

ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

У Ч Е Б Н И К Д Л Я В У З О В

ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

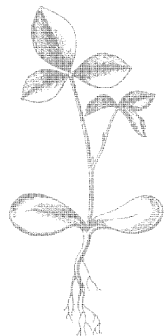
ПОЛИТЕХНИКА

ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

*Допущено Государственным комитетом СССР
по народному образованию
в качестве учебного пособия
для студентов оптических специальностей*



Санкт-Петербург
„ПОЛИТЕХНИКА“
1991



ББК 32.86-5-04я73

И89

УДК [681.7.069.2 + 681.7.069.3.33] (075.8)

Авторы: Ишанин Г. Г., Панков Э. Д., Андреев А. Л.,
Польщиков Г. В.

Рецензенты канд. техн. наук *Солдатов Ю. И.*,
кафедра ОЭП МИИГАиК

Источники и приемники излучения: Учебное пособие для
И89 студентов оптических специальностей вузов/Г. Г. Ишанин,
Э. Д. Панков, А. Л. Андреев, Г. В. Польщиков. — СПб.:
Политехника, 1991. — 240 с.: ил.

ISBN 5-7325-0164-9

В учебном пособии описаны различные виды источников и приемников излучения, являющихся наиболее важными звеньями оптико-электронных приборов. Рассмотрены особенности прохождения оптического излучения через различные среды и оптические системы. Приведен обширный справочный материал по источникам и приемникам излучения, изложены физические основы их работы.

И $\frac{2302030500-017}{045 (01)-91}$ 17-91

ББК 32.86-5-04я73

ISBN 5-7325-0164-9

© Г. Г. Ишанин, Э. Д. Панков,
А. Л. Андреев, Г. В. Польщиков, 1991

Введение

Оптико-электронным прибором (ОЭП) принято называть совокупность оптических, электронных, механических, вычислительных и других элементов и узлов, предназначенных для приема оптического сигнала, преобразования его в электрический сигнал и обработки информации об источнике излучения, содержащейся в сигнале.

Различают два основных метода работы ОЭП: пассивный и активный.

При *пассивном методе* ОЭП использует оптическое излучение самого исследуемого либо рабочего объекта, либо излучение, отражаемое при освещении объекта каким-либо естественным излучателем. В этом случае ОЭП принимает оптический сигнал, фильтрует его на фоне шумов и помех и извлекает из него полезную информацию.

При *активном методе* ОЭП излучение от источника, который может входить в состав ОЭП, направляется к исследуемому либо рабочему объекту, отражается от него и поступает в ОЭП. Приемная часть ОЭП решает те же задачи, что и при пассивном методе работы.

Обобщенная структурная схема ОЭП зависит от метода работы. При пассивном методе она включает оптическую систему, приемник излучения, электронный тракт и выходное устройство. При активном методе в схему добавляется передающая система (источник излучения).

Таким образом, в обоих случаях в структурную схему включены источник излучения и приемник излучения, которые представляют собой одно из ее основных звеньев. Прием оптического излучения приемником излучения связан с прохождением оптического излучения через среду между исследуемым или рабочим объектом и через оптическую систему. Именно рассмотрению источников оптического излучения, его прохождения через среду распространения и оптическую систему и приемников излучения посвящено данное учебное пособие. В нем излагается материал курса «Источники и приемники излучения», читаемый в вузах для студентов оптических специальностей. По мнению авторов, польза от такого пособия будет несомненна, так как в настоящее

время нет публикаций, где бы осуждаемые вопросы были изложены совместно и систематизированы с единых методических позиций.

В учебном пособии авторами не рассматриваются системы фотометрических единиц, так как они подробно освещены в курсах фотометрии. Кроме того, авторы не рассматривают источники когерентного излучения — лазеры — по той же причине. Информация о них широко дается в специальных курсах.

Труд по написанию учебного пособия распределился между авторами следующим образом: гл. 2 написана Г. В. Польщиковым, гл. 6 — А. Л. Андреевым, гл. 1, 3—5 и 7 — совместно Г. Г. Ишаниным и Э. Д. Панковым. В подготовке материалов для гл. 1 принимал участие В. Л. Мусяков, которому авторы приносят свою искреннюю благодарность.

Часть I

ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Глава 1

ИСТОЧНИКИ НЕКОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Искусственные источники оптического некогерентного излучения можно разделить на группы: тепловые; люминесцентные; газоразрядные; светодиоды; некогерентным излучением обладают также естественные объекты.

При тепловом излучении поток излучения и его спектральный состав определяет температура. Световое излучение обусловлено спонтанными переходами электронов с высоких уровней на более низкие, ИК-излучение происходит за счет изменения колебательного и вращательного движений атомов. Тепловое излучение происходит в широком спектральном диапазоне и выходит из излучателя во все стороны.

При люминесцентном излучении атомы и электроны спонтанно переходят с высоких уровней на более низкие, а возбуждаются электромагнитным полем. Люминесцентное излучение выходит из излучателя во все стороны, но спектральный диапазон его уже, чем у теплового.

Газоразрядным источником излучения называют прибор, в котором излучение оптического диапазона спектра возникает в результате электрического разряда в атмосфере инертных газов, паров металла или их смесей.

Принцип действия излучающих полупроводниковых диодов (светодиодов) основан на явлении электролюминесценции при протекании тока в структурах с p — n -переходом.

§ 1.1. Тепловые источники излучения

Черное тело, коэффициент теплового излучения полости. Черным телом (ЧТ) называется излучатель, поглощающий все падающее на него излучение. ЧТ — эталонный источник потока излучения. Его применяют для паспортизации различных приемников излучения (ПИ), для определения характеристик пропускания и поглощения различных материалов, а также спектральных характеристик монохроматоров, для контроля пирометров и радиометров и других измерительных приборов.

За эталон ЧТ принято потому, что мощность, излучаемую им, можно подсчитать с помощью законов теплового излучения.

Поскольку по закону Кирхгофа отношение спектральной плотности энергетической светимости (СПЭС) и спектрального коэффициента поглощения есть величина постоянная для данной температуры и длины волны, а спектральный коэффициент поглощения ЧТ равен единице, то СПЭС ЧТ является максимально возможной для данных T и λ . Именно поэтому ЧТ называют полным излучателем.

В природе ЧТ не существует. Однако искусственно удается создать излучатели, свойства которых приближаются к свойствам ЧТ.

Модель ЧТ можно получить в виде замкнутой полости с небольшим отверстием в ней. Попадающее внутрь такого источника излучение многократно отражается на стенках и сильно поглощается. Чем меньше входное отверстие, тем меньше вероятность выхода излучения из полости, т. е. тем больше коэффициент поглощения. Такой излучатель по своим свойствам приближается к ЧТ.

Излучение полого источника всегда больше излучения плоского источника. Различия излучательной способности вогнутой поверхности (или полости) и гладкого плоского образца можно охарактеризовать эффективным коэффициентом теплового излучения, или коэффициентом почернения $\gamma(\lambda, T) > 1$.

В соответствии с законом Кирхгофа можно записать

$$\varepsilon(\lambda, T)_{\text{оф}} = \frac{M(\lambda, T)}{M^0(\lambda, T)} = \frac{M(\lambda, T)}{M'(\lambda, T)} \frac{M'(\lambda, T)}{M^0(\lambda, T)} = \gamma(\lambda, T) \varepsilon'(\lambda, T),$$

где $\gamma(\lambda, T)$ — коэффициент почернения; $M'(\lambda, T)$ — СПЭС плоского образца; $M(\lambda, T)$ — СПЭС полого излучателя; $\varepsilon'(\lambda, T)$ — коэффициент теплового излучения плоского образца; $M^0(\lambda, T)$ — СПЭС ЧТ.

Поскольку СПЭС любого тела меньше СПЭС ЧТ, то $\gamma(\lambda, T) \times \varepsilon'(\lambda, T) < 1$.

Излучение полой сферы с отверстием на поверхности. Другие виды излучающих поверхностей. Часто излучение любой полости приближенно оценивают приведением ее к равновеликой сферической поверхности, причем поверхности полостей и площади отверстий должны быть равными. Поэтому рассмотрим излучение сферы, на поверхности которой сделано круглое окно для выхода излучения.

Эффективный коэффициент теплового излучения сферы равен

$$\frac{L(T, \xi, \eta)}{L_0(T)} = \varepsilon_{\text{оф}} = \frac{1 - \rho}{1 - \rho_m},$$

где $m = S/S_{\text{сф}} < 1$; $S = S_{\text{сф}} - S_{\text{отв}}$ — поверхность полости; ξ, η — координаты точки полости; $L_0(T)$ — собственная яркость площадки dS ; ρ — коэффициент отражения полости.

Величина m определяется диаметром отверстия, поэтому излучение зависит от него. Если отверстие уменьшается, то $m \rightarrow 1$,

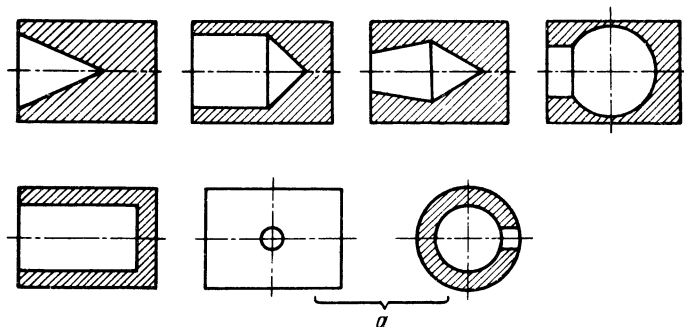


Рис. 1.1. Виды излучающих полостей

при этом $\epsilon_{\text{эф}} \rightarrow 1$. Чтобы получить коэффициент излучения близким к единице, необходимо иметь большую полость и малое отверстие.

Полости изготавливают из различных материалов (стали, алюминия, меди), обладающих хорошей теплопроводностью для получения $T = \text{const}$ по всей полости. Их формы могут быть различными (рис. 1.1). Поверхность обычно выполняют шероховатой и оксидированной.

Черные тела снабжаются набором диафрагм разного размера, которые охлаждаются либо водой, либо воздухом. В последнем случае они имеют радиаторы. Небольшие изменения формы полости слабо влияют на коэффициент излучения. Более важно поддерживать постоянной температуру внутри полости (изотермическая полость). Температуру измеряют термометрами или термопарами. Если температура ЧТ выше 1273 К, то обычно используют керамику. К хорошим результатам приводит изготовление ЧТ на основе конической поверхности с углом ψ при вершине, меньшим или равным 15° . Если конус выполнен с коэффициентом излучения материала $\epsilon = 0,7 \div 0,75$ и $\psi = 5^\circ$, то эффективный коэффициент излучения ЧТ будет больше 0,99.

Приближенная формула расчета коэффициента излучения конической поверхности имеет вид $\epsilon_{\text{эф}} \approx 1 - \rho l(D^2/4l^2)/(1 + D^2/4l^2)$, где D — выходной диаметр конуса; l — длина конической поверхности (рис. 1.2). Хорошие параметры имеют излучатели в виде трубок с малым отверстием или узкой щелью на цилиндрической поверхности.

На рис. 1.3 представлена конструкция эталонного ЧТ. В основу ЧТ положена шероховатая коническая полость 11, выточенная в медном цилиндрическом стержне 6, с углом при вершине, равным 15° . Вокруг стержня размещена нагревательная спираль 5

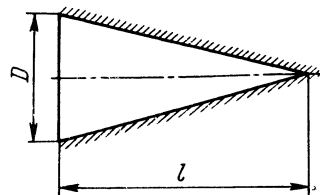


Рис. 1.2. Коническая излучающая плоскость

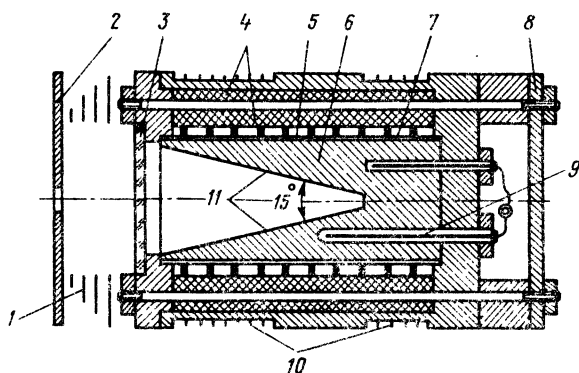


Рис. 1.3. Конструкция эталонного черного тела

с переменным шагом, который позволяет поддерживать постоянную температуру по всей длине ЧТ: шаг меньше у концов, где теплоотвод повышен. За счет оксидирования коэффициент излучения конической поверхности доводится до 0,7. Температуру ЧТ измеряют два термистора 9, помещенные внутри полости. На выходе ЧТ установлено защитное окно 3, прозрачное для рабочего спектрального диапазона. Окно и теплоизолирующий асбестовый слой 4 уменьшают тепловые потери. Излучатель имеет сменные калиброванные диафрагмы 2 или револьверную головку с переменными диафрагмами. В передней части ЧТ установлены диафрагмы — радиаторы 1, охлаждаемые воздухом. Для лучшего охлаждения корпус имеет ребра 10. Слой из слюды 7 изолирует обмотку относительно конуса. Крышка 8 закрывает выводы термисторов.

Лампы накаливания. Электрической лампой накаливания (ЭЛН) называется источник излучения, который получают в результате теплового излучения твердого тела, нагретого до высокой температуры проходящим через него электрическим током, при этом твердое тело заключено в стеклянный баллон, заполненный газом. ЭЛН широко применяют как источники света и источники излучения в ближней ИК-области.

К *достоинствам* ЭЛН следует отнести: удобство эксплуатации (период разгорания практически отсутствует, лампу можно включать в сеть без дополнительных устройств); сплошной спектр, обеспечивающий во многих случаях приемлемую цветопередачу; отработанную технологию изготовления ламп в широком диапазоне мощностей; малую стоимость; достаточно высокую надежность.

Недостатки ЭЛН: низкая световая отдача (световой КПД осветительных ламп составляет 1—3%, т. е. ЭЛН являются малоэкономичными источниками света); спектральный состав ЭЛН существенно отличается от спектрального состава солнечного излучения.

Особое значение для характеристики ламп накаливания имеет световая отдача, т. е. световой поток, приходящийся на единицу мощности (лм/Вт). Максимальный коэффициент световой отдачи $K_{\text{л макс}} = 683$ лм/Вт.

Нити накала современных ЭЛН изготавливают из вольфрама с различными присадками, так как проволока из чистого вольфрама недостаточно прочна и плохо сохраняет форму. Конструкция ЭЛН обеспечивает получение наилучших световых характеристик и автоматизацию процесса сборки в массовом производстве.

Для изготовления колб применяют специальные марки стекла, например БД-1 и ЗС-5. Стекла должны быть прочными, жаростойкими, иметь постоянный коэффициент линейного расширения и минимальную электропроводность.

Для металлических вводов в колбу лампы используют платинит и молибден (для колб из стекла ЗС-5). Коэффициенты линейного расширения указанных металлов близки к коэффициентам линейного расширения стекла.

Все цоколи ламп накаливания подразделяются на резьбовые, штифтовые, фокусирующие штифтовые, фокусирующие дисковые, фокусирующие секторные. Цоколи обеспечивают крепление ламп в патроны и ориентацию нити относительно оси патрона. Если необходимо строго ориентировать нить накала, то используют фокусирующие цоколи.

Примеры обозначения цоколей различных конструкций:

Р-27 — резьбовой, резьба Ц27, цоколь $\varnothing 27$ мм;

1Ш-9А — одноконтактный, штифтовой, $\varnothing 9$ мм, специальный;

2Ш-15А — двухконтактный, штифтовой, $\varnothing 15$ мм, специальный;

1Ф-Д30 — одноконтактный, фокусирующий, дисковый, $\varnothing 30$ мм;

Р-14 — резьбовой, резьба Ц14, $\varnothing 14$ мм;

2Ш-15 — двухконтактный, штифтовой, $\varnothing 15$ мм;

1Ф-Ш15 — одноконтактный, фокусирующий, штифтовой, $\varnothing 15$ мм;

1Ф-С38 — одноконтактный, фокусирующий, секторный, $\varnothing 38$ мм.

При выборе лампы принимают во внимание размеры, материал колбы (различное его пропускание), светотдачу, тип цоколя и т. д.

Лампы накаливания изготавливают в соответствии со стандартами, которые устанавливают определенные допуски на разброс параметров. Мощность ограничивается верхним пределом (8—15%), световой поток — нижним пределом (10—15%) в зависимости от типа ламп, световая отдача — нижним пределом (10% от номинального значения). Нормируются также продолжительность горения и положение нити накала для фокусируемых цоколей. При изменении напряжения питания лампы на 1% мощность изменяется на $\pm 1,5\%$; световой поток — на $\pm 3,5\%$; световая отдача — на 1,8% и срок службы — на 1,3%.

Заполнение колб инертным газом позволяет повысить температуру нити накала до 2900 К, что существенно увеличивает свето-

вую отдачу. При этом, несмотря на увеличение потерь через газ, общий поток излучения от лампы возрастает.

В лампах накаливания для оптических приборов предъявляются особые требования к стеклу баллона, форме и расположению тела накала.

Обозначение лампы имеет следующую структуру: *ABCD*, где *A* — буквенное обозначение (ОП — оптическая, ИК — инфракрасная с кремниевым окном); *B* — напряжение питания, В; *C* — электрическая мощность, Вт; *D* — отличие от базовой модели.

Светоизмерительные и температурные лампы накаливания применяют для воспроизведения световых единиц и градуировки светоизмерительных приборов. Структура их обозначения: *ABCD*, где *A* — буквенное обозначение (СИС — светоизмерительные для измерения силы света; СИП — светоизмерительные для измерения светового потока; СИРШ — светоизмерительные рабочие широкополосные; ТО — температурные образцовые; И — для инфракрасной области спектра; Ш — широкодиапазонные; ПТ — повышенной точности); *B* — напряжение питания, В; *C* — номинальный световой поток для лампы СИП, лм; номинальная сила света для лампы СИС, кд; *D* — отличие от базовой модели.

Галогенные лампы. Галогенная лампа накаливания представляет собой лампу, в колбу которой вводится небольшое количество галогена, обычно йода или брома. Распыляемый нитью вольфрам соединяется с галогеном, в результате чего образуется газообразное вещество — галогенид вольфрама. Эта реакция присоединения происходит при температуре 573 К, близкой к температуре колбы. При температуре, близкой к температуре нагретой нити лампы, галогенид вольфрама распадается на галоген и восстановленный вольфрам, который частично оседает на спирали. Такое возвращение распыленного вольфрама на спираль лампы устраняет его напыление на стенки колбы и удлиняет срок службы лампы.

Лампы накаливания с галогенным циклом имеют срок службы в два-три раза больший, чем обычные лампы, а при одинаковом сроке службы имеют более высокую световую отдачу и меньшие размеры тела накала. Температуру нити можно довести до 3400 К ($T_{пл} = 3600$ К).

В настоящее время созданы и газоразрядные лампы с галогенным циклом, где использование последнего позволило наряду с увеличением светоотдачи лампы значительно улучшить спектральную характеристику излучаемого света. Исследуется возможность применения фтора, что позволит приблизить температуру спирали к температуре плавления вольфрама и увеличить световую отдачу на 50%.

Колбы ламп изготавливают из кварца или тугоплавкого стекла, так как для обеспечения галогенного цикла они должны нагреваться до 573 К.

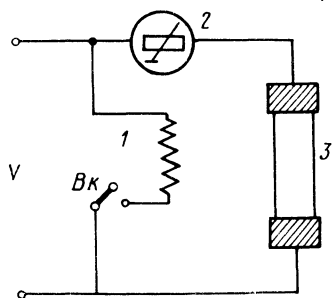


Рис. 1.4. Схема включения штифта Нернста

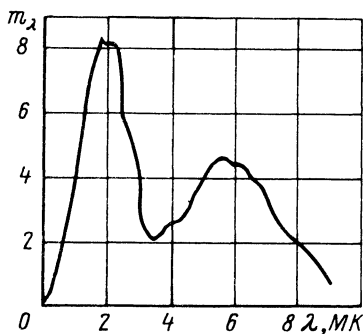


Рис. 1.5. Спектр излучения штифта Нернста

Обозначают галогенные лампы аналогично лампам накаливания для оптических приборов: К — кварцевая; Г — галогенная; Д — дифференциального излучения; К — с концентрированным телом накала; М — малогабаритная; МН — миниатюрная; СМ — самолетная; О — с отогнутыми концами; Т — термоизлучатель.

Штифт Нернста, силитовый излучатель, темные излучатели, трубчатые кварцевые излучатели. Чтобы получить ИК-излучение, используют излучатели специальных конструкций.

Штифт Нернста изготавливают в виде цилиндрика диаметром от 1 до 3 мм и длиной до 30 мм из оксидно-керамической массы, состоящей из оксидов циркония и иттрия. К концам цилиндрика припаивают электроды из платиновых проводочков.

Нагревается штифт проходящим через него током. Электрическая схема включения штифта Нернста показана на рис. 1.4. Поскольку штифт Нернста в холодном состоянии является диэлектриком, то его предварительно разогревают при помощи специальной спирали. Штифт потребляет ток до 1 А при напряжении питания 130—220 В.

Для уменьшения потерь штифт, как правило, помещают в кожух, в котором монтируется окно из материала, прозрачного для заданной области излучения. Температура нагрева штифта Нернста достигает 2000 К. На рис. 1.5 представлен спектр излучения штифта Нернста.

Силитовый излучатель (глобар) представляет собой стержень из карбида кремния, нагреваемый электрическим током. Обычно диаметр глобара 6—8 мм, а длина — около 250 мм. Однако иногда глобары выполняют длиной до 1 м. Рабочая температура глобаров 1200—1300 К. Часто глобары покрывают защитным слоем двуокси тория, что позволяет повысить их рабочую температуру до 2273 К. При температуре 1773 К и выше глобар излучает, как серое тело (рис. 1.6). Штифт Нернста и глобар

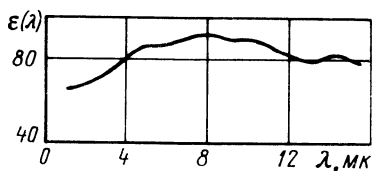


Рис. 1.6. Коэффициент теплового излучения глобара

применяют для получения ИК-излучения в спектральных приборах.

Темные излучатели являются ИК-источниками и представляют собой металлические трубки из жаропрочной (хромо-никелевой) стали с коэффициентом теплового излучения $\varepsilon = 0,95$. Трубку заполняют керамикой, внутри которой помещают нагреватель.

Рабочая температура 1000 К. Средняя мощность излучения около 1 кВт на 1 м длины трубки.

Трубчатые кварцевые излучатели появились в 1955 г. ИК-излучатели этого типа устроены следующим образом. На тонкий кварцевый стержень навивают спираль из хромоникелевой стали. На стержень надевают трубку из кварца, которая нагревается спиралью до 1400 К. Срок службы таких ламп достигает 5000 ч. Первая отечественная трубчатая кварцевая лампа была изготовлена в виде трубки из кварцевого стекла диаметром 10 мм, длиной 370 мм с температурой 723 К.

Темные и трубчатые кварцевые излучатели используют в качестве нагревательных элементов.

§ 1.2. Люминесцентные и газоразрядные источники излучения

Люминесценцией называют излучение вещества сверх его теплового излучения при длительности, большей 10^{-10} с, за счет подводимой к нему в той или иной форме энергии. При этом осуществляются непосредственно резонансные переходы возбужденных атомов в невозбужденное состояние. В зависимости от способа возбуждения атомов различают следующие виды люминесценции:

фотолюминесценцию, при которой атом возбуждается квантами поглощенного излучения оптической части спектра; этот вид широко применяют в источниках света, в которых ультрафиолетовые потоки излучения при помощи люминофора преобразуются в излучение видимой части спектра;

рентгенолюминесценцию — возбуждение, производимое квантами поглощенных рентгеновских лучей;

катодолюминесценцию — возбуждение, производимое за счет кинетической энергии электронов, бомбардирующих люминофор или молекулы газов (например, излучение в электронно-лучевых трубках);

электролюминесценцию — возбуждение, производимое переменным электрическим полем;

хемилюминесценцию — для возбуждения используется химическая энергия;

биолюминесценцию — для возбуждения используется биологическая энергия.

Из всего разнообразия люминесцентных источников здесь рассматриваются лишь фотолюминесцентные как наиболее перспективные для применения в оптико-электронных приборах.

Газоразрядные источники излучения — это приборы, в которых излучение оптического диапазона спектра возникает в результате электрического разряда в атмосфере инертных газов, паров металла или их смесей. Очень часто указанные источники называют газоразрядными лампами. Следует иметь в виду, что последнее понятие уже первого, так как лампами принято называть источники, использующиеся преимущественно как источник света.

Современные газоразрядные лампы имеют целый ряд преимуществ перед лампами накаливания:

- более высокий световой КПД (лампы накаливания имеют световую отдачу от 7 до 20 лм/Вт, газоразрядные — от 45 до 100 лм/Вт);

- большой срок службы (срок службы современных люминесцентных ламп достигает 1400 ч, обычных — меньше 250);

- некоторые газоразрядные лампы имеют яркость, существенно большую, чем лампы накаливания;

- газоразрядные источники можно модулировать с f до 10 000 Гц;

- газоразрядные источники могут выполняться импульсными с длительностью импульса излучения от секунд до наносекунд.

Благодаря перечисленным свойствам газоразрядные лампы постепенно вытесняют лампы накаливания в установках промышленного, общественного, наружного и рекламного освещения, а также сигнализации. Однако газоразрядные лампы имеют и существенные недостатки:

- линейчатый спектр газоразрядных ламп может исказить цветопередачу;

- при питании газоразрядных ламп переменным током промышленной частоты возникает пульсация потока излучения, что ухудшает условия наблюдения за подвижными объектами;

- газоразрядные лампы имеют более сложную схему питания, что связано с падающей вольт-амперной характеристикой и с высоким напряжением зажигания;

- некоторые лампы имеют длительный период разгорания;

- эксплуатация ламп, особенно высокого и сверхвысокого давления, более сложна.

Газоразрядные лампы обычно выполняют в виде стеклянных или кварцевых колб, в которые впаивают два (иногда три) электрода — анод и катод. Колбу наполняют тем или иным газом при различных давлениях. Если между электродами приложить напряжение, свободные ионы газа начнут перемещаться к катоду, а свободные электроны — к аноду. При этом ионы образуют пространственный заряд вблизи катода, а электроны — вблизи анода. Поскольку скорость ионов значительно меньше скорости электронов, пространственный заряд, а следовательно, и падение напряжения вблизи катода больше, чем у анода. За счет зна-

чительной разности потенциалов вблизи катода ионы резко увеличивают скорость и при ударе о катод выбивают из него электроны, которые при движении к аноду ионизируют газ, поддерживая тем самым непрерывным процесс разряда. Такой разряд называется т л е ю щ и м.

Если катод разогревается, например, за счет бомбардировки его ионами (при увеличении напряжения источника) или внешними источниками, то возникает термоэмиссия, в результате которой число электронов, вылетающих с катода, значительно увеличивается. Такой разряд называется д у г о в ы м. При этом уменьшается потенциал у катода и значительно увеличивается ток лампы.

Электромагнитный спектр газового разряда определяется родом газа или пара, давлением и температурой газа. При низких давлениях и температуре спектр газа линейчатый; с увеличением давления и температуры линии расширяются.

Положительным свойством газоразрядных ламп является возможность модуляции излучения путем изменения напряжения питания. Предельная частота модуляции ограничивается временем рекомбинации (деионизации) газа или пара.

Яркость ламп тлеющего разряда мала, так как мала плотность тока. При низких давлениях и малых плотностях тока можно получить большой выход излучения резонансных линий, тогда как при высоких давлениях и больших плотностях токов можно получить большой выход нерезонансного (теплого) излучения.

В газоразрядных лампах выгодно использовать малые давления при малых плотностях тока и высокие давления при больших плотностях тока.

Люминесцентные лампы. Осветительные люминесцентные лампы являются ртутными лампами низкого давления. Их обычно изготавливают в виде трубки диаметром 15—50 мм и длиной 15—80 см; в нее помещают несколько миллиграммов ртути и заполняют ее аргоном при давлении несколько сотен паскалей. На концах трубки впаяны оксидные вольфрамовые электроды. Внутренние поверхности трубки покрывают тонким слоем люминофора.

При включении ламп в сеть электроды подогреваются проходящим через них током, возникает термоэмиссия, приводящая к ионизации аргона и разогреву лампы. Ртуть испаряется, ионизируется, и в лампе возникает разряд. Дальнейший нагрев электродов поддерживается энергией разряда, и внешняя цепь нагрева электрода выключается. Излучение разряда в парах ртути сосредоточено главным образом в двух линиях с $\lambda_1 = 0,2537$ и $\lambda_2 = 0,1849$ мкм. Люминофор преобразует УФ-излучение в видимое, что дает возможность получить световую отдачу до 80 лм/Вт. Яркость люминесцентных ламп не более 7000 кд/м², а срок службы около 12 000 ч.

В качестве люминофоров используют смеси в различных пропорциях: вольфраматы кальция и магния; силикаты цинка, кадмия; фосфаты кальция, цинка и т. д.

С п е к т р и з л у ч е н и я люминофора представляет собой, как правило, непрерывную полосу, в то время как возбуждающее излучение может быть и монохроматическим. Распределение энергии в спектре люминесценции не зависит от длины волны возбуждающего излучения.

К о э ф ф и ц и е н т п о л е з н о г о д е й с т в и я люминофора как источника света определяется световым, энергетическим или квантовым выходами. *Световой выход* — это отношение полного светового потока люминесценции к потоку излучения, поглощаемому люминофором. *Энергетический выход* — это отношение энергии люминесценции к энергии, поглощенной люминофором (без учета доли энергии, проходящей на отражение и пропускание). *Квантовый выход* — это отношение числа фотонов, излучаемых при люминесценции, к числу фотонов, поглощаемых люминофором.

С п е к т р а л ь н о й ч у в с т в и т е л ь н о с т ь ю люминофора называют энергетический выход люминесценции при возбуждении люминофора монохроматическим излучением заданной длины волны.

В люминесцентных лампах применяют главным образом порошкообразные кристаллические люминофоры. Спектры излучения и поглощения люминофоров представлены на рис. 1.7.

На рис. 1.8 показана схема включения люминесцентной лампы в сеть при помощи специального пускателя.

При замыкании контактов выключателя 5 напряжение прикладывается к лампе 1 и пускателю 2 (стартеру), который обычно выполняют в виде реле тлеющего разряда с биметаллической пластинкой в качестве одного из электродов; он включается параллельно с конденсатором 4. В пускателе между электродами возникает разряд, нагревающий биметаллическую пластинку, контакты замыкаются, и через электроды идет ток. Электроды разогреваются, возникает термоэмиссия, и лампа зажигается. После замыкания электродов в пускателе разряд в нем потухает, биметаллическая пластинка остывает и разрывает цепь подогрева электродов. После зажигания лампы разряд в пускателе не возникает из-за уменьшения напряжения на нем. Дальнейший нагрев электродов осуществляется разрядом в трубке.

Дроссель 3 применяют для стабилизации тока, протекающего через лампу. Люминофор имеет небольшое послесвечение (0,1—0,01 с), поэтому при питании лампы переменным током поток излучения модулируется. Глубина модуляции в одиночной лампе достигает 40%, частота — 100 Гц (оба полупериода зажигают лампу), что отрицательно действует на зрение.

Неприятные ощущения для глаз, особенно при наблюдении движущихся предметов, можно существенно уменьшить, включая лампы со сдвигом по фазе (рис. 1.9) на 90°. В этом случае глубина модуляции уменьшается на 8—10%. Основным преимуществом люминесцентных ламп является их значительно более высокая

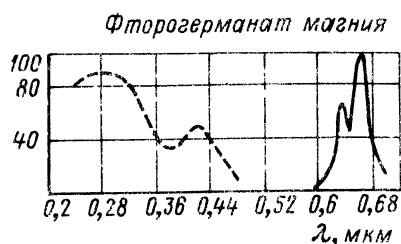
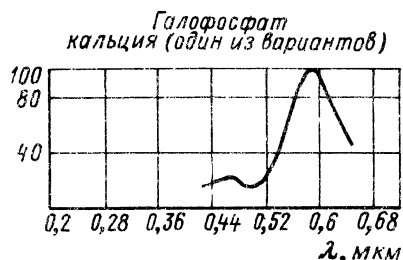
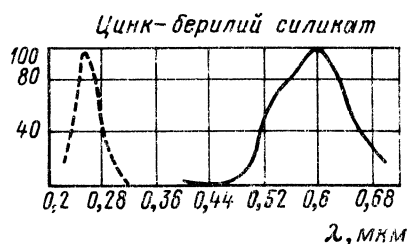
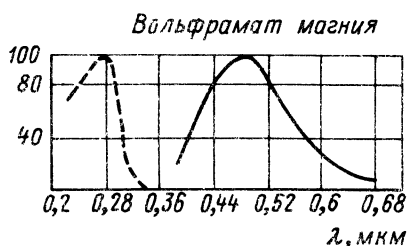
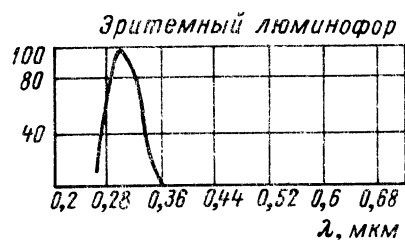
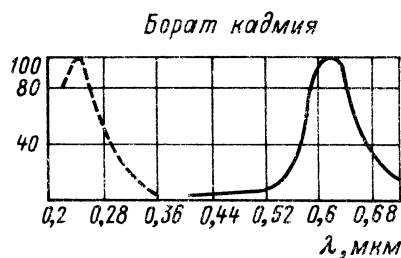
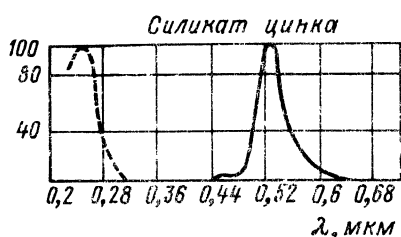


Рис. 1.7. Спектры излучения (сплошные линии) и поглощения (штриховые линии) люминофоров

световая отдача, чем у ламп накаливания. В настоящее время световая отдача люминесцентных ламп $70\text{--}80 \text{ лм} \cdot \text{Вт}^{-1}$ и средний срок службы $7500\text{--}10\,000 \text{ ч}$.

Люминесцентные лампы имеют внешне простую конструкцию, однако технологический процесс их производства сложен. Кроме того, для изготовления конструктивных элементов ламп требуются весьма качественные материалы. Люминесцентные лампы

очень чувствительны к внешним условиям. При низких температурах и повышенной влажности существенно ухудшается зажигание ламп и снижается световая отдача.

Люминесцентные лампы изготавливают разных мощностей: 3, 4, 6, 8, 10, 13, 15, 20, 30, 40, 80 Вт. Лампы мощностью до 20 Вт предназначены для работы в сетях с напряжением 127 В, а начиная с 30 Вт и выше — в сетях с напряжением 220 В.

Различные газоразрядные источники. Существуют три вида ртутных ламп: низкого (1,3—130 Па), высокого (300—3000 Па) и сверхвысокого (1—10 МПа) давления.

Ртутные лампы *низкого давления* делятся на бактерицидные и высоковольтные. Бактерицидные лампы по своему устройству аналогичны люминесцентным. Разница заключается в том, что колбы бактерицидных ламп изготавливают из специального, прозрачного для УФ-излучения, увиолевого стекла, а внутреннюю поверхность колб не покрывают люминофором. Такие лампы обычно используют для стерилизации. В сеть их включают по тем же схемам, что и люминесцентные.

Высоковольтные ртутные лампы низкого давления представляют собой кварцевые колбы в виде трубок длиной от нескольких десятков сантиметров до одного метра. Срок их службы велик, так как они не имеют подогреваемых электродов, вместо которых применяют массивные вольфрамовые электроды, окислированные щелочно-земельными металлами. В связи с тем, что электроды не подогреваются, лампы имеют высокое напряжение зажигания. Рабочее напряжение на лампе мощностью 20 Вт, длиной 0,5 м

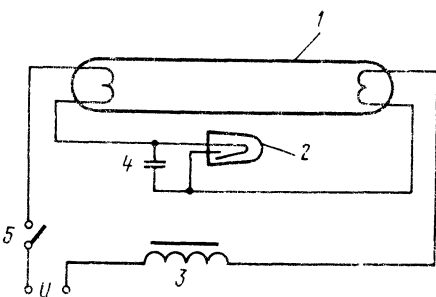


Рис. 1.8. Схема включения люминесцентной лампы

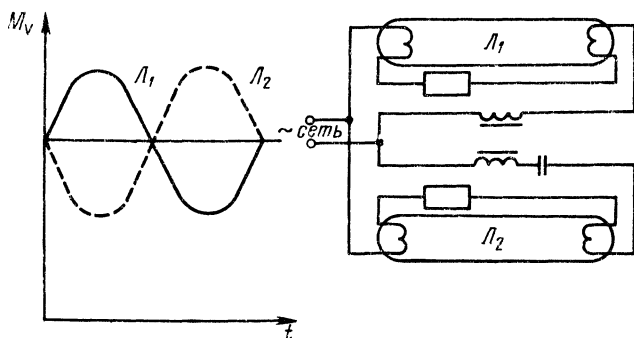


Рис. 1.9. Схема включения люминесцентных ламп со сдвигом по фазе

составляет 280 В, ток 50 мА. Средняя облученность, даваемая этой лампой на расстоянии 1 м для излучения 253,7 нм, составляет 17 мкВт/см², 87% энергии содержится в интервале $\Delta\lambda = 185 \div 254$ нм.

Ртутные лампы *высокого и сверхвысокого давления* подразделяют на ртутные лампы высокого давления (ВД); трубчатые сверхвысокого давления (СВД); капиллярные лампы с водяным охлаждением (СВДВ); лампы в шаровых колбах с малым расстоянием между электродами (СВДШ). В лампах этих типов, так же как у люминесцентных, источником излучения служит положительный столб с линейчатым спектром излучения. Чтобы получить высокое давление, в колбу лампы вводят металл, давление паров которого определяется температурой. При повышении температуры колбы увеличивается давление, но одновременно снижаются механические свойства колбы. Следовательно, пары должны иметь достаточно большую упругость для того, чтобы достаточно высокое давление можно было получить при сравнительно низкой температуре. Пары металла не должны вступать в химическую реакцию с материалами колбы и электродов.

Таким свойством обладает ртуть. Давление паров ртути в холодной лампе низкое, это затрудняет возникновение разряда. Чтобы облегчить зажигание лампы, в нее вводят инертный газ (обычно аргон) при давлении в несколько гектопаскалей.

Другой разряд ламп (СВД) имеет форму шнура между электродами. Спектр ламп — линейчатый со сплошным фоном, который с увеличением давления усиливается. При давлении 30 МПа спектр становится сплошным с очень слабо выраженными полосами.

Ртутные лампы высокого давления в стеклянных колбах изготавливают в виде цилиндрической трубки из тугоплавкого стекла с двумя оксидными электродами из вольфрама, впаянными в концы трубки. Для того чтобы облегчить зажигание лампы, вблизи одного из электродов устанавливают дополнительный электрод. В колбу вводят небольшое количество ртути и аргона (последний нужен для облегчения зажигания и предохранения электродов от разрушения). В момент зажигания лампа является лампой низкого давления, так как давление аргона составляет несколько сотен паскалей. При зажигании разряд сначала возникает в аргоне между основным и дополнительным электродами. По мере разогрева катодов и испарения ртути давление повышается и остается излучение лишь паров ртути. Лампы такого типа носят название ИГАР (интенсивного горения аргонно-ртутные). Средний срок службы ламп ИГАР составляет 1000—2000 ч.

Типичными ртутно-кварцевыми лампами высокого давления являются прямые ртутно-кварцевые лампы (ПРК). Их выполняют в виде трубок из кварцевого стекла, в концы которых впаяны активированные электроды из вольфрама. Колбу наполняют аргоном и небольшим количеством ртути.

Лампы типа ПРК используют как источники ультрафиолетового излучения. Их срок службы около 800 ч.

На рис. 1.10 представлена схема включения лампы ПРК. Конденсатор $C_1 = 300 \div 500$ пф, служащий для облегчения зажигания лампы, образует с дросселем высокочастотный контур.

Если лампа не зажигается, то кратковременно замыкают ключ K . Конденсатор $C_2 = 2 \div 3$ мкф подает на клеммы лампы кратковременный импульс высокого напряжения. Разгорание длится 10—15 мин. Металлическая пластина 1 облегчает предварительное зажигание.

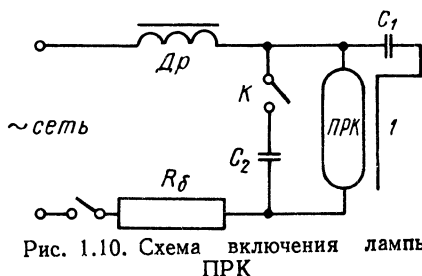


Рис. 1.10. Схема включения лампы ПРК

Ртутно-кварцевые лампы сверхвысокого давления (СВД) трубчатой формы с естественным охлаждением представляют собой кварцевые газоразрядные трубки (кварцевые горелки), обычно заключенные в стеклянную колбу, которая наполнена инертным газом. Давление паров ртути в кварцевой горелке достигает 0,5—1,5 МПа, поэтому ее изготавливают толстостенной. В ней имеются два оксидированных электрода и два электрода поджига (рис. 1.11).

Вводы в кварцевую горелку выполняют из тонкой фольги платинита или молибдена, так как коэффициенты линейного расширения кварца и материала, из которого изготовлены вводы, различны.

Внутреннюю поверхность стеклянной колбы, как правило, покрывают люминофором, который преобразует ультрафиолетовое излучение в видимое. При этом повышается качество цветопередачи, однако одновременно люминофор рассеивает видимое излучение, что уменьшает коэффициент светопередачи.

Чтобы исправить цветопередачу ртутных ламп, применяют ряд способов:

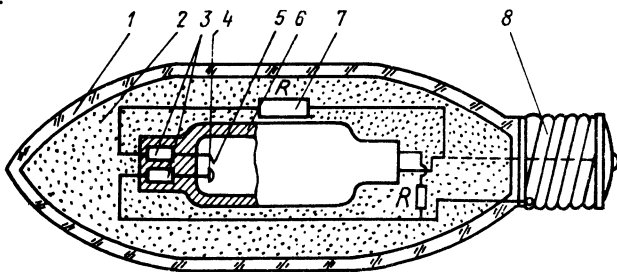


Рис. 1.11. Конструкция ртутно-кварцевой лампы сверхвысокого давления:

1 — наружная колба; 2 — инертный газ; 3 — вводы; 4 — основной вольфрамовый электрод; 5 — электрод поджига; 6 — кварцевая горелка; 7 — ограничительное сопротивление; 8 — цоколь

комбинируют ртутную лампу и лампу накаливания; нить накала включается параллельно кварцевой лампе и служит одновременно ограничительным сопротивлением для ртутной лампы (отпадает необходимость в дросселе); лампа излучает в УФ-, видимой и ИК-областях и включается в сеть непосредственно, без дросселя и трансформатора; колбу часто выполняют матированной;

внутреннюю поверхность стеклянных колб покрывают люминофором; напряжение питания таких ламп 220 В, срок службы 3—4 тыс. ч;

к ртути добавляют кадмий; однако такие ртутно-кадмиевые лампы не получили распространения из-за низкой световой отдачи, трудности зажигания и малого срока службы.

Резисторы R находятся внутри колбы и ограничивают ток поджига.

Лампы взрывоопасны. В основном их используют для уличного освещения. Они выпускаются различной мощности — от десятка ватт до одного киловатта и обладают высокой световой отдачей — 40—55 лм/Вт. Аналогично лампам ПРК лампы СВД включают в обычную сеть переменного тока через специальные трансформаторы или дроссели.

Ртутно-капиллярные лампы с водяным охлаждением состоят из разрядной трубки в виде толстостенного кварцевого капилляра, который помещается в рубашку с водяным охлаждением. Диаметр капилляра 1—2 мм. Давление паров ртути достигает 7,0—10,0 МПа, однако взрыв такой лампы не опасен, так как внутренний объем кварцевой колбы мал.

Яркость ламп достигает $10 \cdot 10^8$ кд/м². Работает лампа при высоком напряжении питания (киловольты) и включается в сеть через трансформатор. Излучение носит тепловой характер с отдельными ртутными пиками. Температура капилляра достигает 1073 К.

Ртутные шаровые лампы сверхвысокого давления (СВДШ) изготавливают в виде толстостенных кварцевых колб шаровой формы, в которые на малых расстояниях друг от друга впаяны два вольфрамовых активированных электрода конусообразной формы для фиксации разряда. Чтобы облегчить зажигание ламп, их часто снабжают дополнительным электродом из вольфрама.

Светящаяся часть разрядного промежутка имеет небольшие размеры и высокую яркость. Форма дуги зависит от температуры электродов и может быть цилиндрической, бочкообразной или стянутой к катодам. Лампы излучают, в основном, в видимой и УФ-областях и применяются в оптических приборах для получения узких и ярких пучков.

Давление паров ртути достигает 1,0—7,0 МПа. Поскольку электроды расположены близко друг к другу, лампы СВДШ могут работать от сети 127 или 220 В. Время разгорания ламп 2—

5 мин. Срок службы в зависимости от типа ламп и условий эксплуатации меняется от 50 до 500 ч. Лампы выпускаются мощностью от 50 Вт до 2 кВт и отличаются высокой яркостью — $(15 \div 50) \cdot 10^7$ кд/м². Световая отдача ламп 50—60 лм/Вт. Схема включения ламп СВДШ представлена на рис. 1.12.

При работе с лампами СВДШ следует соблюдать меры предосторожности, так как давление паров ртути достигает нескольких мегапаскалей, а температура колбы 973—1173 К. Обычно лампу помещают в металлический кожух с окном для выхода излучения.

На рис. 1.13 показано распределение энергии по спектру лампы СВДШ-500.

В настоящее время разработаны газоразрядные металлогалогенные лампы на основе ртутных ламп с коротким межэлектродным промежутком. В кварцевую лампу, в которую впаяны два вольфрамовых электрода, вводят помимо смеси ксенона и аргона небольшое количество ртути, а также йодида ртути, натрия, лития, таллия, индия и избыточного йода.

При зажигании лампы с помощью высоковольтного напряжения (800 В) ртуть быстро испаряется и обеспечивает стабильный разряд на электродах при рабочем напряжении питания.

В процессе горения лампы йодиды металлов испаряются в зоне разряда с температурой до 6000 К, распадаются на свободные атомы металлов и йода. Вблизи стенок колбы, где температура составляет 1000 К, атомы йода и металлов соединяются и вновь образуют газообразное вещество — йодиды металлов, поэтому после зажигания металлогалогенной лампы в колбе начинается галогенный цикл. Активное участие в газовом разряде принимают

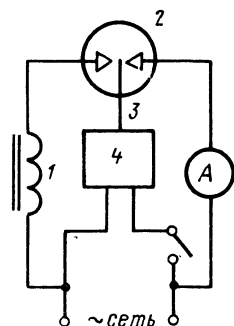


Рис. 1.12. Схема включения ламп СВДШ:

1 — дроссель; 2 — лампа; 3 — зажигающий электрод; 4 — зажигающее устройство

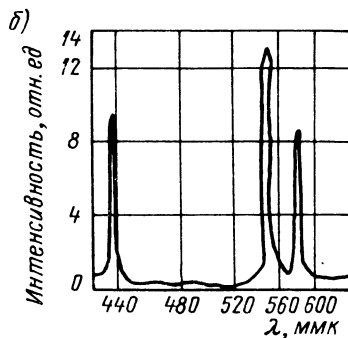
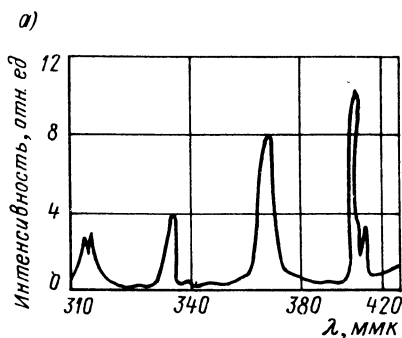


Рис. 1.13. Распределение энергии по спектру лампы СВДШ-500

свободные атомы металлов и йода, образовавшиеся в результате галогенного цикла.

Спектральные линии свечения металлических присадок и йода лежат в видимой области спектра, поэтому светоотдача металлогалогенных ламп значительно выше, чем ртутных (до 90 лм/Вт).

Использование галогенного цикла в газоразрядных лампах не только повышает световую отдачу и улучшает световую характеристику, но и защищает колбу от агрессивного металла — натрия. К тому же ультрафиолетового излучения у них значительно меньше, чем у ксеноновой лампы, что является большим преимуществом при использовании металлогалогенных ламп в проекционной технике (уменьшается выцветание фильма).

Во избежание охлаждения кварцевой колбы лампы воздухом она обычно заключается в колбу из закаленного стекла.

Л а м п ы т л е ю щ е г о р а з р я д а изготавливают в виде стеклянных колб различной формы с двумя электродами из вольфрама, расположенными близко друг от друга. Колбу наполняют разреженным инертным газом (2—3 кПа), чаще всего неоном с примесью гелия или аргона (иногда с добавкой ртути). Лампы тлеющего разряда имеют малую мощность: от 0,01 до 10 Вт с рабочим напряжением от 50 до 200 В и более. По своему назначению они подразделяются на сигнальные (СИ), миниатюрные неоновые (МН), неоновые панельные (ПН), неоновые указатели высокого напряжения (УВН) и др. Неон дает оранжево-красное свечение, ртуть — синеvато-белое, аргон — бледно-голубое. Излучение хорошо модулируется с частотой до $(20 \div 22) \cdot 10^3$ Гц. В сеть лампы включают через балластное сопротивление. Срок их службы более 1000 ч.

Н а т р и е в ы е л а м п ы изготавливают в виде стеклянной газоразрядной трубки, заполненной неоном или гелием при низком давлении для обеспечения зажигания ламп и с небольшим количеством натрия, который при разряде испаряется. Давление паров натрия составляет 1 Па. Такое давление соответствует температуре 553—573 К, поэтому газоразрядную трубку помещают в стеклянную теплоизолирующую рубашку.

Излучение натриевой лампы в основном сосредоточено в резонансных линиях натрия: $\lambda = 0,5890$ и $\lambda = 0,5896$ мкм. Такие лампы используются при спектральных исследованиях. Время разгорания натриевых ламп составляет 4—15 мин, срок службы 800—3000 ч.

Ц е з и е в ы е л а м п ы, как и натриевые, выполняют в виде газоразрядных трубок, наполненных аргоном, в которые помещают небольшое количество цезия. Электроды, впаянные в газоразрядную трубку, изготавливают из вольфрама, активированного оксидами щелочно-земельных металлов. Чтобы поддерживать необходимую температуру, разрядную трубку помещают в стеклянную рубашку.

Давление паров цезия составляет несколько сотен паскалей. Излучение сосредоточено в близкой ИК-области от 0,8 до 1 мкм, резонансные линии излучения 0,8943 и 0,8521 мкм.

В видимой области лампа излучает слабо. Излучение цезиевой лампы хорошо модулируется до частоты 10 000 Гц. Цезиевые лампы изготавливают мощностью 50, 100, 500 Вт.

Имеются данные, что при высоких давлениях паров цезия разряд должен давать излучение, непрерывное по спектру и соответствующее температуре 5000 К со световой отдачей 90—120 лм/Вт.

Трудности создания таких ламп заключаются в том, что при высоких температурах цезий разрушает стекло.

