(\lambda) L_c(\lambda) d\lambda \int_0^{\infty} \sigma_{L_{\Phi}}(\lambda) \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) s_{v_f}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} L_c(\lambda) \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) s_{v_f}(\lambda) d\lambda}$$

Аналогичным образом могут быть найдены формулы для расчета  $E_{\text{п оэп}}$  (или  $\Phi_{\text{п оэп}}$ ) и в других случаях работы разнообразных ОЭП.

Методика расчета еще одной пороговой характеристики — эквивалентной шумовой температуры (или разности температур)  $\Delta T_{\text{п}}$  — рассмотрена в § 14.9.

Полученные в § 14.7 формулы могут быть использованы и при расчете других пороговых параметров и характеристик ОЭП.

Например, при определении погрешности  $\sigma_{\alpha}$  оптико-электронной следящей системы в соответствии с формулой (10.6), т.е. при  $\sigma_{\alpha} = \alpha_{\text{п}} / (\mu_{\alpha} K_{\alpha})$ , можно воспользоваться одним из «развернутых» выражений для  $\mu_{\alpha}$ . Так, если в системе преобладает шум приемника излучения, то в соответствии с (10.6) и (14.24)

$$\sigma_{\alpha} = \frac{\alpha_{\text{п}} \sqrt{A \Delta f_s}}{K_{\alpha} k_{\alpha} k_f \int_0^{\infty} \Phi_c(\lambda) \tau_o(\lambda) D_{\lambda k}^*(\lambda) d\lambda}$$

где  $\Phi_c(\lambda)$  определяется в соответствии с одной из формул (14.25).

Подобным образом можно найти зависимость  $\sigma_{\alpha}$  от параметров и условий работы ОЭП и в других случаях, т.е. воспользоваться соответствующими этим условиям выражениями для отношения сигнал/шум.

Для ряда приборов, например для ОЭП, создающих изображение, важной пороговой характеристикой является разность яркостей  $\Delta L_{\text{п}}$  двух соседних элементов пространства объектов, при которой соответствующий ей разностный сигнал на выходе ОЭП равен уровню шумов. Эта разность является функцией ряда параметров: температуры, коэффициентов излучения и отражения, освещенности, создаваемой внешним излучателем. Ниже будет дан расчет эквивалентной шумам разности температур отдельных элементов пространства объектов, различаемой ОЭП и во многом определяющей порог  $\Delta L_{\text{п}}$ .

Приведем формулу, определяющую зависимость  $\Delta L_{\text{п}}$  от параметров прибора. Так как разность освещенностей входного зрачка  $\Delta E_{\lambda}$ , соответствующая разности  $\Delta L_{\lambda}$ , в узком спектральном диапазоне равна  $\Delta E_{\lambda} = \Delta L_{\lambda} \Delta\Omega_2 \tau_{c\lambda}$ , (см. § 3.2), то

$$\Delta E_{\text{п оэп}\lambda} = \Delta\Omega_2 \Delta L_{\text{п}\lambda} \tau_{c\lambda}$$

Используя полученные выше формулы (14.28) и (14.32), можно определить пороговое значение разности  $\Delta L_{\text{п}\lambda}$ , эквивалентной шумам приемника излучения:

$$\Delta L_{\text{п}\lambda} = \frac{E_{\text{п оэп}\lambda}}{\Delta\Omega_2 \tau_{c\lambda}} = \frac{2KD\sqrt{\Delta f_s} \Delta\Omega_2}{k_{\text{м}} k_f \sqrt{\pi} A_{\text{вх}} \tau_{c\lambda} \tau_{o\lambda} D_{\lambda k}^*}$$

### 14.9. Расчет температурной разрешающей способности оптико-электронного прибора и эквивалентных шуму разностей излучательных и отражательных способностей

Одним из важнейших критериев качества ряда ОЭП является температурная разрешающая способность, оцениваемая минимальным изменением температуры исследуемого объекта или минимальной разностью температур двух излучателей, различаемых отдельно прибором. Определение этого критерия  $\Delta T_n$  было дано выше (см. §14.1).

Изменение сигнала, поступающего на вход ОЭП, может быть вызвано не только изменением температуры наблюдаемого объекта (или объектов), но и изменением или различием других энергетических характеристик, например излучательных и отражательных способностей, т.е. коэффициентов излучения  $\varepsilon$  или отражения  $\rho$ . В этих случаях качество ОЭП целесообразно оценивать с помощью эквивалентных шуму приращений или разностей этих коэффициентов —  $\Delta\varepsilon_n$  и  $\Delta\rho_n$ .

Общая методика расчета величин  $\Delta T_n$ ,  $\Delta\varepsilon_n$  и  $\Delta\rho_n$  остается той же, что и описанная в § 14.2. В энергетическое уравнение ОЭП подставляются значения сигналов (потоков или облученностей) в виде функций от  $T$ ,  $\varepsilon$ ,  $\rho$ . Если необходимо определить минимальные изменения  $T$ ,  $\varepsilon$ ,  $\rho$ , которые вызывают изменение выходного сигнала, эквивалентное шумам, то используется дифференциальная форма энергетического уравнения, которое решается относительно  $\Delta T$ ,  $\Delta\varepsilon$  или  $\Delta\rho$ . При расчете минимальных различимых на фоне шумов разностей  $\Delta T$ ,  $\Delta\varepsilon$  или  $\Delta\rho$  для двух источников сигналов в энергетическое уравнение входит разность сигналов от этих источников, которую следует представить как функцию  $\Delta T$ ,  $\Delta\varepsilon$  или  $\Delta\rho$ . Затем уравнение решается относительно одной из этих величин. Обычно принимается, что при отношении сигнал/шум  $\mu=1$   $\Delta T=\Delta T_n$ ,  $\Delta\varepsilon=\Delta\varepsilon_n$  и  $\Delta\rho=\Delta\rho_n$ .

Рассмотрим некоторые типичные для практики примеры.

Если сигнал складывается из собственного и отраженного излучения объекта, то в соответствии с (14.8) для протяженного ламбертовского излучателя (см. § 14.3) можно записать

$$\Phi_c(\lambda) = \frac{q}{4} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 \tau_c(\lambda) [\varepsilon_{об}(\lambda) M_{об}(\lambda) + \rho_{об}(\lambda) E_{об}(\lambda)].$$

С учетом зависимости  $M$ ,  $\varepsilon$ ,  $\rho$  не только от длины волны  $\lambda$ , но и от температуры объекта  $T$  последнее выражение можно переписать в виде

$$\Phi_c(\lambda) = \frac{q}{4} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 \tau_c(\lambda) [\varepsilon_{об}(\lambda, T) M_{об}(\lambda, T) + \rho_{об}(\lambda, T) E_{об}(\lambda)]. \quad (14.33)$$

Дифференцируя (14.33) по  $T$  и переходя к конечным приращениям, получаем следующее выражение для приращения потока, имеющего место при изменении  $T$  на малое значение  $\Delta T$ :

$$\Delta\Phi_c(\lambda) = \frac{q}{4} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 \tau_c(\lambda) \cdot \left[ \frac{\partial \varepsilon_{об}(\lambda, T) M_{об}(\lambda, T)}{\partial T} + \frac{\partial M_{об}(\lambda, T) \varepsilon_{об}(\lambda, T)}{\partial T} + \frac{\partial \rho_{об}(\lambda, T) E_{об}(\lambda)}{\partial T} \right] \Delta T. \quad (14.34)$$

Аналогичным образом можно найти выражение для приращения потока, приходящего на вход ОЭП от фона или от помехи.

Подставляя эти выражения в основное энергетическое уравнение ОЭП, можно найти  $\Delta T = \Delta T_n$ .

Часто на практике, например при работе в спектральном диапазоне 8 ... 14 мкм, для многих естественных источников, излучающих как серые тела,  $\varepsilon_{об}(\lambda, T) = \text{const} = \varepsilon$  и  $E_{об} \approx 0$ . При  $\lambda T \leq 3000$  в соответствии с законом Планка

$$\frac{\partial M_{об}(\lambda, T)}{\partial T} \approx \frac{C_2}{\lambda T^2} M_{об}(\lambda, T).$$

Подставляя в (14.34) это выражение, с учетом указанных выше условий получим

$$\Delta\Phi_c(\lambda) = \frac{q}{4} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 \tau_c(\lambda) \varepsilon \frac{C_2}{\lambda T^2} M_{об}(\lambda, T) \Delta T.$$

Используя приведенные выше (см. § 14.7) соотношения для перехода к сигналу на выходе ОЭП и образуя отношение сигнал/шум с учетом внутренних шумов (см. формулу (14.24)), легко получить

$$\mu_u = \frac{q(D/f')^2 \varepsilon C_2 k_u k_f \Delta T}{4T^2 \sqrt{A \Delta f_s}} \int_0^\infty \frac{M_{об}(\lambda, T)}{\lambda} \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) D_k^*(\lambda) d\lambda.$$

Отсюда при  $\mu_u=1$

$$\Delta T = \Delta T_n = \frac{4T^2 \sqrt{A \Delta f_s}}{q(D/f')^2 \varepsilon C_2 k_u k_f} \left[ \int_0^\infty \frac{M_{об}(\lambda, T)}{\lambda} \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) D_k^*(\lambda) d\lambda \right]^{-1}.$$

В тех случаях, когда в ОЭП используется многоэлементный приемник излучения, работающий в режиме временной задержки и интегрирования (см. § 8.1), в знаменатель последней формулы вводится множитель  $\sqrt{N}$ , где  $N$  — число элементов приемника с одинаковой  $D^*$ , участвующих в интегрировании (сложении, накоплении) сигнала.

Напомним, что величина  $\Delta T_n$  является одной из важнейших составляющих выражения (14.1) и ему подобных, используемых для расчета минимальной разрешаемой разности температур  $\Delta T_{\text{разр}}$  (см. § 14.1).