В циркониевых дуговых лампах дуговой разряд происходит в парах циркония и аргона. Катод лампы выполняют из тугоплавкого металла (вольфрама, молибдена или тантала) в виде трубки, которую наполняют порошком двуокиси циркония. Анод имеет форму кольца из вольфрама или молибдена.

Излучение выходит через отверстие в кольце. Колба, выполненная из стекла, наполнена аргоном. При дуговом разряде на торце катода появляется небольшое яркое пятно. Верхний слой циркония расплавляется и испаряется, образуя в лампе атмосферу из паров циркония.

Излучение лампы хорошо модулируется звуковой частотой. Выпускают два типа ламп: ДАЦ-50 и ДАЦ-500 (дуговую аргоно-циркониевую). Питается лампа от сети переменного тока 220 В через выпрямитель, зажигается при помощи высокочастотного индуктора.

При мощности 100 Вт средняя яркость составляет $3,9 \cdot 10^7$ кд/м², а наибольшая сила света 77,0 кд.

В газовых лампах высокого и сверхвысокого давления используется дуговой разряд в тяжелых инертных газах (аргоне, криптоне или ксеноне) при больших плотностях тока и давлениях от одной десятой до единиц мегапаскалей. Спектр излучения ламп — непрерывный с ярко выраженными полосами на участке от 0,820 до 1 мкм — сплошная линия на рис. 1.14. Для сравнения там же штриховой линией показан спектр излучения Солнца. Тепловой спектр соответствует 5273—6273 К.

В отличие от ртутных ламп и ламп с парами металлов в газовых лампах давление при разряде меняется слабо, что способствует быстрому разгоранию ламп, а также тому, что световые характеристики их мало зависят от внешних условий.

Для наполнения ламп чаще используют ксенон, который обеспечивает наиболее стабильное положение разряда. Конструктивно ксеноновые лампы выполняют аналогично ртутным лампам СВДШ.

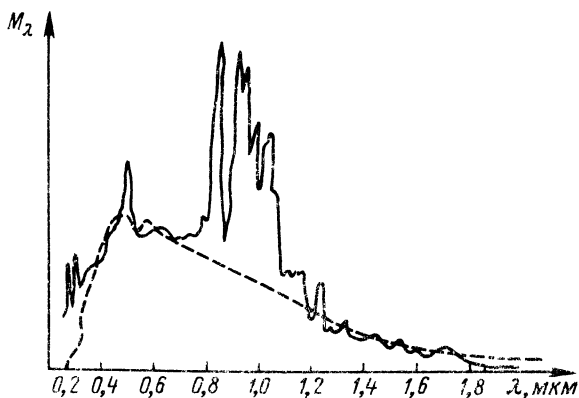


Рис. 1.14. Спектр излучения Солнца и газовой лампы сверхвысокого давления

Лампы этого типа изготовляют с естественным и искусственным охлаждением, причем искусственное охлаждение может быть как воздушным, так и водяным.

Ксеноновые лампы высокого давления имеют яркость от 900 до 2000 Мкд/м². Их широко применяют в кинопроекционной аппаратуре, что намного упрощает обслуживание киноустановки по сравнению с киноустановкой с дугowym источником.

Шаровые ксеноновые лампы с естественным охлаждением обозначают ДКСШ, а с водяным — ДКСР. Цифра, следующая после буквенного обозначения, показывает мощность лампы, например, ДКСШ-1000 (Д — дуговая, КС — ксеноновая, Ш — шаровая, мощность — 1000 Вт).

В настоящее время ксеноновые лампы являются преимущественно лампами постоянного тока, так как дуга переменного тока, находящаяся под высоким давлением, разрушает электроды лампы, что сокращает срок их службы. У ламп постоянного тока анод делают массивнее катода, поскольку он нагревается электронной бомбардировкой и конвекцией, в то время как катод охлаждается за счет эмиссии электронов. Такая лампа может работать только в вертикальном положении. При большом отклонении от вертикального положения конвекционные потоки сдувают дугу, и работа лампы становится неустойчивой. В рабочем положении анод всегда располагают в верхней части лампы, для того чтобы встречные потоки газа и электронов не нарушали устойчивого горения дуги.

Колбы ксеноновых ламп изготавливают из кварца в виде шара. Лампы большой мощности имеют лишь два электрода из вольфрама, близко расположенные друг к другу (для облегчения зажигания).

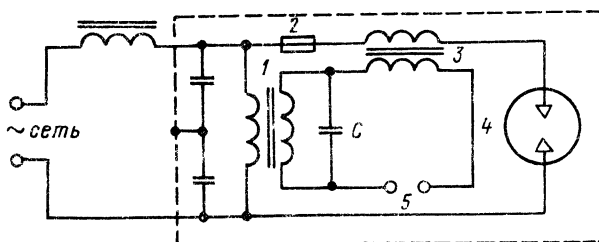


Рис. 1.15. Схема включения ксеноновой лампы

Колба лампы нагревается до 973—1173 К. Поскольку внутри лампы давление высокое, она взрывоопасна.

Схемы включения ксеноновых ламп аналогичны схемам включения ртутных ламп. Одна из возможных схем включения приведена на рис. 1.15.

После включения лампы 4 в сеть через дроссель заряжается конденсатор C до напряжения пробоя искрового генератора 5, после чего высоковольтный импульс от высоковольтного трансформатора 1 через импульсный трансформатор 3 подается на лампу и обеспечивает ее поджиг. Разряд осуществляется через балластный резистор 2.

§ 1.3. Импульсные источники излучения

И м п у л ь с н о й л а м п о й называется газоразрядный прибор с двумя основными токоведущими электродами (катодом и анодом) и газовым промежутком между ними, рассчитанным на возникновение там в необходимые моменты времени мощных импульсных (искровых) электрических разрядов с интенсивным световым излучением. В импульсную лампу входит также третий управляющий электрод.

Обычно импульсные лампы подключают к конденсатору, при разряде которого через лампу возникает короткая вспышка большой мощности и энергетической светимости.

Импульсные лампы выпускают в цилиндрических и шаровых стеклянных и кварцевых колбах. Лампы маркируют сочетанием букв и цифр.

Первая буква (И) говорит о том, что лампа импульсная; вторая — Ф — у ламп фотоосветительных и С — у стробоскопических; третья определяет форму светящегося тела лампы (К — компактная, Ц — цилиндрическая, Б — кольцевая) или форму колбы (Т — у ламп с трубчатой формой и Ш — у ламп с шаровой колбой).

Цифра, стоящая после буквенного обозначения фотоосветительных ламп, показывает энергию вспышки в джоулях, а у стробоскопических ламп — среднюю электрическую мощность в ваттах.

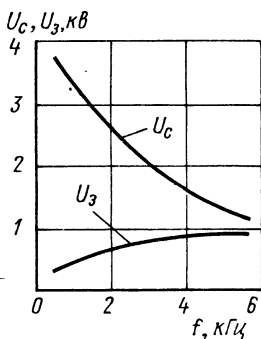


Рис. 1.16. Границы управляемости лампы ИСШ-15

Пример обозначения: ИФК-2000 (импульсная, фотоосветительная, с компактной формой светящегося тела; 2000 Дж в импульсе).

Отметим отдельные параметры импульсных ламп.

Напряжение зажигания U_3 — напряжение на питающем конденсаторе, при котором в данной схеме при подаче поджигающего импульса возникает разряд.

Напряжение самопробоя U_c — напряжение, при котором возникает разряд без подачи управляющего импульса.

При увеличении частоты вспышек выше определенной нарушается возможность управления лампой: появляются самопроизвольные вспышки, и лампа может перейти в режим непрерывного горения. При понижении напряжения появляются пропуски вспышек, и лампа может прекратить зажигаться.

Для характеристики ламп введено понятие «предел управляемости», т. е. для каждой лампы имеются границы напряжения питания, зависящие от частоты. Предельная частота при использовании лампы ИСШ-15 равна 6000 Гц. Границы управляемости лампы ИСШ-15 приведены на рис. 1.16.

Импульс оптического излучения можно охарактеризовать:

силой света (в энергетических единицах — мощностью, излучаемой всем светящимся объемом в единицу телесного угла) в различные моменты времени и ее интегралом по времени (так называемым освечиванием);

яркостью (или энергетической яркостью) различных участков светящегося объема (тоже в различные моменты времени) и ее интегралом по времени (интегральной яркостью Λ);

оптической глубиной излучаемого слоя или поглощением собственного излучения плазмой разряда;

спектральным распределением.

Эти характеристики сильно различаются у двух наиболее распространенных типов импульсных ламп (трубчатых и шаровых). Они связаны между собой следующим образом. Картина изменения силы света $I(t)$ импульса излучения представлена на рис. 1.17. Она характеризуется максимальным значением силы света I_m , длительностью импульса τ_n (временем, в

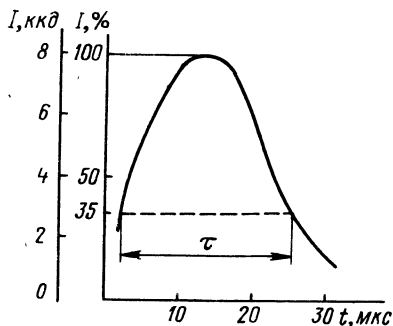


Рис. 1.17. Кривые изменения силы света импульсных ламп на протяжении вспышки при различных параметрах питания

течение которого сила света находится на уровне, превышающем $0,35 I_m$), освещиванием, представляющим собой $\int_{\Delta t} I(t) dt$.

Осциллографическая регистрация изменения силы света на протяжении вспышки различных импульсных ламп при различных параметрах питания показывает, что соответствующий график при индуктивности разрядного контура до 10 мкГн имеет общую характерную форму (см. рис. 1.17).

Подбирая в зависимости от условий необходимые масштабы по осям абсцисс и ординат, можно добиться практического наложения всех графиков один на другой (с точностью до небольших изменений крутизны переднего фронта и нарушений плавности хода кривой из-за колебаний плотности газа при расширении канала). В связи с этим величины

$$K = \frac{\int_0^{\infty} I(t) dt}{I_m \tau_n} \quad \text{и} \quad M = \frac{\int_0^{\tau_n} I(t) dt}{\int_0^{\infty} I(t) dt}$$

(M — отношение освещивания за время τ_n к освещиванию за всю вспышку для самых разных условий) имеют практически одинаковые значения: $K = 0,86 \pm 0,04$; $M = 0,81 \pm 0,04$. Таким образом, ход силы света со временем можно охарактеризовать только двумя параметрами — освещиванием и длительностью вспышки.

Можно пользоваться величиной световой отдачи η_v , лм·с/Дж:

$$\eta_v = \frac{\omega \int_0^{\infty} I_v(t) dt}{(CU^2)/2} = \frac{683 \int \int \Phi_{e\lambda}(t) V(\lambda) d\lambda dt}{(CU^2)/2},$$

где $\omega = 4\pi$; $\Phi_{e\lambda}(t)$ — спектральная плотность потока излучения в момент времени t ; $V(\lambda)$ — относительная спектральная световая эффективность монохроматического излучения; C — емкость питающего конденсатора; U — начальное напряжение на конденсаторе (остаточным напряжением пренебрегаем); $(CU^2)/2$ — энергия одной вспышки,

а также КПД разряда как источника излучения, %:

$$\eta_e = \frac{\int \int \Phi_{e\lambda}(t) d\lambda dt}{(CU^2)/2}.$$

Для трубчатых импульсных ламп можно записать: $\eta_v = D\eta_e$ лм·с/Дж, где D — числовой коэффициент для ксеноновых и криптоновых ламп, работающих при начальных электрических градиентах около 500 В/см, равен примерно 0,75.

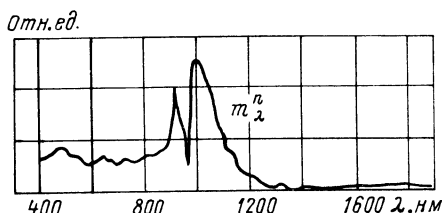


Рис. 1.18. Спектр излучения импульсных ламп

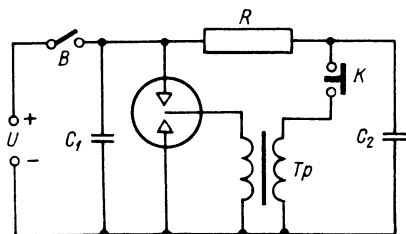


Рис. 1.19. Схема включения импульсной лампы

Яркость для таких ламп при больших емкостях питающего конденсатора и больших длительностях импульса $L_m = I_m/S = I_m/(2rl)$, где r — внутренний радиус разрядной трубки; l — расстояние между электродами. Интегральная яркость

$$\int L(t) dt = \frac{\int I(t) dt}{2rl} = K \frac{I_m \tau_{\text{н}}}{2rl} = \frac{\eta_0 (CU^2/2)}{2rl\omega}.$$

Эксплуатационные характеристики импульсных ламп:

срок службы, который для фотоосветительных ламп определяется числом вспышек (например, для ИФК-1 — 30 000 вспышек), для стробоскопических ламп определяется в часах (например, для ламп ИСК-25 при частоте 100 Гц срок службы составляет 50 ч);

предельные нагрузки на колбу, которые определяются допустимой энергией вспышек и их частотой.

Спектр излучения импульсных ламп (рис. 1.18) в видимой области является сплошным и соответствует цветовой температуре 6000 К. В ближней ИК-области (0,75—1,2 мкм) наблюдаются мощные полосы резонансного излучения с общим количеством энергии, равным примерно энергии излучения в видимой области. Сплошное излучение играет заметную роль в УФ-области и видимой.

На рис. 1.19 представлена типичная схема включения импульсной лампы. При включении тумблера B конденсаторы C_1 и C_2 заряжаются. Напряжение U подбирают несколько меньшим, чем U_c . При замыкании кнопки K конденсатор C_2 разряжается через первичную обмотку импульсного трансформатора Tr . На поджигающий электрод подается высоковольтный импульс, возникает первичная ионизация, и конденсатор C_1 разряжается через лампу. Ток разряда достигает тысяч ампер.

§ 1.4. Светодиоды

Полупроводниковые излучающие диоды (светодиоды). Принцип действия таких светодиодов основан на явлении электролюминесценции при протекании тока в структурах с p — n -переходом. Светодиоды выполняют функции, противоположные функциям

проводимости полностью свободна, и полупроводник является изолятором. При температуре выше абсолютного нуля вследствие теплового возбуждения часть валентных электронов переходит в зону проводимости; в валентной зоне при этом возникают свободные места — дырки.

Термодинамическое равновесие характеризуется наличием равновесных концентраций основных носителей — дырок и электронов — соответственно в областях p и n , которые способны рекомбинировать с носителями противоположного знака в случае инжекции последних извне.

Если приложить к переходу типа $p-i-n$ напряжение в прямом направлении, то в зоне i появляются носители обоих знаков. При рекомбинации этих носителей энергия от внешнего источника напряжения передается решетке полупроводника в виде тепловой или выделяется в виде световой энергии. Потенциальный барьер между областями p и n снижается, и электроны из области n диффундируют в область объемного заряда (зона i на рис. 1.20, a) и в область p , создавая там избыточную (неравновесную) концентрацию.

Аналогично возникает избыточная концентрация дырок в области n и слое объемного заряда. На рис. 1.20, b на примере зонно-примесной структуры полупроводника показаны основные явления при рекомбинации. Если электрон или дырка переходят из одной зоны в другую, рекомбинация называется межзонной, или собственной (I). Во втором случае (II) переход осуществляется через примесный уровень. Такая рекомбинация называется примесной. Возможен и третий случай рекомбинации (III). В результате межзонной или примесной рекомбинации при исчезновении пары (электрона и дырки) выделяется энергия, опеределаемая в первом случае шириной запрещенной зоны ΔE_z , а во втором — шириной ΔE_n от зоны проводимости до примесного уровня. Энергия может выделяться в виде светового кванта ($f = \Delta E/h$) или передаваться в виде тепла (фонона) кристаллической решетке. В третьем случае энергия рекомбинирующей пары передается третьему свободному носителю тока, который в дальнейшем отдает полученную энергию в виде фонона. Переходы с выделением световых квантов называют излучательными, а в случае выделения фононов — безизлучательными.

Наилучшими свойствами для излучательной рекомбинации обладает арсенид галлия GaAs. В зависимости от числа инжектированных носителей по отношению к состоянию термодинамического равновесия в зоне проводимости увеличивается, а в валентной зоне уменьшается уровень населенности допустимых состояний. При малом уровне инжекции это отклонение может привести к спонтанным переходам, т. е. к люминесценции, а при большой инжекции — после достижения инверсии населенности — к лазерному эффекту (интенсивному, когерентному, монохроматическому высвечиванию с малым углом расходимости луча).

Спектральные характеристики люминесцентных светодиодов. Светодиоды излучают в спектральном интервале до нескольких десятков нанометров. Длина волны излучения определяется энергетической шириной зон полупроводника, чаще всего шириной запрещенной зоны ΔE_g : $\lambda = (hc)/\Delta E_g$. Известные в настоящее время полупроводниковые материалы позволяют создавать источники света в видимой и ИК-областях спектра. На рис. 1.21 показаны спектры излучения светодиодов.

Спектральные характеристики светодиодов зависят от рабочего диапазона температур.

Спектр светодиода на основе GaAs, легированного Zn и Fe, при комнатной температуре (кривая 5) имеет длину волны в максимуме $\lambda_{\max} = 0,91$ мкм и ширину на уровне 0,5 максимального значения $\Delta\lambda_{0,5} = 0,03$ мкм. При повышении температуры $\lambda_{\max}$ увеличивается, а при понижении — уменьшается, так же как и ширина спектральной кривой. Изменение $\lambda_{\max}$ составляет приблизительно 0,3 нм/К.

Для GaAs, легированного Si и Fe, $\lambda_{\max} = 0,95$ мкм, $\Delta\lambda_{0,5} = 0,03$ мкм (кривая 6). При изменении температуры $\lambda_{\max}$ изменяется слабо.

Для светодиодов на основе GaP, легированных Zn, Fe и O₂, $\lambda_{\max} = 0,68$ мкм, $\Delta\lambda_{0,5} = 0,03$ мкм (кривая 4). Для светодиодов на основе α SiC модификации 6H, легированных B и N (кривая 3), $\lambda_{\max} = 0,6$ мкм, $\Delta\lambda_{0,5} = 0,1$ мкм с малым сдвигом от температуры. Используя иные активаторы люминесценции в указанных материалах, можно получить светоизлучающие структуры с другим спектральным составом.

Спектральные характеристики светодиода зависят также от плотности тока в $p-n$ -переходе. При малых плотностях свободных носителей в зонах излучательная (прямая) рекомбинация маловероятна. Повышение же концентрации носителей увеличивает интенсивность рекомбинации

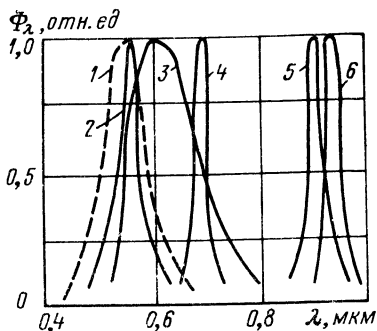


Рис. 1.21. Спектры излучения светодиодов:

1 — относительная спектральная световая эффективность монохроматического излучения; 2 — GaP; 3 — α SiC модификации 6H, легированный B и N; 4 — GaP, легированный Zn, Fe и O₂; 5 — GaAs, легированный Zn и Fe; 6 — GaAs, легированный Si и Fe

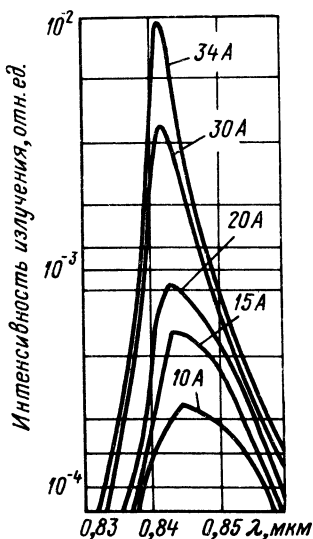


Рис. 1.22. Зависимость излучения от амплитуды импульса тока, протекающего через $p-n$ -переход в арсениде галлия

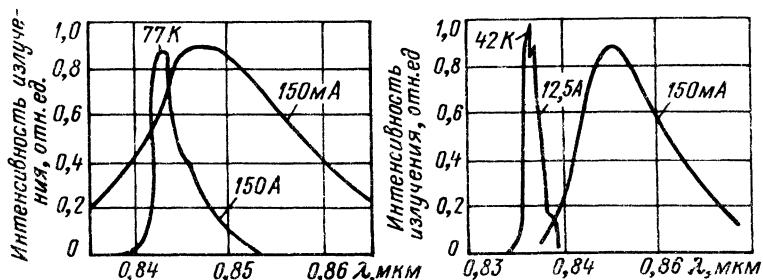


Рис. 1.23. Спектры излучения светодиода на основе арсенида галлия

онного излучения. Это может быть достигнуто инжекцией в полупроводник избыточных носителей через p — n -переход.

На рис. 1.22 приведена зависимость излучения от амплитуды импульсов тока, протекающего через p — n -переход в арсениде галлия. Как видно из рисунка, при трехкратном увеличении амплитуды тока интенсивность излучения вырастает почти на порядок.

Сначала зависимость между интенсивностью излучения и током в переходе линейная, и излучение в этой области слабое и некогерентное. С увеличением тока (при превышении его определенного значения) интенсивность излучения резко растет, оно становится когерентным. Пороговая плотность тока, при которой излучение становится когерентным, зависит от температуры.

На рис. 1.23 даны спектры излучения светодиода из GaAs при двух температурах и разных токах.

Широкие спектры соответствуют некогерентному излучению при пропускании постоянного тока, а узкие — когерентному при импульсном токе (длительность импульса 5 мкс, частота повторения 13 Гц).

При температуре 77 К ширина спектра на уровне 0,5 изменяется от 17,5 нм при токе 150 мА до 3,0 нм при токе 190 А. При температуре 4 К изменение составляет от 10,0 до 0,5 нм.

Яркостная характеристика и температурный диапазон работы светодиодов. Основной характеристикой светодиода как источника света является его яркостная характеристика (рис. 1.24), которая имеет нелинейный начальный участок, ограниченный низкими выходными яркостями (мощностями), и почти линейный участок протяженностью один или два порядка изменения яркости.

В широком диапазоне изменений рабочей яркости в первом приближении можно записать $L \approx b (i_d - I')$, где b — некоторый коэффициент, имеющий разброс от диода к диоду (2—20 кд/м²·мА); i_d — значение тока, протекающего через p —

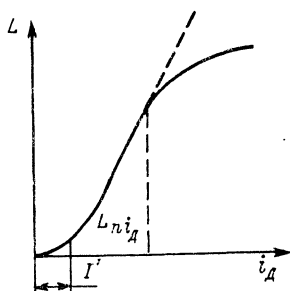


Рис. 1.24. Яркостные характеристики светодиода

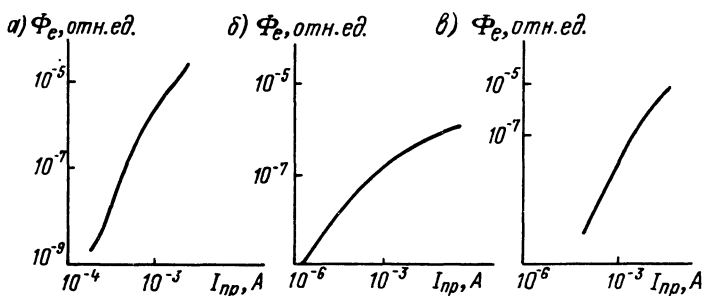


Рис. 1.25. Зависимости яркости светодиодов от тока

n -переход; I' — пороговое значение тока через диод, при котором становится возможной линейаризация зависимости L (i_d). Значение I' для комнатной температуры лежит в пределах от 0,1—0,5 мА до 1—2,5 мА и зависит от типа светодиода, параметров полупроводника, характеристик контактов и температуры.

На рис. 1.25 приведены типичные зависимости яркости от тока светодиодов на основе GaAs, легированного Fe и Zn (рис. 1.25, а), α SiC модификации 6H, легированного B и N (рис. 1.25, б); на основе GaP, легированного Fe, Zn и O_2 (рис. 1.25, в). Площади p — n -переходов — 0,5—2 мм².

На рис. 1.26 показаны зависимости яркости светодиода от температуры окружающей среды при постоянном токе через него. Из этого рисунка следует, что яркость светодиодов на основе GaAs и GaP возрастает при понижении температуры и уменьшается при ее повышении. Частично это можно объяснить тем, что при понижении температуры уменьшаются потери на самопоглощение. При повышении температуры яркость уменьшается из-за термических выбросов носителей с уровней рекомбинации в зону. У светодиодов на основе α SiC (B, N) яркость при повышении температуры растет. Падение напряжения на светодиодах из GaAs и GaP при уменьшении температуры возрастает (ток поддерживается постоянным) до десятых долей вольта, а для α SiC — до 2 В.

Температурный диапазон работы светодиодов на основе GaAs от 213 до 353 К, на основе GaP — от 213 до 343 К, на основе карбида кремния (α SiC) — от 263 до 343 К.

Импульсные свойства светодиодов. Временная динамическая характеристика светодиода определяется минимальным временем нарастания и спада светового импульса, завалом плоской вершины при питании его

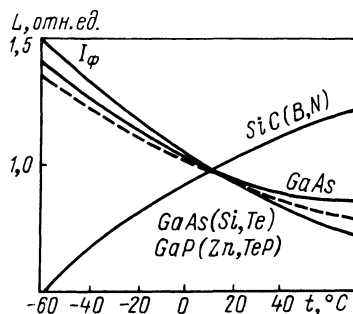


Рис. 1.26. Зависимости яркости светодиода от температуры окружающей среды

прямоугольным импульсом тока, а также минимальной скважностью импульсов.

Длительность переднего и заднего фронтов светового импульса в основном зависит от постоянной времени RC , индуктивности диода и цепи питания, а также от температуры. Работа светодиодов в непрерывном режиме часто ограничивается именно температурой.

Фронты импульсов света у некоторых типов светодиодов при комнатной температуре могут быть равны нескольким наносекундам (и даже одной наносекунде), частота повторения импульсов достигает десятков мегагерц.

Светодиоды на основе GaAs со спектральной характеристикой типа 5 (см. рис. 1.21) имеют фронты нарастания 10 нс, а спада — 50—70 нс.

Светодиоды на основе арсенида галлия со спектральной характеристикой 6 имеют фронты нарастания и спада 200—500 нс, а светодиоды на основе α SiC (6H) в желтой области спектра (КЛ101) имеют фронты нарастания 100—250 мкс. Светодиоды на основе GaP при подаче на них импульса напряжения в обратном направлении, а также сплавные светодиоды на основе SiC при прямом и обратном напряжении имеют фронты, составляющие единицы наносекунд.

Эффективность p — n -перехода как источника, конструктивные особенности светодиодов и их мощность. Основной характеристикой излучающих светодиодов является внешний квантовый выход, рассматриваемый как произведение внутреннего квантового выхода и коэффициента вывода излучения (или оптической эффективности) прибора: $\eta_q = \eta_{вн}(T, I) \eta_0$, где η_q , $\eta_{вн}$ — внешний и внутренний квантовые выходы; T — температура, К; I — интегральный ток в переходе; η_0 — оптическая эффективность конструкции.

Внешний квантовый выход светодиода можно определить следующим образом: $\eta_q = (P_e/hf)/(I/e)$, где в числителе — число излученных за 1 с фотонов, а в знаменателе — число носителей, введенных в переход за 1 с; P_e — интегральная мощность внешнего излучения светодиода; h — постоянная Планка; f — частота излучения; e — заряд электрона.

Коэффициент полезного действия светодиода $\eta_e = P_e/(IU)$, где U — приложенное к диоду напряжение.

Энергия кванта излучения равна $hf = eU_r \approx \Delta E_g$, где U_r — разность потенциалов, соответствующая ширине запрещенной зоны. Отсюда можно получить связь между КПД (η_e) и внешним квантовым выходом η_q : $\eta_e = \eta_q (U_r/U)$.

Для оптико-электронных приборов в первую очередь имеет значение внешний квантовый выход. Он, как правило, меньше внутреннего квантового выхода, что обусловлено поглощением генерируемого в p — n -переходе (десятые доли микрометра) излучения в толще полупроводника и контактах, а также френелев-

скими потерями на отражение на границе полупроводник — среда, в которую выходит излучение.

Инжекционные светодиоды практически представляют собой точечные источники излучения. Диаграмма направленности излучения у них существенно зависит от конструкции и оптических свойств материалов *n*- и *p*-типов.

Наиболее высокий внешний квантовый выход при комнатной температуре имеют отечественные светодиоды из GaAs, изготовленные методом жидкостной эпитаксии. При токе 100 мА мощность их излучения достигает 21 мВт, что соответствует внешнему квантовому выходу 16%. Если контакты для них выполнены из золота и титана, то срок их службы достигает 20 000 ч (за время срока службы мощность излучения при заданном токе уменьшается вдвое по сравнению с первоначальной).

Светодиоды из фосфида галлия в настоящее время изготавливают с красным и зеленым цветами свечения (большой КПД имеют источники красного цвета, однако он у них во много раз меньше, чем у светодиодов из арсенида галлия). Наиболее эффективные светодиоды из фосфида галлия для красной области получают также жидкостной эпитаксией. Такие светодиоды имеют квантовый выход до 1,3%. Интенсивность излучения у них пропорциональна силе тока в диапазоне от 1 до 10 мА, мощность достигает 0,1—0,2 мВт.

Эффективность светодиодов из фосфида галлия зеленого свечения ниже эффективности световодов красного свечения. Внешний квантовый выход зеленых светодиодов составляет примерно 10^{-4} , постоянная времени 10—200 нс. Яркость зеленых светодиодов из фосфида галлия очень высока. При токе в 200 мА светодиод из фосфида галлия имеет яркость 10^4 кд/м². При этом излучается 1,5 мкВт с *p*—*n*-перехода диаметром 0,18 мм, $\lambda_{\max} = 560,0$ нм.

Светодиоды из карбида кремния различных модификаций имеют различный цвет свечения. Модификация 4Н — зеленый, 6Н — желтый, 3С — невидимый ($\lambda = 0,8$ мкм). Квантовый выход у этих модификаций примерно одинаков, но яркость различна из-за разной чувствительности человеческого глаза. Модификация 4Н имеет яркость 120 кд/м² уже при плотности тока 0,75 А/см². В импульсном режиме яркость может достигать 10^4 кд/м².

Параметры светодиодов как элементов электрической цепи. Параметры светодиода как элемента электрической цепи определяются его вольт-амперной характеристикой. У всех светодиодов она типично диодная с сильно выраженной сверхлинейностью в проводящем направлении (рис. 1.27, а). Поэтому последовательно с диодом необходимо включать ограничивающий резистор, обеспечивающий устойчивый режим работы светодиода.

Для импульсов тока длительностью 10^{-6} с и менее эквивалентную схему светодиода можно представить параллельным RC-контуром, как показано на рис. 1.27, б.

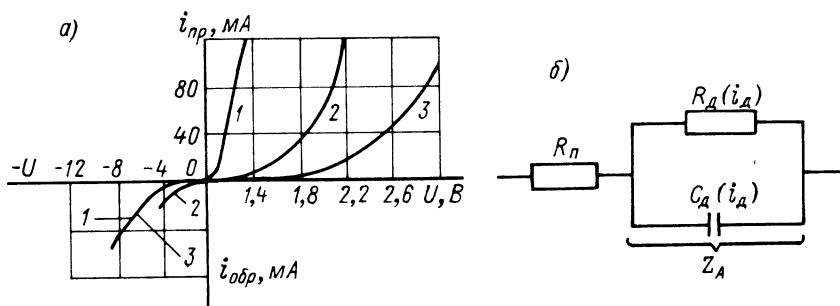


Рис. 1.27. Вольт-амперная характеристика светодиода:
1 — светодиод на основе GaAs; 2 — GaP; 3 — SiC

Зависимость полного прямого динамического сопротивления светодиода $R_d(i_d)$ — падающая. Это значит, что с ростом тока через светодиод его полное сопротивление уменьшается. Таким образом, инжекционный светодиод целесообразно питать от источника тока.

По вольт-амперным характеристикам определяются статическое R_d , остаточное $R_{до}$ и динамическое (дифференциальное) $R_{дин}$ сопротивления диода, напряжения отсечки U^{**} и пробоя $U_{пр}$ (при обратном смещении на светодиоде), а также падение напряжения при номинальном токе.

Рассмотренные выше искусственные источники излучения непрерывно совершенствуются в соответствии с требованиями, предъявляемыми к ним наукой и техникой, улучшаются их параметры и характеристики. Появляются источники, основанные на новых принципах, обладающие принципиально новыми свойствами. Например, разработаны светодиоды с переменным цветом свечения и т. д.

§ 1.5. Естественные источники излучения

Солнце. К основным характеристикам Солнца как излучателя относятся его угловые размеры, энергетические и спектральные характеристики и степень их изменения по поверхности. В зависимости от характера излучаемой энергии у Солнца различают фотосферу, обращающий слой, хромосферу и корону. Фотосфера является основным источником солнечного излучения с непрерывным спектром. В ней с увеличением глубины растет температура, что обуславливает потемнение диска к краю. Обращающий слой и хромосфера образуют атмосферу Солнца. Они состоят из светящихся газов, яркость которых в сотни раз меньше яркости фотосферы. Корона представляет собой внешнюю часть солнечной атмосферы и не имеет четкой наружной границы, ее яркость в миллион раз меньше яркости фотосферы и не превышает яркости Луны в полнолуние. На характеристики

излучения Солнца влияют солнечные пятна, периодичность появления которых равна одиннадцати годам, взрывы и протуберанцы, появление которых аperiodично, и постоянные неравномерности в фотосфере.

Спектр излучения Солнца за пределами земной атмосферы примерно совпадает со спектром излучения черного тела, имеющего температуру 6000 К. Энергетическая светимость составляет $6,2 \times 10^7$ Вт/м². До поверхности

Земли от Солнца через атмосферу доходит в основном излучение в диапазоне длин волн 0,3—3,0 мкм с полосами поглощения, определяемыми содержащимися в атмосфере парами воды, углекислым газом и озоном. В приземных слоях атмосферы излучение Солнца эквивалентно излучению черного тела с температурой 5600 К (рис. 1.28).

Энергетическая освещенность, создаваемая Солнцем на площадке, перпендикулярной к направлению на Солнце, вне земной атмосферы составляет 1360 Вт/м² (в перигее 1407 Вт/м² и в апогее 1316 Вт/м²); на поверхности Земли освещенность лежит в пределах 616—913 Вт/м². В видимой области спектра за пределами атмосферы освещенность, создаваемая Солнцем, составляет $1,37 \times 10^5$ лк. Иногда принимают, что в диапазоне 0,47—0,53 мкм цветовая температура Солнца равна 6500 К. Яркость солнечного диска уменьшается от центра к краям, одновременно меняется и спектральный состав излучения. Средняя яркость в видимом диапазоне 2×10^9 кд/м². В приземных слоях максимальная освещенность составляет около 10^5 лк.

Угловой размер солнечного диска при наблюдении с Земли равен приблизительно 32'.

Земля. При наблюдении Земли из космоса можно рассматривать две составляющие излучения: отраженный поток и собственное излучение. Значения коэффициента отражения (альбедо) могут составить 0,1—0,8. Такой разброс альбедо объясняется различными метеосостояниями на отдельных участках земной поверхности и различными условиями их освещения Солнцем. По мере удаления от Земли ее альбедо становится все более интегральным, т. е. усредненным для всего диска нашей планеты, и принимает значение 0,39. Цветовую температуру излучения Земли, освещенной Солнцем, принимают равной 7725 К.

Собственное излучение Земли сравнимо по значению с отраженным солнечным излучением на длинах волн больше 3—4 мкм. На

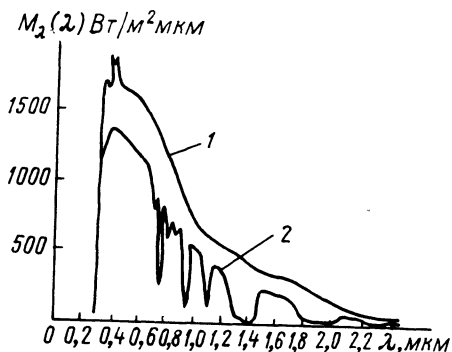


Рис. 1.28. Спектры излучения Солнца: 1 — за пределами атмосферы; 2 — на уровне моря

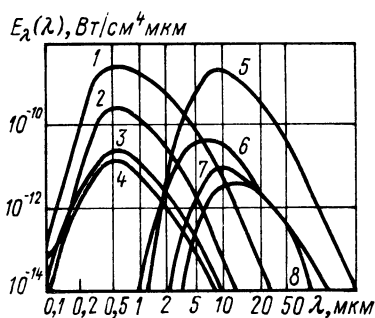


Рис. 1.29. Расчетные значения спектральной энергетической освещенности, создаваемой Луной и планетами в верхних слоях атмосферы:

собственное излучение: 1 — полной Луны; 2 — Венеры; 3 — Марса; 4 — Сатурна; отраженное солнечное излучение: 5 — Луны; 6 — Юпитера; 7 — Венеры (при наибольшем удалении); 8 — Марса (при противостоянии)

Луны характеризуется фазовым углом. Фазовый угол для полной Луны равен нулю, а для новой — 180° . Фазовый угол 90° соответствует первой или последней четверти Луны. С изменением фазы Луны создаваемая ею освещенность земной поверхности изменяется от $4,1 \times 10^{-2}$ лк (через ± 7 дней до и после полнолуния, при фазовом угле $\pm 85^\circ$) до $37,7 \times 10^{-2}$ лк (в полнолуние, при нулевом фазовом угле). На верхней границе земной атмосферы полная Луна создает освещенность приблизительно 0,5 лк. Эффективная температура отраженного Луной солнечного света равна 5900 К, а коэффициент отражения от лунной поверхности равен в среднем 0,07 и меняется по ее поверхности от 0,054 до 0,176. Эффективная температура поверхности Луны изменяется от 400 К на освещенной стороне до 120 К на неосвещенной, т. е. максимумы собственного излучения Луны приходятся на длины волн 7 и 24 мкм.

Планеты. Основная доля собственного излучения планет приходится на ИК-область. Параметры отраженного солнечного излучения зависят от положения терминатора планеты, ее альбедо и характера атмосферы. Основная доля отраженного излучения планет приходится на видимую и ближнюю ИК-область — до 2 мкм. Положение максимума спектра излучения меняется для различных участков диска планеты в зависимости от изменения температуры этих участков. Так, при изменении температуры поверхности Марса от экватора к полюсу от 280 до 205 К максимум излучения смещается с 10 до 14 мкм.

Соответственно изменяется энергетическая яркость поверхности планеты.

длине волны 5 мкм эти две составляющие становятся равными. Спектр собственного излучения Земли в окнах прозрачности атмосферы зависит от температуры и типа излучающей поверхности. Принимают, что это излучение соответствует излучению черного тела с температурой 300 К. Излучение атмосферы в тех спектральных областях, где она поглощает излучение, аппроксимируется кривой излучения черного тела при 200 К.

Интегральная плотность излучения системы Земля — атмосфера в космос равна примерно 2×10^2 Вт/м².

Луна. Средний угловой размер Луны равен $33'$. Освещенность, создаваемая Луной на земной поверхности в зависимости от ее положения, сезона наблюдения и других факторов, сильно меняется. Форма

На рис. 1.29 приведены расчетные значения спектральной плотности энергетической светимости, создаваемой Луной и планетами в верхних слоях атмосферы Земли.

Звезды и созвездия. При решении многих практических задач, связанных с ориентацией и навигацией, в качестве астрономических ориентиров используют звезды и созвездия.

Из всех звезд невооруженным глазом видимы около 5000. К их числу относятся все звезды, у которых звездная величина $m \leq 6$. В устройствах автоматической пеленгации яркость звезд оценивают фотоэлектрической звездной величиной, которая несколько отличается от визуальной величины из-за различия спектральных характеристик приемника излучения и глаза.

Цветовую характеристику звезд оценивают, распределяя их на несколько спектральных классов, каждый из которых по виду спектра излучения соответствует излучению черного тела с определенной температурой. Спектральные классы обозначены буквами латинского алфавита: класс *O* — самые горячие звезды голубого цвета, занимают УФ-область непрерывного спектра до класса *M*, к которому относятся звезды красного цвета. Каждый класс делится дополнительно на десять подклассов. Параметры ряда навигационных звезд приведены на рис. 1.30.

Истинный угловой размер звезд (с Земли) составляет $(1 \div 2) \times 10^{-7}$ рад ($0,02 \div 0,05$). Однако вследствие различных турбулентных процессов в атмосфере видимый размер звезд составляет $1-10''$.

Излучение звезд, доходящее до земной поверхности, характеризуется двумя явлениями. Первое — мерцание звезд — дифракционное явление, возникающее в верхних слоях атмосферы. Оно заключается либо в изменении яркости изображения звезды, не сопровождающемся перемещением, либо изменением ее видимых размеров. Отклонения яркости звезд могут достигать 35%, частота мерцаний доходит до 1000 Гц в зените и до 5—10 Гц при наблюдении около горизонта.

Второе явление — дрожание — это видимые угловые колебания изображения звезды относительно среднего положения, вызываемые завихрениями воздуха в нижних слоях атмосферы. Амплитуда угловых колебаний может доходить до $20-30''$, а частота — до 100 Гц.

Земная поверхность. Наземные образования (ландшафт) — весьма распространенный фон, на котором наблюдаются исследуе-

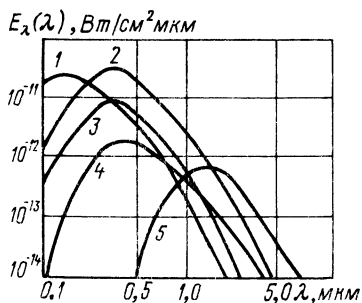


Рис. 1.30. Расчетные значения спектральной энергетической освещенности, создаваемой наиболее яркими звездами в верхних слоях атмосферы:

1 — Кентавром; 2 — Сириусом;
3 — Вегой; 4 — Альтавром; 5 —
Альдебараном

мые объекты. Излучение ландшафта зависит от его излучательных и отражательных свойств.

В непосредственной близости от Земли и на небольших высотах альbedo определяется характером поверхности, облачности и заметно изменяется по спектру. Температура большинства земных покровов — это функция температуры окружающего воздуха, а значения интегральных коэффициентов излучения земных покровов лежат в пределах 0,85—0,97. На практике характер собственного излучения земных покровов считают диффузным и принимают, что земная поверхность излучает как серое тело с коэффициентом излучения 0,35 в видимой области и 0,9 в ИК-области. Для длин волн больше 4 мкм излучение многих естественных покровов (почвы, растительности) принимают равным излучению черного тела при той же температуре.

Отраженное излучение земного покрова определяется излучением Солнца в диапазоне длин волн, меньших 3—4 мкм, отраженное излучение превышает собственное. Альbedo большинства земных покрытий 0,15—0,20 и лишь в диапазоне 0,7—1,0 мкм доходит до 0,7—0,8.

Небо, облака. Излучение неба складывается из свечения атмосферных и внеатмосферных источников. Для участка спектра с длинами волн менее 4 мкм основным источником свечения дневного неба является рассеянное солнечное излучение. Если предположить, что излучение Солнца равномерно рассеивается по направлению к Земле, т. е. небо имеет одинаковую яркость, то иногда принимают, что эта яркость составляет около 10^{-5} от яркости Солнца и равна 3×10^2 Вт/м²·мкм⁻¹·ср⁻¹ в максимуме спектра излучения ($\lambda = 0,5$ мкм) и 1 Вт/м²·мкм⁻¹·ср⁻¹ при $\lambda = 4$ мкм.

Цветовая температура дневного неба оценивается $(12 \div 18) \times 10^3$ К и в очень большой степени зависит от положения Солнца на небе и высоты места наблюдения над уровнем моря. Например, максимальная монохроматическая яркость может изменяться в соотношении 300 : 1 при $\lambda = 0,5$ мкм. Участки неба, противоположные Солнцу, гораздо ярче участков, лежащих под углом 90° к направлению на него.

Рассеянный свет ясного неба создает на земной поверхности освещенность, составляющую 20—30% от освещенности прямой солнечной засветки.

Ночью, когда рассеянного солнечного света нет, излучение неба определяется собственным излучением паров и газов, составляющих атмосферу. Максимум излучения при наблюдении с Земли находится в области около 10,5 мкм, а спектр его аналогичен спектру излучения черного тела при температуре атмосферы (для участков неба, близких к горизонту). При переходе к зениту яркость неба уменьшается более чем вдвое. Энергетическая яркость неба в видимой части спектра оценивается в среднем как $(5,5 \div 8,5) \cdot 10^{-7}$ Вт/м²·ср⁻¹ (в световых величинах 10^{-4} кд/м²). Для верхних слоев атмосферы значительный вклад в излучение

ночного неба вносит излучение гидроксильных групп ОН. Это излучение имеет полосовой спектр. Так, в полосе 2,8—3,4 мкм его монохроматическая энергетическая яркость составляет 7×10^{-4} Вт/м⁻²·ср⁻¹·мкм⁻¹.

Помимо излучения атмосферы свечение ночного неба обусловлено и рассеянным светом звезд, зодиакальным светом, галактическим свечением, которые в сумме равны иногда такому же свечению, как и от атмосферы. В ясную ночь звезды создают на Земле освещенность около $2 \cdot 10^{-4}$ лк.

Общая яркость ночного неба в области зенита может составить примерно $3,3 \cdot 10^{-4}$ кд/м⁻². Следует отметить, что распределение яркости по ночному небу весьма неоднородно.

Излучение облачного неба состоит из отраженного и рассеянного солнечного и собственного теплового излучения. Первое преобладает в области длин волн до 3 мкм. Альbedo облаков при их наблюдении с высот выше 30 км в диапазоне 0,3—2,3 мкм в среднем равен 0,007, но максимальные его значения могут достигать 0,45—0,78. Собственное излучение достаточно мощных облаков можно рассчитать как излучение черного тела с температурой примерно 200—220 К. Следует иметь в виду, что как отраженное, так и собственное излучение облаков, селективно ослабляется слоем атмосферы, расположенной между облаком и ОЭП.

Редко встречающиеся серебристые облака могут иметь достаточно большую яркость, достигающую порой 1—3 кд/м⁻² (при наблюдении с Земли).

Полярные сияния. Наиболее мощные полярные сияния возникают на высотах около 100 км над земной поверхностью и наблюдаются в основном в приполярных областях. Они не отличаются стабильности своих пространственных, спектральных и временных характеристик. Яркость полярных сияний может достигать $0,2$ кд/м⁻². Спектр у них линейчатый и лишь на участке 0,65—0,95 мкм сплошной, с резко выделяющейся линией на 0,92 мкм, имеющей яркость около $6 \cdot 10^{-4}$ Вт/м⁻²·ср⁻¹. Излучение в УФ-области и видимой имеет яркость от $3 \cdot 10^{-7}$ до $1,1 \cdot 10^{-4}$ Вт/м⁻² × ср⁻¹. В ИК-диапазоне излучение полос полярного сияния меньше излучения ночного неба или практически равно ему.

Одной из характеристик фонов является пространственный спектр их излучения. Излучение фоновых образований отличается, как правило, существенной неоднородностью по пространственным координатам (то же можно сказать и об угловых координатах).

Излучающая поверхность располагается относительно точки наблюдения на расстоянии практической бесконечности, а размеры поверхности также велики. В ряде случаев ее угловой размер равен 2л ср (полусфера), поэтому она занимает все поле зрения ОЭП. Характеристикой неравномерности углового распределения излучения фоновой поверхности является пространственно-частотный спектр мощности.

ПРОХОЖДЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ РАЗЛИЧНЫЕ СРЕДЫ И ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

§ 2.1. Виды взаимодействия оптического излучения с различными средами. Основные положения

Как известно, оптическое излучение характеризуется такими параметрами, как поток излучения Φ_e , энергетическая яркость L_e , сила излучения I_e , спектральное распределение потока излучения Φ_λ , степень поляризации P , и многими другими. В процессе распространения излучения в произвольной среде, в том числе и в оптической системе оптико-электронного прибора, его исходные параметры изменяются. Полный поток ослабляется вследствие его поглощения, интенсивность излучения дополнительно ослабляется из-за рассеивания на различных неоднородностях среды. Спектральная неравномерность поглощения потока излучения приводит к искажению его исходного спектрального состава. В отдельных случаях из-за люминесценции и нелинейности среды могут появляться спектральные компоненты, отсутствовавшие в первоначальном распределении потока $\Phi_{0\lambda}$.

Многочисленные изменения могут происходить с поляризацией излучения. Исходное неполяризованное излучение может стать частично поляризованным. Для поляризованного излучения возможны или поворот вектора поляризации, или его преобразование.

Часть этих превращений либо используется оптико-электронными приборами для получения информации о среде распространения, либо происходит в его оптической системе в соответствии с ее функциональным назначением. Большая же их часть с точки зрения проектировщика приборов является вредной, и их необходимо учитывать для успешного функционирования разрабатываемой системы. Исходные законы, определяющие прохождение излучения, просты, и их относительно немного.

Прохождение излучения через толщу однородного, поглощающего, но нерассеивающего вещества описывает закон Бугера или Бугера—Ламберта, имеющий вид

$$\Phi_e = \Phi_{0e} e^{-a'x},$$

где Φ_e — световой поток в сечении с координатой x ; Φ_{0e} — световой поток в плоскости с координатой 0; a' — натуральный показатель поглощения вещества для длины волны излучения λ .

Закон Бугера позволяет найти коэффициент пропускания слоя вещества толщиной x

$$\tau = \Phi_e / \Phi_{0e} e^{-a'x}. \quad (2.1)$$

Для практических расчетов целесообразно выражение (2.1) преобразовать к следующему виду:

$$\tau = 10^{-0.434a'x} = 10^{-ax}, \quad (2.2)$$

где a — десятичный показатель поглощения вещества.

Из выражения (2.2) видно, что если $x = 1/a$, то коэффициент пропускания слоя $\tau = 0,1$. Величину $D = \lg(1/\tau) = -\lg \tau = ax$ принято называть оптической плотностью слоя поглощающего вещества.

Оптической плотностью пользуются очень широко и часто в расчетах ее предпочитают коэффициенту пропускания или поглощения. Это происходит в основном из-за двух моментов. Во-первых, оптическая плотность пропорциональна толщине слоя, в то время как коэффициент пропускания является ее показательной функцией, поэтому рассчитывать оптическую плотность и оперировать ею во многих случаях гораздо проще. Во-вторых, если вещество слоя имеет сложный состав и поглощение определяется только одной компонентой, оптическая плотность определяется следующим выражением:

$$D = ax = kcx.$$

В этом выражении, известном как закон Беера, k — удельный показатель поглощения активной компоненты; c — ее концентрация.

К сожалению, использование закона Бугера—Ламберта и его следствий в практических расчетах осложняется рядом обстоятельств. Прежде всего это непостоянство показателя поглощения по всей трассе распространения излучения. Затем — непостоянство оптической длины пути всех лучей пучка излучения. Третье ограничение связано с непостоянством величин a или a' в спектральном диапазоне, а в случае анизотропии свойств и с состоянием поляризации излучения.

Спектральная полоса пропускания любого оптико-электронного устройства конечна, и поэтому закон Бугера можно использовать, строго говоря, в интегральном виде для определения действующего значения пропускания

$$\tau_{\Delta\lambda} = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \exp(-a_{\lambda}x) d\lambda.$$

Поток излучения, падая на границу раздела двух сред, разделяется на две компоненты: проходящую и отраженную. В зависимости от пространственных неоднородностей границы раздела возможны зеркальное и диффузное отражения. В первом приближении, если пространственные неоднородности границы раздела сред сравнимы с длиной волны излучения, то отражение диффузно и характеризуется коэффициентом отражения ρ_0 , равным

$$\rho_0 = \pi L_{0e}/E_e, \quad (2.3)$$

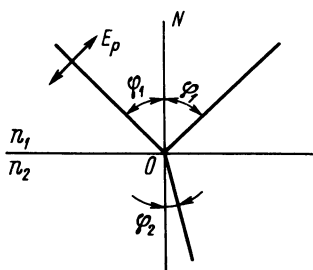


Рис. 2.1. Отражение излучения от границы раздела двух сред

где L_{0e} — энергетическая яркость; E_s — энергетическая освещенность границы. Предполагается, что L_{0e} не зависит от направления падающего излучения и одинакова для всех направлений.

В случае, когда поверхность раздела двух сред гладкая (неровности много меньше длины волны), то отражение от нее будет зеркальным и его параметры определяются формулами Френеля.

Пусть излучение падает из среды с показателем преломления n_1 в среду с показателем преломления n_2 под углом φ_1 к нормали ON (рис. 2.1). Отраженный луч расположен симметрично падающему и образует с нормалью угол, соответствующий углу падения φ_1 . Луч, прошедший через границу раздела двух сред, лежит в той же плоскости, что и падающий, но его угол распространения относительно нормали к поверхности φ_2 в соответствии с законом Снелиуса или законом синусов, можно определить из соотношения

$$n_1 \sin \varphi_1 = n_2 \sin \varphi_2.$$

Чтобы оценить энергетические характеристики разделенных потоков излучения, необходимо учитывать поляризационную структуру падающего потока излучения. В любом случае его можно разделить на две компоненты, которые различаются тем, что электрический вектор E_p для одной совершает колебания в плоскости падения — плоскости чертежа, а для другой компоненты колебания E_s электрического вектора перпендикулярны к нему. Коэффициенты отражения каждой из компонент определяются формулами Френеля, в частности, для луча с колебаниями в плоскости падения

$$\rho_p = \operatorname{tg}^2 (\varphi_1 - \varphi_2) / \operatorname{tg}^2 (\varphi_1 + \varphi_2). \quad (2.4)$$

Для луча с колебаниями, перпендикулярными к плоскости падения,

$$\rho_s = \sin^2 (\varphi_1 - \varphi_2) / \sin^2 (\varphi_1 + \varphi_2). \quad (2.5)$$

В случае нормального падения излучения на границу раздела двух сред эти выражения упрощаются и приводятся к виду

$$\rho_0 = (n_2 - n_1)^2 / (n_2 + n_1)^2.$$

При анализе этих формул можно получить важные для практических расчетов следствия. Прежде всего для случая, когда $n_1 > n_2$, определяется угол φ_{n0} полного внутреннего отражения

$$\varphi_{n0} = \arcsin (n_2 / n_1).$$

При наклонном падении излучения на плоскую границу происходит достаточно детерминированное искажение состояния поля-

ризации потока излучения. В случае падения естественного света, у которого мощность обеих составляющих одинакова, отраженный поток будет характеризоваться определенной степенью поляризации. На основании формул Френеля можно получить выражение для степени поляризации отраженного потока

$$\rho(\rho) = \frac{\rho_s - \rho_p}{\rho_s + \rho_p} = \frac{\cos^2(\varphi_1 - \varphi_2) - \cos^2(\varphi_1 + \varphi_2)}{\cos^2(\varphi_1 - \varphi_2) + \cos^2(\varphi_1 + \varphi_2)}.$$

Для проходящего излучения степень поляризации определена выражением

$$\rho(\tau) = \frac{\tau_s - \tau_p}{\tau_s + \tau_p} = \frac{1 - \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2)}{1 + \cos^2(\varphi_1 - \varphi_2)}.$$

Из анализа выражения (2.4) можно заключить, что для случая, когда $\varphi_1 + \varphi_2 = 90^\circ$, коэффициент отражения $\rho_p = 0$. Этот момент характеризуется появлением полностью поляризованного излучения из естественного света. Соответствующий угол падения φ_B — угол Брюстера — зависит от относительной величины коэффициента преломления второй среды

$$\varphi_B = \arctg(n_2/n_1).$$

На рис. 2.2 приведена зависимость коэффициента отражения ρ и степени поляризации ρ отраженного пучка от угла падения φ на поверхность стекла ($n = 1,52$).

Для случая, когда границей раздела служит поверхность поглощающего вещества, выражения для коэффициентов отражения существенно усложняются. Параметры поглощающей среды задаются в виде комплексного коэффициента преломления $\tilde{n} = n + j\kappa$, и коэффициенты отражения ортогональных компонент падающего потока излучения будут равны

$$\rho_s = \frac{n_1^2 \cos^2 \varphi_1 + (n_2^2 + \kappa_2^2)(a^2 + b^2) - 2n_1 \cos \varphi_1 (n_2 a - \kappa_2 b)}{n_1^2 \cos^2 \varphi_1 + (n_2^2 + \kappa_2^2)(a^2 + b^2) + 2n_1 \cos \varphi_1 (n_2 a - \kappa_2 b)}; \quad (2.6)$$

$$\rho_p = \frac{n_1^2 (a^2 + b^2) + (n_2^2 + \kappa_2^2) \cos^2 \varphi_1 - 2n_1 \cos \varphi_1 (n_2 a + \kappa_2 b)}{n_1^2 (a^2 + b^2) + (n_2^2 + \kappa_2^2) \cos^2 \varphi_1 + 2n_1 \cos \varphi_1 (n_2 a + \kappa_2 b)}, \quad (2.7)$$

где

$$a = [(V \rho^2 + q^2 + p)/2]^{1/2}; \quad b = [(V \rho^2 + q^2 - p)/2]^{1/2};$$

$$p = 1 + (\kappa_2^2 - n_2^2) \left(\frac{n_1 \sin \varphi_1}{n_2^2 + \kappa_2^2} \right)^2; \quad q = -2n_2 \kappa \left(\frac{n_1 \sin \varphi_1}{n_2^2 + \kappa_2^2} \right)^2.$$

Если проанализировать выражения (2.6) и (2.7), то можно отметить, что хотя и существует значительная разница между

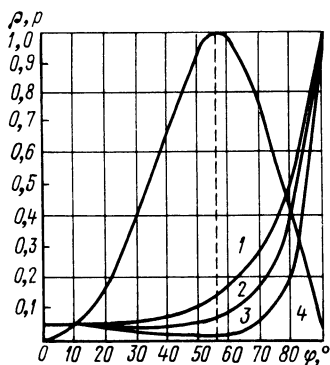


Рис. 2.2. Зависимости коэффициента отражения ρ и степени поляризации ρ отраженного пучка от угла падения φ : 1 — электрические колебания перпендикулярны плоскости падения (s-компонента); 2 — естественный свет; 3 — электрические колебания параллельны плоскости падения (p-компонента); 4 — степень поляризации отраженного пучка

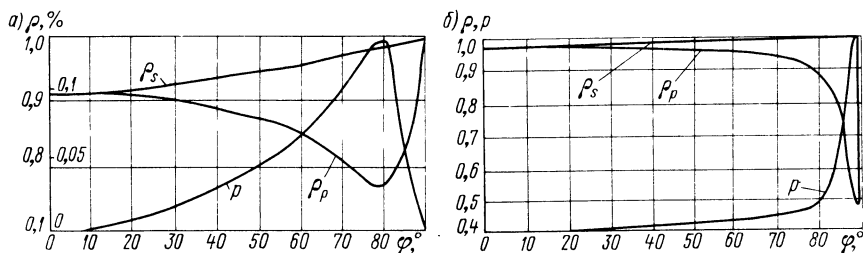


Рис. 2.3. Зависимость коэффициентов отражения ρ_s и ρ_p и степени поляризации ρ в зависимости от угла падения на поверхность Al для длин волн $\lambda_1 = 0,546$ мкм (а) и $\lambda_2 = 10$ мкм (б)

ρ_s и ρ_p , но она значительно меньше, чем в предыдущем случае. Соответственно и поляризующая способность поглощающих поверхностей меньше. На рис. 2.3 приведены зависимости ρ_s , ρ_p и ρ поверхности для двух длин волн.

Зеркальными (с той или иной степенью приближения) в основном являются поверхности оптической системы. Как правило, поверхности деталей и естественных образований сильно рассеивают излучение при отражении. Наблюдение таких предметов в пределах определенного угла показывает, что их яркость примерно постоянна. Если яркость светорассеивающей поверхности во всех направлениях одинакова, то такая поверхность соответствует идеальной светорассеивающей поверхности. Закон Ламберта [выражение (2.3)] реально выполняется только в ограниченных секторах. Тем не менее математическая простота и удобство этой формулы для физического представления позволяют использовать ее для расчетов первого приближения.

Чтобы проанализировать свойства идеального светорассеивателя, обратимся к рис. 2.4. Пусть σ — площадь малой площадки, яркость которой одинакова во всех направлениях. Определим поток излучения Φ_e с площадки σ . Ее сила света I_{ef} в направлении, составляющем угол φ с нормалью, равна

$$I_{ef} = L_e \sigma \cos \varphi.$$

Выделим телесный угол $d\omega$, который заключен между двумя круговыми конусами, образованными вращением вокруг нормали двух прямых, и составляющей углы φ и $d\varphi + \varphi$ с этой нормалью. Легко показать, что $d\omega = 2\pi \sin \varphi d\varphi$.

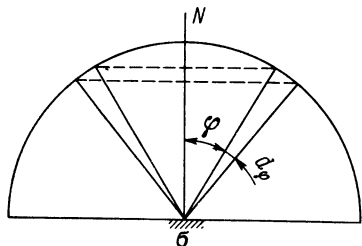


Рис. 2.4. Свойства идеального светорассеивателя

Так как сила излучения I_{ef} внутри этого телесного угла постоянна, то световой поток, который площадка посылает в него, будет

$$d\Phi_e = I_{ef} d\omega = 2\pi L_e \sigma \sin \varphi \cos \varphi d\varphi.$$

Для того чтобы найти поток Φ_e , излучаемый площадкой в полусферу, необходимо проинтегрировать преды-

дущее выражение в пределах от 0 до $\pi/2$. В результате получим $\Phi_e = \pi L_e \sigma$. Соответственно энергетическая светимость M_e площадки равна $M_e = \Phi_e / \sigma = \pi L_e$.

Полученные соотношения для идеального рассеивания служат также для относительных оценок рассеивающих свойств реальных предметов. Для этого вводится коэффициент яркости рассеивающей поверхности, под которым понимают отношение яркости этой поверхности в некотором направлении к яркости идеального рассеивателя, находящегося в тех же условиях освещения. Коэффициент яркости принято обозначать β . Если коэффициент отражения не может быть больше единицы, то коэффициент яркости в пределах ограниченного телесного угла может принимать сколь угодно большое значение. Естественно, что увеличение потока, отраженного в каком-либо направлении, должно компенсироваться его уменьшением в другом. Вообще формы зависимости коэффициента яркости от угла наблюдения чрезвычайно разнообразны и связаны как с самой поверхностью, так и с длиной волны и условиями освещенности. Наиболее близки к идеальному рассеивателю порошкообразные слои окиси магния, сернокислого бария и углекислого кальция при полусферическом диффузном освещении. На рис. 2.5 приведен вид зависимости β от угла наблюдения при освещении поверхности параллельным потоком. Кривая 1 относится к слою окиси магния при освещении по нормали. Как видно, при малых углах $\beta > 1$. Кривая 2 соответствует поверхности бумаги, освещенной под углом $\varphi_n = 45^\circ$. В направлении, соответствующем зеркальному направлению для макроповерхности, имеется явно выраженный максимум коэффициента яркости.

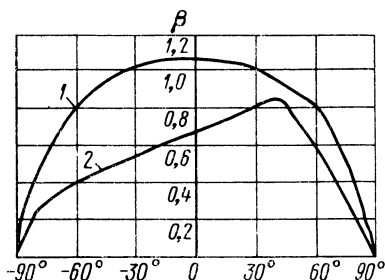


Рис. 2.5. Зависимость коэффициента яркости β от угла наблюдения при освещении поверхности параллельным потоком

Работы многих исследователей, посвященные закономерностям отражения от диффузных поверхностей, показали сильную зависимость индикатрисы отражения от направления падения излучения. Более того, начиная с определенных углов появляется зеркальная компонента отраженного потока. На рис. 2.6 приведены индикатрисы отражения от шлифованной стеклянной пластинки, обработанной порошком М7, для различных длин волн падающего излучения.

Из сравнительного анализа этих экспериментальных характеристик следуют два очень важных практических вывода. Во-первых, с увеличением длины волны для шероховатых поверхностей при прочих равных условиях растет полный коэффициент отражения, во-вторых, угол падения излучения на поверхность, начиная с которого появляется зеркальная компонента отраженного потока,

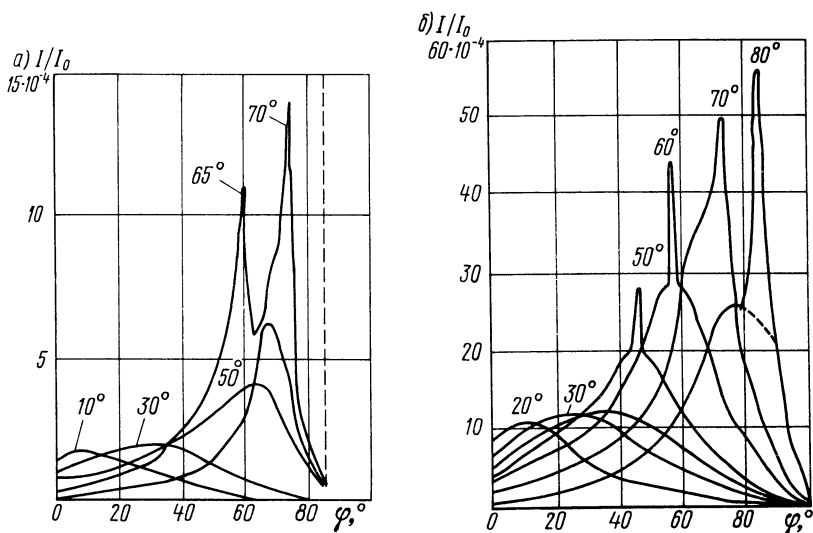


Рис. 2.6. Индикатриса отражения шлифованной порошок М7 стеклянной пластинки при различных углах падения излучения для длин волн $\lambda_1 = 0,5$ мкм (а) и $\lambda_2 = 1,0$ мкм (б)

зависит от длины волны падающего излучения. Значение этого угла можно найти из соотношения

$$2h \cos \varphi = \lambda/k,$$

где h — среднее значение шероховатости от дна впадин до вершин выступа; φ — угол падения излучения на макроповерхность; k — постоянная величина, зависящая от материала и вида обработки, обычно $k = 2 \div 3$.

Теоретический анализ, начатый в свое время Релеем, получивший хорошее экспериментальное подтверждение, показал, что интенсивность зеркальной компоненты I_s может быть выражена соотношением

$$I_s = \bar{\rho} I_0 \exp \left(-\pi^2 \frac{h^2}{\lambda^2} \cos^2 \varphi \right),$$

где I_0 и I_s — интенсивности падающего и отраженного потоков излучения; $\bar{\rho}$ — эффективный коэффициент отражения от материала поверхности при данном ее состоянии; значение $\bar{\rho}$ всегда меньше коэффициента отражения от полированной поверхности из того же материала.

§ 2.2. Прохождение излучения через атмосферу

Излучение, проходя через атмосферу, ослабляется вследствие поглощения и рассеивания молекулами различных газов, скоплениями молекул (аэрозоли), дымкой, туманом, дождем, снегом.

Поглощение обусловлено главным образом присутствием в атмосфере молекул воды (H_2O), углекислого газа (CO_2) и озона (O_3). Газы, в основном составляющие атмосферу — азот (N_2), кислород (O_2) и аргон (Ar), дают лишь слабые полосы поглощения в инфракрасной области спектра. В большинстве практических случаев их можно считать полностью прозрачными.

Пары воды (H_2O) являются наиболее поглощающей примесью в составе атмосферы. В зависимости от температуры, давления, высоты, времени года и географического положения содержание воды может изменяться в очень широких пределах.

Основной мерой концентрации паров воды является абсолютная влажность — масса воды в граммах на 1 см^3 объема воздуха, содержащего пары воды, при определенных температуре и давлении. Более удобной мерой служит относительная влажность, представляющая собой отношение абсолютной влажности в определенных условиях к абсолютной влажности в этих же условиях при насыщении объема. Абсолютная и относительная влажность не определяют непосредственно количество поглотителя на длине данной трассы. Мерой, определяющей суммарное поглощение на трассе, выступает количество осажде н н о й воды, которое можно найти по относительной влажности и длине трассы. Количество осажде н н о й воды характеризуется толщиной слоя жидкости, образовавшейся при конденсации паров в цилиндре, длина которого равна длине трассы. Удобной характеристикой влажности атмосферы становится приведенная толщина слоя осажде н н о й воды на километр трассы ω' (см/км).

Величина ω' связана с плотностью жидкой воды ρ , относительной влажностью f и абсолютной влажностью насыщенных паров a_n соотношением $\omega' = a_n f / \rho$. Поскольку плотность воды примерно постоянна и равна 1 г/см^3 , то

$$\omega' = 10^6 a_n f \text{ (см/км)}.$$

Полное количество осажде н н о й воды на трассе выражается в сантиметрах. Если абсолютная и относительная влажность на трассе постоянны, то значение ω получают умножением ω' (см/км) на длину трассы L_T (км).

Для нахождения абсолютной влажности насыщенного пара можно воспользоваться рис. 2.7.

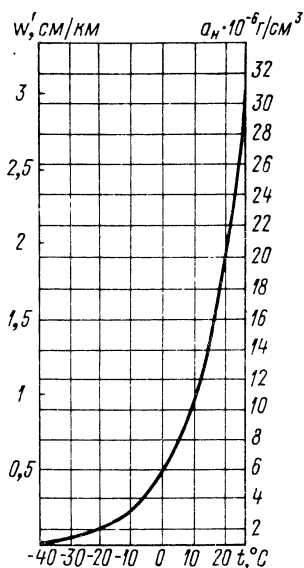


Рис. 2.7. Зависимость толщины слоя осажде н н о й воды насыщенного пара от температуры и абсолютной влажности воздуха на уровне моря

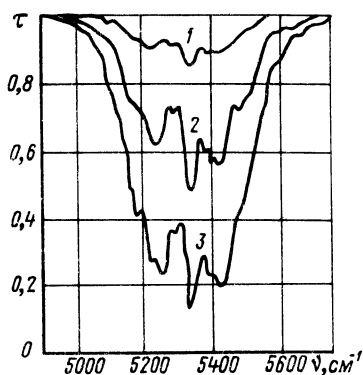


Рис. 2.8. Пропускание H_2O в полосе $\lambda = 1,87$ мкм при различных толщине слоя осажженной воды ω (мм) и давлении P (мм рт. ст.):

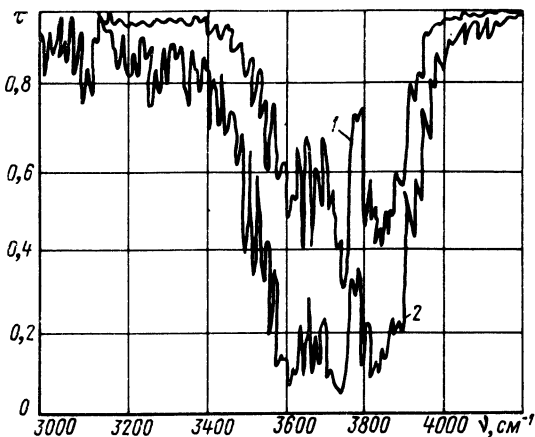
1 — 0,033 и 330; 2 — 1,0 и 129; 3 — 1,0 и 862

$\leq T_a \leq 40^\circ\text{C}$. Умножая приведенное выше выражение на значение относительной влажности, получим значение ω' . Как поглотитель оптического излучения водяной пар характеризуется наличием полос поглощения в областях длин волн: 0,498—0,5114; 0,542—0,5478; 0,567—0,578; 0,586—0,606; 0,628—0,7304; 0,926—0,978; 1,095—1,165; 1,319—1,948; 1,762—1,977; 2,520—2,845; 4,24—4,40; 5,25—7,50. В пределах полосы поглощения коэффициент поглощения характеризуется большой неравномерностью (рис. 2.8—2.10).

В отличие от паров воды углекислый газ CO_2 распределяется в атмосфере более равномерно, его концентрация составляет 0,03—0,04% и не зависит от высоты. Над городами она может повышаться до 0,05%. В воздушных пространствах таких природных образований, как лесные массивы, моря и океаны, происходят небольшие вариации концентрации CO_2 , связанные с изменениями температуры

Рис. 2.9. Пропускание H_2O в полосе $\lambda = 2,7$ мкм при различных толщине слоя осажженной воды ω (мм) и давлении P (мм рт. ст.):

1 — 0,033 и 182; 2 — 1,1 и 862



В общем случае с увеличением высоты изменяются и температура, и относительная влажность. Однако в ряде случаев можно оценить изменение влажности с высотой, используя простое эмпирическое выражение

$$a_H = a_0 \cdot 10^{0,2H}, \quad (2.8)$$

где a_H — влажность на высоте H , км; a_0 — влажность на уровне моря.

При необходимости аналитического определения удобно выражение для насыщенного значения ω_H (см/км) на уровне моря

$$\omega_H = 0,492 + 3,094 \cdot 10^{-2} T_a + 9,5 \cdot 10^{-4} T_a^2 + 2,888 \cdot 10^{-5} T_a^3,$$

которое справедливо с погрешностью $\pm 1,6\%$ в интервале от $0 \leq$

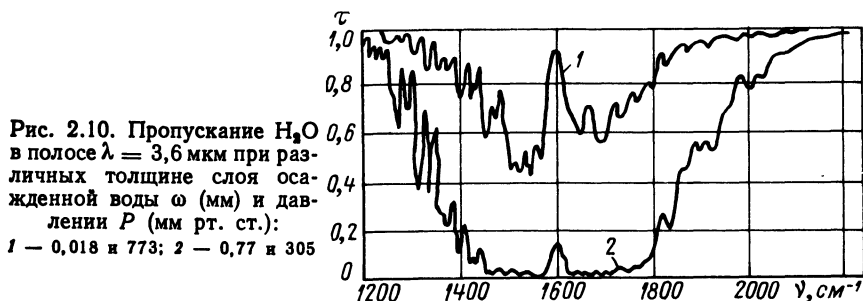


Рис. 2.10. Пропускание H_2O в полосе $\lambda = 3,6$ мкм при различных толщине слоя осажденной воды ω (мм) и давлении P (мм рт. ст.):
1 — 0,018 и 773; 2 — 0,77 и 305

и условий освещения солнечным излучением. При расчетах пропускания атмосферы, как правило, эти локальные и временные изменения содержания CO_2 в атмосфере не учитывают.

Исходной характеристикой при расчете пропускания служит концентрация углекислого газа W в атмосферных сантиметрах, показывающая длину пути в сантиметрах, на котором содержится то же число молекул газа, находящегося при атмосферном давлении, как в столбе произвольной длины и произвольного давления. Для горизонтальной трассы на уровне моря

$$W = (3 \div 4) \cdot 10^{-4} L_T,$$

где L_T — длина трассы, см.

Как поглотитель излучения углекислый газ характеризуется наличием полос поглощения в спектральных интервалах: 1,38—1,5; 1,52—1,67; 1,92—2,1; 2,64—2,87; 4,63—4,95; 5,05—5,35; 12,5—16,4 мкм. На рис. 2.11 и 2.12 приведены две наиболее интенсивные полосы поглощения.

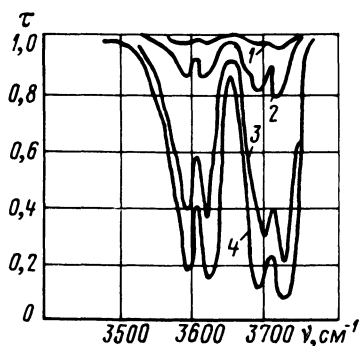


Рис. 2.11. Пропускание CO_2 в полосе $\lambda = 2,7$ мкм при различных концентрации W (атм. см) и давлении P (мм рт. ст.):
1 — 0,316 и 27,2; 2 — 0,316 и 162,5;
3 — 6,08 и 514; 4 — 6,08 и 1770

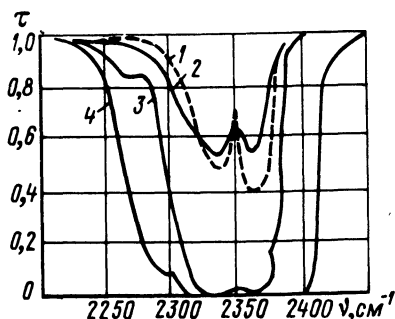


Рис. 2.12. Пропускание CO_2 в полосе $\lambda = 4,3$ мкм при различных концентрации W (атм. см) и давлении P (мм рт. ст.):
1 — 0,0834 и 167,5; 2 — 0,344 и 289;
3 — 0,344 и 808; 4 — 11,2 и 965

Таблица 2.1

Поправки $(P_H/P_0)^m$ на высоту

Высота H , км	Для во- дяных паров	Для уг- лекис- лого газа	Высота H , км	Для во- дяных паров	Для уг- лекис- лого газа	Высота H , км	Для во- дяных паров	Для уг- лекис- лого газа
0,3	0,981	0,940	2,4	0,852	0,620	15,0	0,348	0,042
0,6	0,961	0,833	2,7	0,835	0,580	18,0	0,272	0,020
0,9	0,942	0,840	3,0	0,819	0,548	21,0	0,214	0,010
1,2	0,923	0,774	4,5	0,739	0,404	24,0	0,167	0,005
1,5	0,904	0,743	6,0	0,670	0,299	27,0	0,134	0,002
1,8	0,886	0,699	9,0	0,552	0,168	30,0	0,105	0,001
2,1	0,869	0,660	12,0	0,441	0,085			

Поправку на изменение температуры и давления вводят переходом от истинного значения протяженности трассы L_T к эквивалентному значению $L_э$ в соответствии с

$$L_э = \frac{P_B}{1,3 \cdot 760 \cdot 10^{-6}} \left(\frac{273}{T_B} \right) L_T, \quad (2.9)$$

где P_B — давление воздуха, Па; T_B — температура воздуха, К.

С уменьшением давления по мере повышения трассы полосы поглощения становятся уже и пропускание увеличивается. Для учета этого явления аналогично предыдущему случаю целесообразно перейти к эквивалентной длине трассы, но уже за счет изменения давления

$$L_э = L_T (P_H/P_0)^m, \quad (2.10)$$

где P_H/P_0 — отношение давления на высоте H к давлению на уровне моря; $m = 0,5$ для паров воды и $m = 1,5$ для углекислого газа.

В табл. 2.1 приведены рассчитанные значения поправочного коэффициента для различных H .

В отличие от углекислого газа озон (O_3) распределен в атмосфере очень неравномерно. В основном он образуется в верхних слоях атмосферы при фотохимической диссоциации молекул кислорода, когда атомарный кислород взаимодействует с молекулами кислорода. На небольших высотах содержание озона не превышает 10^{-8} . С увеличением высоты эта величина плавно растет, достигая значения 10^{-5} на высоте 30 км. Аналогично CO_2 содержание озона выражают в сантиметрах на километр при нормальных давлении и температуре. Максимальное значение содержания озона наблюдается в диапазоне высот 10—30 км и может достигать 10^{-2} см/км.

Как поглотитель излучения озон характеризуется наличием полос поглощения в спектральных интервалах: 0,6; 4,63—4,95; 8,3—10,6; 12,1—16,4. На рис. 2.13 приведена кривая пропускания озона в спектральном интервале.

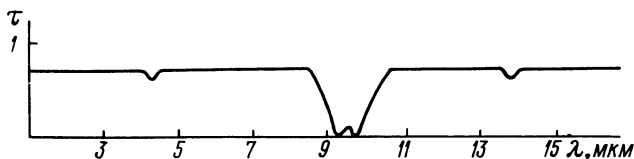


Рис. 2.13. Пропускание озона

Влияние озона на пропускание атмосферы необходимо учитывать в основном при определении характеристик трасс, проходящих в стратосфере.

Поток излучения в процессе распространения в атмосфере ослабляется не только за счет поглощения, но и за счет рассеивания на молекулах воздуха и на частицах различных примесей, всегда присутствующих в его составе. По своему составу эти примеси чрезвычайно разнообразны. В основном это пыль, дым, частицы растений, бактерии, капли воды, кристаллики льда, различные органические остатки, поднятые ветром с поверхности Земли.

Рассеяние молекулами, аэрозолями, туманом, дымкой и облаками можно объяснить с помощью теории рассеивания Ми, справедливой как для рассеивания на малых частицах, размер которых значительно меньше длины волны (релеевское рассеивание), так и для рассеивания на больших частицах, размер которых значительно больше длины волны. В общем случае ослабление пучка излучения за счет рассеивания можно выразить соотношением

$$I = I_0 \exp(-k_p L_T), \quad (2.11)$$

где I_0 — сила излучения источника; k_p — коэффициент ослабления рассеиванием — коэффициент рассеивания.

Экспоненциальный закон справедлив, строго говоря, так же как и в случае поглощения, только для монохроматического излучения, распространяющегося в макрооднородной среде. Однако коэффициент рассеивания в общем случае изменяется по спектру медленно, что позволяет использовать выражение (2.11) для расчетов ослабления излучения в конечных спектральных интервалах.

Когда диаметр рассеивающихся частиц меньше длины волны излучения (релеевское рассеивание), $k_p \sim \lambda^{-4}$. В основном этот вид рассеивания существен в видимой и ближней инфракрасной области ($\lambda < 2$ мкм). Голубой цвет неба является следствием большого количества рассеянного света в голубом конце видимого спектра. Красный цвет заходящего солнца, в видимом спектре которого за счет рассеивания ослаблена голубая часть, объясняется тем же.

Согласно теории Ми по мере приближения размера длины волны к размеру неоднородности функция рассеивания частиц значительно усложняется. В кривых рассеивания, построенных в функции от длины волны, часто наблюдаются многочисленные небольшие максимумы и минимумы. Однако в целом спектральная

Таблица 2.2

Международная шкала видимости

Балл	Видимость	Метеорологическая дальность видимости, км	Условия наблюдений
0 1 2	Очень плохая	0,005 0,05—0,2 0,2—0,5	Очень сильный туман Сильный туман, очень густой снег Умеренный туман, сильный снег
3 4	Плохая	0,5—1 1—2	Слабый туман, умеренный снег или сильная дымка Умеренный снег, сильный дождь или умеренная дымка
5 6	Средняя	2—4 4—10	Слабый снег, сильный дождь или слабая дымка Умеренный дождь, очень слабый снег или слабая дымка
7	Хорошая	10—20	Без осадков, слабый дождь
8	Очень хорошая	20—50	Без осадков
9	Исключительная	50	Совершенно чистый воздух

зависимость интенсивности излучения, рассеянного на частицах, сравнимых с длиной волны, весьма невелика по сравнению с законом λ^{-4} для меньших частиц.

Как правило, дымка состоит из частиц пыли, солей, органических остатков, бактерий, зачастую окруженных капельками воды. Размеры частиц дымки могут доходить до нескольких микрон и заноситься ветром на большие высоты. Многочисленные эксперименты и исследования показали, что коэффициент ослабления уменьшается по спектру в соответствии с $\lambda^{-0.7}$, что примерно согласуется с результатами расчетов с использованием теории рассеивания Ми. Обычно условия пропускания инфракрасного излучения намного лучше, чем видимого, и для $\lambda \geq 10$ мкм рассеиванием на ней можно пренебречь.

Туман состоит из водяных капелек размером от нескольких микрон до нескольких сотен микрон. В ближней инфракрасной области рассеивание в тумане практически не зависит от длины волны. При плохой видимости переход от видимого к инфракрасному диапазону спектра не дает выигрыша в пропускании излучения. Для длины волны больше нескольких микрон ослабление излучения в тумане необходимо оценивать с учетом не только рассеивания, но и поглощения излучения на трассе.

Таким образом, если коэффициент пропускания атмосферой монохроматического потока излучения с учетом молекулярного рассеивания можно рассчитать достаточно точно, то коэффициенты пропускания потока с учетом аэрозольного и примесного рассеивания — практически невозможно. Для этого необходимо знать количество, форму, дисперсный и химический состав вещества рассеивающих частиц. Поэтому рассеивание потока излучения в окнах пропускания атмосферы учитывают на основании результатов экспериментальных исследований. Эти исследования показывают, что τ_p пропускания атмосферой монохроматического потока излучения с учетом молекулярного, аэрозольного и примесного рассеивания зависит от длины волны излучения и метеорологической дальности видимости l .

Метеорологическая дальность видимости характеризует замутненность атмосферы и представляет собой наибольшую дальность видимости днем темных предметов с угловыми размерами, большими $30'$, проектирующимися на фоне неба у горизонта (табл. 2.2).

На рис. 2.14 приведен график экспериментально определенных значений $\tau_{p, \lambda}$ при различных λ и l .

Для определения τ_p для реальной трассы и текущего значения количества осажденной воды используют следующее соотношение:

$$\tau_p = (\tau_{p, \lambda})^{L_{\tau}/1.83} \cdot 0,998^{-(17-\omega)}.$$

Чтобы оценить поглощение атмосферой когерентного излучения лазеров, необходимо с высокой точностью знать положение линий в спектрах атмосферных газов, ибо ширина линии источника в этом случае мала. На рис. 2.15 приведен тонкий спектр молекулярного поглощения солнечного излучения в диапазоне длин волн рубинового лазера (0,6934—0,6943 мкм). Там же дана шкала температур кристалла, обеспечивающая настройку лазера в спектральном интервале.

Особенностью использования лазеров в составе оптико-электронных приборов является то, что при конструировании прибора, предназначенного для работы в атмосфере, выбирают лазер с длиной волны, лежащей в окне прозрачности. В этом случае затухание потока излучения почти полностью определяется рассеиванием.

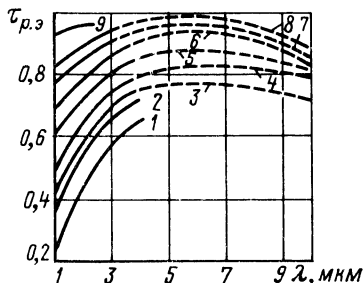


Рис. 2.14. Экспериментальные значения спектрального коэффициента рассеивания для трассы протяженностью 1830 м при $\omega = 17$ мм при разных значениях метеорологической дальности видимости (км):

1 — 1,5; 2 — 4,5; 3 — 6,1; 4 — 7,7;
5 — 10,2; 6 — 14,5; 7 — 16,0; 8 —
31,5; 9 — 64,0

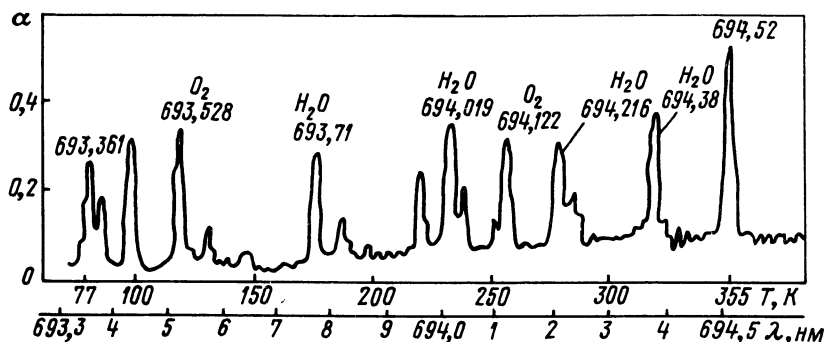


Рис. 2.15. Спектр молекулярного поглощения солнечного излучения в диапазоне длин волн рубинового лазера и соответствующие значения температуры кристалла

Высокая монохроматичность излучения позволяет использовать для расчетов закон Бугера—Беера

$$\Phi_e = \Phi_{e0} \exp(-\alpha L_T),$$

где α — показатель затухания, км^{-1} .

Показатель затухания связан с метеорологическими параметрами атмосферы, которые меняются во времени и пространстве. Обычно показатель затухания α определяют, учитывая его корреляцию с метеорологической дальностью видимости l .

Для чистой атмосферы, когда $l > 10$ км,

$$\alpha(\lambda) = \frac{3,91}{l} (\lambda/0,55)^{-n}, \quad n = 0,585 l^{1/3}.$$

В условиях дымки и тумана показатель затухания определяется из табл. 2.3 и 2.4, где α_1 и α_2 — показатели затухания излучения с длиной волны 10,6 и 1,06 мкм соответственно, а ω — влажность в мг/м^3 .

Таблица 2.3

Зависимость показателя затухания от метеорологической дальности в условиях дымки

l , км	α_1 , км^{-1}	α_2 , км^{-1}	l , км	α_1 , км^{-1}	α_2 , км^{-1}
10	0,04	0,7	4—5	0,095	1,7
9—10	0,043	0,78	3—4	0,13	2,3
8—9	0,048	0,87	2—3	0,193	3,5
7—8	0,055	0,9	1—2	3,4	10
6—7	0,064	1,1	0,5—1	11	27
5—6	0,078	1,4	0,5	11	27

Таблица 2.4

Зависимость показателя затухания от метеорологической дальности l в условиях тумана

l , км	ω *, мг/м^3	α_1 , км^{-1}	α_2 , км^{-1}
0,75	5	0,9	4,0
0,55	10	1,8	5,5
0,35	20	5,0	8,5
0,25	90	10,0	12,0
0,15	180	20,0	20,0

В случае дождя показатель затухания ориентировочно рассчитывают по формуле

$$\alpha = 0,9J^{0,74}, \text{ дБ/км},$$

где J — интенсивность дождя, мм/ч.

Так как радиус рассеивающих частиц много больше длины волны, то показатель затухания не зависит от длины волны излучения.

§ 2.3. Пропускание атмосферы в спектральных интервалах

В предыдущем параграфе достаточно подробно разобраны основные физические закономерности, определяющие спектральные коэффициенты поглощения атмосферы, и методы их расчета для конкретных условий. Может показаться, что эти же расчетные приемы пригодны и для определения поглощения (пропускания) в относительно широких спектральных интервалах. Однако большая сложность спектральной характеристики пропускания атмосферы при непостоянстве ее компонент затрудняет интегральное осреднение пропускания в заданной полосе. Кроме того, ряд особенностей поглощения излучения в полосе делает этот метод расчета неприемлемым.

По определению, поглощение излучения A — это отношение поглощенного потока к падающему. Тогда поглощение в спектральном интервале $\Delta\lambda$ есть сумма поглощений отдельных линий, если их крылья не перекрываются, отнесенные к потоку в этом интервале. Это справедливо при сравнительно низких давлениях и на коротких трассах. По мере увеличения длины трассы относительная величина потока в полосе поглощения уменьшается. В результате, начиная с какого-то расстояния поток будет уменьшаться только за счет крыльев полос поглощения. В связи с этим поглощение в конечном спектральном интервале изменяется по закону, весьма отличному от экспоненциального.

В настоящее время разработаны и используются ряд расчетных методов определения пропускания атмосферы, базирующихся на экспериментально полученных материалах. Каждый из этих методов разрабатывали с теми или иными допущениями. Естественно, что метод расчета для решения поставленной задачи надо выбирать исходя из условия справедливости этого допущения в каждом конкретном случае.

Для расчета пропускания трасс большой протяженности, расположенных в нижних и средних слоях атмосферы, разработан метод Эльдера—Стронга, который базируется на том, что пропускание атмосферы определяется в районе окон прозрачности. Кроме того, принимается, что вариации коэффициента поглощения определяются только параметрами воды, что позво-

Таблица 2.5

Расчетные коэффициенты
пропускания атмосферы
по методу Эльдера—Стронга

Номер интервала	Спектральный интервал, мкм	k_1	t_0
I	0,7—0,92	15,1	106,3
II	0,92—1,1	16,5	106,3
III	1,1—1,4	17,1	96,3
IV	1,4—1,9	13,1	81,0
V	1,9—2,7	13,1	72,5
VI	2,7—4,3	12,5	72,3
VII	4,3—5,9	21,2	51,2

ляют использовать только один изменяющийся параметр ω — толщину слоя осажденной воды.

На основании экспериментальных данных авторы метода предложили следующую формулу для определения пропускания (%) в конечном спектральном интервале:

$$\tau_{\Delta\lambda} = t_0 - k_1 \lg \omega, \quad (2.12)$$

где t_0 и k_1 — коэффициенты, зависящие от спектрального интервала; ω — водность, мм.

Значения коэффициентов берут из табл. 2.5 в соответствии с

выбранным спектральным интервалом. Область применения метода от 0,7 до 5,9 мкм по спектральному интервалу и по дальности начиная с 2 км.

При использовании метода Эльдера—Стронга, как правило, решается задача отыскания эффективной яркости источника для данного приемника излучения с учетом пропускания атмосферы и оптической системы. Поэтому исходными данными для расчета должны быть: спектральная плотность энергетической светимости источника $M_{e\lambda}$, необходимые параметры трассы для определения ее водности ω (см. § 2.2), спектральный коэффициент пропускания оптической системы $\tau_{0\lambda}$ и относительная спектральная чувствительность S_{λ}^* используемого приемника излучения.

Расчет начинают с определения водности трассы по соотношениям, приведенным в § 2.2, с учетом ее протяженности L_T , средней относительной влажности f и температуры воздуха T_v . Зная водность трассы ω , по формуле (2.12), используя коэффициенты k и t_0 из табл. 2.5, определяют пропускание атмосферы в спектральных интервалах $\tau_{\Delta\lambda i}$.

Затем рассчитывают эффективную светимость источника в спектральных интервалах с учетом спектральной плотности его светимости $M_{e\lambda}$, неравномерности пропускания оптической системы $\tau_{0\lambda}$ и относительной спектральной чувствительности S_{λ}^* используемого приемника излучения

$$M_{e\Delta\lambda} = \tau_{\Delta\lambda i} \int_{\lambda_H}^{\lambda_K} M_{e\lambda} \tau_{0\lambda} S_{\lambda}^* d\lambda,$$

где λ_H и λ_K — начало и конец соответствующего спектрального интервала.

Эффективную светимость источника находят как сумму его эффективных светимостей в спектральных интервалах. Расчет

удобно производить с регистрацией промежуточных результатов в форме таблицы.

Заканчивают расчет учетом ослабления светимости источника из-за рассеивания атмосферы в соответствии с эмпирической формулой Эльдера — Стронга

$$M_e^* = \tau_p \sum_{i=1}^n M_{e \Delta \lambda i} = 0,998 \omega \sum_{i=1}^n M_{e \Delta \lambda i},$$

где ω — водность трассы, мм H_2O .

Для трасс небольшой протяженности более целесообразно использовать метод расчета пропускания атмосферы Говарда, Берга и Вильямса. По этому методу коэффициенты пропускания вычисляют отдельно для окон пропускания и для полос поглощения. При этом в окнах учитывают только рассеяние, а в полосах — только поглощение.

В соответствии с отмеченными в начале параграфа особенностями поглощения в спектральных интервалах при большой концентрации поглотителя поглощение увеличивается пропорционально логарифму его количества, а при малых концентрациях — пропорционально квадратному корню количества поглотителя.

В соответствии с этим авторы метода предложили для нахождения произведения среднего значения поглощения в полосе на ее ширину (cm^{-1}) использовать следующие выражения:

$$b_{\Delta \nu_i}^B = \int_{\nu_{Hi}}^{\nu_{Ki}} a_\nu d\nu = c_{1i}^B \omega^{1/2} (P + P_B)^{\kappa_{1i}^B}; \quad (2.13)$$

$$b_{\Delta \nu_i}^{Y \cdot r} = \int_{\nu_{Hi}}^{\nu_{Ki}} a_\nu d\nu = c_{1i}^{Y \cdot r} W^{1/2} (P + P_{Y \cdot r})^{\kappa_{1i}^{Y \cdot r}} \quad (2.14)$$

для воды и углекислого газа в случае «слабой» (малопоглощающей) полосы. Для полос, отличающихся большим поглощением, — «сильных» полос — соотношения уже другие:

$$b_{\Delta \nu_i}^B = \int_{\nu_{Hi}}^{\nu_{Ki}} a_\nu d\nu = c_i^B + D_i^B \lg \omega + \kappa_2^B \lg (P + P_B); \quad (2.15)$$

$$b_{\Delta \nu_i}^{Y \cdot r} = \int_{\nu_{Hi}}^{\nu_{Ki}} a_\nu d\nu = c_{1i}^{Y \cdot r} + D_{1i}^{Y \cdot r} \lg W + \kappa_2^{Y \cdot r} \lg (P + P_{Y \cdot r}), \quad (2.16)$$

где ω — водность трассы, мм H_2O ; W — толщина слоя CO_2 , атм·см; c , κ и D — табличные коэффициенты, характеризующие отдельные полосы поглотителя; P — атмосферное давление, мм рт. ст.; P_B , $P_{Y \cdot r}$ — парциальное давление поглощающих примесей; ν_{Hi} , ν_{Ki} — границы спектрального интервала полосы поглощения в волновых числах, cm^{-1} .

Парциальное давление паров воды и углекислого газа для арктических областей и даже средних широт мало по сравнению с атмосферным давлением. Поэтому влияние P_v и $P_{y, r}$ в формулах (2.13)—(2.16) не выходит из пределов погрешности определения табличных коэффициентов.

В тропических условиях, особенно в период муссонов, когда атмосферное давление падает, а относительная влажность стремится к 100%, влияние парциального давления паров воды может дать заметную поправку

$$P_v = \frac{f}{100} l_v,$$

где l_v — упругость насыщенных паров воды, зависящая от температуры, мм рт. ст. Эта зависимость приведена ниже:

$t_0, ^\circ\text{C}$	10	15	20	25	30	35	40	45	50
$l_v, \text{МПа}$	1,227	1,704	2,337	3,167	4,243	5,624	7,377	9,585	12,34

Одна и та же полоса поглощения в зависимости от условий на трассе может быть и «сильной», и «слабой». Поэтому для оценки применимости формул (2.13) и (2.14) или (2.15) и (2.16) вводится критерий

$$b_{\Delta v_i} < b_{\Delta v_{\max}}, \quad (2.17)$$

где $b_{\Delta v_{\max}}$ дается в таблицах.

Если это условие выполняется, то используют первую группу формул.

Среднее значение пропускания конкретной полосы поглощения вычисляют по формуле

$$\tau_{\Delta v_i} = 1 - a_{\Delta v_i} = 1 - b_{\Delta v_i} / (v_{hi} - v_{ki}).$$

Достаточно часто полосы поглощения перекрываются. В частности, полоса поглощения воды может перекрываться частично полосой поглощения углекислого газа (рис. 2.16). Естественно, что суммарное поглощение в этой зоне будет больше, чем в каждой из полос, но не равно их сумме. Действие более слабой полосы будет ослабляться более сильной. Чтобы учитывать это явление, используют специальный коэффициент влияния e_1 , который зависит от $b_{\Delta v_i}$ более сильной полосы (рис. 2.17). Пропускание в полосе перекрытия определяют из соотношения

$$\tau_{\Delta v \Sigma} = \left(1 - \frac{b_{\Delta v_{12}}}{v_1 - v_3}\right) \left(1 - e_1 \frac{b_{\Delta v_{24}}}{v_2 - v_4}\right).$$

Если e сильной полосы больше 500, то влиянием слабой в полосе перекрытия можно пренебречь. При определении применимости расчетных соотношений (2.17) может возникнуть ситуация, когда для конкретной полосы необходимо вести расчет как для сильной, а характеризующих ее коэффициентов в соответствующей

таблице нет. В этом случае выбирают коэффициенты ближайшей сильной полосы.

При использовании этого метода для расчета энергетических соотношений оптико-электронного прибора в отличие от предыдущего кроме определения водности трассы (в мм H_2O) необходимо определить концентрацию CO_2 (W , атм. см) по методике, рассмотренной в § 2.2. Затем весь рабочий спектральный интервал, используя таблицы 2.6—2.9, необходимо разбить на участки в соответствии с характерными признаками: полоса поглощения H_2O , полоса поглощения CO_2 , полоса перекрытия, окно пропускания.

Затем рассчитывают пропускание для слабых полос и оценивают применимость приближения. Рассчитывают пропускание для сильных полос и полос перекрытия. С использованием методики § 2.2 учитывают ослабление рассеиванием в окнах пропускания.

Рассмотренные методы расчета пропускания атмосферы, в особенности метод Говара—Берга—Вильямса, дают неплохое в среднем соответствие между ожидаемым и реальным пропусканием. Однако они основаны на учете основных механизмов поглощения излучения с использованием осреднения по пропусканию в конечных спектральных интервалах.

В ряде случаев, когда источники излучения имеют сложный спектральный состав или проявляются дополнительные механизмы поглощения, расчеты, основанные на них, дают большую ошибку.

В таких случаях целесообразно использовать метод расчета, основанный на экспериментальных результатах. Этот метод, получивший название метода стандартной атмосферы, базируется на наличии большого числа экспериментально измеренных характеристик спектрального пропускания трасс различной дальности при различных условиях (рис. 2.18—2.20).