Если в угловое поле ОЭП при сканировании поля обзора поочередно попадают излучения от двух протяженных объектов, имеющих одну и ту же температуру  $T$  и отличающихся лишь излучательными способностями  $\varepsilon_1(\lambda, T)$  и  $\varepsilon_2(\lambda, T)$ , то в случае преобладания собственного ламбертовского излучения этих объектов над отраженным, когда можно принять  $\rho(\lambda, T) = 0$  или  $E(\lambda) = 0$ , сигналы на выходе ОЭП от этих объектов в соответствии с (14.33) и (14.18) могут быть представлены в следующем виде:

$$u_{\text{с вых1}} = \frac{q}{4} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 k_m \int_0^\infty \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) \varepsilon_1(\lambda, T) M(\lambda, T) s_{v_{f_1}}(\lambda) d\lambda;$$

$$u_{\text{с вых2}} = \frac{q}{4} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 k_m \int_0^\infty \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) \varepsilon_2(\lambda, T) M(\lambda, T) s_{v_{f_2}}(\lambda) d\lambda;$$

Примем, что в рабочем спектральном диапазоне  $\varepsilon_1(\lambda, T) = \varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2(\lambda, T) = \varepsilon_2$ . Тогда разность  $\Delta u_c = u_{\text{с вых1}} - u_{\text{с вых2}}$ , определяющая изменение полезного сигнала, может быть представлена в виде

$$\Delta u_c = \frac{q}{4} \left( \frac{D}{f'} \right)^2 k_m \Delta \varepsilon \int_0^\infty \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) M(\lambda, T) s_{v_{f_1}}(\lambda) d\lambda, \quad (14.35)$$

где  $\Delta \varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ . Если, например, в системе преобладают внутренние шумы приемника излучения, то, переходя в выражении (14.35) от вольтовой чувствительности  $s_{v_{f_1}}(\lambda)$  к обнаружительной способности  $D_{f_1}^*(\lambda)$ , аналогично тому, как это было сделано выше при выводе (14.24), легко получить основное энергетическое уравнение для рассматриваемого случая в виде

$$\mu_u = \frac{\Delta u_c}{\sigma_{\text{ш}}} = \frac{q(D/f')^2 k_m k_f \Delta \varepsilon}{4 \sqrt{A \Delta f_3}} \int_0^\infty \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) M(\lambda, T) D_{f_1}^*(\lambda) d\lambda.$$

Отсюда при  $\mu_u = 1$  можно определить  $\Delta \varepsilon = \Delta \varepsilon_n$  как

$$\Delta \varepsilon_n = \frac{4 \sqrt{A \Delta f_3}}{q(D/f')^2 k_m k_f} \left[ \int_0^\infty \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) M(\lambda, T) D_{f_1}^*(\lambda) d\lambda \right]^{-1}.$$

Совершенно аналогичным путем может быть найдена эквивалентная шуму разность отражательных способностей (коэффициентов яркости)  $\Delta \rho_n$ . Для случая преобладания отраженной составляющей излучения, т.е. при  $\varepsilon(\lambda, T) M(\lambda, T) \ll \rho(\lambda, T) E(\lambda)$ ,  $\rho_1(\lambda, T) = \rho_1$ ,  $\rho_2(\lambda, T) = \rho_2$ ,  $\Delta \rho = \rho_1 - \rho_2$

$$\mu_v = \frac{\Delta u_c}{u_{\text{ш}}} = \frac{\Delta \rho q(D/f')^2 k_m k_f}{4 \sqrt{A \Delta f_3}} \int_0^\infty \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) E(\lambda) D_{f_2}^*(\lambda) d\lambda.$$

При  $\mu_v = 1$

$$\Delta \rho_n = \frac{4 \sqrt{A \Delta f_3}}{q(D/f')^2 k_m k_f} \left[ \int_0^\infty \tau_c(\lambda) \tau_o(\lambda) E(\lambda) D_{f_2}^*(\lambda) d\lambda \right]^{-1}.$$

На значения величин  $\Delta T_n$ ,  $\Delta \varepsilon_n$  и  $\Delta \rho_n$  могут влиять не только пороговая чувствительность прибора, которая зависит прежде всего от пороговой чувствительности приемника излучения, но и флуктуации прозрачности среды распространения излучения, а также случайные изменения коэффициентов излучения, яркости или отражения наблюдаемых объектов и окружающих их фонов.

Можно отметить, что даже в тех случаях, когда какой-либо излучающий или отражающий фон находится вне пределов углового поля прибора, за счет рассеяния в среде испускаемого или отражаемого фоном излучения доля составляющей потока на входе прибора вследствие этого явления может быть достаточно заметна. Роль такого рассеяния уже отмечалась выше (см. § 4.3). Обозначим долю составляющей сигнала на входе прибора, обусловленную рассеянием «непрямого» излучения, через  $\xi_{\text{р}} = T_a D_{\text{р}}$ .

Условимся, что обозначения здесь соответствуют обозначениям, принятым в § 4.3. После несложных преобразований для отношения сигнала, характеризуемого яркостью  $L_{\text{об}}$  наблюдаемого объекта, имеющего среднее значение коэффициента отражения  $\tilde{\rho}_{\text{об}}$ , к шуму, определяемому как среднее квадратическое значение флуктуаций яркости, вызванных случайными изменениями коэффициента отражения фона  $\rho_{\text{ф}}$ , на котором наблюдается объект, и, как следствие, флуктуациями рассеянного излучения, попадающего на вход прибора, можно полу-



чить следующее выражение:

$$\mu_L = \frac{\bar{\rho}_{об}(1 - \xi_p)}{\xi_p \sigma_{рф}}$$

Здесь  $\sigma_{рф}$  — среднее квадратическое значение  $\rho_p$ . Отсюда, составляя равенство  $\Delta\rho_n = \xi_p \sigma_{рф}$  и зная достижимое для конкретного прибора значение  $\mu_u$  (см. § 14.7), можно оценить, какие изменения отражательной способности наблюдаемого объекта обнаруживает прибор.

В качестве примера укажем, что для средней прозрачности атмосферы (оптических толщ  $T_o$  порядка 0,4...0,5) в видимом и ближнем ИК диапазоне спектра наблюдения растительных покровов Земли из космоса со спутника «Лэндстет» характеризовались отношениями  $\bar{\rho}_{об}/\sigma_{рф}$  порядка 5 ... 10 для сравнительно небольших угловых полей. Эти отношения увеличивались примерно в 2 раза при девятикратном расширении углового поля прибора, т.е. протяженности фона [31]. Значения  $\Delta\rho_n$  при этом составляли 0,01...0,05.

#### 14.10. Расчет дальности действия оптико-электронных приборов

Для многих практических применений необходимо знать максимальную дальность действия ОЭП, на которой еще можно обнаружить исследуемый объект или измерить его параметры. В оптической локации и дальнометрии важно с необходимой степенью точности измерить дальность до исследуемого объекта или визирной марки.

Дальность действия ОЭП зависит от многих параметров и характеристик самого прибора, излучателя, среды распространения излучения, от характера фона и помех, попадающих в угловое поле ОЭП.

Энергетический (светотехнический) расчет является основой для проведения расчета дальности действия ОЭП. В каждом конкретном случае, зная геометрические, спектральные и энергетические параметры наблюдаемого излучателя, фона, помех, а также пороговую чувствительность системы, можно с помощью основного энергетического уравнения найти дальность действия прибора. Для этого необходимо подставить в это уравнение значение потока  $\Phi_{вх}$ , приходящего на вход прибора, или соответствующей ему освещенности  $E_{вх}$ , в развернутом виде (в виде функции дальности  $l$ ) и решить указанное уравнение относительно  $l$ .

Например, в случае пассивного метода работы по точечному излучателю без учета фона и помех, когда основное энергетическое урав-

нение имеет вид

$$E_{вх} = \tau_c I / l^2 \geq \mu_E E_{п.оэп}, \quad (14.36)$$

где пороговая чувствительность прибора  $E_{п.оэп}$  рассчитана или задана для реальных условий работы ОЭП (см. § 14.8), дальность действия определяется как

$$l \leq \left[ \tau_c I / (\mu_E E_{п.оэп}) \right]^{1/2}. \quad (14.37)$$

Используя выражения, полученные в § 14.8, можно найти зависимость дальности действия ОЭП от различных конструктивных параметров прибора.

Следует отметить, что уравнения вида (14.36) не всегда просто решить относительно  $l$ , так как эта величина в большинстве случаев входит дважды в уравнение и притом в разной форме: в знаменатель — в форме квадрата расстояния, а в числитель — как аргумент функции  $\tau_c(l)$ , описывающей прозрачность атмосферы в зависимости от  $l$  (см. гл.4).

Поэтому в таких случаях дальность часто приходится находить методом последовательных приближений. Задаваясь некоторым значением  $l'$  (обычно близким к  $l$  аналогичных ОЭП), подсчитывают значение функции  $\tau_c(l')$  и из уравнения вида (14.37), решенного относительно  $l$ , находят значение  $l_0$  (нулевое приближение). Затем определяют  $\tau_c(l_0)$  и, подставляя это значение в уравнение (14.37), снова решают его относительно  $l$  и получают  $l_1$  — первое приближение к искомой дальности. Аналогично определяется  $l_2$  — второе приближение к искомой дальности и т. д. Обычно можно ограничиться первым приближением. Оно, как правило, отличается от значения, полученного при практических испытаниях, не более чем на 25%. При моделировании условий функционирования прибора в лаборатории или на испытательных стендах можно получить более высокую точность расчета.

При проведении расчетов дальности необходимо знать точный вид функций  $\tau_\lambda$ ,  $M_\lambda$ ,  $I_\lambda$ , что иногда затруднительно. При работе в относительно узких спектральных диапазонах часто принимают  $\tau_\lambda = \tau = \text{const}$ .

Расчет существенно проще, если излучателем является черное тело или серое с известной температурой. В этом случае для вычисления величин  $\Phi_{вх}$  и  $E_{вх}$  можно воспользоваться формулами вида (14.6, б) и им подобными.

При активном методе работы ОЭП общая методика составления энергетического уравнения и расчета  $l$  остается прежней. С учетом критерия работоспособности прибора (отношение сигнал/шум, аб-

солютное значение потока и т.д.) определяют выражения для полезного сигнала, сигнала от помех и фона.

Очень часто на первом этапе расчета принимают, что чувствительность ОЭП ограничивается лишь внутренними шумами, в первую очередь шумами приемника, а влиянием внешних помех можно пренебречь или его можно существенно ослабить описанными в гл. 11 методами фильтрации. Хотя это предположение весьма условно, с точки зрения общей методики расчета дальности действия ОЭП оно не столь уже принципиально, так как влияние внешних помех можно учесть соответствующим изменением вида основного энергетического уравнения, например, вводом в выражения типа (14.11), (14.36), (14.37) дополнительных алгебраических слагаемых, определяющих составляющие потока  $\Phi_{\text{вх}}$  или освещенности  $E_{\text{вх}}$  от помех и фона.

Так, если среднее квадратическое значение освещенности, создаваемой внешними фоновыми помехами и приведенной ко входу ОЭП, равно  $\bar{E}_{\text{ф}}$ , то вместо (14.36) запишем с некоторым допущением

$$\tau_c I / l^2 \geq \mu_E [E_{\text{ф}} + E_{\text{п}} \varphi_{\text{п}} / (\varphi_{\text{р}} \eta'_{\text{ОЭП}})],$$

где  $E_{\text{п}}$  — пороговая освещенность приемника излучения (паспортный параметр);  $\varphi_{\text{п}}$  и  $\varphi_{\text{р}}$  — коэффициенты использования приемника для условий паспортизации и реальных условий работы прибора, рассчитанные с учетом пропускания реальных сред, фильтров, оптических деталей, имеющих место и используемых как при паспортизации приемника, так и при работе его в составе ОЭП;  $\eta'_{\text{ОЭП}}$  — КПД системы первичной обработки информации (не учитывающий влияние электронного тракта).

Пользуясь основным энергетическим уравнением, можно найти дальность действия ОЭП для предельных условий — дальность обнаружения. Например, при использовании (14.36)

$$l_{\text{max}} = \sqrt{\frac{\tau_c I}{\mu_E E_{\text{пОЭП}}}}.$$

Для  $\mu_E = 1$  дальность обнаружения иногда называют нормирующей дальностью  $l_0$ .

Если считать, что с изменением  $l$  полезный сигнал меняется по закону  $1/l^2$ , а сигнал от фоновых помех  $E_{\text{ф}}$  и пороговая освещенность приемника  $E_{\text{п}}$ , т.е. и  $E_{\text{пОЭП}}$ , остаются постоянными, то из (14.36) легко получить, что  $\mu_E = (l_0/l)^2$ . Отсюда

$$l = l_0 / \sqrt{\mu_E}. \quad (14.38)$$

Таким образом, в этом случае для расчета дальности обнаружения необходимо знать величины  $l_0$  и  $\mu_E$ . Значение нормирующей дальности  $l_0$  можно найти из основного энергетического уравнения ОЭП, приняв в нем отношение сигнал/шум равным единице. Затем, как уже указывалось, значение отношения сигнал/шум выбираем для заданных или вычисленных вероятностей обнаружения и ложной тревоги по характеристикам (кривым) обнаружения и подставляем это значение в (14.38).

Более существенным является то, что величина  $l$  и в этих случаях входит в выражения типа (14.36) дважды, как это уже отмечалось при анализе (14.36). Здесь также можно воспользоваться методом последовательных приближений или задаться некоторым интегральным значением коэффициента пропускания среды  $\tau_c$  для наибольшей заданной дальности и наилучших условий распространения оптического сигнала.

При наличии в угловом поле ОЭП излучающих помех и фонов следует учитывать изменение порогового потока приемника  $\Phi_{\text{п}}$  и пороговой чувствительности прибора  $\Phi_{\text{пОЭП}}$  в зависимости от величины суммарного потока, попадающего на чувствительный слой приемника. Эти изменения описываются фоновой характеристикой порогового потока. Изменение  $\Phi_{\text{п}}$  можно также рассчитать, если представить напряжение шумов приемника в виде функции падающего на него потока и учесть изменение вольтовой чувствительности приемника в соответствии с ее энергетической характеристикой (см. § 6.3).

Анализируя выражения типа (14.37) и аналогичные ему, можно видеть, от каких параметров и в какой степени зависит дальность действия ОЭП. Так, при работе активным методом часто выгоднее увеличивать площадь выходного зрачка передающей системы, а не площадь входного зрачка приемной оптической системы. При пассивном методе работы ОЭП увеличение дальности достигается: увеличением площади входного зрачка; уменьшением порогового потока приемника, например, за счет уменьшения площади чувствительного слоя приемника  $A$  и полосы пропускания  $\Delta f$  (см. § 6.2); увеличением КПД системы  $\eta_{\text{ОЭП}}$ .

В каждом конкретном случае расчета дальности необходимо анализировать эффективность средств спектральной, пространственной и временной фильтрации, поскольку они во многом определяют величину  $\Phi_{\text{пОЭП}}$ .

В [24] приведены и анализируются формулы, определяющие дальность действия различных ОЭП (поисковых систем, следящих систем с растровыми анализаторами, систем с импульсной модуляцией), а

также даются некоторые конструкторские рекомендации по увеличению дальности действия ОЭП, работающих в условиях фонового излучения. Методика получения этих формул в общих чертах та же, что и описанная выше.

Нужно отметить, что иногда дальность действия ОЭП определяется исходя из условий обеспечения необходимой точности измерения, осуществляемого с помощью ОЭП. В этом случае значение отношения сигнал/шум  $\mu$  в основном энергетическом уравнении выбирают из условия обеспечения допустимой погрешности, например по формуле (10.6), как рабочий или динамический диапазон работы измерительного ОЭП, т.е. как отношение диапазона измеряемой величины к средней квадратической погрешности измерения.

#### Контрольные вопросы

1. При каких допущениях можно использовать формулы (14.3) ... (14.8) для расчетов ОЭП?
2. В каких случаях при энергетических расчетах ОЭП можно пренебречь собственным излучением наблюдаемых объектов и в каких отраженным?
3. Какими конструктивными мерами можно достичь увеличения дальности действия ОЭП?
4. Как изменяются потери энергии в оптической системе (потери на отражение, потери на поглощение) с ростом длины волны излучения?
5. Зависит ли отношение сигнал/шум (см. формулу (14.24)) от углового поля объекта приемной системы ОЭП?
6. Каков характер изменения температурной разрешающей способности ОЭП  $\Delta T_{\mu}$  в зависимости от температуры наблюдаемого объекта?

## Глава 15. ТОЧНОСТНЫЕ РАСЧЕТЫ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

### 15.1. Критерии точности, классификация приборных погрешностей и ошибок измерений

Выше отмечалось, что критериями качества оптико-электронных измерительных приборов и систем (систем воспроизведения) в общем случае являются такие статистические оценки, как средний риск, среднее значение (математическое ожидание), дисперсия или среднее квадратическое значение флуктуационной составляющей погрешности или ошибки. Числовые значения этих критериев или показателей качества ОЭП зависят от того, по какой совокупности случайных величин производится статистическое усреднение, т.е. их определение. Оно может производиться как осреднение совокупности результатов измерений, проводимых отдельными ОЭП, как осреднение совокупности точностных параметров и характеристик достаточного множества ОЭП, а также как одновременное осреднение и по совокупности измерений и по совокупности приборов.

Для определения указанных критериев необходимо прежде всего знать законы распределения вероятностей погрешностей прибора в целом и отдельных его звеньев, а также ошибок, свойственных измерениям, производимым с помощью прибора. Не менее важно учитывать стационарность и эргодичность рассматриваемых случайных величин и процессов (см. § 2.2).

Погрешности можно классифицировать различным образом: по размерности различают *абсолютные* и *относительные* погрешности;

по характеру связи с измеряемой величиной — *аддитивные, мультипликативные, степенные, периодические*;

по закономерности появления — *систематические и случайные*;

по причинам появления — *методические и инструментальные* (конструкторско-технологические);

по условиям появления — *статические и динамические*.

Определяющий номенклатуру основных метрологических характеристик ГОСТ 8. 009-84 «Нормируемые метрологические характеристики средств измерения» регламентирует разделение инструментальной погрешности на следующие составляющие:

*основную*, обусловленную неидеальностью отдельных звеньев прибора, что приводит к отклонению от идеальной реальной функции преобразования — зависимости выходного сигнала от входного, взятой для определенных (стандартных, нормальных) условий работы ОЭП;

*дополнительную*, вызванную влиянием внешних условий и неинформативных параметров сигнала;

*динамическую*, обусловленную реакцией прибора на скорость или частоту изменения входного сигнала.

Первые две составляющие образуют статическую погрешность.

На практике часто удобно из общей погрешности выделить следующие составляющие:

*методическую*, учитывающую, например, неточное значение физических констант, входящих в формулу измерения, неоптимальность используемых методов измерений. В основном методическая погрешность носит систематический характер, однако в общем случае она содержит и случайную составляющую, оцениваемую, например, дисперсией  $\sigma_{мет}^2$ . Часто эту оценку можно учесть с достаточно высокой достоверностью;

*инструментальную*, учитывающую неточность изготовления отдельных узлов, погрешности, возникающие при эксплуатации, например деформации, износы, зазоры и т. д. Ряд факторов, определяющих инструментальную погрешность, носит систематический характер, другие — случайный, причем некоторые из последних выделяются в отдельную составляющую. Опыт, накопленный оптико-электронным приборостроением, позволяет с достаточной достоверностью рассчитывать и учитывать как систематическую, так и случайную составляющую (например, дисперсию  $\sigma_{ин}^2$ ) инструментальной погрешности;

*динамическую*, обусловленную инерционностью ОЭП и отдельных его звеньев. Случайная составляющая динамической погрешности может быть оценена дисперсией  $\sigma_{дин}^2$ ;

*флуктуационную*, к которой относят часть случайных составляющих инструментальных погрешностей, например возникающих вследствие шумов приемника излучения и электронных звеньев ОЭП, а также случайные составляющие, вызванные внешними помехами и шумами. Обозначим дисперсию флуктуационной погрешности через  $\sigma_{фл}^2$ .

Иногда к этим составляющим добавляют (а правильнее, выделяют из них) погрешность, обусловленную действием организованных помех.

Очень важно правильно учесть характер взаимодействия отдельных составляющих суммарной погрешности прибора или измерения. Если считать, что случайные составляющие общей погрешности некоррелированы между собой и складываются квадратически, т. е. *дисперсия суммарной погрешности*

$$\sigma_{\Sigma}^2 = \sigma_{мет}^2 + \sigma_{ин}^2 + \sigma_{дин}^2 + \sigma_{фл}^2,$$

то иногда на стадии предварительного проектирования ОЭП с учетом известного характера и знания ориентировочных величин  $\sigma_{мет}^2$  и  $\sigma_{ин}^2$  можно выделить совокупность  $\sigma_{дин}^2$  и  $\sigma_{фл}^2$ , т. е. для допустимого значения  $\sigma_{\Sigma}^2$  принимать как допуск

$$(\sigma_{дин}^2 + \sigma_{фл}^2) = \sigma_{\Sigma}^2 - (\sigma_{мет}^2 + \sigma_{ин}^2) \quad (15.1)$$

и на первых этапах точностного расчета ОЭП определять составляющие  $\sigma_{дин}^2$  и  $\sigma_{фл}^2$  [17].

При разработке новых ОЭП или при оценке точностных возможностей уже созданных ОЭП в условиях эксплуатации, существенно отличающихся от прежних, т. е. при априорной неопределенности отдельных составляющих погрешностей, целесообразно провести точностной расчет прибора в несколько этапов, рассматриваемых ниже.

## 15.2. Основные этапы точностного расчета оптико-электронных приборов

Первым этапом точностного расчета для вновь разрабатываемого ОЭП может являться расчет потенциальной его точности, т. е. точности оптимальной системы (фильтра), характеризующей идеализованную измерительную схему без учета структуры ОЭП, свойств его звеньев (методических, инструментальных, динамических и флуктуационных погрешностей, определяемых параметрами и характеристиками звеньев ОЭП) и часто обусловленной лишь свойствами принимаемого сигнала и внешних помех. Значение погрешности, определяющей потенциальную точность, характеризует предельно достижимое

качество измерений, а также задает тот предел, к которому может стремиться разработчик прибора. Если значение этой погрешности превышает значение, установленное техническим заданием, то при активном методе работы ОЭП следует просмотреть возможность изменения параметров сигнала, посылаемого передающей оптической системой к приемной, а в более общем случае постараться уменьшить влияние внешних шумов и помех. Методика оценки потенциальной точности изложена в следующем параграфе.