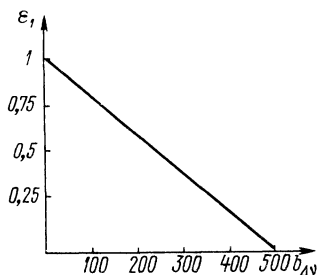


Рис. 2.17. Графический расчет коэффициента влияния полосы поглощения

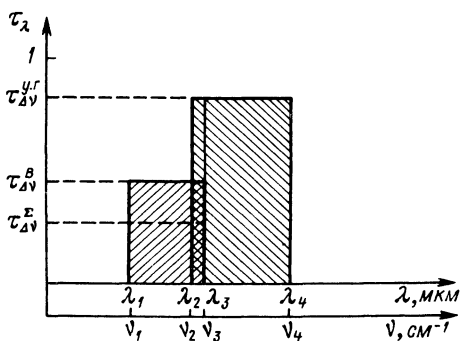


Рис. 2.16. Поглощение атмосферы в полосе перекрытия

Чтобы перейти от стандартной (нормализованной) обстановки к ожидаемым условиям работы прибора, используют коэффициенты приведения по давлению или высоте, рассмотренные в § 2.2. Пропускание на реальной дальности полу-

Таблица 2.6

Характеристические коэффициенты для расчета поглощения
«слабой» полосы воды

Середина полосы, мкм	Границы полос		$\Delta\nu_1$, см ⁻¹	c_1	κ_1	$b \Delta\nu_{\max}$
	ν , см ⁻¹	λ , мкм				
0,94	11 500—10 200	0,87—0,98	1300	38	0,27	200
1,1	9 300—8 300	1,075—1,24	1000	31	0,26	200
1,38	8 000—6 500	1,25—1,54	1500	163	0,3	350
1,87	5 900—4 800	1,70—2,08	1100	152	0,3	275
2,7	4 400—3 340	2,30—3,00	1060	316	0,32	200
3,2	3 340—2 800	3,00—3,575	540	40,2	0,3	500
6,3	2 050—1 150	4,90—8,7	900	356	0,3	160

Таблица 2.7

Характеристические коэффициенты для расчета поглощения воды
в «сильной» полосе

Середина полосы, мкм	Границы полос		$\Delta\nu$, см ⁻¹	c	D	κ
	ν , см ⁻¹	λ , мкм				
1,38	8000—8500	1,25—1,54	1500	202	460	198
1,87	5900—4800	1,70—2,08	1100	127	232	144
2,8	4400—3340	2,30—3,00	1060	334	246	150
6,3	2050—1150	4,90—8,7	900	302	218	157

Таблица 2.8

Характеристические коэффициенты для расчета поглощения CO₂
в «слабой» полосе

Середина полосы, мкм	Границы полосы		$\Delta\nu_1$, см ⁻¹	c_1	κ_1	$b \Delta\nu_{\max}$
	ν , см ⁻¹	λ , мкм				
1,4	7250—6650	1,38—1,5	600	0,058	0,41	80
1,6	6550—6000	1,52—1,67	550	0,063	0,38	80
2,0	5200—4750	1,92—2,1	450	0,492	0,39	80
2,7	3800—3480	2,64—2,87	320	3,15	0,43	50
4,3	2500—2160	4,0—4,63	340	—	—	50
4,8	2160—1980	4,63—5,05	180	0,12	0,37	60
5,2	1980—1870	5,05—5,35	110	0,024	0,4	30
15,0	800—570	18,2—12,5	250	3,16	0,44	50

Таблица 2.9

Характеристические коэффициенты для расчетов поглощения CO_2
в «сильной» полосе

Середина полосы, мкм	Границы полос		$\Delta\nu$, см^{-1}	c	D	κ_s
	ν , см^{-1}	λ , мкм				
2,0	5200—4750	1,92—2,1	450	—536	138	114
2,7	3800—3480	2,64—2,87	320	—137	77	68
4,3	2500—2160	4,00—4,63	340	27,5	34	31,5
15,0	800—550	12,5—18,2	250	—68	55	47

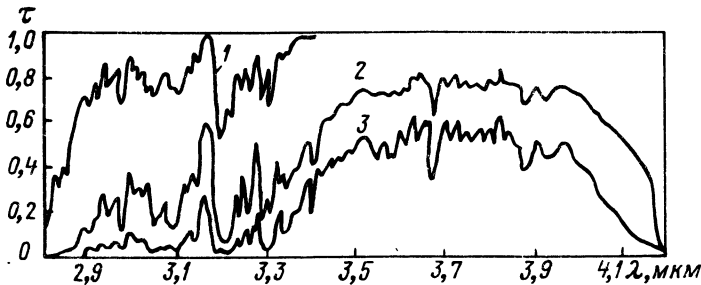


Рис. 2.18. Пропускание атмосферы в диапазоне 2,8—4,2 мкм:
1 — трасса 300 м, $\omega = 0,11$ см; 2 — трасса 6,3 км, $\omega = 1,37$ см; 3 —
трасса 18,7 км, $\omega = 5,2$ см

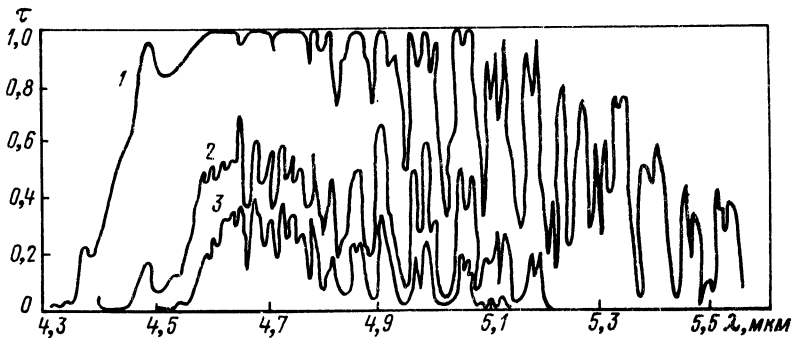


Рис. 2.19. Пропускание атмосферы в диапазоне 4,3—5,6 мкм:
1 — трасса 300 м, $\omega = 0,11$ см; 2 — трасса 6,3 км, $\omega = 1,37$ см; 3 — трасса
18,7 км, $\omega = 5,2$ см

чают на основании спектрозонального представления закона Бугера—Беера

$$\tau_{\Delta\lambda} = \exp(a'_{\Delta\lambda} L_{\tau}),$$

где $a'_{\Delta\lambda}$ — логарифмический спектрозональный показатель поглощения, определенный на дистанции, максимально приближенной к расчетным условиям.

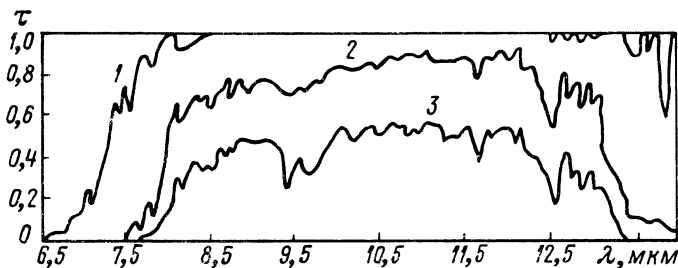


Рис. 2.20. Пропускание атмосферы в диапазоне 6,5—14 мкм:
1 — трасса 300 м, $\omega = 0,11$ см; 2 — трасса 6,3 км, $\omega = 1,37$ см;
3 — трасса 18,7 км, $\omega = 5,2$ см

При этом спектральный интервал осреднения выбирают достаточно малым — не более 0,1—0,2 мкм.

Если обозначить спектрозональное пропускание слоя атмосферы L_0 при конкретных условиях $\tau_{\Delta\lambda i}^0$, то на основании вышесказанного можно показать, что пропускание на расчетной дальности будет

$$\tau_{\Delta\lambda i}^p = (\tau_{\Delta\lambda i}^0)^{L_p/L_0}. \quad (2.18)$$

Используя выражение (2.18), по вышеприведенной методике можно получить значение эффективной яркости источника для конкретного приемника с учетом пропускания атмосферы.

В тех случаях, когда нет подходящих характеристик пропускания, в качестве нормализованных характеристик стандартной атмосферы можно воспользоваться таблицами спектрозонального пропускания воды и углекислого газа с поправкой на рассеивание с учетом ожидаемого значения метеорологической дальности видения.

Как и в предыдущих случаях, наиболее удобна табличная форма проведения расчетов и представления результатов. Прежде всего определяют рабочий спектральный интервал как интервал, на котором спектральная характеристика приемника с учетом оптической системы имеет существенно не нулевое значение. Проводят спектрозональное разбиение рабочего интервала.

Далее на основании технического задания определяют эквивалентные дальность L_p и водность ω на основании формул, приведенных в § 2.2. Из таблиц находят наиболее близкие параметры по дальности и водности и выписывают пропускание компонент нормализованной атмосферы. Затем, зная отношение L_p/L_0 , используя соотношение (2.18), корректируют пропускание атмосферы для расчетных условий.

Используя заданное значение метеорологической дальновидности, на основании зависимостей рис. 2.14 находим спектрозональное значение коэффициента рассеивания. Последующая методика расчета не отличается от расчета по методу Эльдера—Стронга.

При наклонных трассах вследствие непрерывного изменения высоты H непрерывно изменяются и условия распространения

излучения. При увеличении высоты также непрерывно изменяются температура, давление и влажность. Изменение давления, в свою очередь, приводит к изменению абсолютной концентрации CO_2 в единице объема. Все эти вариации значительно усложняют расчет пропускания на наклонных трассах.

В § 2.2 отмечалось, что на основе экспериментальных данных получена аналитическая зависимость абсолютной влажности атмосферы от высоты (2.8). В тех случаях, когда поглощение излучения определяется парами воды, как в методе Эльдера—Стронга, пропускание можно рассчитывать относительно просто.

Пусть трасса начинается от уровня моря и наклонена под углом α к горизонту. Наклонная длина трассы — L , тогда текущая высота слоев атмосферы, которые она пересекает, будет

$$H_{\tau} = L \sin \alpha,$$

где L изменяется от 0 до L_{τ} .

Учитывая это, можно записать выражение для водности элементарного участка наклонной трассы

$$d\omega = \frac{a_0 f}{\rho} dL = 10^5 a_0 f 10^{-0,2L \sin \alpha},$$

где L измеряется в километрах; a_0 — абсолютная влажность насыщенных паров на уровне моря.

Проинтегрировав данное выражение, можно найти водность всей наклонной трассы

$$\begin{aligned} \omega &= 10^5 \int_0^{L_{\tau}} a_0 f 10^{-0,2L \sin \alpha} dL = \frac{10^5 a_0 f \lg e}{0,2 \sin \alpha} (1 - 10^{-0,2L_{\tau} \sin \alpha}) = \\ &= \frac{2,171 \cdot 10^5 a_0 f}{\sin \alpha} (1 - 10^{-0,2L_{\tau} \sin \alpha}). \end{aligned} \quad (2.19)$$

Если проанализировать выражение для водности элементарного участка с учетом (2.19), то получим важный в практическом отношении вывод, что при вертикальной трассе ($\alpha = 90^\circ$) сквозь атмосферу ($L_{\tau} \rightarrow \infty$) водность ее будет соответствовать горизонтальной трассе длиной 2,171 км.

Если же необходимо получить более точные значения пропускания атмосферы в наклонных трассах, необходимо вести расчет, основываясь на методе Говарда—Берга—Вильямса, с учетом влияния изменения высоты трассы. С увеличением высоты трассы изменяются давление и температура воздуха, в результате уменьшается абсолютная концентрация вещества и сужаются спектральные линии поглощения. Прозрачность атмосферы увеличивается. Эти процессы не имеют достаточно точного аналитического описания, поэтому общеупотребительным методом является метод разбегания всей трассы на участки с расчетом

пропускания на них как на горизонтальных, поднятых на высоту H_i . Спектральное пропускание всей трассы находим как

$$\tau_{T \Delta \lambda} = \prod_{i=1}^n \tau_{i \Delta \lambda}.$$

В § 2.2 уже отмечалось, что пропускание горизонтальной трассы на заданной высоте можно рассчитывать с переходом от реальной длины трассы на заданной высоте $L_{T, H}$ к эквивалентному значению L_e по формуле (2.10). Табл. 2.1 может при этом использоваться не только для нахождения коэффициента приведения $[(P_H/P_0)^m]$, но и для разбиения трассы на эквивалентные участки. Геометрическую длину отдельных участков можно найти из выражения

$$L_{ri} = (H_{ki} - H_{ni})/\sin \alpha,$$

где H_{ni} и H_{ki} — значение высот начала и конца участка разбиения, за исключением конечного участка, для которого $H_{ki} = H_{\max}$.

После этого, используя средние значения коэффициентов приведения относительно H_{ki} и H_{ni} , получим эквивалентные значения протяженности участков L_{ei} .

Дальнейший расчет ведется по уже рассмотренной методике.

§ 2.4. Прохождение и рассеивание излучения в оптических системах

Оптические системы в составе оптико-электронных приборов выполняют самые разнообразные функции. Однако независимо от того, собирается ли излучение в пределах заданного апертурного или полевого угла, производится ли разделение потоков или же, наоборот, совмещение оптических каналов, осуществляется спектральная или пространственная селекция, всегда происходит поглощение или рассеивание потока излучения оптическим трактом.

Условия распространения излучения в оптической системе оптико-электронного прибора существенно отличаются от условий распространения излучения в атмосфере. Детерминизм оптических характеристик отдельных компонент позволяет с хорошей достоверностью рассчитывать пропускание системы в целом. Однако большая сложность структуры, наличие скачков показателя преломления среды распространения излучения, влияние технологических и конструктивных факторов зачастую усложняют расчет пропускания излучения оптической системой.

Если материал оптической детали выбран в соответствии с рабочим спектральным интервалом, то поглощение относительно невелико. Тем не менее в зависимости от качества стекла $\rho_{гл}$ о щ е н и е изменяется в широких пределах. Как правило, остаточное поглощение стекла неселективно, и это позволяет использовать

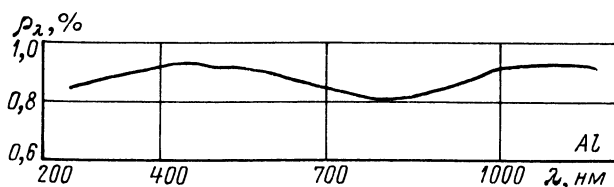


Рис. 2.21. Спектральная характеристика коэффициента отражения пленки алюминия на стеклянной подложке (II)

в качестве нормируемого параметра его показатель ослабления для источника типа А.

Стандартом установлены восемь категорий качества. В полосе прозрачности пропускание оптической детали с учетом поглощения излучения можно найти из выражения

$$\tau_{\lambda} = \exp(-\epsilon_A l),$$

где ϵ_A и l — показатель поглощения стекла данной категории качества и длина пути излучения в нем.

Чтобы определить пропускание вблизи границы рабочего спектрального интервала стекла конкретной марки, необходимо воспользоваться характеристиками, приведенными в каталогах, используя расчетную методику, аналогичную методу стандартных атмосфер.

В оптических схемах оптико-электронных приборов, особенно для работы в ИК-диапазоне, широко используют зеркальные компоненты: зеркальные объективы, конденсоры, плоские зеркала и т. д. Как правило, эти зеркала получают нанесением отражающего покрытия на обработанную по заданному профилю стеклянную подложку. Отражающие покрытия выполняют в основном трех типов: интерференционные на основе диэлектрических слоев, металлические на основе тонких слоев различных металлов и металл-диэлектрические.

Интерференционные зеркала, использующиеся преимущественно для ОЭП с лазерами, имеют высокий коэффициент отражения в узком спектральном интервале. Благодаря прозрачности в остальной части спектра они могут использоваться как спектроделители. Вопросы проектирования и их характеристики отражены в специальной литературе.

Значительно чаще используют металлические и металл-диэлектрические зеркала. Наиболее употребительны в оптико-электронных приборах системы зеркал на основе Al, Cu и Au.

Зеркала на основе Al просты в изготовлении, дешевы, обладают хорошими характеристиками и применяются в диапазоне от ультрафиолетовой до инфракрасной области спектра. Применение диэлектрических слоев на основе Al не только корректирует спектральную характеристику зеркал, но и повышает их устойчи-

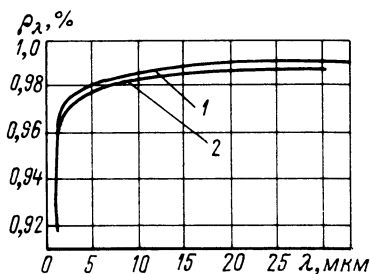


Рис. 2.22. Изменение спектральной характеристики коэффициента отражения ИИ из-за окисления на воздухе:
1 — для свеженанесенного слоя;
2 — для старого слоя

вость во времени и к воздействию внешних факторов. На рис. 2.21—2.24 приведены спектральные характеристики таких зеркал.

Покрытие из тонкой пленки Al (условное обозначение ИИ) имеет коэффициент отражения 0,88 для источника типа А и является лучшим для ультрафиолетовой области от 0,25 до 0,4 мкм. Наиболее распространенное покрытие ИИ29И имеет защиту пленки Al вакуумнонапыленной пленкой сернистого цинка. Его спектральные характеристики близки к характеристикам ИИ.

Более сложное металл-диэлектрическое покрытие ИИ21Е29И с дополнительным слоем фосфорнокислого аммония позволяет существенно увеличить коэффициент отражения ($\rho = 0,93 \div 0,96$) и обеспечить его максимум в нужной спектральной зоне.

Покрытия из меди используют для работы в ИК-области с большим коэффициентом отражения 0,98, но требуют защиты. Еще больший коэффициент отражения имеют покрытия на основе золота.

Если поглощение излучения можно учесть достаточно просто, то с р а с с е и в а н и е м дело обстоит намного сложнее. Прежде всего усложняется механизм рассеивания излучения и увеличивается его интенсивность. Кроме того, зачастую изменяется физика воздействия явления на работу прибора. В частности, если рассеивание не приводит к значительному ослаблению потока, оно может быть причиной уменьшения видимого и энергетического контраста. Это же в свою очередь приводит к существенному уменьшению отношения сигнал/шум. Из-за рассеивания на элементах оптической системы ухудшается пространственная селекция и увеличивается уровень помех от источников, расположенных вне рабочего поля зрения прибора.

В общем случае рассеивание целесообразно разделить на две части: на оптической системе и корпусных деталях прибора. Рассеивание первого вида зачастую ограничивается технологическими

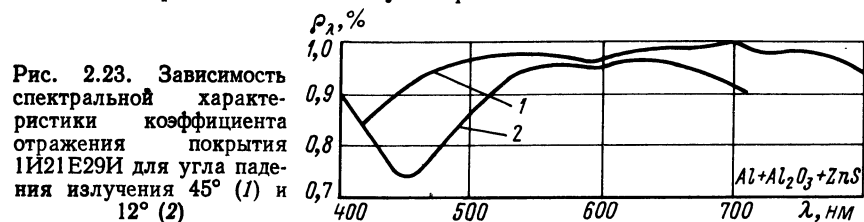


Рис. 2.23. Зависимость спектральной характеристики коэффициента отражения покрытия ИИ21Е29И для угла падения излучения 45° (1) и 12° (2)

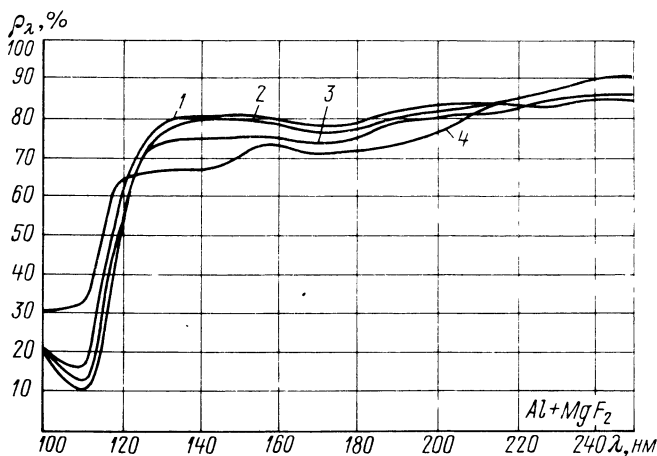


Рис. 2.24. Зависимость спектральной характеристики коэффициента отражения покрытия ИИ24И от угла падения излучения:

1 — 15°; 2 — 30°; 3 — 45°; 4 — 70°

возможностями. Причиной рассеивания второго вида, как правило, служит недостаточная проработанность прибора.

Рассеивание на оптических деталях бывает поверхностным и объемным. Поверхностное рассеивание объясняется несовершенством поверхности оптических деталей: микронеровностями, царапинами, сколами и т. д.

Потери на зеркальных компонентах из-за рассеивания света могут быть сравнимы с потерями на поглощение. Отметим также то обстоятельство, что увеличение толщины металлической пленки способствует увеличению рассеивания. Так, если пленка Al толщиной 0,02—0,03 мкм на хорошей подложке рассеивает не более 10^{-3} , то при увеличении толщины до 0,5—1 мкм рассеивание увеличивается до 0,02. При этом необходимо отметить, что поглощение зеркала ухудшает пропускание излучения объекта, а рассеивание, кроме того, создает внутриприборный фон, который пропорционален суммарному потоку, падающему на него.

Потери на рассеивание в толщине стекла объясняются рассеиванием на молекулах вещества на микропузырях, микрон неоднородностях состава стекла и подчиняются с достаточной степенью точности Релеевскому закону. Показатель рассеивания дается в каталогах для длины волны $\lambda = 0,545$ мкм. Особенно большое значение эти виды рассеивания имеют для ОЭП с лазерами при использовании совмещенных каналов излучатель—приемник.

Излучение, отраженное поверхностью линз, призм и других оптических деталей, в дальнейшем рассеивается элементами оптической системы и конструкции прибора. Часть этого излучения попадает на выход оптической схемы, снижает исходный контраст

и ухудшает отношение сигнал/шум всего оптико-электронного прибора. Поэтому это явление заслуживает особого внимания.

Зачастую потери излучения из-за отражения на границе раздела являются определяющими в оптической системе. Так, для простейших оптико-электронных приборов, имеющих в своем составе 2—4 компоненты, коэффициент пропускания уменьшается до 0,84—0,7. Для более сложных систем, использующих компоненты с большим коэффициентом преломления, пропускание падает до уровня 0,25—0,3.

Причем потерянное излучение продолжает распространяться в системе прибора и создает ложные изображения (рефлексы), затрудняя его функционирование. Очевидно, что с этим явлением необходимо бороться.

Прежде всего необходимо уменьшить отражение на границах раздела оптических деталей и окружающей среды, так как это и увеличивает пропускание системы, и уменьшает уровень внутри-приборного фона.

Из формулы Френеля следует, что наибольшие потери на отражение происходят на границе воздух—стекло, наименьшие — на границе сред, имеющих близкие показатели преломления. Поэтому, чтобы уменьшить потери, целесообразно использовать склеенные оптические компоненты: объективы, призмённые блоки и т. д. При этом желательно располагать склеиваемые компоненты в порядке возрастания или убывания показателя преломления.

Другой путь уменьшения потерь — это применение просветляющих слоев на поверхности оптических деталей. Используя явление интерференционного гашения отраженного потока, просветляющие покрытия на небольших спектральных интервалах обеспечивают практически нулевой коэффициент отражения. Однако для этого необходимо выполнить два условия: условие равенства амплитуд потоков, отраженных от покрытия с показателем преломления n_1 и от материала оптической детали с показателем преломления n_2 , а также условие согласования фаз этих потоков с учетом инвертирования волны при отражении от материала с большим значением показателя преломления:

$$n_1 = \sqrt{n_0 n_2}; \quad 4\pi n_1 d_1 / \lambda = (2m - 1). \quad (2.20); (2.21)$$

Здесь n_0 — показатель преломления окружающей среды (воздуха); d_1 и λ — толщина слоя и рабочая длина волны; $m = 1, 2, 3, \dots$

Первое условие выполняется подбором соответствующих материалов, а второе обеспечивается технологически. К сожалению, набор материалов, особенно с малым значением коэффициента преломления, ограничен. Поэтому условие (2.20) практически всегда выполняется с большой погрешностью и минимальный

коэффициент отражения при посветлении пленкой толщиной $\lambda/4$ ($m = 1$) имеет вид

$$\rho_{\min} = \left(\frac{n_1^2 - n_0 n_2}{n_1^2 + n_0 n_2} \right)^2,$$

так как для стекла с $n_2 = 1,51$ необходим просветляющий материал с $n_1 = 1,23$. Реальный устойчивый материал с минимальным коэффициентом преломления MgF_2 имеет $n = 1,38$, а менее устойчивый криолит имеет $n = 1,34$. Поэтому однослойные покрытия на стекле не могут обеспечить коэффициента отражения меньше 1,33% и 0,75% при начальном значении 4,13%.

В тех случаях, когда требуется просветлять материалы с большим коэффициентом преломления (германий, кремний и т. д.), эффективность однослойного покрытия больше.

С изменением длины волны в рабочем спектральном интервале начинает нарушаться условие (2.21), что также увеличивает коэффициент отражения. При большом числе отражающих поверхностей появляется существенная спектральная селективность оптической системы. Явление это тем сильнее, чем больший коэффициент преломления имеет материал оптических деталей. Так, если для стекла с $n = 1,51$ при изменении λ от 0,5 до 1 мкм коэффициент отражения изменяется от 0,0133 до 0,025, то для германия с $n = 4,0$ при однослойном покрытии с $n_1 = 2,2$ при изменении λ от 2 до 4 мкм коэффициент отражения изменяется от 0,01 до 0,22.

Использование просветляющих покрытий с двумя и более слоями повышает эффективность покрытия и несколько расширяет рабочий спектральный интервал, но значительно усложняет методику расчета и технологию производства.

Чтобы уменьшить паразитную засветку выхода оптической схемы прибора, кроме упомянутого выше необходимо предпринять дополнительные меры. Прежде всего при проектировании системы нужно контролировать отсутствие перепроектирования отраженных поверхностями линз и призм потоков в плоскость приемника излучения. Необходимо увеличивать диаметры оптических деталей, чтобы свет не рассеивался на их нерабочих поверхностях и внутренних частях оправ и корпусов.

Желательно в плоскостях промежуточных изображений поля зрения оптической системы устанавливать дополнительные диафрагмы для ограничения световой трубки прибора.

Используя вышесказанное, можно найти пропускание реальной оптической системы и проанализировать возможности его увеличения. В общем виде пропускание оптической системы можно оценить с помощью выражения

$$\tau_{o.c} = \exp \left(\sum_{j=1}^m l_j \varepsilon_{Aj} \right) \prod_{i=1}^n (1 - \rho_{pi}) \prod_{k=1}^l \rho_{3k}, \quad (2.22)$$

где l_j — длина пути излучения j -й оптической детали, стекло которой характеризуется показателем поглощения ε_{Aj} ; ρ_{pi} — коэффи-

циент отражения от i -й границы раздела материалов с различными показателями преломления; ρ_{vk} — коэффициент отражения от k -й зеркальной компоненты оптической схемы.

В этом выражении не учитывается рассеивание излучения на неоднородностях оптического стекла, так как оно обычно много меньше его показателя поглощения.

При использовании формулы (2.22) необходимо учитывать спектральную характеристику просветленных поверхностей и зеркальных компонент. Особенно это относится к системам, работающим в синей или в ИК-области, вблизи границ пропускания оптических деталей.

Часть II

ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Глава 3

КЛАССИФИКАЦИЯ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ, ИХ ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ

§ 3.1. Классификация приемников излучения

Элемент или устройство, предназначенное для приема и преобразования энергии оптического излучения в какие-либо другие виды энергии, называется **приемником оптического излучения**. В дальнейшем вместо термина «приемник оптического излучения» будем употреблять термин «приемник излучения» (ПИ). ПИ, преобразующие невидимое рентгеновское, ультрафиолетовое или инфракрасное изображение в видимое, называют **преобразователями**. В данном учебном пособии рассматриваются физические ПИ, которые являются важнейшими элементами оптико-электронных приборов и осуществляют связь между его оптической и электрической частями, определяя технические требования к конструированию прибора в целом.

Физические ПИ можно разбить на четыре группы: тепловые; фотоэлектрические (на внутреннем и внешнем фотоэффекте); фотохимические и прочие, не вошедшие в первые три группы. ПИ третьей группы в пособии не рассматриваются по причине того, что они используются в основном в оптических приборах. **Тепловые** ПИ основаны на преобразовании оптического излучения сначала в тепловую энергию, а потом в электрическую и отличаются друг от друга физическими принципами работы. ПИ, основанные на изменении сопротивления чувствительного элемента под действием тепла, возникающего при падении потока оптического излучения, получили название *болометров*, а ПИ, использующие термоэлектрический эффект, называются *термоэлементами*. Болометры и термоэлементы по типам отличаются друг от друга материалом чувствительного элемента, условиями охлаждения, конструкцией приемного элемента, газовым наполнением, изотермичностью и т. д. В настоящее время наряду с металлическими и полупроводниковыми болометрами существуют диэлектрические, основанные на температурной зависимости импеданса сегнетоэлектриков, использующие зависимость диэлектрической постоянной вещества от температуры.

Кроме того, в последние годы появились анизотропные термоэлементы с большой приемной площадкой, выполненной из пластинки термоэлектрически анизотропного монокристалла, и экстру-

зированные термоэлементы малого сечения конструкции Шварца, у которых ветви термоэлемента изготавливаются из твердых растворов.

Калориметрами называют тепловые ПИ с достаточно массивным, конструктивно развитым приемным элементом, в котором поглощенная часть падающей энергии оптического излучения преобразуется в тепло, а затем часть тепловой энергии, пропорциональная входной оптической величине, в чувствительном элементе калориметра преобразуется в сигнал измерительной информации (чаще электрический). Чувствительные элементы калориметров с электрической входной величиной делятся на термоэлектрические, термометры сопротивления и емкостные с диэлектриком на основе пьезоэлектрического вещества. Калориметры можно классифицировать по динамике изменения температуры, по виду чувствительного элемента, по виду поглощения, по длительности воздействия измеряемого оптического излучения, по способу охлаждения и по конструкции.

В последние годы широко стали применять *пьезоэлектрические* ПИ, основанные на пьезоэлектрическом эффекте, который заключается в том, что при изменении температуры пьезоэлектрического кристалла изменяется его поляризация. Пьезоприемники можно также классифицировать по материалу, из которого изготавливают чувствительный элемент, по виду охлаждения, конструкции и т. д., однако такая классификация получается слишком громоздкой, поэтому их целесообразно классифицировать по назначению.

К специальным видам тепловых ПИ можно отнести оптико-акустические ПИ, основанные на расширении объема газа под действием падающего излучения, дилатометрические ПИ, тепловые преобразователи изображения и ПИ на основе термоупругого эффекта в кристаллическом кварце.

Оптико-акустические ПИ делятся на два вида: селективные, в которых поглощает сам газ, а его расширение фиксируется оптическим или емкостным микрофоном, и неселективные, в которых излучение поглощает зачерненная мембрана, нагревающая соприкасающийся с ней газ, воздействующий на оптический микрофон. Оптико-акустические приемники классифицируют по вышеназванным видам и по типу оптических микрофонов, осуществляющих преобразование: давление газа — электрический сигнал.

По принципам работы к оптико-акустическим ПИ близки *дилатометрические* ПИ, использующие тепловое расширение твердых тел под действием поглощенной части падающего потока излучения. Приемным элементом дилатометрических ПИ служит биметаллическая пластинка.

Тепловые преобразователи изображения можно классифицировать по их видам и по тем физическим процессам, которые заложены в их основу.

В качестве приемного элемента в ПИ на основе термоупругого эффекта в кристаллическом кварце служит задемпфированная

(приклеенная на теплопроводящий элемент) пластинка кристаллического кварца X -среза с токопроводящими электродами, один из которых обращен к демпферу, а на другой наносится поглощающее покрытие, определяющее диапазон спектральной чувствительности приемника. Такие приемники можно классифицировать по их назначению, виду охлаждения, конструктивным особенностям, по динамическому диапазону и т. д.

Фотоэлектрические ПИ делятся на две большие группы — фотоэлектрические ПИ на основе внутреннего фотоэффекта и фотоэлектрические ПИ на основе внешнего фотоэффекта. В фотоэлектрических ПИ падающие на ПИ фотоны оптического излучения прямо взаимодействуют с его кристаллической решеткой, в результате чего освобождаются носители тока. Если освобожденные носители тока остаются в полупроводнике, то наблюдается **внутренний фотоэффект**, который в фоторезисторах проявляется в увеличении их электропроводности (фотопроводимости). Если внутренний фотоэффект возникает в системах, состоящих из двух различных контактирующих веществ (металла и полупроводника, двух полупроводников) при освещении приконтактной области, то возникает фото-э. д. с. Это явление называют вентильным фотоэффектом, а ПИ, основанные на этом явлении, называют *вентильными фотоэлементами*, или фотоэлементами с запирающим слоем. Если в качестве контактирующих веществ в вентильном фотоэлементе применить полупроводники с n - и p -проводимостью, то такой ПИ называют фотодиодом. Фотодиоды с односторонней проводимостью p — n -перехода могут работать в фотогальваническом режиме, когда при освещении появляется фото-э. д. с., и в фотодиодном режиме с приложенным обратным напряжением, когда при освещении меняется значение обратного тока.

ПИ, подобные фотодиодам, но представляющие собой системы с p — n — p -переходами и обладающие свойством внутреннего усиления фототока, называют *фототранзисторами*.

Развертывающие ПИ на основе полоски полупроводника p — n — p -типа, позволяющие получить на сопротивлении нагрузки временно́е распределение тока, соответствующее распределению освещенности на ней, получили наименование *сканисторов*. ПИ на p — n — p -структурах, переходящие при освещении из закрытого состояния в открытое в прямом направлении, называют *фототиристорами*.

В последние годы появились матричные приемники, получившие название *приборов с зарядовой связью* (ПЗС). Они представляют собой периодическую структуру из емкостных элементов на основе металл—диэлектрик—полупроводник (МДП) с последовательным переносом зарядов.

Если носители тока (фотоэлектроны), возникающие в веществе при его освещении, эмиттируются в вакуум или газ, образуя ток во внешней цепи, то наблюдается **внешний фотоэффект**.

Простейшими ПИ на основе внешнего фотоэффекта являются *вакуумные и ионные* (газонаполненные) *фотоэлементы* (ФЭ) (вакуумные диоды) и *фотоумножители* (ФЭУ). Классифицировать ФЭ и ФЭУ можно по их назначению, по спектральной чувствительности, по газовому наполнению, по типу диодных систем и виду фокусировки электронных пучков у ФЭУ, по конструкции и по другим признакам.

К ПИ на внешнем фотоэффекте относят также *электронно-оптические преобразователи* (ЭОП), которые можно классифицировать по виду фокусировки электронных пучков, по числу камер, где происходит усиление электронных потоков, по назначению (усилители яркости или преобразователи излучения), по виду работ или исследований, проводимых с ЭОП, по конструктивному оформлению и т. д.

К *фотохимическим* ПИ относятся различные фото-чувствительные фотографические материалы, применяемые в ОП и ОЭП.

К группе «*прочих*» ПИ можно отнести пондеромоторные ПИ, основанные на давлении света.

§ 3.2. Параметры и характеристики приемников излучения

Для оценки технических свойств и эффективности использования ПИ применяют систему параметров и характеристик.

П а р а м е т р — это величина, характеризующая определенное свойство ПИ, служащая критерием оценки его качества при работе в определенных условиях. Параметр можно измерить экспериментально или вычислить по данным измерений других величин.

Х а р а к т е р и с т и к о й называют зависимость, описывающую изменение какого-либо параметра ПИ при изменении внешних факторов. Характеристику можно выразить формулой, графиком или таблицей.

К основным параметрам ПИ относятся следующие.

I. **П а р а м е т р ы ч у в с т в и т е л ь н о с т и** ПИ: интегральная чувствительность $S_{\text{инт}}$; интегральная токовая чувствительность S_I ; интегральная вольтовая чувствительность S_U ; монохроматическая чувствительность S_λ ; импульсная чувствительность $S_{\text{имп}}$; коэффициент использования потока излучения κ ; эффективная ширина полосы чувствительности $\Delta\lambda_{\text{эфф}}$.

II. **П о р о г о в ы е и ш у м о в ы е п а р а м е т р ы** ПИ: ток шума $I_{\text{ш}}$; напряжение шума $V_{\text{ш}}$; пороговый поток в заданной полосе $\Phi_{\text{п}}$; пороговый поток в единичной полосе $\Phi_{\text{п1}}$; удельный пороговый поток $\Phi_{\text{п}}^*$; обнаружительная способность D ; удельная обнаружительная способность D^* ; радиационный пороговый поток $\Phi_{\text{рад.п}}$; квантовая пороговая чувствительность $\Phi_{\text{рлп}}$.

III. **В р е м е н н ы е п а р а м е т р ы** ПИ: собственная постоянная времени τ ; граничная частота модуляции $f_{\text{гр}}$; темновое

сопротивление приемника R_T ; динамическое сопротивление фото-
диода R_D ; емкость приемника C .

IV. С п е к т р а л ь н ы е п а р а м е т р ы ПИ: максимум
спектральной характеристики $\lambda_{\max}$; коротковолновая граница
спектральной чувствительности λ' ; длинноволновая граница спек-
тральной чувствительности λ'' .

V. Э к с п л у а т а ц и о н н ы е п а р а м е т р ы ПИ, к кото-
рым, в частности, относят рабочее напряжение фотоприемника
 V_p ; максимально допустимую рассеиваемую электрическую мощ-
ность $P_{\max}$; температурный коэффициент фототока α_T ; нестабиль-
ность параметров во времени.

К основным характеристикам ПИ относятся следующие.

I. С п е к т р а л ь н ы е х а р а к т е р и с т и к и ПИ: абсо-
лютная спектральная характеристика чувствительности $S_{\text{абс}}(\lambda)$;
относительная спектральная характеристика чувствительности
 $S(\lambda)$.

II. В о л ь т о в ы е х а р а к т е р и с т и к и ПИ: вольт-
амперная характеристика $I(V)$; вольтовая характеристика чувстви-
тельности $S(V)$; вольтовая характеристика тока шума $I_{\text{ш}}(V)$;
вольтовые характеристики напряжения шума $V_{\text{ш}}(V)$ и т. д.

III. Х а р а к т е р и с т и к и з а в и с и м о с т и п а р а м е т р о в ПИ от величин потока излучения:
люкс-омическая характеристика $R(E)$; энергетическая характе-
ристика фототока ПИ $I_{\Phi}(\Phi)$; энергетическая характеристика
напряжения фотосигнала ПИ $V_c(\Phi)$.

IV. Ф о н о в ы е х а р а к т е р и с т и к и: фоновая харак-
теристика сопротивления $R(\Phi_{\Phi})$; фоновая характеристика чув-
ствительности $S(\Phi_{\Phi})$; фоновая характеристика тока шума $I_{\text{ш}}(\Phi_{\Phi})$;
фоновая характеристика напряжения шума $V_{\text{ш}}(\Phi_{\Phi})$; фоновая
характеристика обнаружительной способности $D^*(\Phi_{\Phi})$ и т. д.

V. Ч а с т о т н ы е х а р а к т е р и с т и к и ПИ: частотная
характеристика чувствительности $S(f)$; фазовая характеристика
 $\varphi(f)$; частотная характеристика удельной обнаружительной спо-
собности $D^*(f)$; частотная характеристика спектральной плот-
ности тока шума $I_{\text{ш}}(f)$; частотная характеристика спектральной
плотности напряжения шума $V_{\text{ш}}(f)$.

VI. Т е м п е р а т у р н ы е, в р е м е н н ы е и п р о с т р а н -
с т в е н н ы е х а р а к т е р и с т и к и ПИ.

П а р а м е т р ы п р и е м н и к о в и з л у ч е н и я. Ч у в с т в и т е л ь -
н о с т ь ю ПИ называют отношение изменения измеряемой элект-
рической величины, вызванного падающим на ПИ излучением,
к количественной характеристике этого излучения в заданных
эксплуатационных условиях. В зависимости от того, в какой сис-
теме фотометрических величин характеризуют падающее излучение,
различают чувствительности к потоку излучения $S_{\Phi, e}$, к световому
потоку $S_{\Phi, v}$, к облученности $S_{E, e}$ или освещенности $S_{E, v}$.
По спектральному составу регистрируемого ПИ излучения разли-
чают интегральную $S_{\text{инт}}$ и монохроматическую S_{λ} чувствитель-

ности. Различают также статическую чувствительность, определяемую отношением постоянных значений измеряемых на выходе и входе ПИ величин, и дифференциальную — отношением малых приращений этих величин. Иногда используют понятие удельной чувствительности ПИ, которая представляет собой чувствительность, отнесенную к одному вольту питающего напряжения.

При экспериментальном определении чувствительности ПИ оговаривают частоту и форму модуляции потока излучения и форму выходного сигнала, так как от них зависит чувствительность.

Интегральной чувствительностью ПИ называют его чувствительность к немонохроматическому (сложному) потоку излучения заданного спектрального состава. Например, для ПИ с внешним фотоэффектом

$$S_{\text{инт}} = \Delta I / \Delta \Phi_{\text{ев}}, \text{ А/Вт, А/лм;}$$

для фоторезисторов

$$S_{\text{инт}} = (\Delta R / R) (1 / \Delta \Phi_{\text{ев}}), \text{ 1/Вт, 1/лм.}$$

При снятии $S_{\text{инт}}$ внешняя схема включения не должна влиять существенным образом на результаты измерений. $S_{\text{инт}}$ — величина паспортная и относится к определенному источнику, для другого (не паспортного) источника ее надо пересчитывать. В качестве источников, по которым определяется $S_{\text{инт}}$, рекомендуются:

светоизмерительная лампа накаливания при цветовой температуре $T_{\text{цв}} = 2856 \pm 10 \text{ К}$ (источник типа А) для ПИ, чувствительных в видимой области спектра;

полный излучатель (черное тело) с температурой полости $1273 \pm 15 \text{ К}$ для ПИ, чувствительных к ИК-области спектра.

На практике чаще применяют интегральную токовую $S_{\text{инт } I}$, А/Вт, А/лм, А/лк, А·м²/Вт, или интегральную вольтовую $S_{\text{инт } V}$, В/Вт, В/лм, В·м²/Вт, В/лк, чувствительности, характеризующие чувствительность ПИ не вообще, а применительно к реальной схеме его включения. Индекс «инт» можно опускать. Интегральная токовая (вольтовая) чувствительности могут сниматься при немодулированном потоке излучения, при этом

$$S_{\text{инт } I} = I_{\Phi} / \Phi, \text{ А/Вт, А/лм;}$$

$$S_{\text{инт } V} = V_{\Phi} / \Phi, \text{ В/Вт; В/лм.}$$

Здесь $I_{\Phi} = I_0 - I_{\text{т}}$; $V_{\Phi} = V_0 - V_{\text{т}}$; I_0 и V_0 — общие ток и напряжение; $I_{\text{т}}$ и $V_{\text{т}}$ — темновые ток и напряжение.

Для модулированного или импульсного потока излучения частоту, форму и глубину модуляции при измерении параметров и определении характеристик выбирают в соответствии с требованиями стандартов и ТУ на ПИ конкретных типов. Если этих требований нет, то применяют электромеханические модуляторы с вращающимися дисками и 100%-й глубиной модуляции с частотой $800 \pm 20 \text{ Гц}$. Форма модуляции должна приближаться к синусоидальной ($\beta = 0,353$).

Технические условия на фоторезисторы устанавливают частоты модуляции 400 и 500 Гц, инерционные тепловые ПИ паспортизируют при частотах модуляции в несколько герц, малоинерционные фотоэмиссионные ПИ в диапазоне 800—1000 гц. В паспорте на ПИ оговаривают температуру и тип источника, частоту модуляции потока излучения и полосу пропускания усилительного тракта, к которой отнесен данный параметр. Часто эти факторы приводят в таблицах параметров как подстрочный индекс или в скобках около значения параметра. Например, $S_{(500, 800, 1)}$ означает, что измерение велось по черному телу 500 К с частотой модуляции 800 Гц и отнесено к полосе пропускания 1 Гц.

По результатам измерений определяют средние значения интегральной, токовой и вольтовой чувствительности $S_{I \text{ ср}}$, $S_{V \text{ ср}}$ по формулам

$$S_{I \text{ ср}} = \sum_{i=1}^n S_{I, i} / n; \quad S_{V \text{ ср}} = \sum_{i=1}^n S_{V, i} / n,$$

где n — общее число измерений.

Максимальное отклонение чувствительностей $\Delta S_{I \text{ max}}$, $\Delta S_{V \text{ max}}$ находят по формулам:

$$\Delta S_{I \text{ max}} = \max |S_{I \text{ max}} - S_{I \text{ ср}}|; \quad \Delta S_{V \text{ max}} = \max |S_{V \text{ max}} - S_{V \text{ ср}}|.$$

Нестабильность чувствительностей (%) определяют по формулам:

$$\delta S_I = (\Delta S_{I \text{ max}} / S_{I \text{ ср}}) 100; \quad \delta S_V = (\Delta S_{V \text{ max}} / S_{V \text{ ср}}) 100.$$

Под *монохроматической чувствительностью* понимают чувствительность ПИ к монохроматическому излучению Φ_λ :

$$S_\lambda = \Delta I / \Delta \Phi_\lambda, \text{ А/Вт, А/лм}; \quad S_\lambda = \Delta V / \Delta \Phi_\lambda, \text{ В/Вт, В/лм}.$$

Импульсной чувствительностью ПИ называют отношение амплитудного значения фототока (напряжения) фотосигнала, вызванного падающим на ПИ импульсным излучением, к амплитудному значению потока излучения при заданной его форме.

Пороговые и шумовые параметры приемников излучения. Помимо полезного регулярного сигнала в выходной цепи ПИ наблюдается хаотический сигнал со случайной амплитудой и частотой — шум ПИ. На фоне шума становятся неразличимыми малые полезные сигналы, т. е. шум ограничивает возможности ПИ. Причины возникновения тока шума (напряжения шума) ПИ могут быть внешними и внутренними — это воздействие тепла, тока ПИ, фотонный характер излучения и т. д. Так как шумы (флуктуации) являются процессами случайными, их описывают такими характеристиками, как математическое ожидание (средний уровень шума), среднее квадратическое значение или дисперсия. Распределение шума по спектру определяется спектральной плотностью шума — дисперсией, приходящейся на единицу полосы частот.

Током шума ПИ $I_{\text{ш}}$ называют среднее квадратическое значение флуктуации тока, протекающего через ПИ в указанной полосе частот. Напряжением шума $V_{\text{ш}}$ — среднее квадратическое значение флуктуации напряжения на заданной нагрузке в цепи ПИ в указанной полосе частот.

В ПИ имеются следующие виды шумов.

Радиационный (фотонный) шум возникает из-за флуктуации потока квантов, падающих на фотоприемную площадку, от фона и флуктуаций потока квантов, излучаемых самим ПИ в пространство, так как его температура отлична от абсолютного нуля.

Дисперсия флуктуаций потока излучения фона с температурой T_{Φ} и коэффициентом теплового излучения $\epsilon_{T\Phi}$, поступающего на фотоприемную площадку с площадью A в полосе частот Δf , имеет вид

$$\Delta \bar{\Phi}_{\Phi}^2 = 8\alpha_T \epsilon_{T\Phi} k T_{\Phi}^5 \sigma A \Delta f,$$

где $\alpha_T = \epsilon_{T\text{п}}$ — коэффициент поглощения фотоприемной площадки; k — постоянная Больцмана, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж·К⁻¹; σ — постоянная Стефана—Больцмана, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м²·К⁻⁴.

Дисперсия флуктуаций потока излучения, излучаемого ПИ,

$$\Delta \bar{\Phi}_{\text{п.и}}^2 = 8\epsilon_{T\text{п}} k T_{\text{п.и}}^5 \sigma A \Delta f.$$

Общая флуктуация, определяющая дисперсию радиационного шума,

$$\Delta \bar{\Phi}_{\text{р.ш}}^2 = \Delta \bar{\Phi}_{\Phi}^2 + \Delta \bar{\Phi}_{\text{п.и}}^2 = 8k\sigma A \alpha_T \Delta f (\epsilon_{T\Phi} T_{\Phi}^5 + T_{\text{п.и}}^5).$$

Дисперсия напряжения радиационного шума с учетом интегральной чувствительности ПИ к излучению фона $S_{\text{инт.ф}}$ и к излучению самого ПИ $S_{\text{инт.п.и}}$

$$\bar{V}_{\text{р.ш}}^2 = S_{\text{инт.ф}}^2 \Delta \bar{\Phi}_{\Phi}^2 + S_{\text{инт.п.и}}^2 \Delta \bar{\Phi}_{\text{п.и}}^2.$$

Радиационный шум имеет равномерный спектр (белый шум).

Тепловой шум называется хаотическим тепловым движением свободных электронов в самом ПИ и имеет равномерный спектр. Дисперсию напряжения теплового шума в полосе Δf определяют по формуле Найквиста

$$\bar{V}_{\text{т.ш}}^2 = 4kTR \Delta f; \quad \bar{I}_{\text{т.ш}}^2 = 4kTR^{-1} \Delta f,$$

где T и R — температура и сопротивление ПИ (для фотодиода берут сопротивление базы R_0).

Дробовый шум определяется тем, что электрический ток представляет собой поток частиц, флуктуирующих во времени, и имеет равномерный спектр. Дисперсию тока дробового шума в полосе Δf определяют по формуле Шоттки

$$\bar{I}_{\text{др.ш}}^2 = 2eI_0 \Delta f,$$

где e — заряд электрона, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ А·с; I_0 — среднее значение тока в ПИ.

Протекая по нагрузочному сопротивлению $R_{\text{н}}$, ток дробового шума создает напряжение шума

$$\bar{V}_{\text{др. ш}}^2 = 2eI_0 R_{\text{н}}^2 \Delta f.$$

Дисперсию тока дробового шума в полосе Δf для ФЭУ вычисляют по формуле

$$\bar{I}_{\text{др. ш}}^2 = 2eI_{\text{к}} M^2 (1 + B) \Delta f,$$

где $I_{\text{к}}$ — суммарный ток с фотокатода, А; M — коэффициент усиления ФЭУ; $(1 + B)$ — коэффициент, учитывающий дробовый шум эмиттеров [для ФЭУ с электростатической фокусировкой $(1 + B) = 2,5$].

Дисперсия тока дробового шума в полосе Δf у лавинных фотодиодов на основе собственных полупроводников

$$\bar{I}_{\text{др. ш}}^2 = 2eI_0 M^3 \Delta f,$$

где M — коэффициент умножения тока лавинного фотодиода.

Для примесных лавинных p^+ — n -диодов (весь ток переносят дырки)

$$\bar{I}_{\text{др. ш}}^2 = 2eI_0 M^3 \Delta f \left[1 + \left(\frac{1-K}{K} \right) \left(\frac{M-1}{M} \right)^2 \right].$$

Для примесных лавинных n^+ — p -диодов (весь ток переносят электроны)

$$\bar{I}_{\text{др. ш}}^2 = 2eI_0 M^3 \Delta f \left[1 - (1-K) \left(\frac{M-1}{M} \right)^2 \right],$$

где $K = \beta/\alpha$; α и β — коэффициенты ионизации электронов и дырок соответственно. Для германия $K > 1$, для кремния $K < 1$, для GaAs и GaP $K = 1$.

Генерационно-рекомбинационный шум наблюдается у полупроводниковых ПИ и вызывается случайным характером генерации носителей тока, а также случайным характером рекомбинации этих носителей, т. е. флуктуацией числа и времени их жизни. Такой шум зависит от концентрации и времени жизни носителей и повышается при увеличении напряжения питания $V_{\text{пит}}$.

Дисперсия напряжения генерационно-рекомбинационного шума для фоторезисторов на основе собственной проводимости в полосе Δf имеет вид [57]

$$\bar{V}_{\text{г-р. ш}}^2 = 4V_{\text{пит}}^2 \frac{R_{\text{н}}^2 R_{\text{т}}^2}{(R_{\text{т}} + R_{\text{н}})^2} \frac{\tau_{\text{н}} \Delta f}{nV} \frac{1}{1 + (2\pi f \tau_{\text{н}})^2},$$

где $R_{\text{т}}$ и $R_{\text{н}}$ — темновое сопротивление фоторезистора и сопротивление нагрузки, Ом; $\tau_{\text{н}}$ — время жизни носителей, с; n — концентрация носителей, $1/\text{см}^3$; V — объем фотослоя, см^3 ; f — частота модуляции потока излучения, Гц.

Шум мерцания (фликкер-эффект) возникает у фотоэлементов из-за непостоянства чувствительности фотокатода во времени, он

проявляется на низких частотах ($f < 100$ Гц) и может превышать дробовый шум на порядок

$$\bar{I}_{\text{м. ш}}^2 = 2eI_0 \left(1 + \frac{BI_0}{Af_{\text{м}}} \right),$$

где B — постоянная, зависящая от фотокатода; A — площадь фотокатода; $f_{\text{м}}$ — частота модуляции потока излучения.

Токовый шум (избыточный, $1/f_{\text{м}}$ -шум) объединяет несколько видов шума, которые отдельно рассчитать трудно. Он зависит от состояния поверхности и технологии изготовления фоточувствительного слоя, от качества контактов и токов утечки. Дисперсию напряжения токового шума на сопротивлении нагрузки $R_{\text{н}}$ определяют по формуле

$$\bar{V}_{\text{т. ш}}^2 = B'R^2I_0^2(\Delta f/f_{\text{м}}),$$

где B' — коэффициент, зависящий от типа ПИ (для сернисто-свинцовых фоторезисторов $B' = 10^{-11} \div 10^{-12}$); R — сопротивление приемника, Ом; I_0 — среднее значение тока в цепи ПИ, А.

На низких частотах (меньших 100 Гц) токовый шум у приемников может превышать другие виды шумов на порядок и более, с увеличением частоты свыше 1000 Гц он резко падает.