После выбора предварительной структурной схемы прибора и значений основных параметров его звеньев разработчик может рассчитать динамические и флуктуационные погрешности. При этом, опираясь на опыт предшествующих разработок, иногда можно определить допустимое значение их суммы по формуле (15.1). Прежде чем приступить к этому расчету, обычно следует выполнить энергетические расчеты отдельных звеньев прибора. Например, зная мощность поступающего на приемник излучения, можно определить структуру электронного канала и рассчитать значение его коэффициента усиления.

Расчет динамических и флуктуационных погрешностей позволяет выбрать оптимальную структуру прибора, его основные параметры, подобрать корректирующие звенья. Критерием оптимизации является минимум  $\sigma_{\text{дин}}^2$  и  $\sigma_{\text{фл}}^2$ .

Следующим этапом точностного расчета, проведение которого необходимо после разработки реальной конструкции прибора, является расчет инструментальной погрешности, включающей динамические и флуктуационные погрешности реальных звеньев, а также погрешности, обусловленные неточностью изготовления и сборки этих звеньев и действия нелинейностей типа люфтов, трения и т. п.

В том случае, когда изменяется конструкция прибора, необходим проверочный расчет точности, т. е. возвращение к предыдущему (или двум предыдущим) этапу точностного расчета.

### 15.3. Расчет потенциальной точности оптико-электронного прибора

Ранее были рассмотрены требования к оптимальному фильтру воспроизведения, предназначенному для измерения какого-либо параметра сигнала с минимальной средней квадратической погрешностью. Была приведена достаточно общая формула (11.20) дисперсии погрешности измерения параметра сигнала  $\alpha$  для аддитивной смеси сигнала  $s(\alpha)$  и случайных гауссовских помех  $l(\alpha)$ . С помощью (11.20) можно определить потенциальную точность измерения.

Воспользовавшись возможностью представления функции с ограниченным спектром рядом дискретных значений (см. § 2.1), приведем формулу (11.20) к более удобному для практики виду.

В соответствии с теоремой Котельникова интеграл в числителе (11.20) можно представить как

$$\int_0^{\alpha_{\max}} n(\alpha) h'(\beta - \alpha) d\alpha = \int_0^{\alpha_{\max}} \sum_{i=1}^{2f_{\max}\alpha_{\max}} \bar{n}_i h_i' \psi_i^2(\alpha) d\alpha = \sum_{i=1}^{2f_{\max}\alpha_{\max}} \bar{n}_i h_i' \int_0^{\alpha_{\max}} \psi_i^2(\alpha) d\alpha = \frac{1}{2f_{\max}} \sum_{i=1}^{2f_{\max}\alpha_{\max}} \bar{n}_i h_i'$$

Здесь, как и ранее,  $f_{\max}$  — верхняя граница спектра функции  $l(\alpha)$ ;  $\alpha_{\max}$  — «протяженность» функции; вместо бесконечных пределов интегрирования в (11.20) здесь взяты пределы  $0 \dots \alpha_{\max}$ , характеризующие реальную систему; выражение для  $\psi_i(\alpha)$  см. § 2.1.

Считая шум белым, т. е. имеющим постоянную спектральную плотность  $\Phi_{\text{ш}} = \bar{n}_i^2 / f_{\max}$ , числитель (11.20) можно представить как

$$\left[ \int_0^{\alpha_{\max}} n(\alpha) h'(\beta - \alpha) d\alpha \right]^2 = \frac{\bar{n}_i^2}{4f_{\max}} \sum_{i=1}^{2f_{\max}\alpha_{\max}} h_i'^2 \quad (15.2)$$

Здесь  $\bar{n}_i^2 = \sigma_n^2$  — дисперсия помехи  $l(\alpha)$ .

Снова применяя теорему Котельникова, легко показать, что

(15.2) можно привести к виду  $\frac{\Phi_{\text{ш}}}{2} \int_0^{\alpha_{\max}} [h'(\beta - \alpha)]^2 d\alpha$  и что с учетом усло-

вия оптимальности фильтра  $h'(\beta - \alpha) \equiv s'(\alpha)$  числитель (11.20) равен

$\frac{\Phi_{\text{ш}}}{2} \int_{-\infty}^{\infty} [s'(\alpha)]^2 d\alpha$ . Знаменатель (11.20) с учетом того же условия представим как

$$\left[ \int_{-\infty}^{\infty} s'(\alpha) h'(\beta - \alpha) d\alpha \right]^2 = \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} [s'(\alpha)]^2 d\alpha \right\}^2$$

Подставляя эти выражения в (11.20), получим

$$\sigma_{\beta}^2 = \frac{\Phi_{\text{ш}}}{2 \int_{-\infty}^{\infty} [s'(\alpha)]^2 d\alpha} \quad (15.3)$$

Формула (15.3) позволяет найти потенциальную точность измерения любого параметра сигнала. Например, если аргумент  $\alpha$  — угловая величина, а  $\Phi_{ш}$  является спектральной плотностью шума на входе системы, то  $\sigma_{\beta}^2$  определяет дисперсию погрешности измерения угла.

Если  $\alpha$  имеет физический смысл времени, то  $\sigma_{\beta}^2$  характеризует дисперсию погрешности отсчета времени. Соответственно  $\Phi_{ш}$  в последнем случае является функцией временной частоты.

Потенциальная точность измерения любого параметра сигнала, по которому берется производная от функции  $s(\alpha)$ , зависит только от энергетического отношения сигнал/помеха  $\mu$  на входе системы и эффективной ширины спектра сигнала.

#### 15.4. Расчет динамических погрешностей при детерминированных входных воздействиях

Динамическую точность ОЭП, как и любой следящей системы, можно исследовать по его реакции на типовое, наиболее характерное для условий его работы воздействие. Точные методы анализа динамической точности основаны на отыскании полного решения дифференциального уравнения, связывающего входной и выходной сигналы. Выходной сигнал состоит из вынужденной составляющей, определяемой возмущением и присутствующей в течение всего времени действия возмущения, и переходной составляющей, затухающей за время затухания переходного процесса.

Если ОЭП можно представить в виде линейного фильтра, характеризуемого импульсной переходной функцией (характеристикой)  $k(\tau)$ , то выходной сигнал  $y(t)$  выражается через входной сигнал  $x(t-\tau)$  с помощью интеграла свертки:

$$y(t) = \int_0^{\infty} x(t-\tau)k(\tau)d\lambda,$$

а выражение для динамической погрешности имеет вид

$$\varepsilon_a(t) = x(t) - \int_0^{\infty} x(t-\tau)k(\tau)d\tau. \quad (15.4)$$

Разложив в ряд Тейлора величину  $x(t-\tau)$ , получим

$$x(t-\tau) = x(t) - x'(t)\tau + \frac{x''(t)}{2!}\tau^2 + \dots \quad (15.5)$$

Подставив (15.5) в (15.4), после несложных преобразований найдем выражение для динамической погрешности в виде функции вход-

ного сигнала и его производных:

$$\varepsilon_a(t) = k_0 x(t) + k_1 x'(t) + \dots + \frac{k_n}{n!} x^{(n)}(t),$$

где  $k_0, k_1, k_2, \dots, k_n$  — коэффициенты погрешностей, являющиеся функциями параметров системы, например, для ОЭП, следящего за подвижным излучателем, — это коэффициенты погрешностей по положению, скорости, ускорению и т. д.

Коэффициенты погрешностей легко вычисляются через частотную характеристику прибора  $K(j\omega)$  или его импульсную характеристику  $k(\tau)$ . Общая формула для  $k_n$  имеет вид

$$k_n = (-1)^{n-1} \int_0^{\infty} \tau^n k(\tau) d\tau \quad \text{или} \quad k_n = \left. \frac{d^{(n)} [1 - K(j\omega)]}{d\omega^{(n)}} \right|_{\omega=0}.$$

Спектральная плотность динамической погрешности может быть выражена через частотную характеристику ОЭП. При детерминированном входном сигнале со спектром  $S(j\omega)$  спектр динамической погрешности  $E_a(j\omega)$  для разомкнутой схемы ОЭП с нормированной по сигналу частотной характеристикой  $K(j\omega)$  определяется как

$$E_a(j\omega) = S(j\omega) [1 - K(j\omega)].$$

а при случайном входном сигнале со спектром мощности  $W_{вх}(\omega)$  спектр мощности динамической погрешности

$$W_a(\omega) = W_{вх}(\omega) [1 - K(j\omega)]^2.$$

Соответственно для замкнутой схемы ОЭП (см., например, рис. 10.1)

$$E_x(j\omega) = S(j\omega) / [1 + K(j\omega)],$$

$$W_x(\omega) = W_{вх}(\omega) / [1 + K(j\omega)]^2.$$

#### 15.5. Расчет флуктуационных погрешностей при действии стационарных случайных помех

Достаточно общая схема ОЭП следящего типа, которая может быть принята за схему замкнутой измерительной системы, была рассмотрена в § 10.1. Частотной характеристикой (передаточной функцией) для случайной составляющей погрешности является

$$K_{\Phi}(j\omega) = K_{\Phi p}(j\omega) / [1 + K_1(j\omega)K_2(j\omega)K_3(j\omega)],$$

где  $K_{\Phi p}(j\omega)$  — частотная характеристика для флуктуационной по-

грешности для разомкнутой системы от точки приложения шумов до выхода. Для внешних шумов (см. рис. 10.1)  $K_{\text{фр}}(j\omega) = K_1(j\omega)K_2(j\omega)$ , для внутренних шумов  $K_{\text{фр}}(j\omega) = K_2(j\omega)$ .

Если характеристики случайных воздействий известны, то при их стационарности можно найти флуктуационную погрешность измерения.

На практике часто случайные воздействия, действующие на ОЭП, являются не коррелированными между собой. Поэтому общую флуктуационную погрешность можно найти суммированием соответствующих характеристик ее составляющих. Например, как было показано в § 10.1, для случая, когда имеются только помехи, описываемые спектральными плотностями мощности шума  $\Phi_{\text{ш}}(\omega)$  и  $u_{\text{ш}}(\omega)$ , дисперсия флуктуационной погрешности  $D$  представляется как сумма дисперсий внешних и внутренних помех. Каждое из этих слагаемых получается интегрированием по рабочей полосе частот произведений спектральной плотности на квадрат модуля соответствующей частотной характеристики.

Последовательность определения любой из составляющих флуктуационной погрешности следующая:

1) обработка статистических данных о случайных помехах и шумах и вычисление математических ожиданий  $M_i$ , дисперсий  $D_i = \sigma_{\Phi_i}^2$ , корреляционных функций  $R_i(\tau)$ ;

2) расчет спектра мощности помехи (спектра Хинчина-Винера)  $W_{\text{вх}_i}(\omega)$  по ее корреляционной функции

$$W_{\text{вх}_i}(\omega) = 2 \int_0^{\infty} R_i(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau;$$

3) определение математического ожидания погрешности  $M_{\text{вх}_i} = k_0 M_{\text{вх}_i}$ ; математическое ожидание суммарной флуктуационной погрешности  $\Delta_{\Phi}$ :

$$M_{\Phi} = M[\Delta_{\Phi}] = \sum_{i=1}^l M_{\text{вх}_i};$$

4) вычисление спектра мощности помехи на выходе

$$W_{\text{вх}_i}(\omega) = W_{\text{вх}_i}(\omega) |K_{\Phi_i}(j\omega)|^2,$$

где  $K_{\Phi_i}(j\omega)$  — частотная характеристика (соответствующая передаточная функция) для помехи;

5) расчет дисперсии погрешности на выходе для рабочей полосы частот  $\Delta\omega$ :

$$D_i = \sigma_{\Phi_i}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{\Delta\omega} W_{\text{вх}_i}(\omega) d\omega;$$

суммарная дисперсия флуктуационной погрешности

$$D[\Delta_{\Phi}] = \sigma_{\Phi}^2 = \sum_{i=1}^l D_{\text{вх}_i};$$

б) определение предельного значения выходной погрешности в соответствии с законом распределения случайной помехи и выбранным или заданным доверительным интервалом (полем допусков):

$$\Delta_{\text{пред}} = M_{\Phi} \pm k\sigma_{\Phi};$$

где  $k$  — коэффициент перехода от предельного значения погрешности к среднему квадратическому [3]. Например, при гауссовском законе распределения погрешностей и доверительном интервале  $p = 0,997$  выбирают  $k = 3$ .

В настоящее время разработаны общие методы выбора оптимальных параметров следящей системы по минимуму средней квадратической погрешности, которые применимы и к ОЭП [17].

## 15.6. Общая методика расчета инструментальных погрешностей

Методы расчета инструментальных погрешностей очень разнообразны и зависят от особенностей конструкции приборов, принципа их работы и технологии производства. Тем не менее в литературе, например в [3], содержатся общие рекомендации, определяющие отдельные этапы такого расчета.

Обычно основой расчета инструментальных погрешностей является составление уравнения погрешностей, которое выражает зависимость общей статической погрешности прибора от первичных погрешностей, свойственных отдельным его звеньям или возникающих в этих звеньях под влиянием различных внутренних или внешних факторов. Укажем основные этапы расчета:

1) анализ процесса измерения и составление структурной схемы прибора;

2) составление рабочей формулы для единичного измерения, т.е. определение функциональной связи между входным и выходным сигналами через параметры отдельных звеньев. Иногда вместо общего коэффициента передачи определяются коэффициенты передачи отдельных звеньев;

3) определение уравнений погрешностей для отдельных звеньев и приведение их к стандартной безразмерной форме;

4) разделение погрешностей на группы по законам их распределения (гауссовский, релеевский, закон Пуассона и т. д.) и подбор коэффициентов перехода от предельных значений погрешностей к средним квадратическим для каждого закона; выявление систематических погрешностей;

5) составление уравнения погрешностей всего прибора суммированием погрешностей отдельных звеньев с их коэффициентами влияния (весовыми коэффициентами), зависящими от структурной схемы прибора. (Здесь можно использовать математический аппарат, приведенный ниже, в § 15.7.) Это уравнение связывает погрешность выходного сигнала (конечного результата измерения) с частными погрешностями отдельных звеньев и через них с параметрами конструкции и допусками на изготовление отдельных узлов. В соответствии с целью расчета с помощью уравнения погрешностей либо определяется общая инструментальная погрешность прибора, либо это уравнение решается относительно одной из частных погрешностей, что позволяет установить требования к одному из звеньев прибора.

Если известны передаточные коэффициенты отдельных звеньев, то второй и третий этапы составления уравнения погрешностей не вызывают принципиальных затруднений. При этом обычно пользуются разложением в ряд по степеням входного сигнала функций, описывающих связь сигналов на выходе и входе отдельных звеньев. Затем отдельные члены ряда нормируются делением на абсолютную величину выходного сигнала. Более сложным является следующий этап, когда требуется знать или определить законы распределения частных погрешностей.

Один из наиболее сложных моментов точностного расчета — выявление источников систематических погрешностей и их учет. Это особенно сложно сделать, если проводятся единичные измерения, хотя и в случае многократных измерений одних и тех же величин борьба с систематическими погрешностями является важнейшей задачей, которую решает конструктор ОЭП.

Уравнение погрешностей прибора позволяет провести анализ соотношения между частными погрешностями, окончательный выбор параметров конструкции и допусков, проверку и уточнение методики измерений для уменьшения влияния систематических погрешностей. Очень часто после разработки конструкции прибора, его изготовления и испытаний необходимо провести дополнительный расчет на максимальное влияние систематических погрешностей, источники которых иногда выявляются лишь в процессе испытаний прибора.

Примеры применения рассмотренной методики подробно описаны в литературе, посвященной расчету и конструированию точных приборов и механизмов, проектированию конкретных типов ОЭП.

## 15.7. Определение функций ошибок

Распространенной на практике задачей является определение функций ошибок измерений. Рассмотрим достаточно общий путь ее решения.

Пусть известна функция  $U=f(x, y, z)$ , описывающая выходной сигнал или результат измерения, аргументы которой  $x, y, z$  — случайные величины с математическими ожиданиями  $x_0, y_0, z_0$ . Предполагая существование и конечность указанной функции и ее частных производных в точке  $(x_0, y_0, z_0)$ , можно разложить ее в ряд Тейлора в окрестностях этой точки. Если разности  $\Delta x = x - x_0, \Delta y = y - y_0, \Delta z = z - z_0$  малы, то

$$U(x, y, z) = U(x_0, y_0, z_0) + \Delta x \frac{\partial U}{\partial x} + \Delta y \frac{\partial U}{\partial y} + \Delta z \frac{\partial U}{\partial z} + \dots$$

Пренебрегая членами второго порядка малости, для приращения сигнала имеем

$$\begin{aligned} \Delta U &\approx \Delta x \left. \frac{\partial U}{\partial x} \right|_{x_0, y_0, z_0} + \Delta y \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{x_0, y_0, z_0} + \Delta z \left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_{x_0, y_0, z_0} = \\ &= \Delta x U'_{x_0} + \Delta y U'_{y_0} + \Delta z U'_{z_0}. \end{aligned}$$

Условиями экстремума (минимизации  $\Delta U$ ) являются

$$\frac{\partial(\Delta U)}{\partial(\Delta x)} = 0; \quad \frac{\partial(\Delta U)}{\partial(\Delta y)} = 0; \quad \frac{\partial(\Delta U)}{\partial(\Delta z)} = 0.$$

Обозначая через  $\delta x, \delta y, \delta z$  случайные величины, представляющие собой оценки значений  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ , последние формулы можно переписать в следующем общем виде:

$$\delta x \frac{\partial U'_{x_0}}{\partial(\Delta x)} + \delta y \frac{\partial U'_{y_0}}{\partial(\Delta x)} + \delta z \frac{\partial U'_{z_0}}{\partial(\Delta x)} = b_1$$

$$\delta x \frac{\partial U'_{x_0}}{\partial(\Delta y)} + \delta y \frac{\partial U'_{y_0}}{\partial(\Delta y)} + \delta z \frac{\partial U'_{z_0}}{\partial(\Delta y)} = b_2$$

$$\delta x \frac{\partial U'_{x_0}}{\partial(\Delta z)} + \delta y \frac{\partial U'_{y_0}}{\partial(\Delta z)} + \delta z \frac{\partial U'_{z_0}}{\partial(\Delta z)} = b_3.$$



Запишем эти линейные уравнения в форме:

$$A_{11} \delta x + A_{12} \delta y + A_{13} \delta z = b_1,$$

$$A_{21} \delta x + A_{22} \delta y + A_{23} \delta z = b_2,$$

$$A_{31} \delta x + A_{32} \delta y + A_{33} \delta z = b_3.$$

Составляя матрицу коэффициентов этих уравнений и решая систему относительно величин  $\delta x$ ,  $\delta y$ ,  $\delta z$ , получим

$$\delta x = \frac{A_{22}A_{33} - A_{32}A_{23}}{D} b_1 + \frac{A_{13}A_{32} - A_{12}A_{33}}{D} b_2 + \frac{A_{12}A_{23} - A_{13}A_{22}}{D} b_3,$$

$$\delta y = \frac{A_{23}A_{31} - A_{21}A_{33}}{D} b_1 + \frac{A_{11}A_{33} - A_{31}A_{13}}{D} b_2 + \frac{A_{13}A_{21} - A_{11}A_{23}}{D} b_3,$$

$$\delta z = \frac{A_{21}A_{32} - A_{22}A_{31}}{D} b_1 + \frac{A_{12}A_{31} - A_{11}A_{32}}{D} b_2 + \frac{A_{11}A_{22} - A_{12}A_{21}}{D} b_3,$$

где детерминант матрицы

$$D = \begin{vmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{vmatrix}.$$

Часто в качестве дисперсий погрешностей измерений принимают

$$\sigma_x^2 = \langle \delta x^2 \rangle; \quad \sigma_y^2 = \langle \delta y^2 \rangle; \quad \sigma_z^2 = \langle \delta z^2 \rangle,$$

хотя для определения дисперсий в общем случае необходимо знать законы распределения величин, входящих в выражения для функций ошибок.

#### Контрольные вопросы

1. Приведите примеры методических, инструментальных, флуктуационных и динамических погрешностей известных вам ОЭП.
2. Каков физический смысл функции  $\varepsilon'(\alpha)$  в формуле (15.3)?
3. Какие средства имеются в распоряжении разработчика ОЭП для уменьшения динамической и флуктуационной составляющих погрешности?
4. Приведите пример уравнения погрешностей для какого-либо известного вам ОЭП.

#### Список литературы

1. Бэттвейлер Т. Оптимальные модуляционные характеристики инфракрасных систем при АМ и ЧМ // Зарубежная радиоэлектроника, 1962. №4. С. 76 - 82.
2. Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н., Дистлер С. А. Оптические материалы для инфракрасной техники. М.: Наука, 1965. 335с.
3. Высокоточные угловые измерения / Д. А. Аникст, К. М. Константинович, И. В. Меськин и др.; Под ред. Ю. Г. Якушкина. М.: 1987. 480с.
4. Вычислительная оптика: Справочник / М. М. Русинов, А. П. Грамматин, П. Д. Иванов и др.; Под общ. ред. М. М. Русинова. Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1984. 423с.
5. Давидов Е. П., Луцив В.Р. Нейронные сети: современное состояние и перспективы // Оптико-механическая промышленность. 1991, №4. С.20 - 33.
6. Елизаренко А.С., Соломатин В.А., Якушкин Ю.Г. Оптико-электронные системы в исследованиях природных ресурсов. М.: Недра, 1984. 215с.
7. Заказов Н.П. Прикладная геометрическая оптика. М.: Машиностроение, 1984. 184с.
8. Зуев В.Е., Кабанов М.В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех). М.: Сов. радио, 1987. 368с.
9. Ишанин Г.Г. Приемники излучения оптических и оптико-электронных приборов. Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1986. 175с.
10. Катус Г.П. Восприятие и анализ оптической информации автоматической системой. М.: Машиностроение, 1986. 416с.
11. Климов Ю.М. Прикладная лазерная оптика. М.: Машиностроение, 1985. 128с.
12. Криксунов Л.З. Справочник по основам инфракрасной техники. М.: Сов. радио, 1978.400с.