При расчете *общего шума* ПИ считают, что шумы некоррелированы, поэтому дисперсия суммарного напряжения шумов будет равна

$$\bar{V}_{\Sigma}^2 = \bar{V}_{\text{р. ш}}^2 + \bar{V}_{\text{т. ш}}^2 + \bar{V}_{\text{др. ш}}^2 + \bar{V}_{\text{г-р. ш}}^2 + \dots$$

Так как с минимальными пороговыми потоками ПИ работают при отсутствии посторонних засветок, то обычно измеряют темновой ток и темновое напряжение, которые определяют уровень минимальных, регистрируемых данным ПИ сигналов. Измерения проводят в условиях полного затемнения на аппаратуре, аналогичной той, которую применяют для измерения $S_{\text{инт}}$. По результатам измерения вычисляют среднее арифметическое $I_{\text{т. ср}}$ и $V_{\text{т. ср}}$ из n измерений, определяют максимальное отклонение темнового тока $I_{\text{т max}}$ ($V_{\text{т max}}$) от среднего значения и определяют нестабильность темнового тока $\delta I_{\text{т}}$ ($\delta V_{\text{т}}$) по аналогии с обработкой результатов при измерении $S_{\text{инт}}$. Требования к измерительной аппаратуре те же. При измерениях $I_{\text{т. ш}}$ и $V_{\text{т. ш}}$ сначала измеряют уровень собственных шумов установки $V_{\text{ш1}}$ ($I_{\text{ш1}}$), не подавая на ПИ напряжение питания. Затем подают питание $V_{\text{н}}$ и измеряют суммарный шум $V_{\text{ш2}}$ ($I_{\text{ш2}}$). Если шумы ПИ близки к шумам установки $V_{\text{ш2}} \leq 3V_{\text{ш1}}$, то расчет ведут по формуле $V_{\text{ш}} = \sqrt{V_{\text{ш2}}^2 - V_{\text{ш1}}^2}$. Если $V_{\text{ш2}} > 3V_{\text{ш1}}$, то его значение и принимается за напряжение шума фотоприемника. Ток шума $I_{\text{ш}} = V_{\text{ш}}/R_{\text{н}}$.

Пороговым потоком $\Phi_{\text{п}}$ ПИ в заданной полосе называют среднее квадратическое значение действующего на ПИ синусоидально модулированного потока излучения источника

сигнала с заданным спектральным распределением, при котором среднее квадратическое значение напряжения (тока) фотосигнала равно среднему квадратическому значению напряжения (тока) шума в заданной полосе частот (ГОСТ 21934—83*):

$$\Phi_n = \sqrt{\bar{V}_n^2} / S_V \quad \text{или} \quad \Phi_n = \sqrt{\bar{I}_n^2} / S_I.$$

Для фотоэмиссионных ПИ типа ФЭУ или фотоэлементов (ФЭ) Φ_n ГОСТ 20526—82 называет световой поток или поток излучения, который, падая на фотокатод, создает на выходе ФЭУ или ФЭ сигнал, равный среднему квадратическому значению напряжения шумов темнового анодного тока, измеренного в определенной полосе частот (эквивалентом шума темнового анодного тока ФЭУ или ФЭ). Оба эти названия применяются в литературе при рассмотрении параметров различных ПИ.

Для сравнения пороговых потоков ПИ, снятых аппаратурой с различной полосой пропускания и имеющих разные по размерам приемные площадки, вводят понятие порогового потока в единичной полосе и удельного порогового потока.

Пороговым потоком ПИ в единичной полосе частот $\Phi_{п1}$ называют среднее квадратическое значение действующего на ПИ синусоидально модулированного потока излучения источника сигнала с заданным спектральным распределением, при котором среднее квадратическое значение напряжения (тока) фотосигнала равно среднему квадратическому значению напряжения (тока) шума в единичной полосе частот ($\text{Вт/Гц}^{1/2}$)

$$\Phi_{п1} = \Phi_n / \sqrt{\Delta f}.$$

*Удельным пороговым потоком Φ_n^** называют пороговый поток ПИ в единичной полосе частот, отнесенный к единичному по площади фоточувствительному элементу [$\text{Вт/см} \cdot \text{Гц}^{1/2}$]:

$$\Phi_n^* = \Phi_n / \sqrt{\Delta f A}.$$

Иногда пороговую чувствительность ПИ характеризуют пороговой освещенностью или облученностью E_n , $E_{п1}$, E_n^* .

В качестве полосы пропускания Δf берут чаще всего $\Delta f_{эфф}$ — эффективную шумовую полосу пропускания измерительного тракта (Гц):

$$\Delta f_{эфф} = \int_0^\infty \frac{K^2(f) df}{K_{\max}^2},$$

где $K(f)$ — функция, определяющая зависимость коэффициента усиления по напряжению от частоты; $K_{\max}$ — коэффициент усиления на резонансной частоте.

Величину D , обратную пороговому потоку ПИ в заданной (единичной) полосе частот, называют *обнаружительной способностью*:

$$D = 1/\Phi_n, \quad 1/\text{Вт}; \quad D_1 = 1/\Phi_{п1}, \quad \text{Гц}^{1/2}/\text{Вт}.$$

Удельная обнаружительная способность ($\Gamma_{\text{ц}}^{1/2} \cdot \text{см/Вт}$) равна

$$D^* = 1/\Phi_{\text{п}}^* = \sqrt{\Delta f_{\text{эфф}} A} / \Phi_{\text{п}} = S_V \sqrt{\Delta f_{\text{эфф}} A} / \sqrt{\bar{V}_{\text{ш}}^2}.$$

Чтобы учитывать влияние фоновых засветок на пороговый поток ПИ, вводят понятие радиационного порогового потока $\Phi_{\text{рад. п}}$ — порогового потока ПИ в заданной (единичной) полосе частот, шумы которого обусловлены флуктуациями теплового излучения фона заданной температуры.

Пороговые параметры относятся к определенному источнику, по которому их снимают. Для источника с другим спектральным распределением их надо пересчитывать.

При измерении $\Phi_{\text{п}}$, $\Phi_{\text{п1}}$, $\Phi_{\text{п}}^*$, D , D^* в монохроматическом потоке излучения к обозначению добавляют индекс λ : $\Phi_{\text{п}\lambda}$, $\Phi_{\text{ш}\lambda}$, $\Phi_{\text{п}\lambda}^*$, D_{λ} , D_{λ}^* .

Паспортные значения порогового потока и обнаружительной способности вычисляют по измеренным $S_{V \text{ инт}}$ и $V_{\text{т. ш}}$ или $S_{I \text{ инт}}$ и $I_{\text{т. ш}}$:

$$\Phi_{\text{п}} = \frac{\sqrt{\bar{V}_{\text{т. ш}}^2}}{S_{V \text{ инт}}} = \frac{\sqrt{\bar{I}_{\text{т. ш}}^2}}{S_{I \text{ инт}}} = \Phi_1 \frac{V_{\text{т. ш}}}{V_{\text{с}}} = \Phi_1 \frac{I_{\text{т. ш}}}{I_{\text{с}}},$$

где Φ_1 — действующее значение потока излучения, Вт (лм).

Удельную обнаружительную способность определяют по формуле

$$D^* = \frac{V_{\text{с}} \sqrt{\Delta f_{\text{эфф}} A}}{V_{\text{т. ш}} \Phi_1} = \frac{I_{\text{с}} \sqrt{\Delta f_{\text{эфф}} A}}{I_{\text{т. ш}} \Phi_1}.$$

Временные параметры приемников излучения. Собственные постоянные времени ПИ — $\tau_{\text{сн}}$ и $\tau_{\text{н}}$: $\tau_{\text{сн}}$ — интервал времени после прекращения воздействия излучения, по истечении которого спадающее по экспоненте напряжение фотосигнала уменьшается в e раз; $\tau_{\text{н}}$ — время после начала воздействия излучения, по истечении которого нарастающее по экспоненте напряжение фотосигнала достигает доли $1 - 1/e = 0,63$ от своего максимального значения. Разброс $\tau_{\text{сн}}$ и $\tau_{\text{н}}$ для однотипных ПИ не превышает 5—10%. У некоторых ПИ (например, у фоторезисторов) $\tau_{\text{сн}} \neq \tau_{\text{н}}$, так как процесс рекомбинации носителей у них зависит от квадрата их концентрации (или какого-либо другого закона). У фоторезисторов в первом приближении τ определяется временем жизни носителей; у фотодиодов — временем пролета носителей от места их образования до p — n -перехода, где они рекомбинируют; у ФЭ и ФЭУ — временем пролета носителей от фотокатода до анода с учетом их неизохронности (не одновременный прилет на анод, что дает затяжку); у тепловых приемников — временем тепловых процессов.

Постоянную времени по фронту нарастания и спада сигнала определяют на установке, все измерительные устройства которой должны удовлетворять требованиям стандарта. В установке мо-

дулятор и фотозатвор должны формировать трапецеидальные импульсы излучения с фронтом нарастания или спада импульса $\tau_{\text{фр}} \leq 0,2\tau$, где τ — минимальное значение собственной постоянной времени ПИ, взятое из стандартов или технических условий на ПИ. Длительность импульса потока излучения $\tau_{\text{имп}}$ должна быть больше или равна 5τ при скважности 2.

Уровень потока излучения

$$5\Phi_{\text{п}} \sqrt{\Delta f_{\text{эфф}} A} \leq \Phi_{\text{max}} \leq 100\Phi_{\text{п}} \sqrt{\Delta f_{\text{эфф}} A},$$

причем для $R_{\text{н}}$ должно быть $R_{\text{н}} \leq 0,05\tau_{\text{фр}}/C$, где C — емкость установки, Φ .

Г р а н и ч н а я частота ПИ $f_{\text{гр}}$ показывает частоту синусоидально модулированного потока излучения, при которой чувствительность ПИ падает до значения 0,707 от чувствительности при немодулированном излучении за счет его инерционности.

К электрическим параметрам ПИ относятся темновое сопротивление $R_{\text{т}}$; динамическое сопротивление $R_{\text{д}} = dV/dI$ при заданной облученности; емкость C . Сопротивление и емкость ПИ являются важными параметрами, так как они определяют постоянную времени $\tau_{\text{рел}}$ схемой релаксации электрической цепи ПИ ($\tau_{\text{рел}} = CR$), которая может быть больше постоянной времени самого ПИ. От сопротивления ПИ зависит уровень его шумов и схема его согласования с усилителем. Сопротивление ПИ зависит от формы приемной фоточувствительной площадки, от наличия фона и охлаждения.

Темновое сопротивление можно вычислить, зная темновой ток $I_{\text{т}}$ и напряжение питания V :

$$R_{\text{ти}} = V/I_{\text{ти}}.$$

По значениям $R_{\text{ти}}$ можно определить среднее значение темнового сопротивления

$$R_{\text{т. ср}} = \sum_{i=1}^n R_{\text{ти}}/n.$$

Максимальное отклонение $R_{\text{т}}$ от среднего значения $\Delta R_{\text{т max}}$

$$\Delta R_{\text{т max}} = \max |R_{\text{ти}} - R_{\text{т. ср}}|.$$

Нестабильность темнового сопротивления (%)

$$\delta R_{\text{т}} = (\Delta R_{\text{т max}}/R_{\text{т. ср}}) 100.$$

Параметр λ_{max} определяет местоположение максимума спектральной чувствительности ПИ, а λ' и λ'' — наименьшую и наибольшую длины волны монохроматического излучения, при которых монохроматическая чувствительность ПИ падает до 0,1 ее максимального значения.

Из эксплуатационных параметров следует отметить наиважнейшие — рабочее напряжение ПИ $V_{\text{р}}$ и максимально допустимую рассеиваемую мощность ПИ P_{max} , при

которых обеспечиваются номинальные параметры ПИ при длительной его работе в заданных условиях.

Характеристики приемников излучения. Спектральные характеристики ПИ определяют спектральный диапазон их работы.

Абсолютной спектральной характеристикой чувствительности ПИ $S_{\text{абс}}(\lambda)$ называют зависимость монохроматической чувствительности S_λ , измеренной в абсолютных единицах, от длины волны падающего на ПИ потока излучения.

В большинстве случаев спектральные характеристики ПИ имеют вид плавных кривых с одним максимумом при λ_{max} . Измерение абсолютной спектральной характеристики на практике трудоемко, так как она изменяется не только от серии к серии ПИ, но и зависит от каждого отдельного ПИ внутри серии.

Между тем относительная спектральная характеристика чувствительности ПИ $S(\lambda)$ — зависимость его монохроматической чувствительности, отнесенной к значению максимальной чувствительности, от длины волны регистрируемого излучения — практически не меняется от ПИ к ПИ одного и того же типа, а зависит от материала чувствительного слоя и приводится в справочниках; $S(\lambda) = S_{\text{абс}}(\lambda)/S_{\lambda_{\text{max}}}$. Зная из справочника $S(\lambda)$ и измерив $S_{\lambda_{\text{max}}}$, можно легко построить $S_{\text{абс}}(\lambda)$.

Экспериментально относительную спектральную характеристику чувствительности определяют при модулированном и немодулированном потоках излучения. Конструкция установки должна предусматривать одинаковый оптический ход потока излучения от источника до исследуемого и аттестованного ПИ. В качестве аттестованного ПИ можно использовать неселективный ПИ в необходимой области спектра или селективный с известной спектральной чувствительностью в необходимой области спектра. При снятии $S(\lambda)$ требуется, чтобы ПИ работал на линейном участке энергетической характеристики, поэтому рекомендуемый максимальный поток излучения должен быть

$$\Phi_{\text{max}} \leq 10^3 \cdot \Phi_{\text{п}}^* \sqrt{\Delta f_{\text{эфф}} A}.$$

Сначала измеряют по аттестованному ПИ распределение спектральной плотности потока излучения по длине волны на выходе монохроматора (меняя длину волны через 50—100 нм, а в области $S_{\lambda_{\text{max}}}$ — 10—20 нм) в относительных единицах, затем снимают сигнал с исследуемого ПИ. Относительную спектральную характеристику чувствительности исследуемого ПИ определяют по формуле

$$S(\lambda) = n_\lambda m_{\lambda_{\text{max}}} / (m_\lambda n_{\lambda_{\text{max}}}),$$

где n_λ и m_λ — показания прибора, регистрирующего сигнал, в цепи исследуемого и аттестованного ПИ; $n_{\lambda_{\text{max}}}$ и $m_{\lambda_{\text{max}}}$ — показания прибора, регистрирующего сигнал, в цепи исследуемого и

аттестованного ПИ излучения в максимуме показаний исследуемого ПИ.

Если ПИ имеет нелинейную энергетическую характеристику фототока, то относительную спектральную характеристику чувствительности определяют следующим образом: устанавливая последовательно требуемые длины волн, с помощью регулировки режима источника или специального устройства в монохроматоре добиваются неизменного сигнала на выходе исследуемого ПИ, затем это же спектральное распределение измеряют в относительных единицах аттестованным неселективным ПИ. Значение $S(\lambda)$ вычисляют по формуле

$$S(\lambda) = m_{\lambda_{\min}} / m_{\lambda},$$

где $m_{\lambda_{\min}}$ — минимальное показание прибора в цепи аттестованного приемника.

На основании полученных результатов строят график $S(\lambda) = f(\lambda)$, по которому можно определить монохроматическую вольтовую $S_{V\lambda}$ или токовую $S_{I\lambda}$ чувствительности исследуемого ПИ на длине волны λ по формуле

$$S_{V\lambda} = S(\lambda) S_{V\lambda_{\max}},$$

где $S_{V\lambda_{\max}}$ — вольтовая (токовая) чувствительность исследуемого ПИ в максимуме чувствительности. Ее можно измерить заранее или рассчитать по формуле связи интегральной и спектральной чувствительностей

$$dV_{\lambda} = S_{\text{абс}} V(\lambda) d\Phi_e = S_{\text{абс}} V(\lambda) \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda = S_{V\lambda_{\max}} S(\lambda) \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda.$$

Чтобы получить сигнал от всего потока, необходимо проинтегрировать полученное выражение

$$V = S_{V\lambda_{\max}} \int_0^{\infty} S(\lambda) \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda = S_{V\lambda_{\max}} \Phi_{\text{эфф}}.$$

Э ф ф е к т и в н ы м п о т о к о м и з л у ч е н и я $\Phi_{\text{эфф}}$ для данного ПИ источника называют поток, который при чувствительности ПИ, постоянной по всему спектру и равной максимальному значению $S_{V\lambda_{\max}}$, вызвал бы такой же сигнал, какой вызывает весь падающий реальный поток при реальной спектральной чувствительности (относится к параметрам). И н т е г р а л ь н ы й п о т о к от источника равен

$$\Phi = \int_0^{\infty} \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda.$$

Следовательно, можно определить интегральную вольтовую чувствительность

$$S_V = \frac{V}{\Phi} = S_{V\lambda_{\max}} \frac{\int_0^{\infty} S(\lambda) \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda} = S_{V\lambda_{\max}} \kappa. \quad (3.1)$$

Отношение интегралов в полученном выражении показывает, какую долю в сложном потоке, падающем на ПИ, составляет эффективный поток $\Phi_{\text{эфф}}$ для данного ПИ и источника. Это отношение обозначают κ и называют коэффициентом использования потока излучения данным ПИ (параметр ПИ), или спектральным КПД ПИ. Из выражения (3.1) при известных S_V , $S(\lambda)$ и $\Phi_{e\lambda}(\lambda)$ можно определить $S_{V\lambda_{\max}} = S_V/\kappa$.

Спектральный КПД ПИ — очень важный параметр, и его можно найти в таблицах или определить графоаналитически, построив $\Phi_{e\lambda}(\lambda) = \Phi_{e\lambda}(\lambda)/\Phi_{e\lambda_{\max}}$ и $S(\lambda)$ (рис. 3.1):

$$\kappa = \frac{\int_0^{\infty} S(\lambda) \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda} = \frac{\int_0^{\infty} S(\lambda) \varphi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \varphi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda}.$$

Если для ПИ известны интегральная чувствительность $S_{\text{инт}}$, κ по какому-либо излучателю и $S(\lambda)$, то можно определить и его спектральную абсолютную чувствительность

$$S_{\text{инт}} = S_{\lambda_{\max}} \kappa; \quad S(\lambda) = S_{\text{абс}}(\lambda)/S_{\lambda_{\max}},$$

откуда

$$S_{\text{абс}}(\lambda) = (S_{\text{инт}}/\kappa) S(\lambda).$$

В расчетах часто используют такой параметр, связанный со спектральной чувствительностью, как эффективная ширина полосы чувствительности ПИ

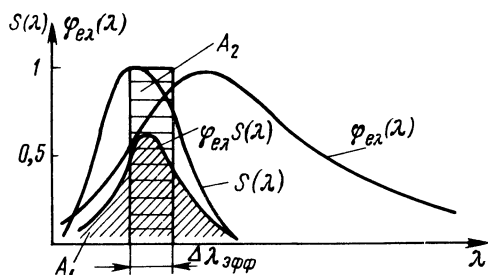


Рис. 3.1. Спектральный КПД приемника и эффективная полоса его чувствительности

рина полосы чувствительности ПИ $\Delta\lambda_{\text{эфф}}$ (см. рис. 3.1). Эффективной шириной полосы чувствительности ПИ называют ширину диапазона спектра, в которой был бы сосредоточен весь эффективный для данного ПИ поток излучения, при условии что в этом интервале спектра функция

спектральной плотности потока излучения постоянна и равна своему максимальному значению, т. е.

$$\Delta\lambda_{\text{эфф}} = \frac{\int_0^{\infty} \Phi_{e\lambda}(\lambda) S(\lambda) d\lambda}{\Phi_{e\lambda_{\text{max}}}}.$$

Или, переходя к относительным единицам путем деления числителя и знаменателя на $\Phi_{e\lambda_{\text{max}}}$, получим

$$\Delta\lambda_{\text{эфф}} = \int_0^{\infty} \varphi_{e\lambda}(\lambda) S(\lambda) d\lambda.$$

Сравнивая выражения для κ и $\Delta\lambda_{\text{эфф}}$, можно заметить, что они взаимосвязаны:

$$\Delta\lambda_{\text{эфф}} = \kappa \frac{\int_0^{\infty} \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda}{\Phi_{e\lambda_{\text{max}}}} = \kappa \int_0^{\infty} \varphi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda = \kappa \frac{\Phi_e}{\Phi_{e\lambda_{\text{max}}}}.$$

Для тепловых приемников $S_{\lambda} = 1$, поэтому и $\kappa = 1$. Следовательно, для тепловых приемников

$$\Delta\lambda_{\text{эфф. тепл}} = \frac{\int_0^{\infty} \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda}{\Phi_{e\lambda_{\text{max}}}} = \int_0^{\infty} \varphi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda.$$

Если для теплового приемника в качестве источника используется абсолютно черное тело при температуре T , для которого известны значение $M_e^0 = \sigma T^4$ и максимальное значение спектральной плотности энергетической светимости $M_{e\lambda_{\text{max}}}^0 = aT^5$, Вт/м²·мкм ($a \cong 1,315 \cdot 10^{-11}$ Вт/м²·К⁵·мкм), то

$$\Delta\lambda_{\text{эфф. тепл}}^0 = \frac{\sigma T^4}{aT^5} = \frac{4310}{T}, \text{ мкм}.$$

Коэффициент κ можно выразить через $\Delta\lambda_{\text{эфф}}$ и $\Delta\lambda_{\text{эфф. тепл}}$:

$$\kappa = \frac{\int_0^{\infty} S(\lambda) \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda} = \frac{\int_0^{\infty} S(\lambda) \Phi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda}{\Phi_{e\lambda_{\text{max}}} \int_0^{\infty} \varphi_{e\lambda}(\lambda) d\lambda} = \frac{\Delta\lambda_{\text{эфф}}}{\Delta\lambda_{\text{эфф. тепл}}}.$$

Вольтовые характеристики приемников излучения. Вольтамперной характеристикой ПИ $I(V)$ называют

зависимость электрического тока ПИ от напряжения питания, приложенного к нему при фиксированном потоке излучения. Она определяет электрические свойства ПИ, его схему включения и выбор рабочего интервала.

Вольтовые характеристики выражают зависимость от напряжения питания чувствительности $S(V)$ (при постоянном потоке излучения), среднего квадратического значения тока шума $I_{\text{ш}}(V)$, среднего квадратического значения напряжения шума $V_{\text{ш}}(V)$, порогового потока $\Phi_{\text{п}}(V)$ и удельной обнаружительной способности $D^*(V)$.

Характеристики зависимости параметров приемников излучения от мощности излучения. К ним относятся люкс-омическая характеристика фоторезисторов — зависимость светового сопротивления фоторезистора от освещенности $R(E_v)$, энергетическая характеристика фототока ПИ — зависимость фототока от потока излучения, падающего на ПИ, $I_{\phi}(\Phi_e)$, энергетическая характеристика напряжения фотосигнала ПИ — зависимость напряжения сигнала от потока излучения $V_c(\Phi_e)$, световые характеристики ФЭ и ФЭУ — зависимости их анодного фототока от светового потока $I_a(\Phi_v)$ и т. д. По этим характеристикам можно определять интегральную вольтовую и токовую чувствительности, так как они являются крутизной зависимостей $V_c = f(\Phi_e)$ и $I_{\phi} = f(\Phi_e)$. У большинства ПИ их чувствительность с увеличением потока излучения падает, поэтому при расчетах надо вводить поправки на ее падение при заданном спектральном составе излучения по энергетическим характеристикам.

Фоновые характеристики приемников излучения. Фоновые характеристики — это зависимости, определяющие изменение сопротивления ПИ $R(\Phi_{\phi})$, изменение чувствительности $S(\Phi_{\phi})$, тока шума $I_{\text{ш}}(\Phi_{\phi})$, напряжения шума $V_{\text{ш}}(\Phi_{\phi})$, удельного порогового потока $\Phi_{\text{п}}^*(\Phi_{\phi})$ или удельной обнаружительной способности $D^*(\Phi_{\phi})$ от немодулированного потока излучения фона. Эти зависимости также надо учитывать при расчете. Необходимо принимать меры к уменьшению фоновых засветок — устанавливать фильтры, пропускающие только рабочий спектральный интервал излучения.

Частотные характеристики приемников излучения. Ч а с т о т н о й х а р а к т е р и с т и к о й ПИ называют зависимость какого-либо из его параметров (чаще чувствительности или обнаружительной способности) от частоты модуляции потока излучения (f). Она определяет, как и постоянная времени, динамические свойства ПИ и связана с постоянной времени ПИ τ , так как последняя определяет допустимую (граничную) частоту модуляции $f_{\text{гр}}$ потока излучения, когда сигнал падает в заданное число раз за счет инерционности ПИ. Вид частотной характеристики зависит от формы модуляции, например, динамические свойства приемника, имеющего экспоненциальную зависимость изменения выходного сигнала во времени, при синусои-

дальной форме модуляции потока излучения описываются следующим выражением:

$$I(t, f) = \left[\frac{\Phi_0 S_I}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau)^2}} \right] e^{-j(\omega t + \varphi)},$$

где Φ_0 — амплитуда потока излучения, Вт; f — частота модуляции потока излучения, Гц; φ — сдвиг фазы гармонической составляющей выходного тока относительно фазы потока излучения; S_I — токовая чувствительность ПИ, А/Вт; τ — постоянная времени ПИ, с; $j = \sqrt{-1}$; $\omega = 2\pi f$ — угловая частота изменения потока, Гц.

Сомножитель в скобках характеризует изменение амплитуды выходного сигнала в зависимости от частоты модуляции потока излучения f . При $f = 0$ амплитуда имеет максимальное значение

$$I_0 = \Phi_0 S_{I0}, \quad S_{I0} = I_0 / \Phi_0.$$

Отсюда относительное изменение токовой чувствительности ПИ в зависимости от частоты модуляции потока излучения f

$$S_{If} / S_{I0} = 1 / \sqrt{1 + (2\pi f \tau)^2}.$$

Если считать допустимой частотой модуляции потока излучения такую $f_{гр}$, когда S_{If} за счет инерционных свойств приемника уменьшается в два раза, то можно найти соотношение между τ и $f_{гр}$:

$$1/2 = 1 / \sqrt{1 + (2\pi f_{гр} \tau)^2},$$

откуда $4 = 1 + 4\pi^2 f_{гр}^2 \tau^2$ или $\tau f_{гр} \leq \sqrt{3}/2\pi \cong 0,28$.

Для этих же условий падения S_{If} для прямоугольной формы модуляции потока излучения $\tau f_{гр} \leq 1,1/\pi \cong 0,32$.

Общим условием выбора граничной частоты модуляции в зависимости от постоянной времени приемника будет $f_{гр} \cong 0,3/\tau$.

Однако на практике существуют и используются различные требования на допустимое падение чувствительности из-за модуляции. Так, встречаются требования [98]

$$S(f_{гр}) = 0,16S(0) \quad \text{при } f_{гр} = 1/\tau;$$

$$S(f_{гр}) = 0,71S(0) \quad \text{при } f_{гр} = 1/2\pi\tau.$$

Зависимость сдвига фазы гармонической составляющей выходного тока (напряжения) относительно соответствующей ей гармонической составляющей потока излучения от частоты называется фазовой характеристикой. Фазовая характеристика в выражении для выходного сигнала при гармоническом воздействии определяется сомножителем $e^{-j(\omega t + \varphi)}$ и равна $\operatorname{tg} \varphi = -\omega\tau$.

Частотной характеристикой удельной обнаружительной способности ПИ называется зависимость его удельной обнаружительной способности от частоты модуляции потока излучения $D^* = \varphi(f)$.

Важными характеристиками ПИ являются спектральные распределения плотности среднего квадратического значения тока

шума $I_{\text{ш}}(f)$ и напряжения шума по частотам (спектр мощности шума). Они позволяют правильно выбрать частоту модуляции сигнала и полосу пропускания электронного тракта так, чтобы уменьшить влияние собственных шумов ПИ. У фоторезисторов до частоты 1000 Гц преобладает токовый шум, от 1000 до 10 000 Гц генерационно-рекомбинационный, свыше 10 000 Гц действуют в основном тепловой и радиационный шумы. У фотодиодов в диапазоне от 20 до 100 Гц токовый шум значительно уменьшается.

Температурные характеристики определяют изменение различных параметров ПИ в зависимости от изменения температуры его чувствительной площадки $R(T)$; $I(T)$; $S(T)$; $I_{\text{ш}}(T)$; $V_{\text{ш}}(T)$; $D^*(T)$ и т. д.

К временным и пространственным характеристикам ПИ относят угловую характеристику чувствительности $S(\theta)$, где θ — угол падения излучения на ПИ; зависимость чувствительности от положения светового зонда на светочувствительном элементе — зонную характеристику $S(x, y)$; для координатных приемников — координатные характеристики $V_{\text{вых}}(x)$; $V_{\text{вых}}(y)$, определяющие зависимость выходного сигнала приемника от положения пятна на чувствительном слое; временной дрейф нулевой точки координатного приемника — смещение нулевой точки координатной характеристики при постоянной температуре в течение заданного интервала времени; зависимости изменения параметров ПИ во времени, характеризующие их стабильность.

§ 3.3. Пересчет параметров приемников излучения

В реальных условиях работы на ПИ падает поток излучения от объекта, отличающийся по своему спектральному составу от потока излучения, который использовался при измерении его паспортных данных, так как температура, спектральные коэффициенты теплового излучения и пути прохождения излучения в воздушной среде от объекта и паспортного источника различны. Для неселективных ПИ, у которых спектральная чувствительность постоянна ($S_{\lambda}(\lambda) = 1$), сигнал на выходе пропорционален потоку излучения независимо от его спектрального состава. Если же ПИ селективен, то такие его параметры по паспорту, как $S_{\text{инт}}$, S_V , S_I , $\Phi_{\text{п}}$, $\Phi_{\text{п}}^*$, $\Phi_{\text{п}}^*$, D^* , зависящие от спектрального распределения излучения источника, надо пересчитывать для реального излучения объекта.

Пересчет параметров ПИ, заданных в световых величинах, в энергетические по одному и тому же источнику излучения

Интегральная чувствительность. Дано $S_{\text{инт}}$ (А/лм). Определить $S_{\text{инт} \text{ в}}$ (А/Вт).

Сигнал от ПИ при освещении заданным паспортным источником

$$I = S_{\text{инт}} \Phi_V,$$

где $S_{\text{инт}}$ — интегральная токовая чувствительность ПИ по паспортному источнику, А/лм; Φ_V — световой поток паспортного источника, падающий на ПИ, лм.

По тому же паспортному источнику этот же сигнал от потока излучения Φ_e (Вт) через интегральную чувствительность ПИ $S_{\text{инт } e}$ (А/Вт) $I = S_{\text{инт } e} \Phi_e$. Поток излучения и световой поток связаны между собой так:

$$\Phi_V = 683\kappa_T \Phi_e,$$

где κ_T — коэффициент использования глазом потока излучения.

Из условия равенства сигналов

$$S_{\text{инт } e} \Phi_e = S_{\text{инт}} \Phi_V = 683\kappa_T \Phi_e S_{\text{инт}},$$

откуда

$$S_{\text{инт } e} = S_{\text{инт}} 683\kappa_T. \quad (3.2)$$

Пороговый поток и обнаружительная способность. Дано $\Phi_{\text{пв}}$, D_V . Определить $\Phi_{\text{пе}}$, D_e .

Запишем выражение для тока шума через $S_{\text{инт } e} \Phi_{\text{пе}}$ и $S_{\text{инт}}$, причем оно постоянно, так как записано для одного и того же ПИ,

$$I_{\text{ш}} = \Phi_{\text{пв}} S_{\text{инт}} = \Phi_{\text{пе}} S_{\text{инт } e}.$$

Отсюда

$$\Phi_{\text{пе}} = \Phi_{\text{пв}} S_{\text{инт}} / S_{\text{инт } e}$$

а с учетом выражения (3.2)

$$\Phi_{\text{пе}} = \Phi_{\text{пв}} / 683\kappa_T$$

или для обнаружительной способности

$$D_e = D_V 683\kappa_T.$$

Пример. Пересчитать интегральную чувствительность и пороговый поток германиевого фотодиода из световых величин в энергетические. Параметры фотодиода следующие: $S_I = 20$ мА/лм; $\Phi_{\text{пв}} = 2 \times 10^{-9}$ лм; температура источника, по которому производилась паспортизация, 2854 К; его световая отдача $K_V = 683\kappa_T = 20$ лм/Вт. Находим:

$$S_{Ie} = S_I 683\kappa_T = 20 \times 20 = 400 \text{ мА/лм};$$

$$\Phi_{\text{пе}} = \Phi_{\text{пв}} / (683\kappa_T) = 2 \times 10^{-9} / 20 = 10^{-10} \text{ Вт}.$$

Пересчитаем световую характеристику фототока ПИ, заданную в световых величинах, $I_{\Phi_V} = f(\Phi_V)$ в энергетическую характеристику фототока ПИ в энергетических величинах $I_{\Phi_e} = f(\Phi_e)$:

$$I_{\Phi_e} = f(\Phi_e) = f[\Phi_V / (683\kappa_T)].$$

Пересчет параметров ПИ, заданных в энергетических единицах по одному источнику (паспортному), в параметры, заданные в энергетических единицах по другому (произвольному) источнику

Интегральная чувствительность. Дано $S_{\text{нт } e}^I$ по одному (паспортному) источнику. Определить $S_{\text{нт } e}^{II}$ по произвольному источнику.

Согласно выражению (3.1) $S_{\text{нт}} = S_{\lambda_{\text{max}}} \kappa$, где κ — коэффициент использования потока излучения данного источника данным ПИ; $S_{\lambda_{\text{max}}}$ — максимальная абсолютная спектральная чувствительность ПИ.

Для первого источника (паспортного)

$$S_{\text{нт } e}^I = S_{\lambda_{\text{max}}} \kappa^I; \quad (3.3)$$

для второго источника (произвольного)

$$S_{\text{нт } e}^{II} = S_{\lambda_{\text{max}}} \kappa^{II}, \quad (3.4)$$

где κ^I и κ^{II} — коэффициенты использования потока излучения первого и второго источников ПИ.

Отсюда с учетом выражений (3.3) и (3.4)

$$S_{\text{нт } e}^{II} = S_{\text{нт } e}^I \kappa^{II} / \kappa^I. \quad (3.5)$$

Пороговый поток и обнаружительная способность. Дано $\Phi_{\text{пе}}^I$ и D_e^I по первому (паспортному) источнику. Определить $\Phi_{\text{пе}}^{II}$ и D_e^{II} по произвольному источнику.

Можно записать одно и то же выражение для тока шума ПИ через $S_{\text{нт } e}^I$, $\Phi_{\text{пе}}^I$ и через $S_{\text{нт } e}^{II}$, $\Phi_{\text{пе}}^{II}$:

$$I_{\text{ш}} = \Phi_{\text{пе}}^I S_{\text{нт } e}^I = \Phi_{\text{пе}}^I S_{\lambda_{\text{max}}} \kappa^I;$$

$$I_{\text{ш}} = \Phi_{\text{пе}}^{II} S_{\text{нт } e}^{II} = \Phi_{\text{пе}}^{II} S_{\lambda_{\text{max}}} \kappa^{II}.$$

Отсюда $\Phi_{\text{пе}}^{II} = \Phi_{\text{пе}}^I \kappa^I / \kappa^{II}$; обнаружительная способность $D^{II} = D^I \kappa^{II} / \kappa^I$.

Пересчет параметров ПИ, заданных в световых единицах по одному (паспортному) источнику, в параметры, заданные в световых единицах по произвольному источнику

Интегральная чувствительность. Дано $S_{\text{нт } v}^I$ (А/лм). Определить $S_{\text{нт } v}^{II}$ (А/лм).

Из выражений (3.2) и (3.5)

$$S_{\text{нт } v}^{II} = \frac{S_{\text{нт } e}^{II}}{683 \kappa^{II}} = S_{\text{нт } e}^I \frac{\kappa^{II}}{\kappa^I 683 \kappa^{II}} = S_{\text{нт } v}^I \frac{683 \kappa_{\text{т}}^I \kappa^{II}}{683 \kappa_{\text{т}}^{II} \kappa^I};$$

$$S_{\text{нт } v}^{II} = S_{\text{нт } v}^I \kappa_{\text{т}}^I \kappa^{II} / (\kappa_{\text{т}}^{II} \kappa^I),$$

где κ_{Γ}^I и κ_{Γ}^{II} — КПД глаза по первому (паспортному) и второму (произвольному) источникам.

Пороговый поток и обнаружительная способность. Формулы выводят аналогично предыдущим случаям:

$$\Phi_{пв}^{II} = \Phi_{пв}^I \kappa_{\Gamma}^{II} \kappa^I / (\kappa_{\Gamma}^I \kappa^{II});$$

$$D_V^{II} = D_V^I \kappa_{\Gamma}^I \kappa^{II} / (\kappa_{\Gamma}^{II} \kappa^I).$$

Пересчет параметров ПИ, заданных в световых единицах по одному (паспортному) источнику, в параметры, заданные в энергетических единицах по другому (произвольному) источнику

Интегральная чувствительность. Дано $S_{\text{инт}}^I$ (А/лм). Определить $S_{\text{инт}e}^{II}$ (А/Вт).

Из выражений (3.5) и (3.2)

$$S_{\text{инт}e}^{II} = S_{\text{инт}e}^I \kappa^{II} / \kappa^I = S_{\text{инт}}^I 683 \kappa_{\Gamma}^I \kappa^{II} / \kappa^I;$$

$$S_{\text{инт}e}^{II} = S_{\text{инт}}^I 683 \kappa_{\Gamma}^I \kappa^{II} / \kappa^I.$$

Пороговый поток и обнаружительная способность. Дано $\Phi_{пв}^I$ (лм). Определить $\Phi_{пе}^{II}$ (Вт) и D_e^{II} (1/Вт). Аналогично предыдущему:

$$\Phi_{пе}^{II} = \Phi_{пв}^I \kappa^I / (683 \kappa_{\Gamma}^I \kappa^{II});$$

$$D_e^{II} = D_V^I 683 \kappa_{\Gamma}^I \kappa^{II} / \kappa^I.$$

Глава 4

ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ВНУТРЕННЕГО ФОТОЭФФЕКТА

§ 4.1. Принцип действия приемников излучения на основе внутреннего фотоэффекта

ПИ на основе использования внутреннего фотоэффекта базируется на взаимодействии падающих квантов излучения с кристаллической решеткой полупроводников различного типа, в результате которого происходит ионизация атомов кристаллической решетки с образованием свободных носителей зарядов — электронов и дырок. Это приводит к изменению электропроводности (проводимости) полупроводника.

Рассмотрим внутренний фотоэффект с точки зрения зонной теории. В полупроводниках энергетические состояния свободных и связанных электронов различны, что можно охарактеризовать с помощью энергетической диаграммы. На рис. 4.1, а E_V — мак-

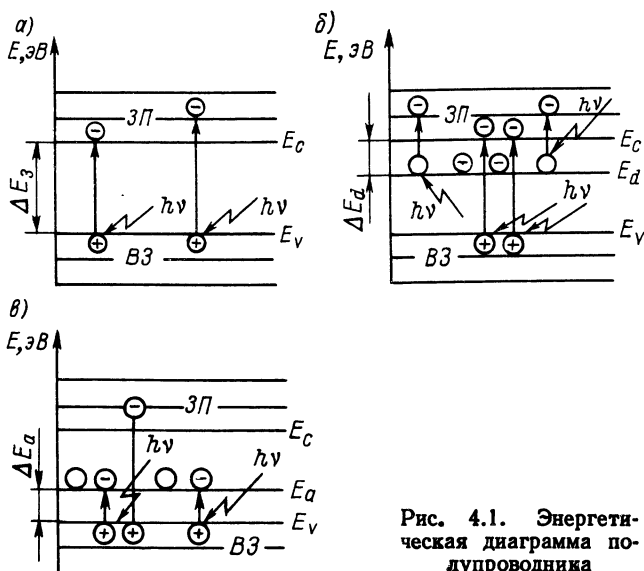


Рис. 4.1. Энергетическая диаграмма полупроводника

симальная энергия, которой могут обладать электроны чистого полупроводника в связанном состоянии. Все электроны, энергия которых ниже E_v , связаны с атомами и находятся в так называемой валентной зоне (B3). E_c — минимальная энергия, которую может иметь свободный электрон. Выше E_c лежат возможные значения энергии свободных электронов, образующих свободную зону, или зону проводимости (ЗП). Для того чтобы перевести электрон из связанного состояния в свободное, падающие кванты должны сообщить ему энергии больше, чем $\Delta E_g = E_c - E_v$.

Энергия ΔE_g называется шириной запрещенной зоны полупроводника и определяется природой его химических связей (ΔE_g для германия 0,63 эВ, для кремния 1,12 эВ). В чистом (собственном) полупроводнике падающие кванты освобождают пару электрон—дырка. При этом часть энергии переходит в тепло в виде тепловых квантов—фононов. Проводимость собственного полупроводника электронно-дырочная. Полупроводник, имеющий примеси, называется примесным, а проводимость, создаваемая введенной примесью при ее освещении, носит название примесной. Примесь, отдающую электроны в зону проводимости, называют донорной, а полупроводник — электронным или n -типа. В этом случае доминирующую роль в проводимости играют электроны—основные носители (они в основном составляют электронный ток). Примесь, захватывающая электроны, называется акцепторной, а полупроводник — дырочным или p -типа. У него доминирующую роль в проводимости играют дырки — основные носители. На энергетической диаграмме наличие примеси в решетке полупро-

водника будет характеризоваться появлением локального уровня примеси, лежащего в запрещенной зоне (рис. 4.1, б, в).

Переходы электронов из связанного состояния в свободное могут происходить из-за их теплового движения, что обуславливает темновую проводимость полупроводника, или из-за поглощения квантов потока излучения, что сопровождается появлением фотопроводимости.

Фотопроводимость может возникнуть, если энергия падающего кванта ($h\nu$, эВ) достаточна для сообщения электрону энергии для преодоления запрещенной зоны:

$$h\nu \geq \Delta E_g. \quad (4.1)$$

Для примесных полупроводников (см. рис. 4.1, б, в) $h\nu \geq \Delta E_a$ или $h\nu \geq \Delta E_d$.

Из этих выражений следует, что длинноволновая граница спектральной чувствительности полупроводниковых приемников на внутреннем фотоэффекте (мкм)

$$\lambda'' = hc/\Delta E_g = 1,242/\Delta E_g, \quad (4.2)$$

где h — постоянная Планка; c — скорость распространения электромагнитных колебаний; λ'' — предельная длина волны монохроматического излучения, при которой возникает внутренний фотоэффект; ΔE_g — ширина запрещенной зоны, эВ.

Чтобы определить длинноволновую границу чувствительности примесных полупроводников, в выражение (4.2) вместо ΔE_g подставляют ΔE_a или ΔE_d . Однако здесь следует отметить, что энергия активации многих примесей в полупроводнике меньше средней энергии тепловых колебаний решетки полупроводника при комнатной температуре (0,026 эВ), поэтому примесные атомы уже при комнатной температуре ионизированы термически, существует проводимость проводника и, чтобы это устранить, полупроводник приходится охлаждать.

§ 4.2. Фоторезисторы

Фоторезистором (ФР) называется ПИ, принцип действия которого основан на эффекте фотопроводимости. Под действием потока излучения вследствие внутреннего фотоэффекта у ФР меняется сопротивление.

Фоторезисторы представляют собой пленки или пластинки фоточувствительного полупроводникового материала, снабженные двумя невыпрямляющими контактами для включения их в электрическую цепь. ФР неполярны, они одинаково проводят ток в любом направлении, поэтому их можно питать постоянным и переменным током. ФР создают на базе собственного и примесного (для ИК-области спектра) поглощения. Наиболее распространены охлаждаемые ФР на базе полупроводников без примесей с собственным поглощением.

Пути увеличения фотопроводимости ФР при поглощении потока излучения следующие (см. рис. 4.1):

переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости (увеличивается собственная проводимость, рис. 4.1, а);

переходы электронов с примесных донорных уровней в запрещенной зоне в зону проводимости (увеличивается электронная проводимость, рис. 4.1, б);

переходы электронов из валентной зоны на акцепторный уровень (увеличивается дырочная проводимость, рис. 4.1, в).

Рассмотрим явления фотопроводимости на примере собственного полупроводника с малой толщиной H , много меньшей $1/a(\lambda)$, где $a(\lambda)$ — спектральный показатель поглощения, см^{-1} . В этом случае при его освещении происходит равномерная генерация неравновесных носителей заряда Δn и Δp , $1/\text{см}^3$ по всей толщине полупроводника по отношению к равновесной концентрации электронов n_0 , $1/\text{см}^3$ и дырок p_0 , $1/\text{см}^3$ в неосвещенном полупроводнике. Если пренебречь действием ловушек, то можно считать, что $\Delta n = \Delta p$. Общая концентрация носителей в собственном полупроводнике будет $n = n_0 + \Delta n$; $p = p_0 + \Delta p$.

Постоянная времени и частотная характеристика ФР. При освещении ФР на основе собственной проводимости генерируется g , $1/(\text{см}^3 \cdot \text{с})$, электронов (и столько же дырок), а их концентрация растет по закону [12]

$$d(\Delta n)/dt = g = a(\lambda) \eta(\lambda) E_{p\lambda}, \quad (4.3)$$

где $\eta(\lambda)$ — квантовый выход полупроводника, $1/\text{квант}$; $E_{p\lambda}$ — облученность ФР в квантах, $\text{квант}/\text{см}^2 \cdot \text{с}$.

По мере увеличения числа носителей в зоне проводимости растет вероятность их рекомбинации, а при равномерном во времени освещении через некоторое время второй процесс уравнивает первый и уравнение (4.3) примет вид

$$d(\Delta n)/dt = g - \Delta n/\tau, \quad (4.4)$$

где τ — среднее время жизни носителя, с.

Решив уравнение (4.4) с начальными условиями $t = 0$, $\Delta n = 0$, получим

$$\Delta n = g\tau (1 - e^{-t/\tau}), \quad (4.5)$$

где $g\tau = \Delta n_y$ — установившаяся концентрация носителей при равномерном во времени освещении, когда $d(\Delta n)/dt = 0$. Общая концентрация носителей

$$n = n_0 + g\tau (1 - e^{-t/\tau}). \quad (4.6)$$

Из уравнения (4.5) видно, что Δn асимптотически приближается к своему установившемуся значению Δn_y , поэтому τ есть время релаксации для фотопроводимости.

Если ФР затемнить, то генерация носителей прекратится и уравнение (4.4) примет вид

$$d(\Delta n)/dt = -\Delta n/\tau, \quad (4.7)$$

откуда после решения с начальными условиями $t = 0$ и $\Delta n_y = g\tau$ получим

$$\Delta n = g\tau e^{-t/\tau} \quad (4.8)$$

или

$$n = n_0 + g\tau e^{-t/\tau}. \quad (4.9)$$

Рассмотренные выражения аналогичны и для дырок в собственном полупроводнике.

В случае линейной рекомбинации постоянные времени нарастания τ_n и спада $\tau_{сп}$ равны времени жизни носителей в собственном полупроводнике. У примесных полупроводников при большой концентрации рекомбинационных ловушек они тоже равны, т. е. $\tau_n = \tau_{сп}$, а при малой концентрации рекомбинация пропорциональна квадрату концентрации носителей и $\tau_n \neq \tau_{сп}$. Следует также отметить, что τ_n и $\tau_{сп}$ и стационарное состояние фотопроводимости зависят от потока излучения, падающего на ФР, и его температуры. Увеличение освещенности ФР приводит к возрастанию числа свободных носителей, а при их увеличении возрастает и их рекомбинация, что ускоряет нарастание и спад фотопроводимости и уменьшает τ_n и $\tau_{сп}$. Степень уменьшения τ_n больше степени уменьшения $\tau_{сп}$. Этот процесс в начале зависимости идет быстро, а затем замедляется (рис. 4.2). Чаще всего τ_n и $\tau_{сп}$ измеряют при освещенности 200 лк.

Увеличение температуры повышает скорость рекомбинации, т. е. уменьшает τ_n и $\tau_{сп}$, и наоборот — охлаждение увеличивает τ_n и $\tau_{сп}$ [15].

Фотопроводимость ФР при увеличении освещенности растет сначала быстро, потом медленно, а при повышении температуры падает, т. е. поток излучения и температура оказывают на фотопроводимость противоположное влияние.

Температурное уменьшение проводимости происходит при тем больших температурах, чем выше освещенность.

На постоянную времени нарастания (τ_n) ФР оказывает влияние выдержка его в темноте (при длительной выдержке τ_n увеличивается в 3—4 раза).

На рис. 4.3, а приведены частотные характеристики некоторых ФР, которые также характеризуют их инерционность.

Фототок и спектральная характеристика чувствительности ФР. В освещенном состоянии удельная проводимость ФР [6]

$$\begin{aligned} \sigma &= e[(n_0 + \Delta n)U_e + (p_0 + \Delta p)U_n] = \\ &= e[(n_0U_e + p_0U_n) + (\Delta nU_e + \Delta pU_n)] = \sigma_0 + \Delta\sigma, \end{aligned} \quad (4.10)$$

где e — заряд электрона, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ А·с; U_e и U_n — подвиж-

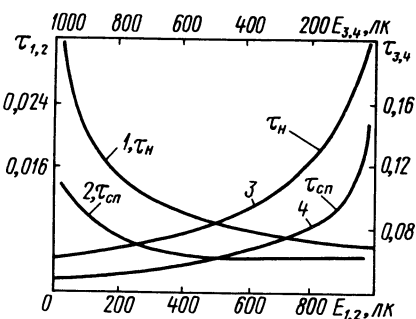


Рис. 4.2. Зависимость постоянной времени ФР от освещенности:

1 — τ_n ; 2 — $\tau_{сп}$ для СФЗ-1; 3 — τ_n ; 4 — $\tau_{сп}$ для ФСК-4А

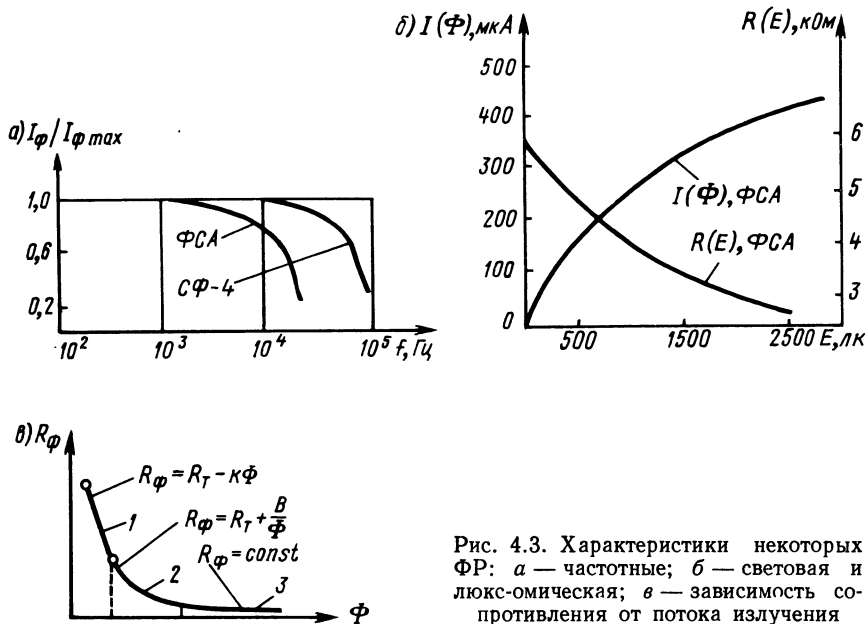


Рис. 4.3. Характеристики некоторых ФР: а — частотные; б — световая и люкс-омическая; в — зависимость сопротивления от потока излучения

ности электронов и дырок соответственно, $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}) = (\text{см}/\text{с})/(\text{В}/\text{см})$; σ — собственная темновая удельная проводимость ФР, $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$; $\Delta\sigma$ — приращение удельной проводимости ФР при освещении, $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Если ФР имеет толщину H , длину l и ширину d , то суммарный ток I , который потечет через него при приложении внешнего напряжения $U_{\text{пит}}$, определится как

$$I = GU_{\text{пит}} = \sigma \frac{dH}{l} U_{\text{пит}} = \sigma_0 \frac{dH}{l} U_{\text{пит}} + \Delta\sigma \frac{dH}{l} U_{\text{пит}} = I_{\text{т}} + I_{\text{ф}}, \quad (4.11)$$

где G — общая проводимость ФР, Ом^{-1} ; $I_{\text{т}}$ — темновой ток ФР, А; $I_{\text{ф}}$ — фототок ФР, А.