13. Левшин В.Л. Обработка информации в оптических системах пеленгации. М.: Машиностроение, 1978. 168с.
14. Ллойд Дж. Системы тепловидения / Пер. с англ.; Под ред. А.И. Горячева, М.: Мир, 1979. 416с.
15. Мак-Картни Э. Оптика атмосферы. М.: Мир, 1979. 421с.
16. Мирошников М.М. Теоретические основы оптико-электронных приборов. Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1983. 696с.
17. Порфирьев Л.Ф. Основы теории преобразования сигналов в оптико-электронных системах. Л.: Машиностроение. Ленингр. отделение, 1989. 387с.
18. Прикладная оптика / М.И. Апенко, А.С. Дубовик, Г.В. Дурейко и др. М.: Недра, 1982. 387с.
19. Рябов С.Г., Торопкин Г.Н., Усольцев И.Ф. Приборы квантовой электроники. М.: Радио и связь, 1985. 200с.
20. Соломатин В.А. Системы контроля и измерения с многоэлементными приемниками. М.: Машиностроение, 1992. 128с.
21. Сороко Л.М. Основы голографии и когерентной оптики. М.: Наука, 1971. 616с.
22. Справочник по приемникам оптического излучения. / В.А. Волков, В.К. Вялов, Л.Г. Гассанов, и др.; Под ред. Л.З. Криксунова и Л.С. Кременчугского. Киев: Техніка, 1985. 216с.
23. Тараненко В.Г., Шашич О.И. Адаптивная оптика. М.: Радио и связь, 1990. 112с.
24. Физика и техника инфракрасного излучения / Пер. с англ.; Под общ. ред. Н.В. Васильченко. М.: Сов. радио, 1965. 644с.
25. Шуба Ю.А. Оптимальные фильтры при спектральной селекции // Оптико-механическая промышленность. 1969. №6. С.59 - 61.
26. Якушенко Ю.Г., Лукашцев В.Н., Колосов М.П. Методы борьбы с помехами в оптико-электронных приборах. М.: Радио и связь, 1981. 180с.
27. Davis J. Consideration of atmospheric turbulence in laser system design // Appl. Optics, 1966. V.5, №1. P.139- 147.
28. Fielding K.H., Horner J.L. 1-f binary joint transform correlator // Optical Engineering, 1990. V.29, № 9. P.1081 - 1087.
29. Hufnagel R.E., Stanley N.R. Modulation transfer function associated with image transmission through turbulent media // JOSA, 1964. V. 54, № 1. P.52-61.
30. The Infrared Handbook // Ed. by W.L. Wolfe, G.J. Zissis. IRIA Center, ERIM. 3<sup>rd</sup> printing, Washington, 1989.
31. Kaufman Y.J. Atmospheric effect on spatial resolution of surface imagery: errata // Appl. Optics, 1984. V.23, № 22, P.4164 - 4172.

31. Kaufman Y.J. Atmospheric effect on spatial resolution of surface imagery: errata // Appl. Optics, 1984. V.23, № 22, P.4164 - 4172.
32. Kopeika N.S., Kogan I., Israeli R., Dinstein I. Prediction of image quality through the atmosphere: The dependence of atmospheric modulation transfer function on weather // Optical Engineering, 1990. V.29, № 2. P. 1427 - 1438.
33. McAulay A., Kadar I. Neural networks for adaptive shape tracking // SPIE Proc., V.1099. 1989, P.74-82.
34. McKechnie T.S. Focusing infrared laser beams on targets in space without using adaptive optics // SPIE Proc., V.1408. 1991, P.119 - 134.
35. Norton P.R. Infrared image sensors // Optical Engineering, 1991. V.30, № 11. P. 1649 - 1663.
36. Parenti R.R. Recent advances in adaptive optics methods and technology // SPIE Proc., V.1000. 1988, P.101 - 109.
37. Patterson T.J., Chabries D.M., Christiansen R.W. Image processing for target detection using data from a staring mosaic infrared sensor geosynchronous orbit // Optical Engineering, 1986. V.25, №1. P.166-172.
38. Rayces J.L., Levich L. Thermal compensation of infrared achromatic objectives with three optical materials // SPIE Proc., V.1354. 1990, P.752 - 759.
39. Sadot D., Kopeika N.S. Forecasting optical turbulence strength on the basis of macroscale meteorology and aerosole: models and validation // Optical Engineering, 1992. V.31, №2. P.200-212.

## Предметный указатель

### А

- Аббе число — 131
- Аберрации оптической системы — 94
- Адаптация — 390 - 406
  - параметров ОЭП — 392 - 395
  - углового поля — 395 - 396
  - чувствительности — 392 - 394
- Анализаторы изображения амплитудные — 184 - 186
  - амплитудно-фазовые — 186 - 191
  - виброщелевые — 190
  - времяимпульсные — 194
  - многоэлементные — 200 - 208
  - полудисковые — 186 - 188
  - светоделительные — 184 - 186
  - с переносом изображения — 189, 196
  - фазовые — 191 - 193
  - частотные — 193 - 194
- Атермализация — 129 - 132
- Атмосфера земная — 63 - 67

### Б

- Бленда двойная — 114
  - кольцевая — 114 - 115
  - круговая — 114 - 115
  - оптическая — 111, 114 - 117
  - сотовая — 115
- Влск — 50
- Болометр — 158 - 160

### В

- Вероятность ложной тревоги — 308, 428
  - правильного обнаружения — 308, 429
  - обнаружения — 308 - 309, 428 - 431
  - пропуска сигнала — 309

- Видикон — 231
- Влажность абсолютная — 69

### Г

- Гетеродинарование — 381 - 386

### Д

- Дальность действия ОЭП — 446 - 450
  - - - нормирующая — 448
- Дельта-функция — 18
- Демодуляция — 243 - 248
- Детектирование балансное — 382
  - квадратическое — 244 - 246
  - линейное — 244 - 245
  - пиковое — 339
  - синхронное — 246
- Детектор фазовый — 247 - 248
- Диаметр входного зрачка объектива — 100
- Диапазон спектра видимый — 42
  - - инфракрасный — 42
  - - рентгеновский — 42
  - - ультрафиолетовый — 42
- Диск Эри — 93 - 94
- Дисперсия — 31
- Диссектор — 232
- Дифракция — 93
- Дифференцирование пространственное — 338 - 339
- Длина волны граничная — 119
- Дрейф нуля — 162
- Дрожание изображения — 64, 83

### Е

- Единая изотерическая кривая — 60

### З

- Закон Бугера — 67, 74
  - Гаусса — 30
  - Голицына-Вина — 58
  - Кирхгофа — 57
  - Ламберта — 46
  - логарифмически нормальный — 82
  - Планка — 58
  - Погсона — 51
  - Пуассона — 387
  - распределения — 30
  - Стефана-Больцмана — 57
- Звездная величина — 51 - 53
  - приведения — 51 - 52
- Зондирование апертурное — 402 - 404

## И

- Идеальный приемник — 304, 310
- Излучатель косинусный — 46
  - «площадной» — 414
  - полный — 54 - 55
  - протяженный — 414
  - селективный — 55
  - серый — 55
  - точечный — 414
- Иммерсионный приемник — 108
- Инвариант Лагранжа-Гельмгольца — 107
  - Штраубеля — 107
- Индикатриса рассеяния — 74
- Иверсионность ПИ — 140
- Интеграл Фурье — 19
- Информация — 35 - 37
- Источники А, В, С — 145

## К

- Квантовая эффективность — 136
- Квантовый выход — 136
- Керамика оптическая — 122 - 123
- Классификация анализатора изображения — 182
  - ОЭП — 7 - 8
  - ПИ — 135
- скапирующих систем — 213
- Кластер сигналов — 367
- Количество информации — 37, 273 - 275
- Коллектив — 106
- Компенсатор оптический — 90, 110 - 111
- Компенсация помех — 350 - 351
  - фазовых искажений оптического сигнала — 399 - 404
- Конденсор двухлинзовый — 98
  - однолинзовый — 98
  - передающей оптической системы — 90
  - приемной оптической системы — 91, 104 - 107
- Контраст оптический — 86
- Контрастность фильтра — 118
- Корреляторы оптические — 356 - 366
  - когерентные — 359
  - некогерентные — 358
  - оптико-цифровые — 362 - 363
- Корреляция оптическая — 356 - 366
- Коэффициент аэрозольного ослабления — 74
  - видности — 47
  - диафрагмирования — 425
  - заполнения — 238
  - затухания — 79
  - излучения — 55
  - использования ПИ — 141

- молекулярного рассеяния — 76
- оптического усиления — 92 - 93
- ослабления бленды — 114
- поглощения — 55, 67
  - монохроматический — 55
- потеря мощности сигнала при модуляции — 248 - 250
- преобразования анализатора — 183
- прозрачности — 64
- пропускания оптического фильтра — 117
  - оптической системы — 93, 425
- сканирования — 217
- спектральный монохроматический поглощения — 67
  - рассеяния — 74
- температурный сопротивления — 159
- яркости — 420
- КПД излучателя — 56
  - модуляции — 249
  - оптической системы — 426
  - системы первичной обработки информации — 426 - 427
  - спектральный ПИ — 141
- Кривая видности — 48
- Кристаллы оптические — 122 - 126
- Критерий Котельникова — 309
  - Неймана-Пирсона — 309 - 310
- Крутизна граничная спектральной характеристики оптического фильтра — 118
  - статической характеристики анализатора — 183
  - компенсатора — 111

## Л

- Ложная тревога — 308

## М

- Математическое ожидание — 30 - 31
- Матрицы фотоприемные — 200 - 203
- Мерцание изображения — 82 - 83
- Метеорологическая дальность видимости — 77 - 78
- Метод временной задержки и интегрирования — 215, 354
  - накопления — 354
  - моментов — 373
  - работы ОЭП активный — 7
  - пассивный — 7
  - полуактивный — 7
  - спектрального разложения — 28
  - суперпозиции — 29 - 30
- Модели атмосферы — 70 - 73, 80 - 82
- Модуляторы акустооптические — 261
  - Керра — 259 - 260
  - магнитооптические — 261
  - механические — 252 - 259
  - Поккельса — 260
  - пространственно-временные — 262 - 267

- Модуляция амплитудная — 237 - 241
  - - - двухкратная — 238 - 241
  - - - внешняя — 252
  - - - внутренняя — 251
  - - - импульсная — 241
  - - - фазовая — 243
  - - - частотная — 241 - 243
- Мощность излучения — 43
  - шума эквивалентная — 434

## Н

- Нарцисса эффект — 116 - 117
- Нейронная сеть — 374 - 378

## О

- Обнаружительная способность ПИ — 139
  - - - удельная — 139
- Объектив передающей системы — 90
  - приемной системы — 90
- Ограничение пороговое — 339, 351 - 352
- Окна прозрачности атмосферы — 68 - 69
- Оператор Лапласа — 336
- Оптическая передаточная функция — 281 - 286
  - - - атмосферы — 286 - 289
- Оптическая система зеркальная — 102
  - - зеркально-линзовая — 101 - 103
  - - изоплаватическая — 107
  - - Кассегрена — 102
  - - линзовая — 101 - 102
  - - Максудова-Кассегрена — 103
  - - Манжена — 103
  - - ОЭП — 88 - 132
  - - передающая лазерная — 99
  - - передающая — 89 - 90, 95 - 99
  - - приемная — 90 - 91, 99 - 118
- Оптическая толща — 65
- Освещенность — 44 - 45, 48 - 49
  - энергетическая — 44 - 45
- Ослабитель оптический — 121
- Отношение правдоподобия — 309
  - сигнал/шум — 313, 431 - 438
  - Фишера — 372

## П

- Параметры анализаторов изображения — 183
  - Мн — 74
  - обнаружения — 429
  - пороговые и шумовые ПИ — 136 - 140
  - чувствительности ПИ — 135 - 136
- Паспортизация ПИ — 145

- Пересчет параметров — 146 - 151
- Период сканирования — 217
- ПЗИ — 174
- ПЭС — 171 - 174
- Плотность излучения спектральная — 44, 46
- Поглощательная способность — 55
- Поглощение излучения — 57, 64, 67 - 73
- Погрешности динамические — 452, 456 - 457
  - дополнительные — 452
  - инструментальные — 452, 459 - 460
  - методические — 452
  - основные — 452
  - флуктуационные — 453, 457 - 459
- Подложки зеркал — 127, 129
- Показатель ослабления — 64
  - преломления оптических материалов — 123 - 127
  - рассеяния дождевого — 75
- Покрытия просветляющие — 128
- Полоса пропускания частот при сканировании — 220, 223
  - - - эквивалентная шумовая — 434
  - - - эффективная спектральная — 322
- Помеха аддитивная — 305
  - неаддитивная — 305
- Порог чувствительности ПИ — 138
  - - - в единичной полосе частот — 139
- Пороговая чувствительность ОЭП — 408, 438 - 440
- Поток излучения — 43
  - световой — 47
- Постоянная времени ПИ — 140
- Правильное обнаружение — 308
  - обнаружение — 308
- Преобразование Ганкеля — 25
  - Меллина — 361
  - Фурье, свойства — 21 - 24
  - Фурье-Меллина — 361
- Прием сигнала балансный — 381 - 382
  - - гетеродинамный — 381 - 386
  - - гомодинамный — 381
  - - динамический — 386 - 389
  - - прямой — 380
- Приемники излучения — 134 - 178
  - - гибридные мозаичные — 174
  - - двухплощадочные — 167
  - - иммерсионные — 108
  - - инверсионные — 161 - 162
  - - координатные — 161 - 178
  - - многоцветные — 160
  - - многоэлементные — 166 - 178
  - - неселективные — 157 - 160
  - - пироэлектрические — 159 - 160
  - - развертывающие — 161 - 166, 201
  - - селективно-преобразовательные — 201

- селективные — 151 - 157
- тепловые — 157 - 160
- термоэлектрические — 157 - 160
- фотоэлектрические — 151 - 157
- Принцип суперпозиции — 29 - 30
- Прозрачность среды — 65
- Пропуск сигнала — 308
- Пропускание оптического фильтра — 117 - 118
- Пространственно-частотная характеристика
  - анализатора — 292
  - закона развертки — 292
  - оптической системы — 281 - 286
  - пространственного фильтра — 312 - 313, 319, 330

**Р**

- Радиус кружка рассеяния аберрационного — 94
  - дифракционного — 93
- Разрешающая способность анализатора — 183
  - координатного ПИ — 161
  - оптической системы — 93 - 94
  - температурная — 408, 442 - 444
  - фотопотенциометра — 163
- Разрешение оптическое — 93 - 94
- Распознавание образов — 366 - 374
- Распределение биномиальное — 371
  - Гауссовское (нормальное) — 30, 371
  - логарифмически нормальное — 82
  - Пуассона — 387
- Рассеяние аэрозольное — 73 - 78
  - дождевыми каплями — 75
  - молекулярное — 76
  - УФ-излучения — 78 - 79
- Растр анализатора — 252 - 259
  - модулятора — 253 - 259
  - пространственного фильтра — 330 - 335
- Редукция пространственных частот — 210
- Рефракция — 84 - 86
- Ряд Фурье — 18

**С**

- Светимость — 45
  - звездная — 54
  - средняя — 50
  - энергетическая — 44 - 45
- Световая энергия — 45
- Световой эквивалент потока излучения — 47
- Светопровод волоконный — 108
- Сигнал — 17 - 30
  - детерминированный — 17
  - случайный — 30 - 35

- Сила света — 45
  - энергетическая — 44
- Система воспроизведения — 315
  - первичной обработки информации — 6, 268
- Сканирование — 212 - 235
  - комбинированное — 214, 216
  - одноэлементное — 214
  - параллельное — 214
  - последовательное — 214 - 216
- Сканирующие системы механические — 223 - 224
  - оптико-механические — 225 - 230
- Сканистор — 165 - 166
- Скважность — 238
- Согласованный фильтр — 312
- Соотношения моментов инвариантные — 373 - 374
- Сопротивление ПИ — 141
  - дифференциальные — 141
  - темновое — 141
- Спектр — 19
  - дрожания — 83
  - излучения — 42
  - мерцания — 83
  - мощности шума ПИ — 143 - 144
  - оптический — 42
  - сигнала на выходе системы первичной обработки информации ОЭП — 289 - 293
    - - детерминированного, случайного — 19 - 21
    - - при амплитудной модуляции — 238 - 241
    - - при частотной модуляции — 241 - 243
  - функции — 19
  - Хинчина-Винера — 34
  - энергетический — 34
- Спектральная плотность энергетической (фотометрической) величины — 46
  - чувствительность глаза — 47 - 48
- Среднее значение светимости — 50
  - силы излучения — 49
- Средний риск — 306
- Стекло оптическое — 122 - 128
- Структурная постоянная показателя преломления — 80 - 85
- Схема автоматической регулировки усиления — 350
  - адаптации порога — 393
  - включения ПИ мостовая — 159
  - работы ОЭП — 6
  - структурная ОЭП информационного типа — 272 - 275
  - ОЭС обнаружения — 276 - 279
    - - оптико-электронной следящей системы — 268 - 272
    - - системы воспроизведения с оптимальным фильтром — 319
    - - распознавания — 366
  - считывания информации с ПЗС — 206

## Т

- Температура радиационная — 56
  - распределения — 56
  - цветная — 56
  - эквивалентная шумовая — 408, 442 - 443
  - яркостная — 56
- Теорема запаздывания — 22
  - Котельникова — 27 - 28
  - о спектре произведения — 23
  - свертки — 23
  - Парсеваля — 24
  - переноса — 22
  - подобия — 22
- Термоэлемент — 157 - 158
- Точность потенциальная — 453 - 454
- Траектория розеточная — 218
  - сканирования — 217 - 218
  - спиральная — 218
  - строчная — 218
- Транспарант динамический — 262
  - жидкокристаллический — 265 - 267
  - кристаллический — 262 - 264
  - светоклапанный — 263
  - термопластиковый — 264

## У

- Угловое поле объектива — 101

## Ф

- Фильтр абсорбционный — 119
  - гребенчатый — 314
  - длинноволновый отсекающий — 118
  - интерференционный — 119 - 121
  - квазиоптимальный — 314
  - коротковолновый отсекающий — 118
  - нейтральный — 121
  - оптимальный — 304, 312
  - оптический — 117
  - полосовой — 118
  - поляризационный — 121
  - пространственный — 327 - 333
  - согласованный — 312
  - спектральный — 117 - 123
- Фильтрация — 304 - 307
  - медианная — 341 - 343
  - оптимальная — 311 - 313
  - при измерении — 315 - 319
  - при обнаружении — 307 - 315

- пространственная в когерентных системах — 343 - 349
- в некогерентных системах — 327 - 335
- согласованная — 312
- спектральная балансная — 324 - 325
- двухцветная — 322 - 323
- оптическая — 320 - 327
- Флуктуации амплитуды волны — 82
  - прозрачности атмосферы — 79 - 84
  - фазы и угла прихода излучения — 83
  - числа квантов — 59, 387
- Фокусное расстояние конденсора — 106
  - объектива — 100 - 101
- Формула Эльдера-Стронга — 69
- Фотодиоды — 155
  - инверсионные — 161 - 162
  - разрезные — 167, 185
  - с барьером Шоттки — 164 - 165
  - с радиальным электрическим полем — 163 - 164
- Фотокатоды — 151
- Фотопотенциометр — 163
- Фотоприемное устройство — 134
- Фоторезисторы — 152 - 154
- Фототранзисторы — 157
- Фотоумножители — 151 - 152
- Фотоэлементы — 151 - 152
- Функция весовая оптической системы — 279
  - взаимная ковариационная — 34
  - дискриминантная — 369
  - ковариационная — 32
  - корреляционная — 32
  - ошибок — 461 - 462
  - потеря — 309
  - структурная показателя преломления — 79
  - фазы — 83

## Х

- Характеристика вольтовая ПИ — 142
  - зонная анализатора — 183
  - импульсная — 29
  - оптимального приемника — 311
  - оптической системы — 279
  - инверсионная ПИ — 162
  - координатная ПИ — 144
  - люкс-омическая ПИ — 143
  - модуляционная — 254
  - обнаружения — 429
  - преобразования анализатора — 182
  - световая фотоумножителя — 143
  - спектральная фильтра — 117 - 118
  - чувствительности ПИ — 142
  - статическая анализатора — 182

- температурная ПИ — 144
- фазово-частотная — 282
- фоновая ПИ — 144
- энергетическая ПИ — 143