Темновой ток ФР определяет уровень его собственных шумов, а следовательно, его пороговый поток и обнаружительную способность, поэтому его стремятся уменьшить за счет уменьшения d и H или σ — при охлаждении. Фототок короткого замыкания в установившемся режиме для собственного полупроводника при $\Delta n_y = \Delta p_y = g\tau = \Delta n_y$ определяется с учетом выражений (4.3) — (4.11)

$$\begin{aligned} I_{\text{ф}} &= \Delta\sigma \frac{Hd}{l} V_{\text{пит}} = e (\Delta n_y U_{\text{е}} + \Delta p_y U_{\text{п}}) \frac{dH}{l} V_{\text{пит}} = \\ &= e \Delta n_y (U_{\text{е}} + U_{\text{п}}) \frac{dH}{l} V_{\text{пит}} = e (U_{\text{е}} + U_{\text{п}}) \frac{dH}{l} a(\lambda) \eta(\lambda) E_{\text{пл}} \tau V_{\text{пит}}. \end{aligned}$$

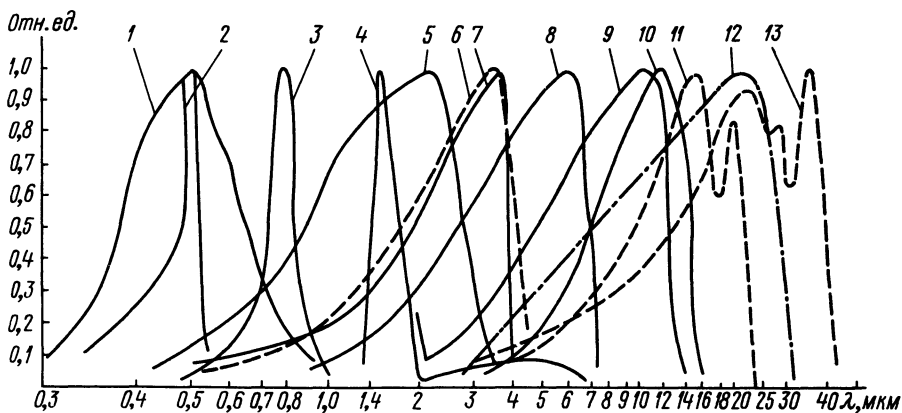


Рис. 4.4. Относительные спектральные характеристики чувствительности некоторых ФР:

1 — напыленный CdS (295 К); 2 — ФСК-М1 (CdS при 295 К); 3 — ФСД (CdSe при 295 К); 4 — монокристалл *p*-типа из Ge: Au при 77 К; 5 — ФСА (PbS при 295 К); 6 — PbSe (295 К); 7 — монокристалл *n*-типа из InAs при 295 К; 8 — монокристалл из InSb при 295 К; 9 — Ge: Hg (30 К); 10 — Ge: Zn: Sb (53 К); 11 — Ge: Cd (4,2 К); 12 — Ge: Cu (4,2 К); 13 — Ge: Zn (4,2 К)

Имея в виду, что $\nu = c/\lambda$, а $\Phi_{e\lambda} = E_{p\lambda} d h \nu$, Вт, получим

$$I_{\Phi} = \frac{e}{ch} \{a(\lambda) \eta(\lambda) \lambda\} [\tau(U_e + U_n)] \frac{H}{l^2} V_{\text{пит}} \Phi_{i\lambda}. \quad (4.12)$$

Из выражения (4.12) монохроматическая токовая чувствительность ФР на основе собственной проводимости будет равна

$$S_{I\lambda} = \frac{e}{ch} \{a(\lambda) \eta(\lambda) \lambda\} [\tau(U_e + U_n)] \frac{H}{l^2} U_n. \quad (4.13)$$

В выражениях (4.12) и (4.13) в фигурных скобках находятся параметры, определяющие монохроматическую чувствительность ФР, в квадратных скобках — физические параметры полупроводника. Из этих выражений видно, что фототок и монохроматическая чувствительность ФР пропорциональны толщине H и обратно пропорциональны квадрату его длины l^2 . Данное выражение справедливо при малом монохроматическом потоке, когда $\Delta n \ll n_0$ и приращение удельной проводимости ФР пропорционально $\Phi_{e\lambda}$.

В реальных ФР на основе собственных полупроводников $H > 1/a(\lambda)$ и скорость генерации носителей изменяется по толщине фотоприемника по экспоненте. Почти все носители генерируются в тонком поверхностном слое, и далее происходит диффузия носителей с этого слоя в глубь пластинки. Это видоизменяет выражения (4.12), (4.13), что следует учитывать при точных расчетах [6].

Таким образом, спектральная чувствительность ФР зависит от материала чувствительного слоя и охлаждения и охватывает широкий спектральный диапазон от 0,3 до 40 мкм (рис. 4.4). Абсолютная спектральная чувствительность неохлаждаемых ФР при

понижении температуры повышается, так как уменьшается тепловая генерация носителей тока.

Световая характеристика фототока $\Phi_R I_E(E)$ и его люкс-омическая характеристика $R(E)$, как правило, нелинейны (см. рис. 4.3, б). Характер их изменения в большой степени зависит от наличия в Φ_R примесей.

Вольт-амперные характеристики $\Phi_R I(V)$ при $\Phi = \text{const}$ линейны в широких пределах. Нелинейность вольт-амперной характеристики наблюдается в Φ_R на основе CdS и CdSe при нагреве чувствительного слоя при больших освещенностях.

Φ_R присущи токовый I/f шум, генерационно-рекомбинационный, тепловой и радиационный шумы.

Эксплуатационные параметры и относительное изменение сопротивления Φ_R . Каждому типу Φ_R соответствует максимально допустимая электрическая мощность рассеивания $P_{\Phi_R \text{ max}}$ и максимальное напряжение питания $V_{\Phi_R \text{ max}}$. Напряжение питания цепи Φ_R — нагрузка для заданного в паспорте $V_{\Phi_R \text{ max}}$ — не должно превышать [98]

$$V \leq V_{\Phi_R \text{ max}} (R_H/R_\Phi + 1),$$

а для заданных $V_{\Phi_R \text{ max}}$ и $P_{\Phi_R \text{ max}}$

$$V \leq P_{\Phi_R \text{ max}}/[U_{\Phi_R \text{ max}} (R_H/R_\Phi + 1) R_\Phi].$$

Кроме общепринятых параметров чувствительность Φ_R иногда характеризуют относительным изменением его сопротивления под действием излучения, которое не зависит от схемы включения [69, 70]:

$$S_R = \frac{\Delta R_\Phi}{R_\Phi \Delta \Phi}, \quad 1/\text{Вт}, \quad (4.14)$$

где R_Φ — сопротивление резистора при потоке Φ ; ΔR_Φ — изменение его сопротивления при приращении потока на $\Delta \Phi$.

На рис. 4.3, в показана типичная зависимость $R_\Phi = f(\Phi)$, которую можно аппроксимировать на различных участках 1, 2, 3 зависимостями, приведенными на рисунке (K и B — некоторые постоянные коэффициенты, характеризующие крутизну характеристики, R_τ — темновое сопротивление фоторезистора).

При работе фоторезистора на участке 1, где $R_\Phi = R_\tau - K\Delta\Phi$, имеем

$$\Delta R_\Phi = K\Delta\Phi.$$

Подставляя это значение в выражение (4.14), получим при $R_\Phi = R_\tau$

$$S_R = \frac{K \Delta \Phi}{R_\tau \Delta \Phi} = \frac{K}{R_\tau}, \quad 1/\text{Вт}.$$

Схемы включения Φ_R , выбор нагрузки, максимальная вольтовая чувствительность. Схемы включения Φ_R разнообразны, но можно выделить основные: схему деления напряжения

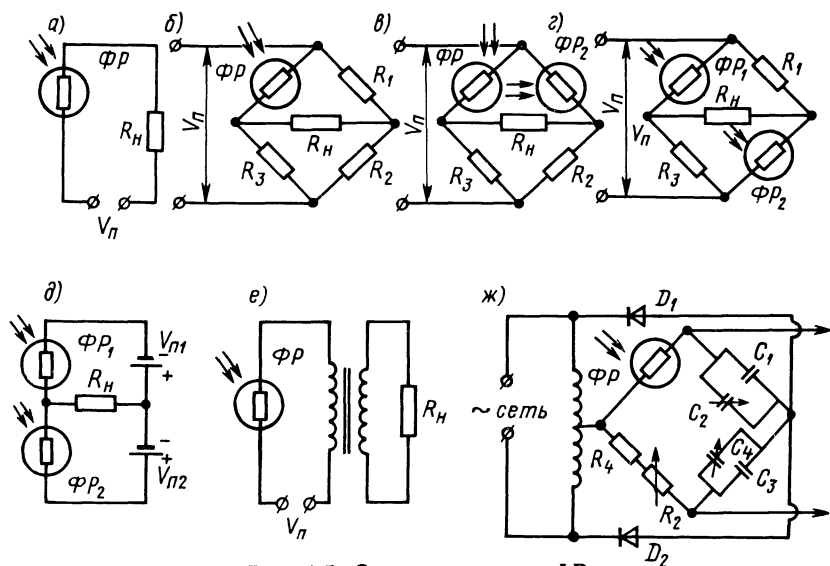


Рис. 4.5. Схемы включения ФР

(рис. 4.5, а), мостовую (рис. 4.5, б, в, г), дифференциальную (рис. 4.5, д), трансформаторную (рис. 4.5, е), импульсную (рис. 4.5, ж). В схеме деления напряжения ФР является одним из плеч делителя напряжения, и схему используют для непосредственного отсчета сигнала (рис. 4.5, а). Определим значение сопротивления нагрузки в схеме деления напряжения (рис. 4.5, а) при условии максимальной вольтовой чувствительности ФР $S_{V \max}$ и при освещении потоком излучения всей фоточувствительной площадки ФР. При отсутствии освещения ФР $R_{\Phi} = R_T$ темновой ток I_T равен

$$I_T = V_{\text{пит}} / (R_T + R_H),$$

где $V_{\text{пит}}$ — напряжение питания.

При наличии освещения ФР имеем

$$I_{\Phi} = V_{\text{пит}} / (R_T - \Delta R_{\Phi} + R_H).$$

Приращение падения напряжения на нагрузке ΔV_c равно

$$\begin{aligned} \Delta V_c &= \Delta I R_H = (I_{\Phi} - I_T) R_H = V_{\text{пит}} R_H \left(\frac{1}{R_T - K \Delta \Phi + R_H} - \frac{1}{R_T + R_H} \right) = \\ &= \frac{V_{\text{пит}} R_H K \Delta \Phi}{(R_T - K \Delta \Phi + R_H)(R_T + R_H)}. \end{aligned}$$

При малой освещенности $\Delta R_{\Phi} = K \Delta \Phi \ll R_T$, поэтому

$$\Delta V_c \cong \frac{V_{\text{пит}} R_H K \Delta \Phi}{(R_T + R_H)^2}.$$

Вольтовая чувствительность в этом случае

$$S_V = \frac{\Delta V_c}{\Delta \Phi} = \frac{V_{\text{пит}} K R_H}{(R_T + R_H)^2}.$$

Чтобы найти $S_{V \text{ max}}$, продифференцируем полученное выражение по R_H и приравняем его к нулю для нахождения экстремума функции

$$\frac{dS_V}{dR_H} = K V_{\text{пит}} \frac{(R_H + R_T)^2 - 2(R_H + R_T) R_H}{(R_T + R_H)^4} = 0.$$

Отсюда получаем условие выбора R_H при $S_{V \text{ max}}$: $R_T + R_H - 2R_H = 0$ или $R_H = R_T$.

При $R_H = R_T$ получаем максимум выходного сигнала на нагрузке

$$\Delta V_{c \text{ max}} = \frac{K V_{\text{пит}} \Delta \Phi}{4 R_T},$$

а выражение для максимальной вольтовой чувствительности ФР будет

$$S_{V \text{ max}} = \frac{\Delta V_{c \text{ max}}}{\Delta \Phi} = \frac{K}{R_T} \frac{V_{\text{пит}}}{4} = S_R \frac{V_{\text{пит}}}{4}.$$

В общем случае для более точного согласования ПИ с усилителем надо рассматривать активное и реактивное сопротивление ФР. Токовая чувствительность ФР представляет собой функцию напряжения питания

$$S_I = \frac{\Delta I}{\Delta \Phi} = \frac{I_\Phi - I_T}{\Delta \Phi} = \frac{1}{\Delta \Phi} \left(\frac{V_{\text{пит}}}{R_\Phi} - \frac{V_{\text{пит}}}{R_T} \right) = \frac{U_\Pi \Delta R}{[\Delta \Phi R_T (R_T - \Delta R)]}.$$

При наличии фоновой засветки Φ_Φ сопротивление нагрузки следует выбирать с учетом фона, т. е. $R_H = R_\Phi$. Относительная вольтовая чувствительность при наличии фоновой засветки равна

$$S_{R, \Phi} = \frac{\Delta R_\Phi}{R_\Phi \Delta \Phi} = \frac{K \Delta \Phi R_T}{(R_T - K R_\Phi) \Delta \Phi R_T} = S_R \frac{1}{1 - \Phi_\Phi S_R},$$

где R_Φ — сопротивление фоторезистора при наличии фона.

Вольтовая чувствительность по аналогии с выражением для S_V

$$S_{V_\Phi} = \frac{V_{\text{пит}} K R_H}{(R_\Phi + R_H)^2}.$$

Характер изменения вольтовой чувствительности ФР при наличии фона получим, разделив S_{V_Φ} на S_V

$$\frac{S_{V_\Phi}}{S_V} = \frac{(R_T + R_H)^2}{(R_T - K \Phi_\Phi + R_H)^2} = \left(\frac{1}{1 - S_R \Phi_\Phi \frac{R_T}{R_T + R_H}} \right)^2,$$

откуда

$$S_{V_\Phi} = S_V \left(\frac{1}{1 - S_R \Phi_\Phi \frac{R_T}{R_T + R_H}} \right)^2.$$

Эта зависимость показывает, что с увеличением постоянной засветки на линейном участке изменения сопротивления ФР вольтовая чувствительность растет. Однако пороговый поток также резко увеличивается из-за возрастающих шумов фоновой засветки, что уменьшает обнаружительную способность ФР.

Мостовые схемы включения ПИ, в частности и ФР, широко распространены в измерительной технике (рис. 4.5, б, в, г, ж). Их используют для непосредственного отсчета и как схемы сравнения. В неосвещенном состоянии ФР мост должен быть уравновешен с учетом постоянной фоновой засветки. При подаче измеряемого потока излучения от объекта наблюдения на ФР через диагональ моста R_n потечет фототок, пропорциональный освещенности ФР. Фототок (или напряжение на нагрузке) можно измерить непосредственно в диагонали моста или изменением одного из сопротивлений схемы добиться нового равновесия моста, а о величине потока излучения судить по разности сопротивлений в начале и в конце измерения, что дает более высокую точность по сравнению с непосредственным измерением.

Мостовая схема позволяет измерять малые сигналы от объекта при относительно большом фоне, при этом в диагональ моста можно включить высокочувствительные измерительные приборы, что не допускается при прямых измерениях из-за большого начального тока, обусловленного фоновой засветкой.

Определим изменение сопротивления в одном из плеч моста при измерении потока излучения, падающего на ФР, методом уравновешивания моста при работе на линейном участке энергетической характеристики ФР по схеме (рис. 4.5, б).

При этом S_I в статическом режиме можно считать равной S_{Ig} в динамическом режиме. Условие равновесия моста

$$R_\Phi R_2 = R_1 R_2,$$

где $R_\Phi = V_\Phi / I_{\Phi\Phi}$ — статическое сопротивление ФР при падении потока излучения фона Φ_Φ , вызывающего фототок ФР; $I_{\Phi\Phi} = S_{Ig} \Phi_\Phi$. При подаче модулированного потока излучения с амплитудой $\Phi_{\max}$ сопротивление приемника

$$R'_\Phi = V_\Phi / (I_{\Phi\Phi} + S_{Ig} \Phi_{\max}) = \frac{1}{1/R_\Phi + S_{Ig} \Phi_{\max} / V_\Phi}.$$

Приращение сопротивления

$$\begin{aligned} \Delta R_\Phi &= R_\Phi - R'_\Phi = R_\Phi - \frac{1}{1/R_\Phi + (S_{Ig} \Phi_{\max} / V_\Phi)} = \\ &= R_\Phi / \left(\frac{V_\Phi}{S_{Ig} \Phi_{\max} R_\Phi} + 1 \right). \end{aligned} \quad (4.15)$$

Компенсировать ΔR_Φ можно изменением R_3 (соотношения плеч) или R_2 (произведения плеч)

$$\Delta R_3 = \Delta R_\Phi \frac{R_2}{R_1} = R_2 R_\Phi / \left[R_1 \left(\frac{V_\Phi}{S_{Ig} \Phi_{\max} R_\Phi} + 1 \right) \right].$$

При малых $\Phi_{\max} \ll \frac{V_{\Phi}}{S_{Ig} R_{\Phi}}$ можно пренебречь единицей в знаменателе и тогда

$$\Delta R_3 = \frac{R_3}{R_1} \frac{S_{Ig} \Phi_{\max} R_{\Phi}^2}{V_{\Phi}},$$

т. е. при малых потоках измерительная шкала будет линейной — $\Delta R_3 = f(\Phi_{\max})$ при соответствующем одном значении потока излучения фона Φ_{Φ} , так как

$$R_{\Phi} = \frac{V_{\Phi}}{S_{Ig} \Phi_{\Phi}},$$

что крайне неудобно. При уравнивании моста сопротивлением R_2 получим

$$\begin{aligned} \Delta R_2 &= \frac{R_1 R_3}{R'_{\Phi}} - \frac{R_1 R_3}{R_{\Phi}} = R_1 R_3 \left(\frac{R_{\Phi} - R'_{\Phi}}{R'_{\Phi} R_{\Phi}} \right) = \\ &= R_1 R_3 \left[\frac{\Delta R_{\Phi}}{R_{\Phi} (R_{\Phi} - \Delta R)} \right] \cong \frac{R_1 R_3 \Delta R_{\Phi}}{R_{\Phi}^2}. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Так как для малых потоков

$$\Delta R_{\Phi} = S_{Ig} \Phi_{\max} R_{\Phi}^2 / V_{\Phi},$$

то выражение (4.16) получим в виде

$$\Delta R_2 = R_1 R_3 \frac{S_{Ig} \Phi_{\max}}{V_{\Phi}}. \quad (4.17)$$

Из выражения (4.17) следует, что измерительная шкала $\Delta R_2 = f(\Phi_{\max})$ при малых потоках будет линейной и градуировка шкалы не будет зависеть от величины потока излучения фона, как в предыдущем случае, что очень выгодно.

Сделанные выводы справедливы при $S_{Ig} = \text{const}$, что наблюдается у фотодиодов и фотоэлементов. У ФР из-за нелинейности энергетической характеристики $S_{Ig} \neq \text{const}$ и градуировка шкалы для данной схемы (рис. 4.5, б) зависит от потока излучения фона. Значение фототока (или напряжение на R_{Π}) в диагонали моста при непосредственном его измерении после подачи излучения объекта

$$I_{\Phi} = \frac{(R_1 R_3 - R'_{\Phi} R_2) V_{\text{пит}}}{R_{\Pi} (R_1 + R'_{\Phi}) (R_2 + R_3) + R_1 R'_{\Phi} (R_2 + R_3) + R_2 R_3 (R_1 + R'_{\Phi})}. \quad (4.18)$$

Мост должен быть предварительно сбалансирован по излучению фона. При небольших изменениях сопротивления R'_{Φ} и малых потоках излучения знаменатель выражения (4.18) можно считать приближенно постоянным с погрешностью менее 1%, тогда

$$I_{\Phi} = k (R_1 R_3 - R'_{\Phi} R_2),$$

где k — коэффициент пропорциональности, В/Ом³.

С учетом того, что $R_{\phi} = R_{\phi} - \Delta R_{\phi}$,

$$I_{\phi} = k(R_1 R_3 - R_{\phi} R_2 + \Delta R_{\phi} R_2) = k R_2 \Delta R_{\phi}.$$

Напряжение на $R_{\text{н}}$ с учетом выражения (4.15) будет

$$V_{\text{н}} = I_{\phi} R_{\text{н}} = \frac{k R_{\text{н}} R_2 R_{\phi}}{V_{\phi} / (S_{I\phi} \Phi_{\text{max}} R_{\phi}) + 1}$$

или для $\Phi_{\text{max}} \ll V_{\phi} / (S_{I\phi} R_{\phi})$

$$V_{\text{н}} = k R_{\text{н}} R_2 R_{\phi}^2 S_{I\phi} \Phi_{\text{max}} / V_{\phi}. \quad (4.19)$$

Из выражения (4.19) также следует, что градуировка шкалы зависит от потока излучения фона, а функция $V_{\text{н}} = f(\Phi_{\text{м}})$ при малых потоках излучения линейна.

Чтобы устранить зависимость градуировки измерительной шкалы от потока излучения фона, включают в разные плечи моста одновременно два ФР (рис. 4.5, в, г). В этом случае возможно освещение одного ФР только фоном (он играет роль сопротивления, которое зависит от фона), а второго — излучением фона и объекта вместе. Если же оба ФР освещать одновременно излучением фона и объекта, то излучение объекта должно поступать на ФР в противофазе, что дает двойное увеличение чувствительности схемы. При идентичности параметров и характеристик обоих ФР при изменении фона равновесие моста не нарушается и ток в диагонали моста равен нулю. Разбалансировка моста, которую и измеряют, появляется только при наличии излучения объекта наблюдения.

При включении ФР по схеме, изображенной на рис. 4.5, г, в противоположные плечи моста чувствительность не увеличивается, и излучение объекта надо подавать на ФР в фазе.

Для компенсации действия потока фона на ФР применяют дифференциальную схему их включения (рис. 4.5, д) с неизменным питающим напряжением каждого контура. Дифференциальную схему используют как непосредственную, а также как схему сравнения. В дифференциальной схеме фототок от фона от обоих ФР текут в противоположных направлениях и при идентичности контуров постоянный ток от фона в $R_{\text{н}}$ будет равен нулю. Фототок в $R_{\text{н}}$ возникает от излучения объекта, которое поступает на один ФР или на оба в противофазе.

В случае применения трансформаторной схемы включения ФР (рис. 4.5, е) получают определенный выигрыш в чувствительности по напряжению за счет того, что к ФР подводят почти все напряжение источника питания (за исключением небольшого падения напряжения на активном сопротивлении первичной обмотки). Сопротивление $R_{\text{н}}$ разобщено с цепью питания ФР, и его изменение не сказывается на режиме работы ФР. Кроме того, постоянный фототок от фона не дает падения напряжения на $R_{\text{н}}$, а оно возникает при наличии модулированного излучения объекта.

Кроме рассмотренных выше схем, питаемых постоянным напряжением, применяют схемы питания на переменном или им-

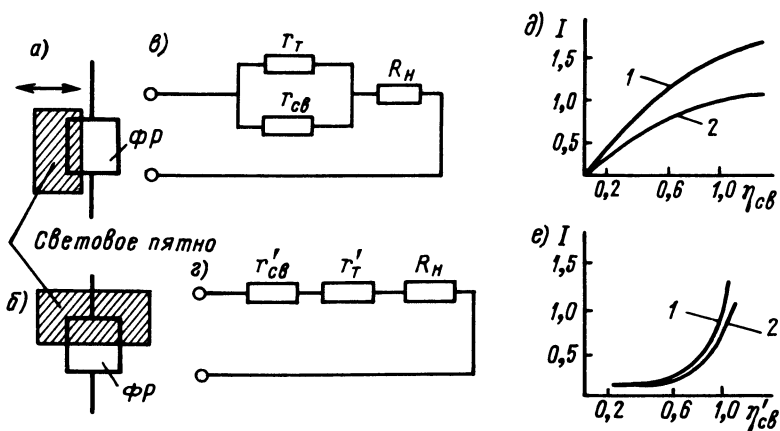


Рис. 4.6. Эквивалентная электрическая схема (в, г) и фототок (д, е) фоторезистора в зависимости от формы и направления смещения светового пятна (а, б):

$$1 - R_H = R_{cв}, \quad 2 - R_H = 2R_{cв}$$

пульсном напряжении. На рис. 4.5, ж приведена схема питания моста от сети переменного тока с удвоенной частотой. Она имеет емкостные сопротивления в плечах моста. Схема должна работать таким образом, чтобы в выходном сигнале не было составляющей фона, изменяющейся с удвоенной частотой сети. Иногда мост питают переменным напряжением с частотой до тысяч герц, и сигнал усиливается на частоте питающего напряжения, а затем после детектирования — на частоте модуляции потока излучения объекта.

Схемы замещения ФР при частичном его освещении. При рассмотрении работы ФР мы исходили из того, что его фоточувствительная площадка полностью освещалась потоком излучения и изменяла равномерно свою проводимость (сопротивление). Часто фоточувствительная площадка ФР освещается точечным или протяженным объектом частично, сохраняя значительное сопротивление неосвещенной части, что надо учитывать при согласовании ФР с электронной схемой регистрации и расчете постоянной времени схемной релаксации τ_p . Рассмотрим влияние затемненного и освещенного участков ФР на его проводимость. Для простоты возьмем ФР прямоугольной формы и границу его затемнения в виде прямой линии (рис. 4.6, а—г). При перемещении светового изображения (СИ) параллельно электродам ФР (по оси X) общее сопротивление его будет [4, 12]:

$$R_{ФР} = r_{cв} r_T / (r_{cв} + r_T),$$

где $r_{cв}$ и r_T — сопротивление освещенной и неосвещенной частей ФР соответственно.

Отсюда после преобразования

$$R_{ФР} = R_T / A,$$

где $A = 1 + m\eta_{\text{св}} - \eta_{\text{св}}$; m — отношение сопротивления неосвещенного ФР к полностью освещенному ФР, $m = R_{\text{Т}}/R_{\Phi}$; $\eta_{\text{св}}$ — отношение ширины освещенной части $h_{\text{св}}$ к ширине ФР h , $\eta_{\text{св}} = h_{\text{св}}/h$.

При наличии $R_{\text{Н}}$ ток в цепи ФР при частичном его освещении

$$I_{\Phi} = \frac{AV}{R_{\text{Т}} + AR_{\text{Н}}}, \quad (4.20)$$

а степень нарастания

$$\frac{dI_{\Phi}}{d\eta_{\text{св}}} = \frac{VR_{\text{Т}}(m-1)}{(R_{\text{Т}} + AR_{\text{Н}})^2}.$$

При последовательном перемещении светового изображения (по оси y) относительно электродов сопротивление

$$R_{\Phi\text{Р}} = A'(R_{\text{Т}}/m),$$

где $A' = m - m\eta'_{\text{св}} + \eta'_{\text{св}}$; $\eta'_{\text{св}}$ — отношение освещенной длины ФР $l_{\text{св}}$ к общей длине l , $\eta'_{\text{св}} = l_{\text{св}}/l$.

В этом случае ток и степень его нарастания будут

$$I_{\Phi} = \frac{mV}{A'R_{\text{Т}} + mR_{\text{Н}}}; \quad \frac{dI_{\Phi}}{d\eta'_{\text{св}}} = \frac{mVR_{\text{Т}}(m-1)}{(A'R_{\text{Т}} + mR_{\text{Н}})^2}. \quad (4.21)$$

Как следует из вышеприведенных рассуждений, обязательно необходимо учитывать при расчетах степень засветки фоточувствительной площадки ФР. Формула (4.18) с учетом доли засветки фотоплощадки ФР приобретает вид

$$I'_{\Phi} = \frac{VRR_{\text{Т}}(A-1)}{AR(R_{\text{Т}}^2R_{\text{Н}} + RR_{\text{Н}} + RR_{\text{Т}}) + R_{\text{Т}}^2(R_{\text{Н}} + 3R) + R_{\text{Т}}R_{\text{Н}}},$$

где $R = R_1 = R_2$.

На рис. 4.6, ∂ приведена зависимость тока в цепи нагрузки ФР от доли его освещения, вычисленная по формуле (4.20), а на рис. 4.6, e — по формуле (4.21). Как видно из рисунка, при перемещении пятна засветки вдоль оси X закон нарастания тока близок к линейному. При перемещении пятна засветки вдоль оси Y ток до значения $(0,8 \div 0,9) I_{\text{max}}$ нарастает медленно, а затем быстро. Все эти факты надо учитывать при расчете схемы с малой постоянной времени.

Коррекция частотной характеристики ФР. Корректировать частотную характеристику ФР можно, если использовать в усилителе специальную цепь коррекции частотной характеристики [90]. На рис. 4.7, a дана схема дифференцирующей цепи для коррекции частотной характеристики ФР.

Постоянную времени верхнего плеча корректирующей цепи частотной характеристики CR_1 делают равной $\tau_{\text{пр}}$. На рис. 4.7, b приведены относительная частотная характеристика ФР и коэффициент передачи $K_{\text{д}}$ цепи коррекции. Предположим, что коэффициент передачи усилителя $K = 1$, тогда относительная частот-

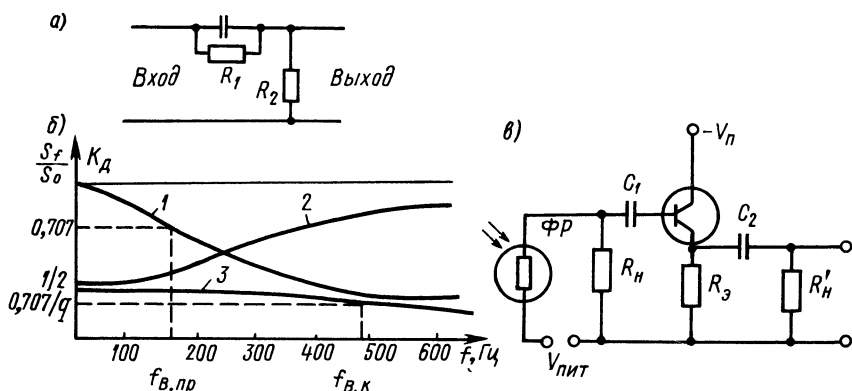


Рис. 4.7. Схема корректирующей цепи частотной характеристики ФР (а), частотные зависимости его чувствительности при $\tau = 10^{-3}$ и $q = 3$ (б) и схема согласования высокоомного ФР с усилителем (в):

1 — относительные значения чувствительности ФР (S_f/f_0); 2 — коэффициент передачи корректирующей цепи (K_D); 3 — результирующая зависимость; $f_{в. пр}$ — верхняя граничная частота приемника

ная характеристика системы приемник—усилитель будет представлена кривой 3. Из рис. 4.7, б видно, что относительная частотная характеристика системы усилитель—приемник имеет спад до уровня 0,707 при частоте $f_{в. к} > f_{в. пр}$. Можно доказать, что верхняя граничная частота устройства будет

$$f_{в. к} = f_{в. пр} (R_1 + R_2)/R_2 = qf_{в. пр},$$

а постоянная времени $\tau = \tau_{пр}/q$.

Расширение полосы пропускания в q раз уменьшает коэффициент передачи K во столько раз, что может быть легко скомпенсировано дополнительным усилением в q раз.

При введении корректирующей цепочки следует иметь в виду, что такая операция увеличивает уровень шума системы из-за расширения полосы пропускания тракта, потому ее целесообразно ставить в оконечных каскадах усилителя.

На рис. 4.7, в показана схема согласования высокоомного фоторезистора с малым выходным сопротивлением усилителя с помощью эмиттерного повторителя. Сопротивление нагрузки ФР выбирают в зависимости от назначения схемы по различным критериям оптимальности: максимальной мощности сигнала, максимальной вольтовой (токовой) чувствительности ($R_n = R_T$), максимального отношения сигнал/шум, условия отсутствия частотных искажений [$R_n C_{вх} \leq 1/(2\pi f_{\max})$], и т. д.

Охлаждение ФР. Уменьшение температуры чувствительного слоя ФР расширяет спектральный диапазон его работы в ИК-области (рис. 4.8) и увеличивает его абсолютную спектральную чувствительность. Кроме того, охлаждение ПИ уменьшает его шумы, следовательно, увеличивает его обнаружительную способ-

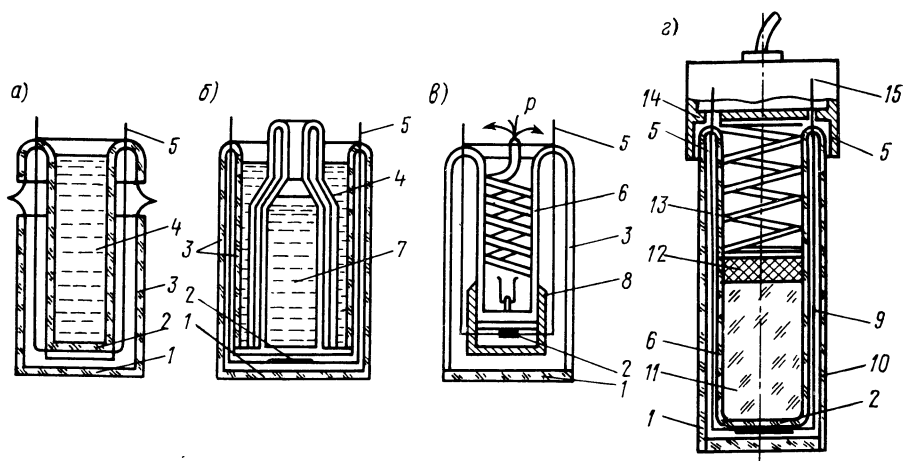


Рис. 4.8. Устройство ФР, охлаждаемых жидким азотом (а), жидким гелием (б), сжатым азотом (в), брикетом охлажденного хладагента (г):

1 — входное окно (или фильтр); 2 — фоточувствительный элемент; 3 — сосуд Дьюара; 4 — жидкий азот; 5 — электрический вывод; 6 — жидкий гелий; 7 — змеевик; 8 — охлаждаемая диафрагма, образующая апертурный угол; 9 — внутренний сосуд; 10 — наружный сосуд; 11 — брикет отвержденного хладагента; 12 — вкладыш; 13 — пружина; 14 — крышка; 15 — предварительный усилитель

ность. У ФР при охлаждении увеличиваются сопротивление (R_T) и постоянная времени. По способу охлаждения различают следующие устройства: испарительные или криостатные (сосуды Дьюара); адиабатические — на внезапном расширении газа, использующие эффект Джоуля—Томпсона; компрессорные — использующие хладагент; термоэлектрические — основанные на эффекте Пельтье; радиационные с лучистым теплоотводом в космос.

Наиболее распространены криостатные устройства охлаждения, работающие за счет непосредственного контакта хладагента с фоточувствительным слоем ФР, который находится в сосуде Дьюара (рис. 4.8, а, б) [81]. Сосуд Дьюара представляет собой два тонкостенных стеклянных стакана с отражающим покрытием, вставленных один в другой, с заваренными торцами. В промежутке между ними создается вакуум. Во внутренний объем криостата помещают хладагент — сжиженный или отвержденный газ, охлаждающий ФР до собственной температуры. Применение отвержденного хладагента позволяет располагать криостат в горизонтальном положении.

Адиабатические системы на эффекте Джоуля—Томпсона основаны на поглощении тепла резко расширяющимся газом, который и охлаждает ФР. Достижимая температура до 78 К.

Применять компрессорные холодильные установки можно только в лабораторных условиях, так как установки имеют большие габаритные размеры.

В последние годы для охлаждения ФР используют газовые микрокриогенные машины, работающие на основе различных циклов с ресурсом работы до 20 тыс. ч при температуре охлаждения до 4 К и хладопроизводительности более 2 Вт, однако при их работе возникают вибрации и помехи, которые ухудшают параметры ПИ [27].

Широкое распространение в последние десятилетия получили термоэлектрические холодильники на эффекте Пельтье, в которых охлаждение достигается за счет протекания электрического тока через термопарные спаи, при этом один из спаев нагревается, а другой охлаждается. Самым распространенным материалом для термоэлектрических холодильников служит теллурид висмута (Bi_2Te_3), у которого показатель добротности равен $(2 \div 2,5) \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. При использовании одного каскада такого микрохолодильника достигают перепада температур холодного и горячего спаев 70° . При использовании нескольких каскадов термоспаев достигают температуры 140—160 К, что бывает часто недостаточно. Тем не менее в диапазоне охлаждения 200—273 К указанные термоэлектрические микрохолодильники широко применяют, так как они имеют большой ресурс работы и малые размеры, бесшумны в работе, у них отсутствует вибрация.

Конструкции неохлаждаемых ФР. Конструктивно ФР состоит из тонкого слоя фоточувствительного полупроводникового материала с электродами в виде пленок, которые не подвергаются коррозии, наносимых испарением в вакууме из золота, платины или серебра. Фоточувствительный слой ФР из CdS и CdSe наносят пульверизацией на стеклянную или керамическую подложку, реже испарением в вакууме и спеканием порошкообразной массы. ФР на основе PbS и PbSe изготавливают химическим осаждением фоторезистивного слоя на подложку из стекла или кварца. Для защиты резистивного слоя от действия атмосферы его покрывают лаком или заделывают в герметичный корпус.

В настоящее время нет ни одной отрасли науки и техники, где не применяли бы ФР. Их широко используют в тепловизорах, радиометрах, тепlopеленгаторах, в приборах спектрального анализа, в системах световой сигнализации и защиты. ФР применяют в системах контроля и измерения геометрических размеров, скоростей движения объектов, температуры, управления различными механизмами, для определения качественного и количественного состава твердых, жидких и газообразных сред и т. д. ФР сегодня — один из самых распространенных ПИ.

§ 4.3. Фотодиоды

Принцип действия фотодиодов. Фотодиодами называют полупроводниковые приборы, основанные на внутреннем фотоэффекте, использующие одностороннюю проводимость p — n -перехода, при

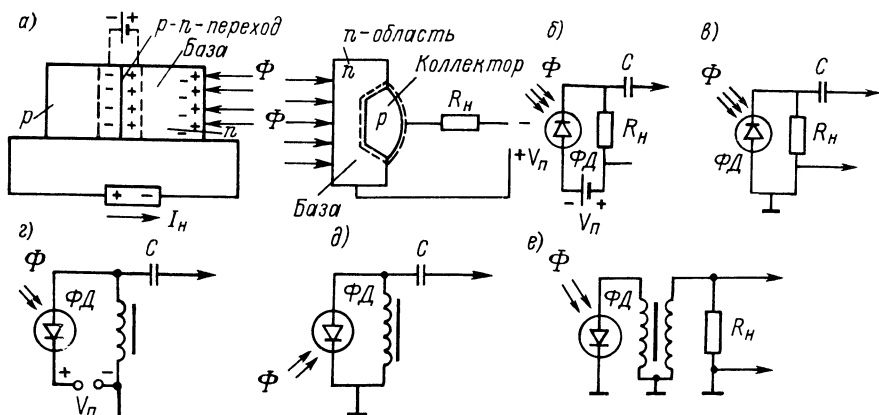


Рис. 4.9. Схема генерирования и разделения пар носителей заряда при освещении $p-n$ -перехода (а) и способы включения ФД на активную и реактивную нагрузки: фотодиодный (б, г) и фотогальванический (в, д)

освещении которого появляется э. д. с. (фотогальванический режим) или (при наличии питания) изменяется значение обратного тока (фотодиодный режим). Фотодиоды (ФД) можно изготавливать на основе гомоперехода ($p-n$ -перехода, образованного на границе двух областей одинакового материала, но с примесями противоположного типа), гетероперехода ($p-n$ -перехода, образованного на границе двух областей разного материала с примесями противоположного типа) и барьера Шоттки (контактного барьера, образующегося на границе металл и n -полупроводник или металл и p -полупроводник и различных МДП структур) [85].

Односторонняя проводимость (вентильный фотоэффект) возникает при освещении одной или обеих областей $p-n$ -перехода. Рассмотрим режимы работы ФД. При работе ФД в фотогальваническом режиме в случае освещения n -области в ней образуются новые носители заряда — электроны и дырки (рис. 4.9, а). Они диффундируют к $p-n$ -переходу, где неосновные носители — дырки — переходят в p -область (обратный ток неосновных носителей), а электроны, для которых диффузионное поле $p-n$ -перехода является запирающим, остаются в n -области.

При постоянном освещении в p -области накапливаются дырки, а в n -области — электроны. Это приводит к появлению фото-э. д. с., поле которой направлено против поля диффузии в $p-n$ -переходе. Фото-э. д. с. понизит одностороннюю проводимость $p-n$ -перехода, что увеличит прямой ток основных носителей.

При разомкнутой внешней цепи и неизменном освещении прямой ток будет увеличиваться до тех пор, пока токи основных и неосновных носителей не уравниваются, при этом между электродами $p-n$ -перехода устанавливается некоторая разность потен-

циалов холостого хода $V_{\text{х.х.}}$, возникающая под действием освещения.

При подключении к контактам фотодиода нагрузки (рис. 4.9, а) и отсутствии освещения через p — n -переход и нагрузочное сопротивление потечет ток термически генерированных неосновных носителей I_s , называемый темновым током. При освещении появляется дополнительный фототок неосновных носителей

$$I_{\Phi} = S_i \Phi.$$

Общий ток в цепи ФД в фотогальваническом режиме

$$I = I_s \left[\exp \left(\frac{eV_R}{kT} \right) - 1 \right] - I_{\Phi}, \quad (4.22)$$

где V_R — падение напряжения на нагрузке от протекающего в цепи тока, $V_R = IR_n$; e — заряд электрона; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура.

Это выражение позволяет построить вольт-амперные характеристики фотогальванического режима.

Таким образом, ФД в фотогальваническом режиме непосредственно преобразует энергию света в электрическую (при освещенности 8000 лк фото-э. д. с. составляет 0,1 В). При работе ФД в фотодиодном режиме к нему прикладывают обратное напряжение (рис. 4.9, б). В этом случае в отсутствии освещения через p — n -переход и сопротивление нагрузки протекает обратный дырочный ток I_s . При освещении же n -области через p — n -переход и сопротивление нагрузки будет протекать дополнительный дырочный фототок неосновных носителей I_{Φ} . Суммарный ток в цепи будет складываться из темнового тока и фототока неосновных носителей.

Ток основных носителей в диодном режиме можно считать пренебрежимо малым, так как прикладываемое обратное напряжение источника питания складывается с напряжением поля диффузии p — n -перехода и препятствует току основных носителей.

Выражение для вольт-амперной характеристики фотодиодного режима имеет вид

$$I = I_s \left[\exp \left(\frac{e(V_R - V)}{kT} \right) - 1 \right] - I_{\Phi}, \quad (4.23)$$

где V — напряжение внешнего источника, В.

Рассмотрим схемы включения, вольт-амперные характеристики и выбор нагрузки ФД.

Фотодиодный режим работы ФД. Схема включения ФД в фотодиодном режиме приведена на рис. 4.9, б, а экспериментально полученные вольт-амперные характеристики ФД-1 — на рис. 4.10, а, б.

Теоретически вольт-амперные характеристики можно рассчитывать по формуле (4.23) [23, 24]. При изменении сопротивления нагрузки меняется угол наклона прямых α , так как

$$\operatorname{tg} \alpha = 1/R_n = I/V_n.$$

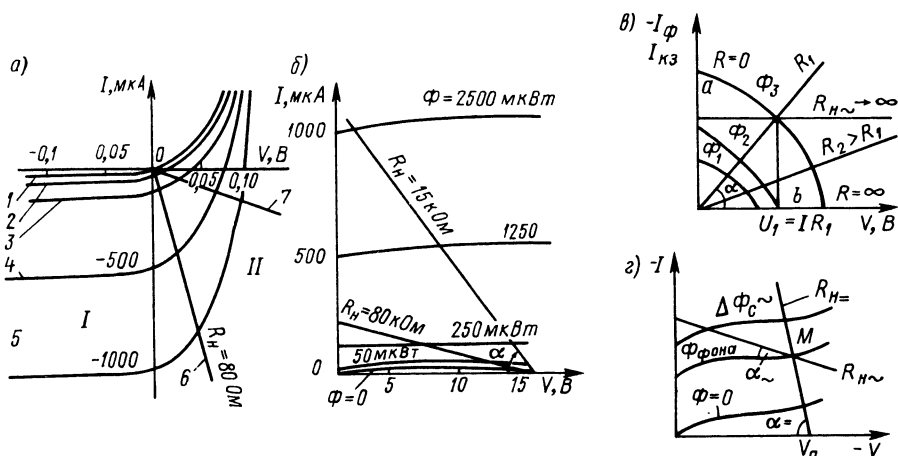


Рис. 4.10. Вольт-амперные характеристики ФД-1 (а), ветвь вольт-амперной характеристики фотодиодного режима (б), фотогальванического (в) и при работе на разные нагрузки по постоянному и переменному току (г):
 I — область фотодиодного режима; II — область фотогенераторного режима; 1 — $\Phi = 0$; 2 — $\Phi = 50$ мкВт; 3 — $\Phi = 250$ мкВт; 4 — $\Phi = 1250$ мкВт; 5 — $\Phi = 2500$ мкВт; 6 — $R_n = 80$ Ом; 7 — $R_n = 650$ Ом

При этом падение напряжения на нагрузке и ФД будет

$$V_n = IR_n; \quad V_{ФД} = V_{п} - IR_n.$$

Ток внешней цепи в фотодиодном режиме при приложении напряжения питания $V_{п}$ в запирающем направлении $I = I_s + I_{\Phi}$.

Значение фототока можно рассчитать через токовую чувствительность ФД S_I и падающий поток излучения Φ

$$I_{\Phi} = S_I \Phi.$$

Из приведенных выражений $IR_n = V_n = S_I \Phi R_n + I_s R_n$.

Продифференцировав это выражение, получим формулу для интегральной вольтовой чувствительности ФД

$$S_V = dV_n/d\Phi = S_I R_n.$$

Следовательно, чтобы повысить вольттовую чувствительность, необходимо увеличить сопротивление нагрузки R_n . Максимальное значение $R_{n \max}$ связано с максимальным потоком излучения, который можно зарегистрировать ФД, следующим соотношением:

$$R_{n \max} = V_{п}/(I_{\Phi \max} + I_s) = V_{п}/(S_I \Phi_{\max} + I_s). \quad (4.24)$$

При этом точка пересечения прямой нагрузки с вольт-амперной характеристикой, соответствующей максимальному потоку излучения $\Phi_{\max}$, должна лежать в области диодного режима.

С учетом этого выражения можно получить две приближенные формулы для $S_{V \max}$ при $I_\Phi \gg I_S$ и $I_\Phi \ll I_S$, удобные для практических расчетов:

$$\begin{aligned} I_\Phi \gg I_S - S_{V \max} &\cong V_{\Pi}/\Phi_{\max}; \\ I_\Phi \ll I_S - S_{V \max} &\cong S_I (V_{\Pi}/I_S). \end{aligned}$$

Если $I_\Phi \gg I_S$, то максимальная вольтовая чувствительность не зависит от параметров ФД, а если $I_\Phi \ll I_S$, то она тем больше, чем меньше значение темнового тока I_S . При работе ФД с модулированным сигналом от объекта на фоне немодулированной фоновой засветки целесообразно иметь минимальную вольтовую чувствительность по постоянному току (от фона) и максимальную по переменному току (от объекта). Для этого используют трансформаторную или дроссельную схемы включения ФД, позволяющие получить большое сопротивление по переменному току (индуктивное сопротивление) и малое по постоянному току (активное сопротивление) (рис. 4.10, з). Вольт-амперные характеристики в этом случае будут иметь вид, приведенный на рис. 4.10, з [94].

По постоянному току $I_{\sim}$ сопротивление нагрузки $R_{H\sim}$ должно быть малым. В идеале надо иметь режим короткого замыкания ($R_H \rightarrow 0$; $\operatorname{tg} \alpha \rightarrow \infty$; $\alpha \rightarrow 90^\circ$). По переменному току сопротивление $R_{H\sim}$ должно быть большим ($R_{H\sim} \rightarrow \infty$; $\operatorname{tg} \alpha \rightarrow 0$; $\alpha \rightarrow 0$), в идеале — режим холостого хода. При работе с разными нагрузками по постоянному и переменному токам $R_{H\sim}$ определяет вольтовую чувствительность, а R_H — режим работы. При $I_{\Phi\sim} \ll I_S$ имеем

$$S_{V \max} = S_I (V_{\Pi}/I_S) = S_I Z_{H\sim}, \quad (4.25)$$

где $Z_{H\sim}$ — сопротивление нагрузки по переменному току. Сопротивление нагрузки по постоянному току желательно делать намного меньше $R_{H \max}$, вычисленного по формуле (4.24).

Фотогальванический режим работы ФД. В фотогальваническом режиме работы ФД (рис. 4.9, в) напряжение на p — n -переходе определяется током, протекающим в цепи нагрузки, согласно формуле (4.22).

Если $R_H \rightarrow \infty$, то ток во внешней цепи $I = 0$, а вместо V_R в (4.22) можно подставить значение $V_{x.x}$ — напряжения холостого хода

$$0 = I_S \left[\exp \left(\frac{eV_{x.x}}{kT} \right) - 1 \right] - I_\Phi.$$

После преобразований найдем напряжения холостого хода

$$V_{x.x} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_\Phi}{I_S} + 1 \right) = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{S_I \Phi}{I_S} + 1 \right). \quad (4.26)$$

Напряжение холостого хода $V_{x.x}$ (фото-э. д. с.) ФД в фотогальваническом режиме изменяется с ростом светового потока по логарифмическому закону и в пределе достигает значения, равного контактной разности потенциалов p — n -перехода. Зависи-

мость $V_{\mathbf{x}, \mathbf{x}} = f(\Phi)$ — сложная и нелинейная, но диапазон изменения сигнала велик. Линейность наблюдается только на начальном участке при $I_\Phi \ll I_S$. Чтобы получить максимальную вольтовую чувствительность, продифференцируем уравнение (4.26)

$$S_{V \max} = \frac{dV_{\mathbf{x}, \mathbf{x}}}{d\Phi} = \frac{kT}{e} \frac{1}{(S_I \Phi / I_S) + 1} \frac{S_I}{I_S} = R_0 S_I \frac{1}{I_\Phi / I_S + 1},$$

где I_S — темновой ток насыщения при $\Phi = 0$; $I_\Phi = S_I \Phi$; R_0 — сопротивление p — n -перехода при нулевом напряжении, $R_0 = kT/(eI_S)$.

Для комнатной температуры

$$S_{V \max} = 0,025 \frac{1}{I_\Phi / I_S + 1} \frac{S_I}{I_S}.$$

Можно получить приближенные формулы при $I_\Phi \ll I_S$ и $I_\Phi \gg I_S$, удобные для практических расчетов:

$$I_\Phi \ll I_S - S_{V \max} \cong R_0 S_I = \frac{kT}{eI_S} S_I;$$

$$I_\Phi \gg I_S - S_{V \max} \cong R_0 S_I \frac{I_S}{I_\Phi + I_S} \cong R_0 S_I \frac{I_S}{I_\Phi} = \frac{R_0 I_S}{\Phi}.$$

Отсюда следует, что вольтовая чувствительность в фотогальваническом режиме уменьшается с увеличением потока излучения, падающего на ФД. Если известно максимальное значение фототока $I_{\Phi \max} = S_I \Phi_{\max}$, то максимальное сопротивление нагрузки по постоянному току можно найти из соотношения [24]:

$$R_{\text{н max}} = 0,2 \frac{kT}{e} \frac{1}{I_{\Phi \max}}. \quad (4.27)$$

Следует иметь в виду, что оптимизировать нагрузку на весь диапазон работы ФД не удастся, так как сопротивление p — n -перехода меняется в зависимости от освещенности. Вольтовую чувствительность при этом условии определяют по формуле

$$S_{V \max} = S_I \frac{R_0}{1 + R_0 / Z_{\text{н}}},$$

где $Z_{\text{н}}$ — полное сопротивление нагрузки.