**Ч**

- Частота гравитационная ПИ — 143
  - Найквиста — 210
  - пространственная — 25
  - сканирования — 217
- Частотная характеристика оптико-электронной следящей системы — 269
  - оптимального фильтра — 312 - 314, 318
  - системы первичной обработки информации — 269 - 271
  - удельной обнаружительной способности — 143
  - чувствительности приемника — 143
- Частотно-контрастная характеристика — 282
- Черное тело — 54 - 55
- Чувствительность ПИ вольтовая — 136
  - дифференциальная — 136
  - интегральная — 136
  - монохроматическая (спектральная) — 136
  - статическая — 136
  - токовая — 136
  - удельная — 136

**Ш**

- Шум ПИ дробовый — 137
  - избыточный — 137
  - из-за неравномерности чувствительности
  - по площади — 104
  - радиационный — 137
  - тепловой — 136
  - токовый — 137
  - фотонный — 137
- Шумы ПЗС — 173

**Э**

- Экспозиция — 44 - 45
  - энергетическая — 44
- Энергия излучения — 44
  - световая — 45
- Энтропия — 35
- Эргономическое свойство — 32

**Я**

- Яркость — 44 - 46
  - средняя — 50
  - энергетическая — 46

**Оглавление**

Предисловие .....	3
Глава 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ .....	5
1.1. Оптико-электронные приборы: определение, обобщенные схемы и методы работы .....	5
1.2. Краткая классификация оптико-электронных приборов .....	7
1.3. Сравнение оптико-электронных приборов с визуальными оптическими и радиоэлектронными приборами .....	9
1.4. Краткий исторический очерк и некоторые перспективы развития оптико-электронного приборостроения .....	11
Часть I ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И ЭЛЕМЕНТЫ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ .....	17
Глава 2. СИГНАЛЫ И ПОМЕХИ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ .....	17
2.1. Детерминированные сигналы и способы их описания .....	17
2.2. Случайные сигналы и способы их описания .....	30
2.3. Информационные характеристики сигналов .....	35
2.4. Некоторые особенности оптических сигналов .....	38
Глава 3. ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ .....	42
3.1. Оптический спектр электромагнитных колебаний .....	42
3.2. Основные энергетические и фотометрические величины и соотношения между ними .....	43
3.3. Система астрофизических звездных величин .....	50
3.4. Основные параметры и характеристики излучателей .....	54
3.5. Законы теплового излучения .....	57
Глава 4. ВЛИЯНИЕ СРЕДЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАБОТУ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ .....	63
4.1. Общие вопросы распространения излучения в атмосфере .....	63
4.2. Поглощение излучения в земной атмосфере .....	67
4.3. Рассеяние излучения в атмосфере .....	73
4.4. Флуктуации прозрачности атмосферы и их влияние на работу оптико-электронного прибора .....	79
4.5. Рефракция оптических лучей .....	84
4.6. Влияние атмосферы на контраст между наблюдаемым объектом и фоном .....	86



Глава 5. ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОГО ПРИБОРА .....	88
5.1. Назначение, структура и особенности оптической системы оптико-электронного прибора .....	88
5.2. Критерии качества оптической системы оптико-электронного прибора ...	92
5.3. Передающие оптические системы .....	95
5.4. Объективы .....	99
5.5. Конденсоры приемных оптических систем .....	104
5.6. Оптические компенсаторы .....	110
5.7. Бленды. Борьба с внешними и внутрприборными засветками в оптической системе .....	114
5.8. Оптические фильтры .....	117
5.9. Материалы оптических систем оптико-электронных приборов .....	122
5.10. Атермализация и ахроматизация оптической системы оптико-электронного прибора путем выбора надлежащих оптических материалов ...	129
Глава 6. ПРИЕМНИК ИЗЛУЧЕНИЯ КАК ЗВЕНО ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОГО ПРИБОРА .....	134
6.1. Краткая классификация приемников излучения, используемых в оптико-электронных приборах .....	134
6.2. Параметры приемников излучения .....	135
6.3. Характеристики приемников излучения .....	142
6.4. Паспортизация приемников. Пересчет их параметров .....	145
6.5. Основные виды приемников излучения, применяемых в оптико-электронных приборах .....	151
6.6. Одноэлементные координатные (позиционно-чувствительные) и развертывающие приемники излучения .....	161
6.7. Многоэлементные приемники излучения .....	166
Глава 7. АНАЛИЗАТОРЫ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ .....	179
7.1. Назначение анализаторов изображений и их классификация .....	179
7.2. Основные параметры и характеристики анализаторов .....	181
7.3. Светоделительные амплитудные анализаторы .....	183
7.4. Амплитудно-фазовые анализаторы .....	185
7.5. Фазовые анализаторы изображения .....	190
7.6. Частотные анализаторы .....	192
7.7. Времяимпульсные (фазоимпульсные) анализаторы .....	193
7.8. Анализаторы на базе аналоговых полупроводниковых первичных преобразователей .....	196
7.9. Многоэлементные (мозаичные и матричные) приемники излучения как анализаторы изображений .....	199
7.10. Спектр сигнала на выходе многоэлементного анализатора изображений .....	207

Глава 8. СКАНИРОВАНИЕ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ .....	211
8.1. Назначение и роль сканирования. Методы сканирования .....	211
8.2. Параметры и характеристики сканирующих систем .....	216
8.3. Механические и оптико-механические сканирующие системы .....	222
8.4. Фотоэлектронные сканирующие системы .....	229
8.5. Сканирующие системы с электрическим управлением пространственным положением оптического пучка .....	232
Глава 9. МОДУЛЯЦИЯ И ДЕМОДУЛЯЦИЯ СИГНАЛОВ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ .....	234
9.1. Назначение, классификация и особенности модуляции потока излучения .....	234
9.2. Демодуляция сигналов .....	241
9.3. Потери мощности сигнала при модуляции .....	247
9.4. Общая характеристика способов модуляции сигнала в оптико-электронных приборах .....	249
9.5. Модуляция оптических сигналов с помощью растров .....	251
9.6. Электрооптические и некоторые другие типы модуляторов .....	258
9.7. Пространственно-временные модуляторы (динамические транспаранты) .....	260
ЧАСТЬ II ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПРИЕМА СИГНАЛОВ В ПРИМЕНЕНИИ К ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫМ ПРИБОРАМ .....	266
Глава 10. ОБОБЩЕННЫЕ СТРУКТУРНЫЕ СХЕМЫ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ .....	266
10.1. Структурная схема оптико-электронной следящей системы .....	266
10.2. Структурная схема оптико-электронного прибора информационного типа .....	270
10.3. Структурная схема оптико-электронной системы обнаружения .....	274
10.4. Оптическая система как линейный фильтр (преобразование Фурье в некогерентной оптической системе) .....	277
10.5. Передаточная функция среды распространения излучения .....	284
10.6. Спектр детерминированного сигнала на выходе подвижного растрового анализатора .....	287
10.7. Спектр сигнала на выходе многоэлементного приемника излучения .....	292
10.8. Передаточная функция оптико-электронной системы .....	294
10.9. Прохождение случайного сигнала через систему первичной обработки информации .....	298
Глава 11. ФИЛЬТРАЦИЯ СИГНАЛОВ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ .....	302
11.1. Общие сведения об оптимальных методах приема сигналов при наличии помех .....	302

11.2. Оптимальная фильтрация при обнаружении сигнала на фоне помех .....	305
11.3. Оптимальная фильтрация при измерении параметров сигнала .....	313
11.4. Спектральная оптическая фильтрация .....	318
11.5. Пространственная фильтрация в некогерентных оптических системах ..	325
11.6. Обнаружение движущихся объектов с помощью пространственно- временной фильтрации .....	333
11.7. Медианная фильтрация .....	339
11.8. Пространственная фильтрация в когерентных оптических системах .....	341
11.9. Фильтрация сигналов в электронном тракте .....	347
11.10. Оптическая корреляция .....	354
11.11. Общие сведения из теории распознавания образов .....	364
11.12. Нейронные сети в оптико-электронных системах .....	372

## Глава 12. ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ ПРИЕМА ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ .....

12.1. Краткая классификация основных методов приема оптических сигналов .....	378
12.2. Гетеродинный прием оптических сигналов .....	380
12.3. Динамический метод приема (метод счета одноэлектронных импульсов) .....	384

## Глава 13. АДАПТАЦИЯ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ .....

13.1. Общие сведения о применении адаптации в оптико-электронных приборах .....	388
13.2. Адаптация чувствительности .....	390
13.3. Адаптация углового поля .....	393
13.4. Адаптация параметров оптического и пространственного фильтров ....	395
13.5. Изменение структуры прибора .....	396
13.6. Адаптивные оптико-электронные системы с компенсацией фазовых искажений оптического сигнала .....	397
13.7. Адаптация в крупногабаритных оптических системах .....	402

### Часть III

## МЕТОДЫ РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ .....

### Глава 14. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ .....

14.1. Критерии качества оптико-электронных приборов .....	405
14.2. Обобщенная методика энергетического расчета .....	409
14.3. Расчет значений потоков и облученностей на входе оптико-электронного прибора .....	412
14.4. Расчет потерь потока в оптической системе .....	423
14.5. Расчет коэффициента полезного действия системы первичной обработки информации .....	424

14.6. Расчет вероятностей обнаружения сигнала на фоне помех .....	426
14.7. Расчет отношения сигнал/шум на выходе системы первичной обработки информации .....	429
14.8. Расчет пороговой чувствительности оптико-электронного прибора .....	436
14.9. Расчет температурной разрешающей способности оптико-электронного прибора и эквивалентных шуму разностей излучательных и отражательных способностей .....	440
14.10. Расчет дальности действия оптико-электронных приборов .....	444

### Глава 15. ТОЧНОСТНЫЕ РАСЧЕТЫ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ .....

15.1. Критерии точности, классификация приборных погрешностей и ошибок измерений .....	449
15.2. Основные этапы точностного расчета оптико-электронных приборов ...	451
15.3. Расчет потенциальной точности оптико-электронного прибора .....	452
15.4. Расчет динамических погрешностей при детерминированных входных воздействиях .....	454
15.5. Расчет флуктуационных погрешностей при действии стационарных случайных помех .....	455
15.6. Общая методика расчета инструментальных погрешностей .....	457
15.7. Определение функций ошибок .....	459
Список литературы .....	461
Предметный указатель .....	464

*Учебное издание*

**Якушенков Юрий Григорьевич**

**Теория и расчет оптико-электронных приборов**

*Учебник*

Редактор Е.В.Комарова  
Оформление М.Ю.Молчанова, С.С.Носова

ЛР № 071045 от 09.06.99

Подписано в печать 26.07.99. Гарнитура Таймс. Формат 60х90/16  
Бумага офсетная. Печать офсетная. Печ. л. 30,0. Уч.-изд. л. 30,99  
Тираж 1000 экз. Заказ 1396

Издательская корпорация «Логос»  
105318, Москва, Измайловское шоссе, 4

Отпечатано в ГУП ИПК «Ульяновский Дом печати»  
432601, Ульяновск, ул. Гончарова, 14

ISBN 5-88439-035-1



9 785884 390355