Если $Z_{\text{н}} \ll R_0$, то

$$S_{V \max} = S_I Z_{\text{н}} = \text{const},$$

т. е. $S_{V \max}$ не зависит от потока излучения. Если условие вычисления $R_{\text{н max}}$ по формуле (4.27) не выполняется, то вольтовую чувствительность определяют по формуле

$$S_V = S_I R_0 \frac{1}{1 + R_0 / Z_{\text{н}} + (I_\Phi / I_S) (1 - I_{\text{н}} / I_\Phi)},$$

где $I_{\text{н}}$ — ток нагрузки при постоянной засветке.

Фотогальванический режим не требует источника питания и обеспечивает существенно меньшие шумы, что часто компенсирует

потери чувствительности, так как позволяет реализовать большее отношение сигнал/шум. ФД в фотогальваническом режиме имеют малое внутреннее сопротивление, поэтому их используют в цепях с малым сопротивлением нагрузки (в измерительных приборах и усилителях с малым входным сопротивлением).

Фотодиоды в фотодиодном режиме обладают значительным внутренним сопротивлением и применяются в цепях с большим сопротивлением нагрузки.

Работа с малыми сигналами в фотогальваническом режиме предъявляет особые требования к усилителю, который должен при больших коэффициентах усиления иметь малый уровень шума.

Постоянная времени и частотные характеристики ФД. Постоянная времени ФД определяется временем пролета носителей от места их генерации под действием освещенности (в тонком поверхностном слое) до $p-n$ -перехода, где они рекомбинируют, и постоянной времени схемной релаксации τ_p (RC -цепочка ФД). Постоянная времени RC -цепочки у обычных ФД не превышает 10^{-9} с, поэтому при глубине залегания $p-n$ -перехода (толщине базы) в несколько микрометров времени переноса неосновных носителей составляет 10^{-7} — 10^{-8} с, что и определяет $\tau_{\text{ФД}}$. Время же пролета зависит от структуры ФД и механизма переноса неосновных носителей, образующих фототок. При равномерном распределении примесей в p - и n -областях, когда «тянущее» поле $p-n$ -перехода мало, преобладающим механизмом переноса является диффузия. В этом случае в фотогальваническом режиме при одинаковой толщине освещаемой базы ФД меньшая постоянная времени и большая граничная частота получаются при освещении p -полупроводника, так как коэффициент диффузии электронов (неосновных носителей), образующих фототок D_e , значительно больше коэффициента диффузии дырок D_p , а следовательно, время диффузии электронов соответственно короче.

Для германиевых ФД граничная частота (МГц)

$$f_{\text{гр}} = 1500/h_n^2; \quad f_{\text{гр}} = 3150/h_p^2,$$

где h_n , h_p — толщина базы из n - и p -полупроводников соответственно, мкм.

Для кремния $f_{\text{гр}} = 330/h_n^2$; $f_{\text{гр}} = 990/h_p^2$.

При наличии значительных примесей в p - или n -областях (область с более высокой концентрацией примеси обозначается плюсом над буквой примеси — p^+-n или $p-n^+$) постоянная времени τ и граничная частота $f_{\text{гр}}$ определяются механизмом переноса носителей тока за счет диффузии в электрическом («тянущем») поле $p-n$ -перехода, которое уменьшает τ на порядок. В таких ФД постоянная схемной релаксации ($\tau_p = RC$) также уменьшается.

В диодном режиме при наличии обратного внешнего напряжения питания наблюдается механизм переноса носителей тока пу-

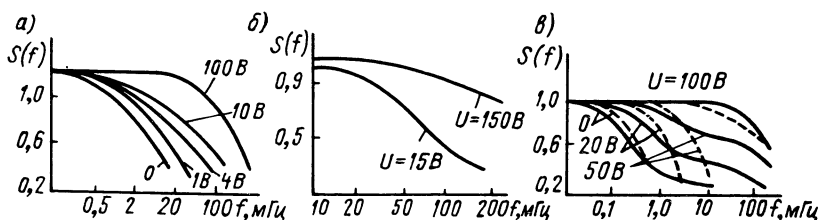


Рис. 4.11. Экспериментальные частотные характеристики кремниевых фотодиодов: а, б — p - n -структура (а — на основе кремния p -типа, б — на основе кремния n -типа); в — p - i - n -структура: $\lambda = 0,51$ мкм; — — — — $\lambda = 0,6$ мкм

тем дрейфа в сильном электрическом поле, которое ускоряет носители и значительно уменьшает постоянную времени ФД. На рис. 4.11 приведены экспериментальные частотные характеристики кремниевого ФД, у которого в фотогальваническом режиме граничная частота составляет 1—2 МГц, а в фотодиодном режиме при $V_{обр} = 150$ В доходит до 200 МГц [15].

Форма частотной характеристики и $f_{гр}$ зависит от параметров самого ФД, от приложенного обратного напряжения питания, от спектрального состава падающего на ФД излучения (меняется глубина проникновения излучения), от формы модуляции излучения и т. д.

Постоянная времени обычных ФД на основе Ge составляет 10^{-5} с, на основе Si — 10^{-6} с при напряжении питания порядка 20 В. Чтобы уменьшить постоянную времени, используют p - i - n -структуры с сильным $V_{обр}$, уменьшают толщину базы и т. д.

Частотную характеристику ФД можно скорректировать в электронном тракте, как об этом говорилось выше.

Фототок и спектральная чувствительность ФД. Фототок ФД образуется избыточными, генерированными при освещении основными носителями, дошедшими до p - n -перехода. Его значение входит в общее выражение для вольт-амперных характеристик ФД, поэтому в фотогальваническом режиме

$$j_{\Phi\lambda} = E_{p\lambda} \alpha(\lambda) \eta(\lambda) e v,$$

где $j_{\Phi\lambda}$ — плотность тока, А/см²; $E_{p\lambda}$ — спектральная плотность энергетической освещенности в квантах, квант/см²·с; $\alpha(\lambda)$ — спектральный коэффициент поглощения, отн. ед.; $\eta(\lambda)$ — квантовый выход полупроводника, 1/квант; e — заряд электрона, А·с; v — доля нерекombинированных носителей заряда, дошедших до p - n -перехода (коэффициент собирания), отн. ед.

Так как

$$\Phi_{\lambda} = E_{p\lambda} A_{ФД} h\nu; \quad \alpha(\lambda) = 1 - \rho(\lambda),$$

то

$$j_{\Phi\lambda} = \Phi_{\lambda} \frac{e}{hc} [(1 - \rho(\lambda)) \eta(\lambda) \lambda] v \frac{1}{A_{ФД}}, \quad (4.28)$$

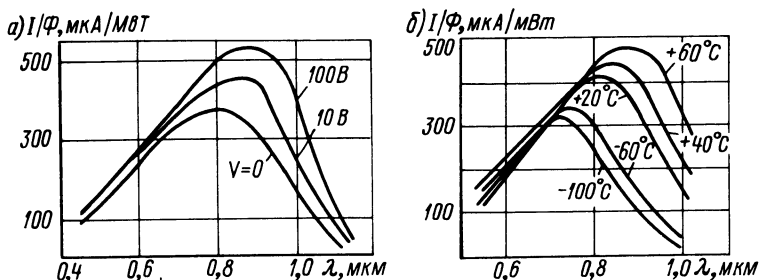


Рис. 4.12. Изменение спектральной чувствительности кремниевого ФД при переходе от фотогальванического режима к фотодиодному (а) и влияние на нее температуры (б)

где $A_{\text{ФД}}$ — площадь фоточувствительной площадки, см^2 ; $\rho(\lambda)$ — спектральный коэффициент отражения, отн. ед.

Из выражения (4.28) можно получить абсолютную спектральную характеристику чувствительности фотодиода (А/Вт)

$$S_{\text{абс}} \lambda = \frac{I_{\Phi \lambda}}{\Phi_{\lambda}} = \frac{e v}{h c} \{ [1 - \rho \lambda] \eta \lambda \lambda \}.$$

Как видно из этого выражения, спектральная чувствительность ФД определяется в основном свойствами полупроводника, из которого он изготовлен. Спектральная характеристика ФД зависит от толщины базы (глубины залегания $p-n$ -перехода) и от диффузионной длины неосновных носителей. Чтобы повысить спектральную чувствительность в длинноволновой области, надо увеличить диффузионную длину носителей, а в коротковолновой области — создать большие тянущие электрические поля в базе, чтобы генерируемые в тонком слое носители разделялись тянущим полем и не успевали рекомбинировать, как это происходит в поверхностно-барьерных ФД. Спектральная чувствительность ФД меняется при переходе от фотогальванического режима к фотодиодному, так как меняется коэффициент сбора носителей (рис. 4.12, а). На спектральную чувствительность ФД значительно влияет температура фоточувствительного слоя. Повышение температуры уменьшает ширину запрещенной зоны [для Si — $d(\Delta E)/dT = 4 \cdot 10^{-4}$ эВ/К и зависимость линейная, для Ge — квадратичная] и увеличивает коэффициент сбора носителей, что смещает границу спектральной чувствительности ФД и ИК-область (рис. 4.12, б), и, наоборот, понижение температуры уменьшает диффузионную длину неосновных носителей и коэффициент сбора, что смещает спектральную чувствительность в коротковолновую область. Совокупный эффект этих механизмов для Si показывает рис. 4.12, б, из которого видно, что абсолютная спектральная характеристика ФД на основе Si с понижением температуры понижается с одновременным смещением максимума в коротковолновую область. На рис. 4.13

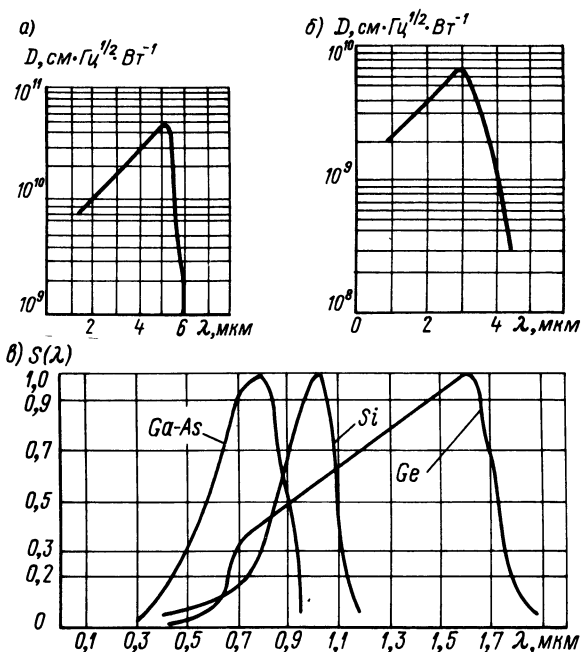


Рис. 4.13. Спектральные характеристики охлаждаемых ФД из InSb (а), неохлаждаемых из InAs (б); GaAs, Si и Ge (в)

приводятся спектральные характеристики неохлаждаемых и охлаждаемого ФД. Интегральная чувствительность кремниевых ФД лежит в пределах 3—20 мА/лм, германиевых 15—25 мА/лм.

Энергетическая характеристика, шумы и обнаружительная способность ФД. Энергетическая характеристика ФД в диодном режиме линейна в широких пределах. В фотогальваническом — нелинейна, но диапазон измерения сигнала велик. Линейность энергетической характеристики в фотогальваническом режиме наблюдается только при условии $I_\Phi \ll I_S$. Значение потока излучения, для которого сохраняется линейность энергетической характеристики в фотогальваническом режиме,

$$\Phi = 0,2A \frac{R_0 I_S}{R_H S I} \quad \text{при} \quad \frac{A R_0}{R_H} \gg 1,$$

где $A = 1 \div 4$ — постоянный коэффициент, зависящий от материала фоточувствительного слоя (для Ge $A = 1$).

Так как сопротивление p — n -перехода R_0 меняется в зависимости от I_Φ , невозможно подобрать оптимальное для всех случаев R_H . Для случая $50 \leq I_\Phi / I_S \leq 10^{10}$ с погрешностью 3—4% можно считать оптимальным

$$R_H \approx 0,88 R_0 \frac{\ln(I_\Phi / I_S)}{I_\Phi / I_S}.$$

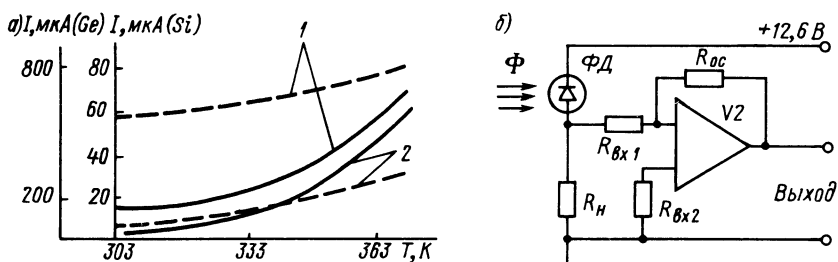


Рис. 4.14. Зависимость темнового тока ФД из Ge (—) и Si (---) от температуры (а) и схема включения ФД на операционный усилитель (б);
1 — при $\Phi = 0,005$ лм; 2 — при $\Phi = 0$

В условиях работы ФД в диодном режиме с немодулированными потоками излучения основным фактором, ограничивающим его обнаружительную способность, служит обратный темновой ток источника питания. Значение его при комнатной температуре для разных типов ФД колеблется от единиц до десятков микроампер. Темновой ток германиевых ФД сильно зависит от температуры (при изменении температуры от 20 до 50 °C I_t меняется в 3—5 раз, рис. 4.14, а), влажности и давления, что не наблюдается у кремниевых ФД. Кроме того, достоинством кремниевых ФД является также возможность их работы с обратными напряжениями в сотни вольт, что недопустимо для германиевых ФД.

В условиях приема модулированных сигналов влияние темнового тока на обнаружительную способность ФД можно уменьшить в электронном тракте, усилив сигнал на частоте модуляции.

У ФД наблюдаются токовый, дробовый, тепловой и радиационный шум.

При работе ФД в фотогальваническом режиме обнаружительная способность ограничивается шумами усилительного тракта, так как собственные шумы ФД в этом случае малы и обнаружительная способность достигает для германиевых ФД до 10^{12} Гц^{1/2}/Вт при $\lambda = 1,55$ мкм, а для кремниевых — $10^{13} \div 10^{14}$ Гц^{1/2}/Вт при $\lambda = 0,8 \div 0,9$ мкм.

Электронный тракт ФД. На рис. 4.14, б приведена схема включения германиевого фотодиода типа ФД-9111А с $S_I = 17$ мА/лм, $I_t = 10$ мкА, $V_{\text{пит}} = 12,6$ В, $\Phi_{\text{max}} = 0,035$ лм во вход интегрального операционного усилителя КУТ 401Б с коэффициентом усиления $k = 100$. Сопротивление нагрузки при $\Phi_{\text{max}} = 0,035$ лм согласно выражению (4.24) будет

$$R_{\text{н max}} \leq \frac{V_{\text{пит}}}{I_t + S_I \Phi_{\text{max}}} = \frac{12,5}{10 \cdot 10^{-6} + 17 \cdot 10^{-3} \cdot 0,035} \cong 2 \cdot 10^4 \text{ Ом.}$$

Максимальная вольтовая чувствительность ФД

$$S_V \text{ max} = S_I R_{\text{н max}} = 17 \cdot 10^{-3} \cdot 2 \cdot 10^4 = 340 \text{ В/лм.}$$

Расчетные параметры схемы имеют следующие значения: $R_{\text{н}} = 20 \text{ кОм}$, $R_{\text{вх1}} = R_{\text{вх2}} = 2 \text{ кОм}$, сопротивление обратной связи $R_{\text{о.с}} = kR_{\text{вх1}} = 200 \text{ кОм}$ [90].

Высокочастотные ФД. Для того чтобы уменьшить постоянную времени ФД, уменьшают толщину базы, чтобы образовавшиеся на поверхности носители быстрее дошли до p — n -перехода и там рекомбинировали. Расширяют p — n -переход за счет подачи высокого обратного напряжения, чтобы излучение в большей степени поглощалось в нем. Делают базу прозрачной для регистрируемого излучения с тем, чтобы излучение поглощалось в самом p — n -переходе. В настоящее время высокочастотные ФД изготавливают на основе гетеропереходов, барьеров Шоттки, поверхностного барьера, создаваемого ионным легированием, и на основе p — i — n -структур.

В высокочастотных ФД с гетеропереходом материал освещаемого полупроводника подбирают так, чтобы регистрируемое излучение проходило сквозь него и поглощалось в самом p — n -переходе. Глубину залегания p — n -перехода в этом случае делают небольшой (гетерофотодиод с переходом $n\text{GaAs}$ — $p\text{Ge}$ имеет глубину залегания p — n -перехода 50 мкм). Кроме того, p — n -переход расширяют за счет обратного напряжения, что позволяет получить постоянную времени 10—20 нс.

В последние годы разработаны ФД с гетеропереходом на основе халькогенидов свинца (PbS , PbSe и PbTe), ФД с гетеропереходом PbS — GaAs , с контактами из золота на PbS и из Au — Sn на GaAs имеют спектральную чувствительность 0,9—3,2 мкм при 77 К с обнаружительной способностью $2 \times 10^9 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2}/\text{Вт}$.

В высокочастотных ФД на основе PbS базой служит PbS p -типа, далее идет слой PbS n -типа, полученный ионным легированием (внедрением ионов Sb), и слой SiO_2 с отверстиями для электролитического осаждения контактов из Au на слой PbS n -типа. При 77 К и нулевом смещении такие ФД с площадью $0,14 \text{ мм}^2$ имеют сопротивление $5 \times 10^9 \text{ Ом}$, $D_{\lambda \text{ max}} = 6 \times 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2}/\text{Вт}$ при $\lambda_{\text{max}} = 3,4 \text{ мкм}$; при 195 К — $5 \times 10^4 \text{ Ом}$, $1,1 \times 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2}/\text{Вт}$ при $\lambda_{\text{max}} = 2,95 \text{ мкм}$.

Внедряя ионы Sb в PbTe p -типа при 77 К и площадке $0,14 \text{ мм}^2$ (при нулевом смещении), получают $\lambda_{\text{max}} = 4,4 \text{ мкм}$ (при 5,1 мкм обнаружительная способность уменьшается вдвое) с $D_{\lambda \text{ max}} = 1,4 \times 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2}/\text{Вт}$. Эти фотодиоды имеют стабильные параметры [57].

Поверхностно-барьерные высокочастотные ФД. У поверхностно-барьерных ФД (ПБФД) контактный барьер располагается на поверхности полупроводника. Их изготавливают на основе эффекта Шоттки (образование контактного барьера на границе металл — полупроводник) или специальной обработкой, когда поверхностный слой полупроводника в отличие от объемного приобретает иной знак [23]. На рис. 4.15, а показано схематическое устройство ПБДФ на эффекте Шоттки. Падающий поток проходит

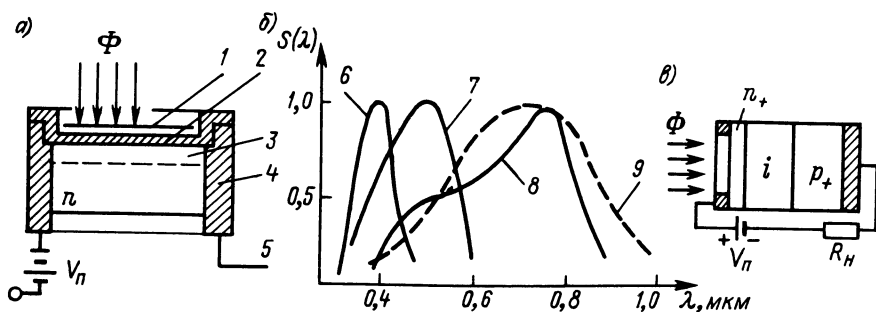


Рис. 4.15. Схема ПБФД (а), его усредненные спектральные характеристики (б) и структура ФД $p-i-n$ -типа (в):

1 — просветляющее покрытие; 2 — тонкая полупрозрачная пленка из золота или палладия; 3 — область $p-n$ -барьера; 4 — изолирующее кольцо; 5 — омический контакт; 6 — AuGaP; 7 — AuGaAsP; 8 — «Астра-1»; 9 — ФПЗ-1

сквозь просветляющее покрытие 1 и сквозь оптический контакт с поверхностным инверсионным слоем 2, выполненный из тонкой (2—10 нм) золотой пленки, и поглощается в области $p-n$ -перехода. Поглощение потока излучения в этой области приводит к слабой зависимости фототока и постоянной времени от напряжения питания. ПБФД имеют более широкий диапазон спектральной чувствительности. Сильно поглощаемое УФ-излучение проходит через тонкую пленку золота и поглощается в области $p-n$ -перехода, что позволяет реализовать спектральную чувствительность до 0,2 мкм. С другой стороны, отсутствие термообработки при изготовлении ПБФД обеспечивает высокую диффузионную длину неосновных носителей, что сдвигает границу чувствительности в ИК-область.

На рис. 4.15, б приведены усредненные относительные спектральные характеристики ПБФД: AuGaP, $\lambda_{\max} = 0,44$ мкм, $S_{\text{абс}} = 5,2 \cdot 10^{-10}$ мкА/Вт; AuGaAsP, $\lambda_{\max} = 0,54$ мкм, $S_{\text{абс}} = 6,2 \cdot 10^{10}$ мкА/Вт; «Астра-1», $\lambda_{\max} = 0,8$ мкм, $S_{\text{абс}} = 1,5 \times 10^9$ мкА/Вт; ФПЗ-1, $\lambda_{\max} = 0,8$ мкм, $S_{\text{абс}} = 1,8 \times 10^9$ мкА/Вт.

ПБФД отличаются от обычных малым значением темнового тока ($\sim 10^{-7}$ А/см²) и малой постоянной времени схемной релаксации ($\tau_p = RC = 1$ нс).

На основе PbSe изготавливают ПБФД с $\lambda^* = 6$ мкм. Пленки p -типа толщиной 2—6 мкм выращивают на подложке из BaF₂ шириной примерно 0,35 мкм. Поверхностный барьер формируют напылением на них свинца. Омические контакты создают напылением на них платины. Такие ПБФД площадью 10^{-3} см² при 77 К имеют омическое сопротивление 1,5—74 кОм, $D = 1,8 \times 10^{10}$ см·Гц^{1/2}/Вт и квантовую эффективность до 70%. Постоянная времени ПБФД составляет единицы наносекунд.

У ПБФД наблюдаются тепловой, дробовый и токовый шумы. При работе на высоких частотах, при небольших обратных смещениях (~ 6 В) основную роль играют тепловой шум сопротивления нагрузки.

ФД $p-i-n$ -типа. Увеличить ширину потенциального барьера можно в $p-i-n$ -структурах, представляющих собой собственный полупроводник i с большим удельным сопротивлением (в 10^6-10^7 раз более высоким, чем n - и p -области), ограниченный с двух сторон сильно легированными слоями n - и p -типов (рис. 4.15, в). На n - и p -области наносят контакты. Такие ФД получили название $p-i-n$ -фотодиодов. В таких ФД при приложении к контактам напряжения смещения сильное равномерное внутреннее электрическое поле электронно-дырочного перехода сосредоточено в i -области. При малой толщине освещаемого слоя p - или n -типа (0,5 мкм) падающее излучение поглощается в i -слое. Постоянная времени такого $p-i-n$ -ФД определяется временем пролета носителей через переход [при i -области 0,1 мм $\tau = (1,7 \div 1,3) \times 10^{-9}$ с]. При небольшой площади перехода ($\sim 2 \times 10^{-4}$ см²) и значительной толщине i -слоя емкость перехода мала и время схемной релаксации $10^{-11}-10^{-12}$ с.

Частотная характеристика $p-i-n$ -фотодиодов в коаксиальном исполнении (корпус представляет собой часть коаксиального кабеля) с площадью перехода около $2 \cdot 10^{-4}$ см² простирается до частот примерно $2 \cdot 10$ ГГц. Темновой ток $p-i-n$ -фотодиодов приблизительно равен $(1 \div 8) \cdot 10^{-9}$ А.

Структура $p-i-n$ является одной из основных структур высокочастотных ФД [57].

§ 4.4. Приемники излучения с внутренним усилением фототока

Лавинные фотодиоды (ЛФД). Такие фотодиоды позволяют реализовать внутреннее усиление фототока за счет электрического пробоя $p-n$ -перехода и образования лавинного процесса размножения поступающих в $p-n$ -переход неосновных носителей. При достаточном обратном электрическом смещении $p-n$ -перехода образовавшиеся при освещении неосновные носители ускоряются электрическим полем и сталкиваются с решеткой кристалла в области $p-n$ -перехода, образуя дополнительные электронно-дырочные пары (рис. 4.16, а), которые, в свою очередь, совершают

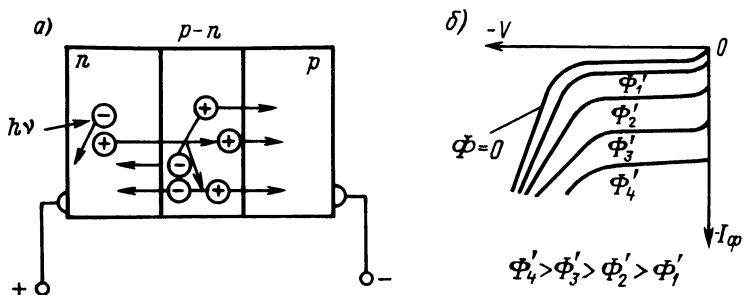


Рис. 4.16. Лавинный процесс в ЛФД (а) и вольт-амперные характеристики ЛФД (б)

такой же процесс. В результате входной ток $I_{вх}$ усиливается в M раз, где $M = I_{вых}/I_{вх}$ — коэффициент умножения лавинного фотодиода; $I_{вых}$ — выходной ток ЛФД.

Лавинные фотодиоды обычно работают в предпробойном режиме, поэтому коэффициент M очень чувствителен к колебаниям напряжения $V_{пер}$, приложенного к области заряда в p — n -переходе. Для инженерных расчетов ЛФД используют эмпирическую зависимость [33]

$$M = \frac{I_{вых}}{I_{вх}} = \frac{1}{1 - (V_{пер}/V_{пр})^n} = \frac{1}{1 - [(V_0 - R_H I)/V_{пр}]^n},$$

где $V_{пр}$ — напряжение лавинного пробоя, при котором $M \rightarrow \infty$; $n = 1,4 \div 6$ зависит от ионизационной способности электронов и дырок используемого полупроводника; V_0 — внешнее напряжение источника; R_H — сопротивление нагрузки.

Максимальный коэффициент умножения M наблюдается при $V_{пер} \cong V_{пр}$:

$$M_{\max} \cong \sqrt{\frac{V_{пр}}{nr_s A j_{вх}}},$$

где A — площадь p — n -перехода; r_s — последовательное сопротивление ФД; $j_{вх}$ — плотность входного тока, $j_{вх} = j_{\phi} + j_t$.

Вольт-амперные характеристики ЛФД приведены на рис. 4.16, б. Как видно из рисунка, при повышении $V_{пр}$ характер увеличения тока для разных потоков Φ различен, так как при увеличении Φ концентрация носителей заряда сильно возрастает, что экранирует объемный заряд p — n -перехода и снижает напряженность поля в его области. Это ограничивает $I_{вых}$ и уменьшает M .

Лавинные фотодиоды представляют собой полупроводниковые аналоги ФЭУ с лучшим, чем у ФЭУ, отношением сигнал/шум. Коэффициент умножения темнового и светового токов зависит от приложенного напряжения. Значение достижимого коэффициента умножения M лавинного фотодиода зависит от сопротивления r_s , фоновой засветки и значения темнового тока и для кремниевых ФД равно 10^4 — 10^5 , а для германиевых — 10^2 — 10^3 .

Коэффициент усиления полного тока увеличивается с увеличением обратного напряжения, а коэффициент умножения M светового тока I_{ϕ} имеет максимум при напряжении пробоя. В ЛФД используются либо широкий p — n -переход, либо p — i — n -переход, либо поверхностный барьер Шоттки. Так как дырки имеют больший коэффициент ударной ионизации, освещаемая область становится n -типа.

Основные виды шумов ЛФД: дробовый, зависящий от коэффициента умножения $\bar{I}_{др\ ЛФД}^2 = \bar{I}_{др}^2 M^x$, где $x = 2 \div 3$, а также токовый, увеличивающийся более чем в M раз по сравнению с токовым шумом обычного ФД, что ухудшает порог чувствительности. Современный кремниевый ЛФД с рабочей поверхно-

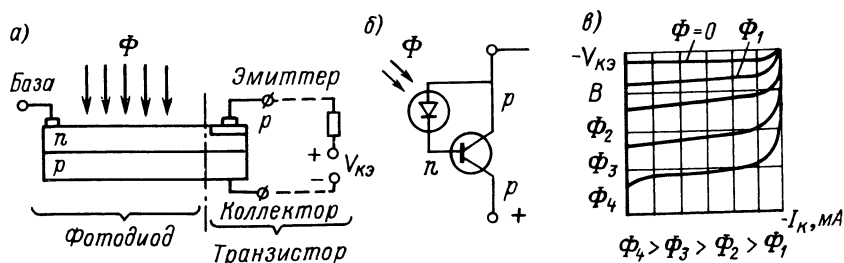


Рис. 4.17. Схема включения (а), эквивалентная схема (б) и вольт-амперные характеристики фототранзистора (в)

стью $2 \times 10^{-6} \text{ см}^2$ и обратным напряжением 8—15 В имеет диапазон спектральной чувствительности 0,35—1,13 мкм и $S_\lambda = 0,5 \text{ А/Вт}$ при $\lambda = 0,9 \text{ мкм}$; емкость перехода около 1,5 пФ, что позволяет реализовать частотный диапазон до 10 ГГц, темновой ток $I_T \cong 10^{-9} \text{ А}$.

Фототранзисторы. Фототранзистором (ФТ) называют полупроводниковый ПИ на основе использования внутреннего фотоэффекта, совмещающий в себе свойства ФД и усилительного триода. Различают униполярные и биполярные ФТ. Униполярные ФТ создаются на основе МДП-структур. Различают два их типа: в первом ток обусловлен электронами, и его называют n -канальным; во втором — дырками, и его называют p -канальным. Наиболее распространены p -канальные униполярные ФТ.

Чаще всего используют биполярные ФТ, поэтому рассмотрим их более подробно в настоящем параграфе, называя их просто ФТ.

Биполярным ФТ называют полупроводниковый ПИ на основе использования внутреннего фотоэффекта с двумя p — n -переходами и с дополнительным усилением фототока на втором p — n -переходе. Такой ФТ состоит из монокристалла германия n -типа (рис. 4.17, а) — базы, — в котором с двух сторон созданы сплавные p — n -переходы — коллекторный и эмиттерный. Значительный эффект усиления фототока ФТ наблюдается при его включении с «оборванной» базой (рис. 4.17, б), при этом на эмиттерный переход подается напряжение в прямом, а на коллекторный — в запирающем направлении.

Входным сигналом для ФТ (в отличие от обычного транзистора) служит падающий поток излучения Φ , который и управляет током в цепи. Когда ФТ не освещен, через него протекает ток, определяемый неосновными носителями, инжектированными из эмиттера, прошедшими базу и достигшими коллектора. Несмотря на то что переход база — эмиттер включен в прямом направлении, число дырок, инжектированных эмиттером на базу, невелико, а сам ток фактически мал. Объясняется это тем, что дырки накапливаются в базе вследствие отсутствия контактирующих от-

рицательных зарядов, которые не могут туда поступать из-за ее обрыва.

При облучении образующиеся дырки диффундируют к эмиттеру и коллектору. Дырки, пришедшие к коллектору, увеличивают его ток, а электроны создают избыточный нескомпенсированный отрицательный объемный заряд, уменьшающий потенциальный барьер перехода эмиттер—база и резко увеличивающий поток дырок из эмиттера в область базы. Эти дырки, пройдя базовую область, попадают на коллектор и еще больше увеличивают ток ФТ, причем ток за счет дырок, вызванных отрицательным объемным зарядом в области базы, превосходит значение тока, определяемого дырками, генерированными в базе первоначально под действием света. Таким образом, усиливается фототок. Если есть базовый вывод, его можно использовать для выбора начального режима и стабилизации рабочей точки ФТ при изменении окружающей температуры.

Благодаря усилению фототока интегральная чувствительность ФТ выше, чем у ФД, и достигает 0,2—0,5 А/млм. Вольтовая чувствительность ФТ немного выше, чем у ФД (а иногда и ниже), так как темновой ток ФД больше, а рабочее напряжение питания меньше (3 В). Вольт-амперные характеристики ФТ аналогичны ФД (рис. 4.17, в). Они имеют меньшее внутреннее сопротивление, и их характеристики обладают большей крутизной, чем у ФД. Световые характеристики ФТ линейны в широком диапазоне.

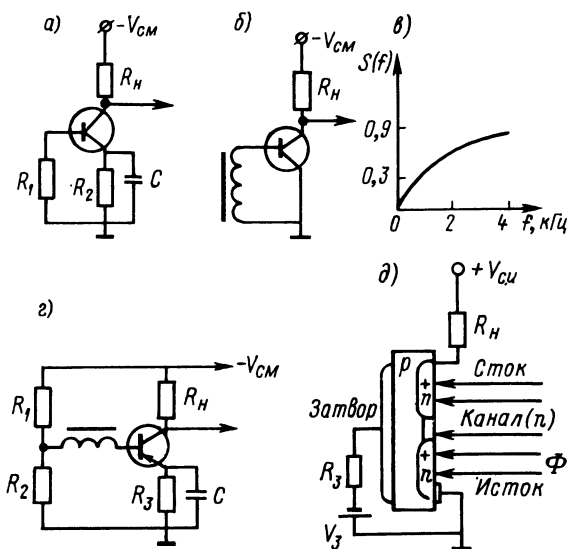
По постоянной времени и частотным характеристикам ФТ уступают ФД, так как эмиттерный переход имеет большую емкость (примерно 10^5 пФ/см²), что увеличивает постоянную времени схемной релаксации (постоянная времени ФТ 10^{-4} — 10^{-6} , с).

Кроме схемы включения с оборванной базой, рассмотренной выше, для ФТ разработаны специальные схемы включения, учитывающие необходимую стабильность его работы при изменении температуры окружающей среды. Повышения стабильности работы ФТ добиваются применением компенсирующих элементов и отрицательной обратной связи по переменному току [29].

Для того чтобы достичь наибольшей чувствительности схемы включения ФТ с автоматическим смещением (рис. 4.18, а), сопротивление резистора R_1 выбирают около 100 кОм, R_2 — таким, чтобы напряжение на эмиттере в прямом направлении равнялось нулю. Термостабильность этой схемы не слишком высока, так как напряжение на коллекторе в силу больших значений R_1 и R_2 зависит от температуры.

Наибольшей термостабильностью обладает схема включения ФТ с избирательной связью между эмиттером и базой (рис. 4.18, б). Дроссель в схеме создает короткое замыкание по постоянному току и определенную, зависящую от частоты, связь между эмиттером и базой по переменному току. Рис. 4.18, в показывает зависимость чувствительности схемы от частоты. Для наибольшей

Рис. 4.18. Схема включения фототранзисторов с автоматическим смещением (а), высокостабильная схема с избирательной связью (б) и ее чувствительность (в), схема с избирательной связью (г) и устройство и включение полевого транзистора (д)



чувствительности необходимо, чтобы сопротивление дросселя на частоте модуляции потока излучения f_m было равно

$$x_L = 2\pi f_m L_{др} = (30 \div 100) R_э,$$

где $R_э$ — сопротивление эмиттерного перехода по постоянному току в схеме с общей базой; $L_{др}$ — индуктивность дросселя.

Схема, показанная на рис. 4.18, б, имеет малую чувствительность к фоновой засветке, так как при $f_m = 0$ чувствительность (рис. 4.18, в) близка к нулю. Исследования показали, что нормальная работоспособность схемы сохраняется до фоновых засветок 2200 лк и температуры 70 °С. Достоинство схемы — относительно большее значение выходного сопротивления [33]

$$R_{вых} = R_H / (1 + \beta),$$

где R_H — сопротивление коллекторного перехода; β — коэффициент передачи по току в схеме с общим эмиттером.

Выходное сопротивление будет в 6—8 раз выше, чем в схеме с «оборванной» базой.

При низких частотах модуляции потока излучения дроссель в схеме, изображенной на рис. 4.18, б, может быть чрезмерно большим. В этом случае используют схему включения, показанную на рис. 4.18, г. Схема обладает меньшим выходным сопротивлением ($R_{вых}$ обратно пропорционально постоянному току эмиттера). Она больше чувствительна к фоновым засветкам и обладает худшей стабильностью, чем предыдущая, из-за отличной от нуля связи между базой и эмиттером по постоянному току. Однако индуктивность дросселя выбирается в этой схеме намного ниже, чем в предыдущей.

ФТ имеют следующие недостатки: нестабильность параметров при изменении температуры; неравномерность чувствительности по полю из-за экранирования освещаемой базы коллектором (при освещении базы со стороны коллектора) или эмиттером (при освещении базы со стороны эмиттера); увеличенный по сравнению с ФД порог чувствительности из-за значительных шумов (у ФТ-1 напряжение шума достигает $5 \cdot 10^3$ мкВ); большую постоянную времени (10^{-4} — 10^{-6} с).

Учитывая названные недостатки, вероятно, целесообразно в будущем проектировать и изготавливать интегральные ПИ, представляющие собой соединения ФД и обычного транзистора в едином технологическом процессе на одном кристалле, что позволит получить эффективный и малоинерционный ФД и ВЧ транзистор: их соединение дает качественный ФТ [67].

Полевые ФТ. Такие ФТ по сравнению с обычными имеют три электрода: исток, сток и затвор (рис. 4.18, д) [33]. Между истоком и стоком образуется фоторезистивный проводящий канал, сопротивление которого изменяется при его облучении и зависит также от потенциала затвора. Расширение p — n -перехода уменьшает сечение канала и увеличивает его сопротивление, и наоборот. При освещении полевого ФТ переход канал—затвор можно рассматривать как обычный ФД, в цепь которого включено сопротивление нагрузки R_n , причем фототок I_ϕ на R_n пропорционален потоку излучения. Падение напряжения на нагрузке $\Delta V_n = R_n I_\phi$ изменит потенциал затвора, что приведет к изменению тока стока I_c :

$$\Delta I_c = S \Delta V_n = S R_n I_\phi,$$

где S — крутизна характеристики передачи dI_c/dV_n при напряжении сток—исток $V_{c-n} = \text{const}$.

Токовая чувствительность полевого ФТ

$$S_{I \text{ п. т}} = \Delta I_c / I_\phi = S R_n I_\phi / I_\phi = S R_n S_I,$$

где $S R_n$ — увеличение чувствительности полевого ФТ относительно ФД (более чем на три порядка); S_I — токовая чувствительность обычного ФД.

К недостаткам полевого ФТ относят нелинейность его энергетических характеристик, так как при больших уровнях потока излучения потенциал затвора становится столь малым, что его изменение уже не влияет на ток стока, который близок к максимальному значению. Полевые ФТ имеют постоянную времени $\sim 10^{-7}$ с, определяемую инерционностью цепи затвора и временем пролета носителей через канал.

Фототиристоры. Фототиристором называют фотоэлектрический полупроводниковый прибор p — n — p — n -структуры с тремя p — n -переходами, при освещении которого прибор переводится из закрытого состояния в открытое в прямом направлении. Схема работы фототиристора аналогична схеме работы обычного тиристора с той лишь разницей, что управляющей величиной является

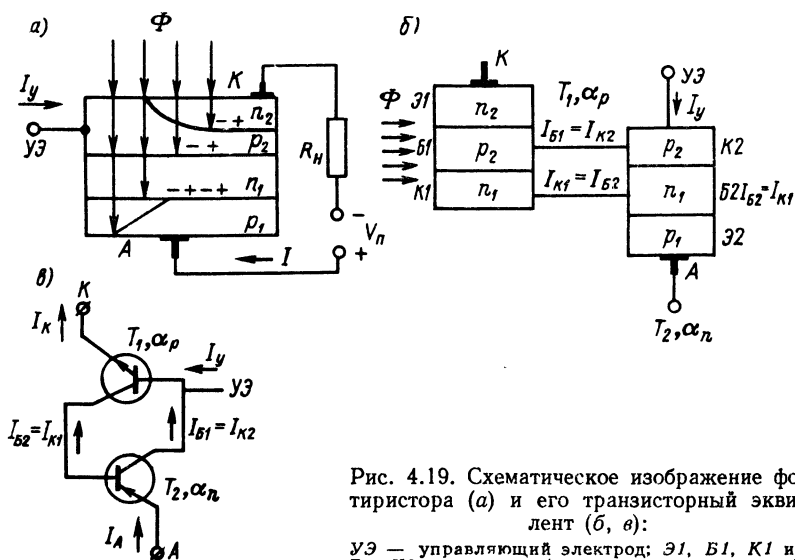


Рис. 4.19. Схематическое изображение фототристора (а) и его транзисторный эквивалент (б, в):

УЭ — управляющий электрод; Э1, Б1, К1 и Э2, Б2, К2 — эмиттер, база, коллектор первого (T_1) и второго (T_2) транзисторов

не ток, а световой поток (рис. 4.19, а) [75]. При отсутствии освещения эмиттерные переходы фототристора P_1 и P_3 смещены в прямом направлении, а коллекторный P_2 — в обратном согласно полярности приложенного напряжения питания $V_{пит}$. В этом случае фототристор заперт, и, если принять $I_a = I_k = I$, а управляющий ток $I_y = 0$, то через p — n — p — n -структуру протекает ток (темновой)

$$I = \frac{I_{к01} + I_{к02}}{1 - (\alpha_n + \alpha_p)},$$

где α_n и α_p — коэффициенты усиления по току транзистора p — n — p и n — p — n соответственно; $I_{к01}$ и $I_{к02}$ — обратные темновые токи утечки коллекторных переходов транзисторов n — p — n и p — n — p .

При освещении фототристора во всей его структуре генерируются пары электрон—дырка, одинаково эффективно участвующие в увеличении тока через структуру. Одновременно электроны базы p_2 диффундируют к p — n -переходу P_2 и, будучи неосновными носителями в области p_2 , переходят в область объемного заряда, где и рекомбинируют, создавая фототок. Электронно-дырочные пары, генерируемые вблизи перехода P_1 , отсасываются через P_2 и P_3 , образуя также фототок, при условии, что расстояние от места их генерации до ближайшего p — n -перехода было бы не больше диффузионной длины дырок L_p и электронов L_n . Когда световой поток Φ , падающий на фототристор, увеличивается, то возрастает фототок и увеличиваются коэффициенты усиления по току α_n и α_p эквивалентных транзисторов p — n — p и n — p — n

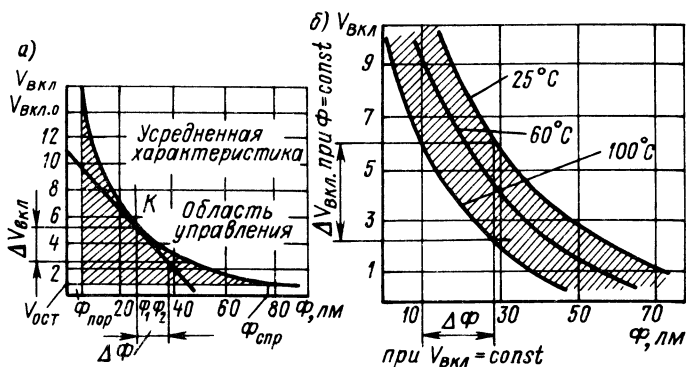


Рис. 4.20. Характеристика управления и определение по ней дифференциальной чувствительности фототиристора (а), влияние на нее температуры (б)

(рис. 4.19, б). При некоторых значениях потока Φ суммарный коэффициент $\alpha = \alpha_n + \alpha_p$ становится равным единице и фототиристор переключается в проводящее состояние. Выражение для тока фототиристора при действии освещения

$$I = \frac{I_{\text{ко } 1} + I_{\text{ко } 2} + I_{\Phi}}{1 - [\alpha_n(\Phi) + \alpha_p(\Phi)]}.$$

Здесь I_{Φ} — суммарный фототок, $I_{\Phi} = I_{\Phi 2} + \alpha_n I_{\Phi 1} + \alpha_p I_{\Phi 3}$, где $I_{\Phi 1}$, $I_{\Phi 2}$, $I_{\Phi 3}$ — первичные фототоки, возникающие у переходов P_1 , P_2 , P_3 .

Рассмотрим некоторые специальные виды параметров и характеристик фототиристоров.

Характеристикой управления фототиристора называют зависимость напряжения включения фототиристора от управляющего светового потока или освещенности $V_{\text{вкл}} = f(\Phi)$. Напряжение включения $V_{\text{вкл}}$ определяет переход прибора из закрытого состояния в открытое, и с увеличением освещенности фототиристора оно уменьшается (рис. 4.20, а). Кривую $V_{\text{вкл}} = f(\Phi)$ можно аппроксимировать выражением

$$V_{\text{вкл}}(\Phi) = V_{\text{вкл } 0} e^{\frac{-B(\Phi - \Phi_{\text{пор}})}{\Phi_{\text{спр}}}},$$

где Φ и $V_{\text{вкл}}$ — текущие значения потока и напряжения включения; $V_{\text{вкл } 0}$ — напряжение включения при $\Phi = 0$, равное максимальному напряжению включения $V_{\text{вкл } \text{max}}$; B — постоянный для данного типа тиристора коэффициент; $\Phi_{\text{спр}}$ — максимальный управляющий световой поток, при котором спрямляется выходная вольт-амперная характеристика в характеристику неуправляемого фототиристора, когда $\Phi_{\text{спр}} = \Phi_{\text{max}}$; $\Phi_{\text{пор}}$ — пороговый световой поток, определяющий область начальной чувствительности фототиристора.

Параметры $\Phi_{\text{пор}}$, $\Phi_{\text{спр}}$, $V_{\text{вкл}0}$, $V_{\text{ост}}$ имеют весьма значительный технологический и температурный разбросы (рис. 4.20, б).

Дифференциальной чувствительностью фототиристора по напряжению называют отношение приращения напряжения включения фототиристора к приращению светового потока (рис. 4.20, б)

$$S_D = \Delta V_{\text{вкл}} / \Delta \Phi.$$

Чтобы определить S_D фототиристора, проводят касательную, задаются $\Delta \Phi$ и определяют соответствующее ему $\Delta V_{\text{вкл}}$, взятое по касательной, например, в точке K , где $S_D = 4,5$ В/млм.

Интегральной чувствительностью фототиристора по току определяют как отношение среднего значения номинального тока, протекающего через открытый фототиристор, к световому потоку источника типа А — $\Phi_{\text{пуск}}$ при заданном анодном напряжении, которое указывается в паспорте.

Фототиристорам присущи дробовый (белый) и низкочастотный токовый шум ($1/f$), определяемые по ранее приведенным формулам, однако определять их нет необходимости, так как на практике определяют минимальный световой поток $\Phi_{\text{пуск}}$, обеспечивающий четкое управление прибором. При использовании фототиристоров следует учитывать зависимость $V_{\text{вкл}}$ от рабочей температуры, $V_{\text{вкл}} = f(T)$. Сумма температуры среды T и нагрева протекающим током θ не должна превышать допустимой температуры для фототиристора. Благодаря особенностям $p-n-p-n$ -структуры фототиристоры имеют некоторые преимущества перед ФД и ФТ в схемах, преобразующих падающий поток излучения в электрический сигнал (в фотореле, логических схемах и т. д.): область рабочих напряжений фототиристоров на порядок выше ФД и ФТ; предельно допустимый ток фототиристора и его интегральная чувствительность в 3—4 раза выше, чем у ФТ; постоянная времени фототиристора сравнима с ФД и меньше, чем у ФТ; диапазон рабочих температур сравним с кремниевым ФД, а наличие управляющего электрода позволяет осуществлять температурную компенсацию.

§ 4.5. Приемники излучения на основе многокомпонентных систем

В приборах, работающих в ИК-области спектра, в последние годы получили широкое применение узкозонные ПИ на основе твердых растворов (тройных и более соединений) $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$; $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$; $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$; $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$; $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$; $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ и четырехкомпонентных систем In-Ga-As-P .

Особенность названных материалов состоит в возможности изменять ширину запрещенной зоны смеси, а следовательно, спектральную чувствительность в зависимости от химического состава твердого раствора (рис. 4.21) [46]. Это позволяет создавать узко-

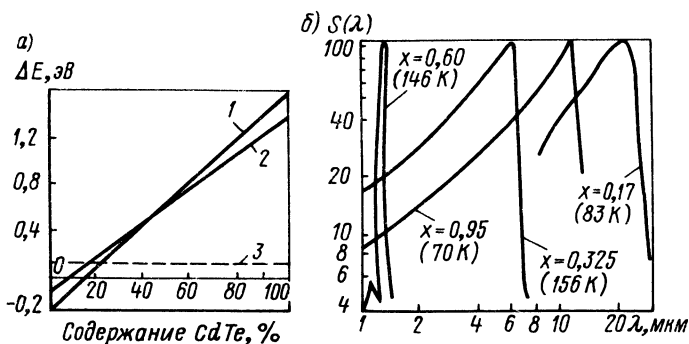


Рис. 4.21. Зависимость ширины запрещенной зоны полупроводника от состава $\text{HgTe}-\text{CdTe}$ (а) и относительная спектральная чувствительность фотоприемников на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (б);

1 — 235 К; 2 — 4,2 К; 3 — ΔE_g для $\lambda = 10,6$

зонные охлаждаемые для ИК-области ПИ с максимумом чувствительности в диапазонах: 0,8—30 мкм для $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$; 6,5—31,8 мкм для $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$; 8,4—31,2 мкм для $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ и неохлаждаемые ФД и ЛФД: 0,7—1,6 мкм для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$; 1,0—1,7 мкм для $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$; 0,8—1,5 мкм для $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$; 1,0—1,7 мкм для $\text{In}-\text{Ga}-\text{As}-\text{P}$. Для выращивания кристаллов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ используют смеси чистых элементов или чаще смеси соединений HgTe и CdTe . На их основе изготавливают высокочувствительные и быстродействующие ФР и ФД, не уступающие по обнаружительной способности в диапазоне 8—14 мкм лучшим ПИ из примесного германия.

Чувствительный элемент ФР из $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ приклеивают обычно эпоксидным клеем на сапфировую или германиевую подложку и полируют до толщины 20—30 мкм, травят и на него напыляют индиевые контакты. Эти ФР превосходят ФД на той же основе по обнаружительной способности, но уступают ФД в быстродействии. Лучшие ФР имеют $S_v = 2 \times 10^4$ В/Вт, а $\tau = 10^{-6}$ с.

ФД на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ изготавливают по диффузионной технологии и ионным легированием, применяемым в последние годы.

На базе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в последние годы созданы фотогальванические мозаичные ПИ. 20-элементный ПИ на этой основе имеет: при 77 К $\Delta\lambda = 8 \div 11$ мкм, спектральную дисперсию $\pm 0,3$ мкм, площадь элемента 10^{-4} см², расстояние между элементами 50 мкм, $D = 5 \times 10^9$ см·Гц^{1/2}/Вт, $\eta = 20\%$ и динамическое сопротивление 200 Ом. ФР и ФД на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ в настоящее время широко распространены, у них наблюдается также линейная зависимость ширины запрещенной зоны от состава. К недостаткам ФР на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ относятся высокое значение диэлектрической постоянной (16 для $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ и 400 для $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$), которое сни-

жает быстрое действие, и более низкая (на 1,5—2 порядка) обнаружительная способность, чем у $\text{Cd}_{1-x}\text{Hg}_x\text{Te}$, однако технологичность сплавов PbTe—SnTe при выращивании однородных и совершенных монокристаллов ставит их в один ряд со сплавами HgTe—CdTe . Спектральная характеристика таких ФР из $\text{Pb}_{0,83}\text{Sn}_{0,17}\text{Te}$ при 77 К имеет максимум при $\lambda = 14$ мкм.

Для поликристаллических пленочных ФР ($\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$), полученных методом ВЧ катодного распыления в присутствии кислорода, вольтовая чувствительность достигает 480 В/Вт при токе смещения 80 мкА и D_λ^* ($\lambda = 8,5; 800; 1$) = 10^9 см·Гц^{1/2}/Вт. ФД в фотогальваническом режиме на основе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ (ФВ) имеют существенное преимущество перед ФР, так как их низкое сопротивление облегчает согласование приемника с высокочастотным усилителем; они не нуждаются в питании, имеют низкий уровень шумов и большую обнаружительную способность при малой постоянной времени. ФД в фотогальваническом режиме фирмы Raytheon, смонтированные на охлаждаемой площадке стеклянного сосуда Дьюара, заполненного жидким азотом, работают в спектральном интервале 8—12 мкм, имеют $R = 20 \div 150$ Ом, $D_{\lambda \max}^* > 2 \times 10^{10}$ см·Гц^{1/2}/Вт и постоянную времени $1,5 \times 10^{-8}$ с.

Более простыми в технологическом отношении являются ФВ — фотодиоды с барьерами Шоттки, изготавливаемые нанесением на подложку $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ слоя металла или выращиванием на металлической пленке полупроводникового слоя. Такие фотодиоды самые длинноволновые ($\lambda'' = 30$ мкм при $x = 0,3$, $T = 4,2$ К), они дешевы в изготовлении, но имеют меньшую обнаружительную способность. На базе $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с барьером Шоттки изготавливаются в настоящее время матричные ФВ фотоприемники с числом элементов до 40 со следующим разбросом параметров: $R_0 S = 0,92 \div 1,38$ Ом·см², $C_0 = (82 \div 91,2) \times 10^{-3}$ нФ; $\eta = 0,44 \div 0,53$; D_λ^* ($\lambda = 11; 1050; 96$) = $(2,9 \div 3,9) \times 10^{10}$ см × Гц^{1/2}/Вт.

На основе тройных соединений $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ изготавливают в основном ФВ фотоприемники с барьером Шоттки, получаемые вакуумным последовательным напылением слоев $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ ($0,062 \leq x \leq 0,070$) и свинца на подложку BaF_2 . Они имеют обнаружительную способность $D_{\lambda=10,1}^* = 3,5 \times 10^{10}$ см·Гц^{1/2}/Вт при $T = 80$ К и $\Omega = (1/8 \div 1/4)$ ср, что на порядок выше, чем для ФВ на основе объемных кристаллов.

Селективные варизонные ФД на основе тройных соединений $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ и четырехкомпонентных соединений для ближней ИК-области спектра 1,0—1,5 мкм обладают высокой пороговой чувствительностью, быстрым действием и высокой селективностью по спектру, что необходимо при работе ПИ с лазерными и световодными системами, работающими в этом спектральном диапазоне [18]. Структуру такого ФД можно представить в виде трех эпитаксиальных слоев различного состава,

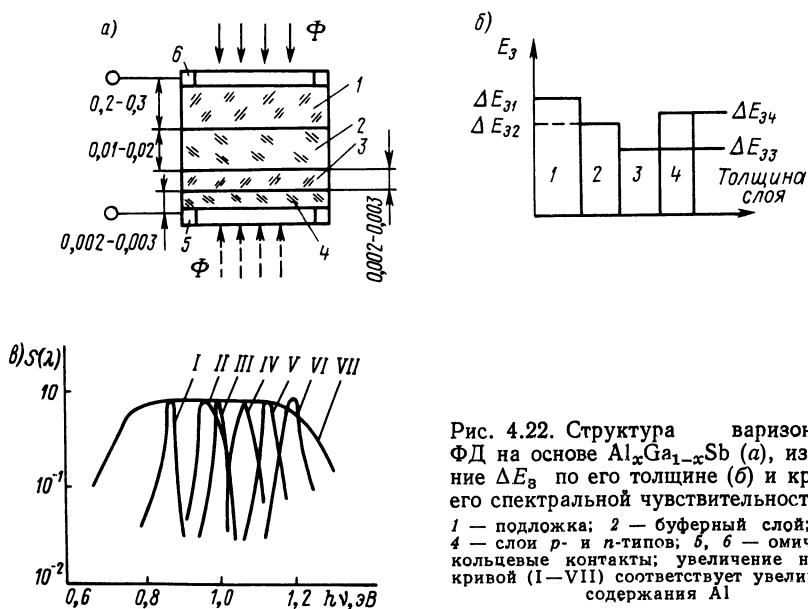


Рис. 4.22. Структура варизонного ФД на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ (а), изменение ΔE_g по его толщине (б) и кривые его спектральной чувствительности (в): 1 — подложка; 2 — буферный слой; 3 и 4 — слои p - и n -типов; 5, 6 — омические кольцевые контакты; увеличение номера кривой (I—VII) соответствует увеличению содержания Al

последовательно выращенных на подложке 1 (рис. 4.22, а). При совпадении плоскости p — n -перехода с границей раздела гетероперехода между слоями 3 и 4 и $\Delta E_{33} > \Delta E_{34}$ освещение производят со стороны подложки 1 (инвертированный ФД) и слои 1—3 должны быть прозрачными для регистрируемого излучения, а ширина полосы спектральной чувствительности определяется разностью $\Delta E_{33} - \Delta E_{34}$ (рис. 4.22, б). Если $\Delta E_{33} < \Delta E_{34}$, то освещать ФД надо со стороны слоя 4. В случае, если ширина запрещенной зоны плавно убывает от подложки до p — n -перехода, а освещение производится со стороны подложки, фотоэффект возникает в узкой спектральной области. Наблюдается селективный фотоэффект, связанный с физикой работы варизонного полупроводника.

На рис. 4.22, в показано изменение спектральной чувствительности селективных фотодиодов на основе гетеропереходов в твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ при увеличении содержания алюминия (кривая смещается вправо, I—VI). В зависимости от содержания алюминия в p - и n -слоях твердого раствора удается получить как узкую, так и широкую полосы спектральной чувствительности подобных фотодиодов.

Варизонные фотодиоды с p — n -гомопереходом на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ изготавливают на спектральный диапазон 0,8—1,0 мкм или 0,8—1,1 мкм газофазной эпитаксией на подложках GaAs. С p — n -гомопереходом или гетеропереходом на подложках InP, изготавливаемые жидкофазной эпитаксией $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$, имеют диапазон спектральной чувствительности 0,1—1,7 мкм с возмож-

ностью ЛФД, а $M = 100$ при $V = 21$ В. ЛФД с p — n -гетеропереходом p — $\text{In}_{0,16}\text{Ga}_{0,84}\text{As}$ — n — $\text{In}_{0,18}\text{Ga}_{0,82}\text{As}$ оптимизирован на $\lambda = 1,06$ мкм с $S_V = 0,4$ А/Вт.

На основе $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ разработаны два типа ФД: селективный инвертированный (освещаемый со стороны подложки из GaAs) с p — n -гетеро- или с p — n -переходом в варизонном слое твердого раствора $\text{GaAs}_{0,8}\text{Sb}_{0,2}$ и ФД с p — n -гетеропереходом p — $\text{GaAs}_{0,87}\text{Sb}_{0,13}$ — n — $\text{GaAs}_{0,97}\text{Sb}_{0,03}$, освещаемый со стороны эпитаксиального слоя и обладающий спектральной чувствительностью в области 0,8—1,5 мкм. Спектральная чувствительность четырехкомпонентных ФД на основе In-Ga-As-P лежит в диапазоне 0,98—1,1 мкм, однако при правильном выборе состава и толщины слоев можно получить полосу спектральной чувствительности до 25 мкм.

§ 4.6. Многоцветные ПИ, фоторезисторы и фотодиоды с СВЧ-смещением

Многоцветные ПИ. Такие ПИ предназначены для одновременной работы в нескольких (разных) спектральных диапазонах в одном и том же оптическом канале с одним и тем же угловым полем. Наиболее распространена такая структура многоцветных ПИ, когда ПИ с различными спектральными характеристиками расположены последовательно друг над другом [11]. При этом каждый коротковолновый ПИ располагается над длинноволновым, являясь для последнего фильтром, срезающим коротковолновую часть (рис. 4.23, а). Показанный на рис. 4.23, а двухцветный приемник фирмы «Инфраред Индустрииз» (*Infrared Industries*, США) использует фоторезистивный слой на основе PbSe , чувствительный в диапазоне 0,3—1,15 мкм и PbS — 1,15—5,2 мкм

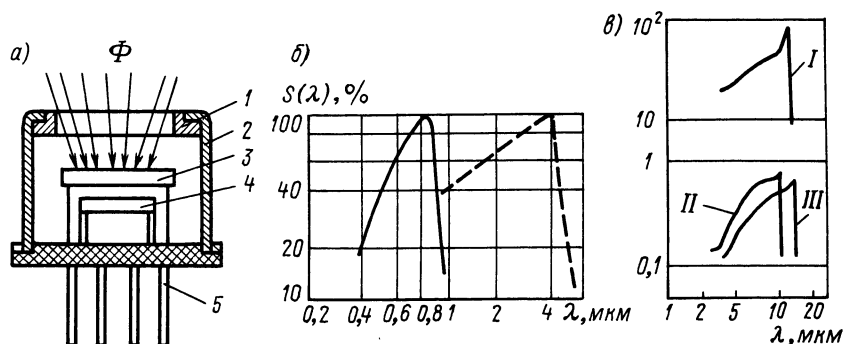


Рис. 4.23. Конструкция двухцветного приемника фирмы «Инфраред Индустрииз» (*Infrared Industries*) (а), его спектральные характеристики (б) и спектральная вольтовая чувствительность фотосопротивления (в);

1 — окно; 2 — корпус; 3 — фотоприемник PbSe (—); 4 — фотоприемник на базе PbS (---); 5 — выводы: I — ФР на основе $\text{Pb}_{0,83}\text{Sn}_{0,17}\text{Te}$ ($T = 4$ К); II — ФР на основе $\text{Pb}_{0,83}\text{Sn}_{0,17}\text{Te}$ ($T = 77$ К); III — ФР на основе $\text{Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}$ ($T = 77$ К)

(рис. 4.23, б). Для двухцветного приемника фирмы «Аэронутаник Форд» (*Aeronutanic Ford*, США) используется комбинация ФД на основе кремния (или германия) и антимонида индия, работающих при 80 К. Мезафотодиод InSb покрыт слоем SiO₂, толщина которого выбрана таким образом, что он служит антиотражающим покрытием в ИК-области спектра. Над мезафотодиодом на коваровом кольце крепится фотодиод на основе Ge и Si, под которым находится многослойный фильтр, обеспечивающий максимум пропускания в диапазоне 4—4,8 мкм. Многоцветный ПИ на основе Ge и InSb имеет λ_{max} при 1,4 и 4,4 мкм соответственно, а при $T_{\Phi} = 300 \text{ К}$ и $\Omega = 120^\circ$ — $S_{V \text{ Ge}} = 0,65 \text{ А/Вт}$, а $D_{\text{InSb}}^* = 1,8 \times 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2}/\text{Вт}$.

Двухцветные ПИ фирмы «Бэймс Инжиниринг» (*Bames Engineering*, США) на основе InSb и Pb_{0,79}Sn_{0,21}Te работают в ИК-области спектра 3—5 мкм и 8—14 мкм.

В последние годы для многоцветных ПИ широко стали применяться твердые растворы тройных соединений теллурида кадмия и ртути Cd_xHg_{1-x}Te и теллурида свинца и олова Pb_{1-x}Sn_xTe (для работы в спектральном интервале 1—20 мкм), спектральную чувствительность которых можно менять в широких пределах при варьировании состава смеси.

Специалистами фирмы «Санта Барбара» (*Santa Barbara*, Италия) были разработаны и используются двухслойные многоцветные ПИ с совмещенными активными областями на основе $p\text{—PbTe—}n\text{—Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}$ для длинноволнового излучения на основе PbTe для диапазона 3—5 мкм, полученные последовательной жидкофазной эпитаксией на подложке $p\text{—Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}$ слоев $n\text{—PbTe}$ и $p\text{—PbTe}$. Тройные соединения позволяют за счет варьирования состава получать фоточувствительные слои с близко расположенными максимумами чувствительности и с малым перекрытием спектральных характеристик. Примером таких ПИ могут служить двух- и трехцветные ПИ для диапазона 4—14 мкм фирмы «Хонивел» (*Honeywell*, США) на основе Cd_xHg_{1-x}Te. В конструкции подобного типа наиболее длинноволновый ФР Cd_xHg_{1-x}Te наклеивают на подложку, а на него эпоксидной смолой приклеивают другой. На спектральную чувствительность нижнего ФР влияет пропускание верхнего и слоя смолы.

Многоцветные ПИ применяют в многоспектральных системах распознавания различных источников излучения. Принцип действия всех таких систем один и тот же.

Излучение от одного и того же объекта или участка местности фиксируется в нескольких спектральных диапазонах, а затем анализируется ЭВМ в многомерном пространстве сигналов.

Фоторезисторы и фотодиоды с СВЧ-смещением. Такие ФР и ФД применяют в устройствах с большой информационной емкостью. В них сигнал формируется при взаимодействии свободных носителей, образовавшихся во время падения информационного потока излучения, в полупроводнике с полем СВЧ-волны. При

взаимодействии спектр модуляции информационного потока излучения переносится в СВЧ-область в виде спутников на комбинационных частотах модуляции потока и СВЧ-волны [6]. Изменением частоты модуляции потока излучения можно сдвинуть фототклик в любой диапазон СВЧ, где возможна максимально чувствительная обработка сигнала. Для включения ФД и ФР в схему СВЧ не обязательны токовые контакты.

Для СВЧ можно применять ПИ с большим внутренним сопротивлением, неудобные для обычных целей. Основные параметры ФД и ФР с СВЧ-смещением близки к параметрам этих ПИ на постоянном токе.

§ 4.7. Координатные ПИ

Координатным фотоприемником (КФ) называют ПИ, по выходному сигналу которого определяют координаты светового пятна на фоточувствительной поверхности. В настоящее время существуют координатные приемники на основе ФД, ФР, ФТ, фототиристоров, различных МДП-приборов (металл—диэлектрик—полупроводник) с зарядовой связью, состоящих из элементарных МДП-конденсаторов, выполненных на единой полупроводниковой подложке и т. д. Рассмотрим некоторые типы КФ.

Фотопотенциометры. Фотопотенциометр (ФП) представляет собой бесконтактный аналог обычного проволочного (или пленочного) потенциометра с механическим перемещающимся электрическим контактом. В нем подвижный электрический контакт заменен фотозлектрическим, что повышает срок его работы и надежность [83]. Функционально бесконтактный фотопотенциометр состоит из фотопроводящего слоя 2 (рис. 4.24, а), распределенного резистивного слоя 4, эквипотенциального коллектора 3, расположенных в контакте друг с другом на диэлектрической подложке 1. Управляет сигналом, снимаемым с ФП, световой зонд 5, выполня-

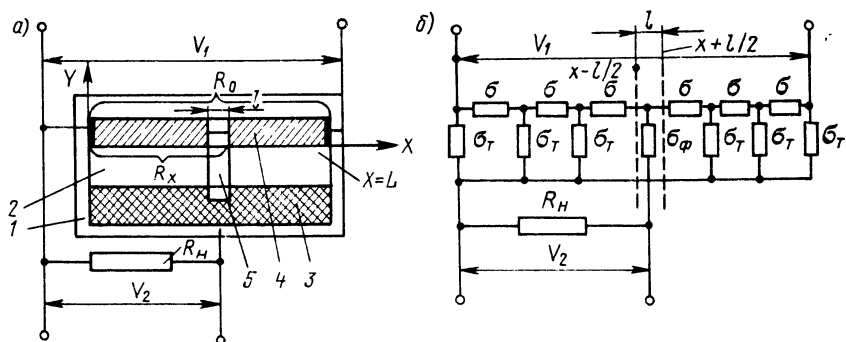


Рис. 4.24. Схематическое устройство (а) и эквивалентная схема ФП (б):
 σ — распределение проводимости слоя 4; σ_T — темновое распределение проводимости слоя 2; σ_ϕ — фотопроводимость слоя 2

ющий роль движка электромеханического потенциометра. Световой зонд 5 формируется оптическим устройством и может смещаться в результате внешнего механического воздействия вдоль фотопроводящего слоя 2. В месте засветки фотопроводящего слоя световым зондом создаются избыточная над темновой фотопроводимость σ_{Φ} и фотоэлектрический контакт (рис. 4.24, б). Выходное напряжение ФП, снимаемое с сопротивления нагрузки $R_{\text{н}}$, является функцией положения светового зонда на фотопроводящем слое.

Фотопотенциометры могут быть выполнены на гомогенной (фоторезистивной) и гетерогенной (с неомическими контактами типа $p-n$ -перехода) основах. В зависимости от назначения ФП бывают линейными (выходное напряжение зависит линейно от координаты зонда) и функциональными (выходное напряжение зависит функционально от координаты зонда). Режим работы ФП называют потенциальным, когда распределение потенциала на резистивном слое существенно не искажается отбором тока через фотослой, и токовым, когда характерно нелинейное распределение потенциала резистивного слоя за счет фототока.

Функциональные ФП позволяют пространственное перемещение источника света преобразовывать в электрический сигнал заданного функционального вида. Функциональное преобразование выходного сигнала осуществляется за счет профилирования резистивного слоя. Принципиально выходная характеристика ФПП может иметь любой заданный закон, например, гиперболический, логарифмический, экспоненциальный и т. д.

Фотопотенциометры на гетерогенной основе обладают чувствительностью от 0,5 до 1,0 В/мм·мВт и постоянной времени $\tau \cong \cong 10^{-6}$ с, так как она определяется временем пролета неосновных носителей до $p-n$ -перехода. Отклонение от линейности у них достигает 1—5% на длине до 70 мм. ФП на гомогенной основе имеют значительно большую постоянную времени, так как она определяется временем жизни носителей и достигает нескольких миллисекунд.

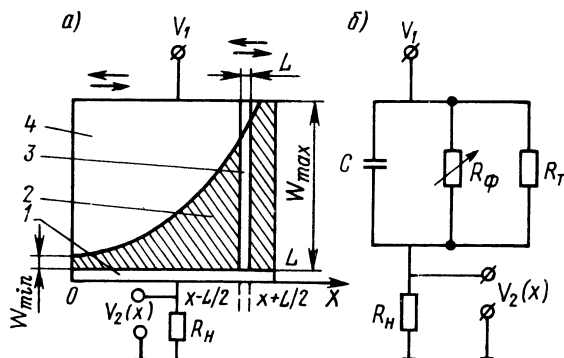
Трехслойный ФП фирмы «Джианини Контрол Корп.» (*Giannini Control Corp.*, Италия) с поперечной фотопроводимостью и распределенным резистивным слоем на основе монокристаллического селенида кадмия при $R_{\text{т}}/R_{\Phi} = 10^6$ и освещенности 1 мВт/см² имеет следующие параметры: входное сопротивление 10—50 кОм, быстродействие $(1 \div 5) \cdot 10^{-3}$ с, отклонение от линейности при $R_{\text{н}} = 10^6$ Ом —1%, разрешающую способность 1—12,5 мкм, максимальную скорость движения светового зонда 6,1—7 м/с.

Основные недостатки ФП: отсутствие нуля пеленгационной характеристики, необходимость работы с малыми токовыми нагрузками на большое $R_{\text{н}}$, сложность нанесения однородных резистивных слоев и взаимной совместимости разнотолщинных слоев.

Все эти недостатки в значительной мере устранены у функциональных ФР и ФД.

Рис. 4.25. Принцип действия (а) и эквивалентная схема ФФР с переменным межэлектродным расстоянием (б);

1 и 4 — эквипотенциальные электроды; 2 — слой фотопроводящего материала; 3 — подвижный световой зонд



Функциональные ФР и ФД [83]. При формировании профильного фотопроводящего слоя на подложке с программным распределением его сопротивления отпадает необходимость распределенного резистора R_0 , так как фотопроводящий слой из чисто коммутационного, как у ФП, превращается в элемент, формирующий функциональное преобразование. Фотопроводящий слой может быть на гомогенной (фоторезистивной) или гетерогенной (фотодиодной) основе. Наиболее распространены функциональные ФР. Они просты в изготовлении, позволяют использовать токовый режим с малым R_n , имеют повышенную точность функционального преобразования, так как у них нет резистивного функционального слоя R_0 .

Функциональные фоторезисторы (ФФР) с переменным межэлектродным расстоянием (рис. 4.25, а) изготавливаются на основе фоторезистивной пленки CdS и CdSe, на которую наносятся низкоомные эквипотенциальные электроды 1, 4 так, чтобы расстояние между ними вдоль фоточувствительной площадки 2 изменялось по заданному закону. Щелевой световой зонд 3, продвигаясь вдоль фоточувствительной площадки, включает в цепь с R_n участки разной длины (а следовательно, разного сопротивления) низкоомного (при освещении) фотослоя. По темновым участкам ток почти не идет, так как они имеют большое сопротивление. Если сопротивление эквипотенциальных электродов значительно меньше сопротивления освещаемого зондом фотослоя, то можно представить ФФР эквивалентной схемой (рис. 4.25, б) с сосредоточенными параметрами. При чисто омическом контакте электродов с фотослоем и большим значением R_t выходной сигнал определяется следующим выражением:

$$V_2(x) = V_1 [R_n / (R_n + R_\phi(x))].$$

Фототок, а следовательно, и выходной сигнал ФФР зависят от потока излучения в щелевом зонде и от температуры окружающей среды, что является недостатком работы ФФР. Эти недостатки устраняются в ФФР с компенсирующей нагрузкой (рис. 4.26, а).

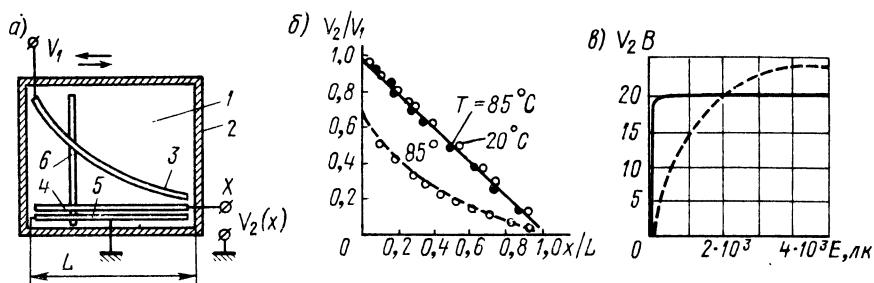


Рис. 4.26. ФФР с компенсирующей нагрузкой (а), система выходных характеристик ФФР (б) с компенсирующей (—) и сосредоточенной (---) нагрузками, зависимость выходного напряжения стабилизированного (—) и не-стабилизированного (---) ФФР от освещенности (в);

1 — фотослой; 2 — диэлектрическая подложка; 3 — электрод; 4, 5 — параллельные электроды; 6 — подвижный световой зонд

В этом случае ФФР состоит из профильного фотопроводящего слоя 1, нанесенного на подложку 2, и из индиевых электродов 3—5. Расстояние между электродами 3 и 4 выбирается в соответствии с законом изменения $V_2(x)$. Расстояние между электродами 4 и 5 постоянно и определяется требуемым сопротивлением нагрузки, которого в данном варианте нет, т. е. в качестве нагрузки используется фотослой с теми же люкс-амперными, температурными и временными (старение) характеристиками, что и профильного фотопроводящего слоя. Такая конструкция обеспечивает постоянство эксплуатационного параметра нагрузки в широком интервале температур окружающей среды, освещенностей зонда и времени эксплуатации ФФР (рис. 4.26, б). Разрешающая способность ФФР при этом остается неизменной и составляет несколько микрометров.

При изготовлении фотопотенциометра с компенсационной нагрузкой по аналогии с ФФР наблюдается также эффект стабилизации его работы.

Вид выходных характеристик (их крутизна) и ошибка функционального преобразования ФФР зависят от скорости сканирования C_0 зонда при работе его в динамическом режиме. При увеличении C_0 увеличивается I_ϕ , одновременно увеличиваются токи утечки через темновые области, так как увеличивается остаточная концентрация носителей от спадов релаксационного процесса после прохождения зонда. Таким образом, в стационарном режиме ФФР допустима его работа в узком диапазоне нагрузок, в динамическом — в узком диапазоне скоростей, зависящем от быстродействия его фоточувствительных слоев.

Рассмотренные ФФР с переменным межэлектродным расстоянием изготавливают на основе тройных соединений со сравнительно большим удельным сопротивлением (для $\text{CdSe} : \text{Cu}$ $\rho_r = 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$, $\rho_\phi = 10^4 \div 10^5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$). Минимально достижимым значением $R_{\phi\Box}$ можно считать 10^4 Ом , поэтому увеличить токовый отбор в рамках

ФФР с переменным межэлектродным расстоянием можно только за счет R_H , что приводит к технологическим трудностям формирования топологии ФФР. Установлено допустимое значение R_H/R_{Φ} . Кроме того, трудно изготавливать большие поверхности ФФР с высокой однородностью фоточувствительного слоя. Поэтому функциональное преобразование целесообразнее делать на непрофилированном ФФР или ФФР щелевого

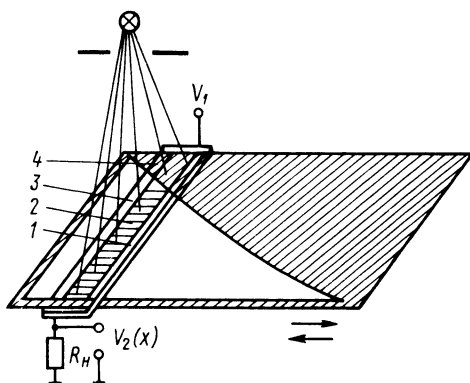


Рис. 4.27. Устройство ЩФФР с переменной шириной зондовой области

типа изменением ширины зондовой области, которая служит как бы движком фоточувствительного реостата.

Устройство щелевого функционального фоторезистора (ЩФФР) показано на рис. 4.27. Щелевой фотопроводящий слой 2, нанесенный на подложку, находится между двумя параллельными электродами 3 и 1. При смещении теневой маски 4 с заданным профилем засвечиваемая площадь фоторезистора меняется по закону, определяемому прорезью маски, что и вызывает изменение $V_2(x)$ на R_H по соответствующему закону.

ЩФФР можно изготавливать с компенсирующей (внешние условия, изменения температуры и потока излучения) нагрузкой. В этом случае в профильной теневой маске делают щелевую прорезь параллельно ее перемещению, засвечивающую все время часть фоточувствительного слоя ЩФФР, являющегося нагрузкой.

Координатные фотодиоды, работающие на основе продольного фотоэффекта (инверсионные координатные фотодиоды — ИКФ). При локальном освещении ФД генерированные в области светового пятна носители растекаются вдоль слоя, создавая наряду с поперечной фото-э. д. с. (рис. 4.28, а) и продольную (рис. 4.28, б). Измеряя продольное напряжение между контактами А и В, расположенным на одной из сторон p — n -перехода, можно по его амплитуде и полярности судить о местоположении светового пятна на фотоприемной площадке (рис. 4.28, в). При совпадении светового пятна с центром фотоприемника продольная фото-э. д. с. равна нулю. При переходе светового пятна через центр в ту или иную сторону полярность продольной фото-э. д. с. меняет знак (рис. 4.28, в). Значение этой э. д. с. зависит от положения пятна по отношению к оси симметрии [69]

$$V_x = V_1 - V_2 = \frac{\rho I_{\Phi}}{2\pi\omega} \ln \frac{d+x}{d-x},$$

где V_1 и V_2 — потенциалы первого и второго контактов, обуслов-

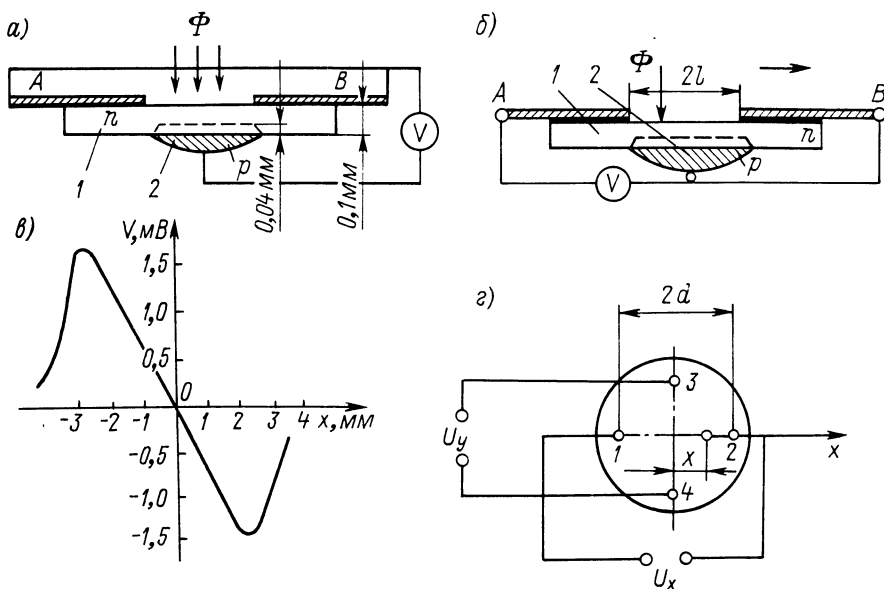


Рис. 4.28. Схематическое устройство ФД (а), координатного приемника (б) с продольной фото-э. д. с., зависимость продольной фото-э. д. с. от положения светового пятна (в) и схема расположения контактов на двухкоординатном фото-приемнике (г);

1 — n-область; 2 — p-область; x — смещение зондирующего пятна

ленные продольной фото-э. д. с. при удалении светового пятна на расстояние x от центра; ρ — удельное сопротивление n-области; I_Φ — полный фототок; ω — толщина n-области; $2d$ — расстояние между контактами.

Зависимость значения продольной фото-э. д. с. от положения светового пятна называется инверсионной, или пеленгационной характеристикой. Крутизна пеленгационной характеристики зависит от диаметра светового пятна и расстояния между базовыми контактами. При смещении светового пятна на расстояние порядка 0,01 мкм изменение напряжения составит примерно 10 мкВ (при $V_{\max} = 1,5$ мВ). При малых смещениях пятна относительно центра можно пользоваться выражением

$$V_x \cong \frac{\rho I_\Phi}{\pi \omega} \frac{x}{d}. \quad (4.29)$$

При расположении по краям чувствительного слоя четырех контактов (рис. 4.28, г) получаем двумерный инверсионный фото-диод. В этом случае результирующие напряжения по каналам равны

$$V_x = \frac{\rho I_\Phi}{2\pi \omega} \ln \frac{r_1}{r_2}; \quad V_y = \frac{\rho I_\Phi}{2\pi \omega} \ln \frac{r_3}{r_4}, \quad (4.30)$$

где r — расстояние светового пятна от соответствующих контактов.

Так как фототок зависит от падающего потока излучения и от токовой чувствительности ФД S_I , то V_x и V_y также зависят от него. Подставив $I_\Phi = S_I \Phi$ в уравнения (4.29) и (4.30) и введя обозначение $S_{пр} = \rho S_I / (\pi \omega d)$, получим

$$V_x \cong S_{пр} \Phi X; \quad (4.31)$$

$$V_x = S_{пр} \Phi \frac{d}{2} \ln \frac{r_1}{r_2}; \quad (4.32)$$

$$V_y = S_{пр} \Phi \frac{d}{2} \ln \frac{r_3}{r_4}, \quad (4.33)$$

где $S_{пр}$ — продольная чувствительность ФД с продольным фотоэффектом. Линейная зона у таких приемников достигает 20% от расстояния между контактами.

К достоинствам ИКФ следует отнести: возможность изменять положение нулевой точки инверсионной характеристики за счет подачи постоянного напряжения на контакты; возможность внутренней электронной модуляции выходного сигнала (при подаче переменного напряжения на поперечные контакты), что позволяет (без предварительной модуляции потока излучения в пятне) использовать усилители переменного тока.

Глава 5

ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

§ 5.1. Физические основы и принцип действия

Внешним фотоэффектом или фотоэлектронной эмиссией называют испускание электронов с поверхности фоточувствительного слоя в вакуум или в другое вещество под действием падающего потока излучения.

В ПИ, основанных на внешнем фотоэффекте, поток электронов (называемых фотэлектронами), эмиттируемых под действием падающего излучения одним из электродов (фотокатодом) в вакуум (или газ), ускоряется за счет постоянного внешнего напряжения и улавливается другим электродом (анодом), образуя во внешней цепи электрический ток, который называют фототоком.

В качестве фотокатодов используют некоторые чистые и сложные металлы и полупроводники, фотоэлектронную эмиссию которых можно представить следующими процессами: поглощением фотона и передачей его энергии электрону, диффузией (перемещением) возбужденного электрона к поверхности фотокатода и прохождением его в вакуум через поверхностный потенциальный

барьер (электрическое поле, действующее в узкой области вблизи поверхности фотокатода, удерживающее электроны внутри вещества). Энергию, которую необходимо сообщить электрону для преодоления поверхностного потенциального барьера, называют работой выхода. Для внешнего фотоэффекта известны следующие основные законы.

1. Значение фототока (число фотоэлектронов, вырываемых из фотокатода в единицу времени) в режиме насыщения (все вылетевшие из фотокатода электроны собираются на анод, и фототок не зависит от напряжения питания) прямо пропорционально потоку излучения, поглощенного фотокатодом, при неизменном спектральном составе падающего потока излучения (закон Столетова):

$$I_{\phi} = \Phi S_{\text{инт}},$$

где I_{ϕ} — фототок, А; Φ — поглощенный поток, Вт (лм); $S_{\text{инт}}$ — интегральная чувствительность фотокатода, А/В.

2. Максимальная энергия выбиваемых фотоэлектронов пропорциональна частоте ν падающего на фотокатод излучения и не зависит от потока излучения (закон Эйнштейна — закон сохранения энергии при фотоэлектронной эмиссии).

Если электрон в веществе после взаимодействия с упавшим фотоном с энергией $h\nu$ вышел в вакуум с кинетической энергией $(mv^2/2)_{\text{max}}$, совершив фотоэлектронную работу выхода E_{ϕ} , то закон Эйнштейна можно записать в виде

$$(mv^2/2)_{\text{max}} = h\nu - E_{\phi},$$

где m и v — масса и скорость фотоэлектрона.

Для каждого вещества существует длинноволновая граница внешнего фотоэффекта, называемая красной границей, так как энергия падающих фотонов $h\nu$ уменьшается с увеличением длины волны и уменьшением частоты. Пороговая частота фотоэффекта $\nu_{\text{гр}}$ соответствует энергии падающих фотонов, при которой даже максимальная энергия фотоэлектронов $(mv^2/2)_{\text{max}}$ равна нулю: $h\nu_{\text{гр}} - E_{\phi} = 0$, откуда

$$\lambda'' = c/\nu_{\text{гр}} = hc/E_{\phi} = 1,234/E_{\phi},$$

где λ'' — граничная длина волны (мкм) при измерении E_{ϕ} в эВ; c — скорость распространения электромагнитного излучения в вакууме.

Время запаздывания между поглощением кванта и появлением фотоэлектрона меньше 10^{-12} с, что позволяет на основе внешнего фотоэффекта создавать быстродействующие приемники излучения.

§ 5.2. Электровакуумные фотоэлементы и фотоэлектронные умножители

Электровакуумные фотоэлементы. Электровакуумным фотоэлементом называют вакуумный или ионный диод, основанный на явлении фотоэлектронной эмиссии электронов в вакуум (элек-

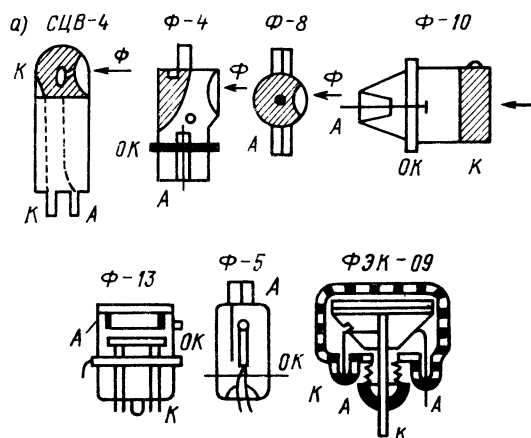
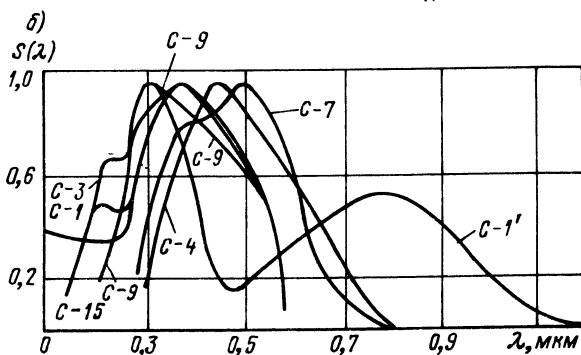


Рис. 5.1. Схемы стандартных электровакуумных ФЭ (а) и спектральные характеристики некоторых фотокатодов (б):

К — фотокатод; А — анод; ОК — охранное кольцо



тронный фотоэлемент) или газ (ионный фотоэлемент), преобразующий энергию оптического излучения в электрические сигналы и содержащий фотокатод и анод (рис. 5.1). Ионные (газонаполненные) фотоэлементы применяются редко. Наиболее распространены электровакуумные фотоэлементы (ФЭ), поэтому ограничимся их рассмотрением [10, 85].

Размер ФЭ, расстояние между электродами, конструкция цоколя, выводов зависят от типа аппаратуры, в которой он используется.

Форму фотокатода и анода определяют требования полного сбора эмиттированных электронов на анод. Тип фотокатода и материал окна колбы ФЭ определяют диапазон его спектральной чувствительности.

Спектральная чувствительность фотоэлемента в основном зависит от фотокатода: его толщины, материала подложки и окон баллона, в меньшей степени — от температуры фотокатода (изменяется работа выхода электрона), его старения (постепенного изменения свойств фотокатода за счет неидеального вакуума и газоотделения арматуры и стенок колбы), напряженности элект-

трического поля у фотокатода, зависящей от приложенного напряжения (при освещении фотокатода коротковолновыми квантами вылетающие фотоэлектроны имеют большую энергию и сбор их на фотокатод требует более высокого напряжения питания), утомления фотокатода.

Утомление характеризуется неравномерным понижением спектральной чувствительности (под действием потока излучения) фотокатода во времени (чувствительность уменьшается сильнее в длинноволновой области спектра), оно зависит от качества и типа фотокатода, от режима освещенности фотокатода, от анодного напряжения и температуры среды, а также от цикличности работы ФЭ во времени.

Наиболее сильное утомление наблюдается у серебряно-кислородно-цезиевых фотокатодов, у которых при освещенности 2500 лк в течение нескольких часов чувствительность уменьшается на 60—80%.

Для оценки спектральной чувствительности фотоэлементов разработана система типовых спектральных характеристик.

Световые характеристики вакуумных ФЭ линейны в широком динамическом диапазоне (диапазоне изменения потока). Нижний предел линейности световой характеристики ФЭ ограничивается темновыми токами (от 10^{-7} до 10^{-14} А у различных ФЭ) и шумами ФЭ и нагрузки. Верхний предел линейности (10^{-4} А) ограничивается образованием пространственного заряда у поверхности фотокатода и на стекле колбы, утомлением фотокатода и вторичной эмиссией стекла (слабо покрывшегося пленкой щелочного металла при напылении фотокатода), появляющейся при больших световых потоках.

Линейность световой характеристики по потоку излучения сохраняется от значений пороговых потоков до единиц люменов. При включении ФЭ в цепь нагрузки диапазон линейности уменьшается.

Временное разрешение ФЭ определяется временем движения электронов от места их образования при освещении до поверхности катода (10^{-12} с), временем пролета их от катода до анода (10^{-11} — 10^{-10} с) и переходными процессами в цепи ФЭ — нагрузка.

Переходные процессы в цепи ФЭ — нагрузка, ухудшающие временное разрешение и искажающие форму коротких импульсов, зависят от накопления зарядов на стекле при перезарядке и от процесса зарядки и разрядки емкости самого ФЭ, которые характеризуются постоянной времени схемной релаксации τ_p (постоянной времени RC-цепочки):

$$\tau_p = R_n C,$$

где R_n — сопротивление нагрузки и выводов; C — межэлектродная емкость ФЭ.

Межэлектродная емкость обычных ФЭ 10—50 пФ, у импульсных 3—4 пФ при сопротивлении коаксиального вывода десятки

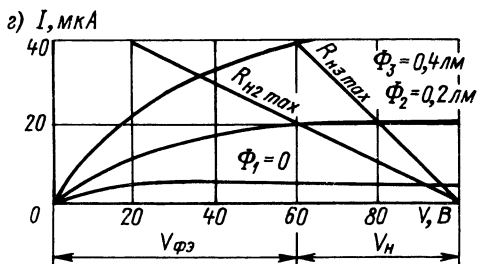
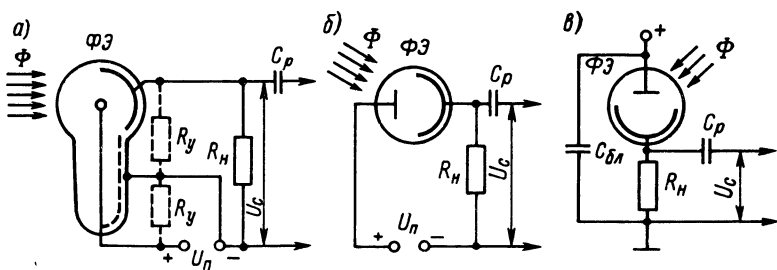


Рис. 5.2. Схемы включения ФЭ: а — с охранным кольцом; б — без охранный кольца; в — импульсная схема включения с положительным импульсом на нагрузке; г — вольт-амперные характеристики

Ом, это дает $\tau_p = 3 \cdot 10^{-12} \div 3 \cdot 10^{-11}$ с, соизмеримую со временем пролета фотоэлектронов, поэтому импульсные ФЭ включаются прямо на быстродействующий осциллограф и имеют временное разрешение $10^{-10} - 3 \cdot 10^{-11}$ с. Пологий участок частотной характеристики простирается при этом до $10^8 - 10^9$ Гц.

Фотоэлементы включаются последовательно с источником питания U_n и сопротивлением нагрузки R_n (рис. 5.2, а—в). Когда освещения нет, в цепи ФЭ течет темновой ток, складывающийся из тока утечки между электродами и тока термоэмиссии. Ток термоэмиссии можно уменьшить при охлаждении фотокатода. Ток утечки по стволу колбы (на наружной и внутренней сторонах) при $U_n = 200 \div 300$ В достигает $10^{-8} - 10^{-7}$ А. Для его уменьшения, как уже указывалось выше, у ряда ФЭ имеется охранный кольцо, завариваемое между выводами катода и анода. Схема включения такого ФЭ показана на рис. 5.2, а. Ток утечки замыкается по охранным кольцу и исключается из измерительной цепи.

Влияние темнового тока можно уменьшить при модуляции лучистого потока и наличии разделительной емкости C_p , исключающей постоянные составляющие, возникающие в цепи ФЭ из входной цепи регистрирующего устройства, работающего на переменном токе. Емкость при работе в импульсном режиме,

$$C_p \geq \frac{(2 \div 10) \tau_n}{R_n + R_{вх}},$$

где τ_n — длительность импульса или время модуляции ($1/f_m$, f_m — частота модуляции лучистого потока); $R_{вх}$ — входное сопротивление регистрирующего устройства.

При работе с короткими световыми импульсами (порядка наносекунд) параллельно источнику включается блокировочный конденсатор $C_{бл}$ (рис. 5.2, в), который обеспечивает низкое выходное сопротивление источника питания (конденсатор служит источником) и, кроме того, ослабляет электрические наводки на провода ФЭ.

Задавшись изменением напряжения ΔV на $C_{бл}$ и зная максимальный импульсный ток ФЭ $I_{\max}$ и время его протекания t_n , можно рассчитать $C_{бл}$ по следующей формуле:

$$C_{бл} \geq I_{\max} t_n / \Delta V.$$

В импульсном режиме работы ФЭ R_n можно включать в цепь анода, заземляя плюс источника — в этом случае полярность снимаемого импульса изменится на отрицательную величину.

При регистрации немодулированных лучистых потоков фотоэлемент работает с усилителем постоянного тока, $C_{бл}$ и C_p не нужны. В этом случае при значительных потоках излучения ФЭ может работать как диод, питающийся переменным сетевым напряжением. Фототок будет представлять собой импульсы (полуволны) с одной полярностью. Измерительный усилитель постоянного тока будет показывать среднее значение фототока (применяется редко).

Форма вольт-амперных характеристик ФЭ, уровень его максимальной освещенности и напряжение питания позволяют решить вопрос о выборе нагрузки.

Точка пересечения нагрузочной прямой с вольт-амперной характеристикой при максимальной необходимой регистрируемой освещенности должна лежать в области насыщения фототока (в этом случае небольшие колебания напряжения питания V_n не влияют на выходной сигнал I_ϕ , а $dI_\phi/dV_n = 0$). При этом также желательно иметь максимальную вольтовую чувствительность S_V .

В случае работы в режиме насыщения $dI_\phi/dV_n = 0$, $S_V = R_n S_I$, где S_I — токовая чувствительность ФЭ, А/лм или А/Вт. Следовательно, для обеспечения $S_{V \max}$ необходимо брать $R_{n \max}$, оставляя точку пересечения прямой нагрузки с вольт-амперной характеристикой в области насыщения фототока ($\operatorname{tg} \alpha = 1/R_n$), что обеспечивается при

$$R_{n \max} \leq \frac{V_n}{I_T + I_\phi} = \frac{V_n}{I_T + S_I \Phi_{\max}}, \quad (5.1)$$

где I_T — темновой ток фотоэлемента; I_ϕ — фототок; $\Phi_{\max}$ — максимальный регистрируемый поток излучения, лм или Вт.

Определим $S_{V \max}$ и постоянную времени схемной релаксации τ_p для ФЭ ЦВ-1, имеющего $I_T = 10^{-7}$ А, $V_n = 100$ В, $S_I = 20$ мкА/лм, $\Phi_{\max} = 0,4$ лм, межэлектродную емкость 50 пФ. Подставив в уравнение (5.1) значения величин, получим

$$R_{n \max} \leq \frac{100}{10^{-7} + 20 \cdot 10^{-6} \cdot 0,4} = 12 \text{ МОм};$$

$$S_{V \max} = R_{\text{н max}} S_I = 240 \text{ В/лм};$$

$$\tau_p = R_{\text{н max}} C = 1,2 \cdot 10^7 \cdot 50 \cdot 10^{-12} = 6 \cdot 10^{-4} \text{ с.}$$

Повышение $R_{\text{н}}$ увеличивает S_V и τ_p , что не всегда допустимо. Выбор $R_{\text{н}} > 12 \text{ МОм}$ приведет к нелинейности выходного сигнала, так как $V_{\text{ФЭ}}$ будет ниже потенциала насыщения $V_{\text{ФЭнас}}$.

Фотоэлементам присущи радиационный, дробовый шум, шум мерцания (фликкер-эффект) и другие. Кроме того, на вход регистрирующего устройства поступают тепловые шумы нагрузочного резистора $R_{\text{н}}$.

Шум мерцания присущ только ПИ на основе использования внешнего фотоэффекта и возникает он из-за непостоянства чувствительности фотокатода во времени, происходящей вследствие диффузионных процессов в фотокатод. Процесс диффузии атомов щелочных металлов (приводящий к разной работе выхода фотоэлектронов в разных точках) протекает медленно, поэтому шум мерцания имеет зависимость $1/f$ модуляции и сказывается только на низких частотах ($f \leq 100 \text{ Гц}$), где он может превосходить дробовый шум на порядок. Шум мерцания измеряют экспериментально. Пороговый поток $\Phi_{\text{н}}$ ФЭ определяют через его интегральную чувствительность S_I и суммарное значение шумов $I_{\text{ш}}$.

Фотоэлементы типа СЦВ-4 и Ф-8 с массивными непрозрачными фотокатодами на металлической подложке, освещаемые с фронтальной стороны, широко используются в качестве приемников сфокусированных потоков излучения, постоянных или модулированных по амплитуде в звуковом диапазоне частот.

Фотоэлементы с полупрозрачным фотокатодом, нанесенным на внутреннюю поверхность цилиндрической (Ф-10) или шаровой (Ф-3, Ф-6, Ф-8 и Ф-27) колбы, освещаемые с тыльной стороны, с центральным расположением анода используются в физических исследованиях для регистрации несфокусированных потоков излучения. В этом случае устраняется экранирующее действие анода. В измерительных ФЭ (Ф-1, Ф-6, Ф-4, Ф-9, Ф-10) для точных фотометрических измерений слабых или медленно изменяющихся по значению потоков излучения принимаются специальные меры для уменьшения токов утечки между выводами и вводится охранное кольцо.

Для регистрации наносекундных импульсов лазеров разработаны специальные быстродействующие высокоточные фотоэлементы типа Ф-22, ФЭК-09 (см. рис. 5.1, а) и другие. У подобных ФЭ расстояние между анодом и катодом мало, а прикладываемое напряжение между ними 2—5 кВ, что обеспечивает малое время пролета (и малый его разброс) фотоэлектронов, а следовательно, малую постоянную времени ПИ.

Подобные ПИ имеют коаксиальный выход, малую межэлектродную емкость и низкую индуктивность выводов и позволяют регистрировать сигнал без усилительного тракта непосредственно

быстродействующим осциллографом, так как фототок в импульсе может достигать нескольких ампер.

Фотоэлектронные умножители. Фотоэлектронным умножителем (ФЭУ) называют электровакуумный прибор, преобразующий энергию оптического излучения в электрические сигналы и содержащий фотокатод, вторично-электронный умножитель и анод [8, 10, 85].

Конструктивно от вакуумного фотоэлемента ФЭУ отличается тем, что кроме фотокатода и анода содержит еще фокусирующую электронно-оптическую систему, диафрагму и дополнительные электроды (диноды), являющиеся эмиттерами вторичных электронов (рис. 5.3, а).

При освещении фотокатод 1 эмиттирует первичные фотоэлектроны, которые ускоряются электрическим полем и фокусируются электронно-оптической системой 2 на первый динод $\mathcal{E}_1$, вызывая его увеличенную вторичную электронную эмиссию. Вторичные электроны, вылетевшие из первого динода, ускоряются электрическим полем и направляются на второй динод $\mathcal{E}_2$, увеличенный поток электронов со второго динода направляются на третий и т. д.

Электрическое поле, ускоряющее электроны, создается делителем постоянного напряжения, обеспечивающим больший положительный потенциал каждого последующего каскада относительно предыдущего $R1-R11$.

Фотокатоды ФЭУ аналогичны фотокатодам ФЭ и могут работать «на просвет» и «на отражение». При работе «на просвет» полупрозрачный фотокатод наносится на плоское выходное окно колбы в виде круга диаметром 10—50 мм (делают до 250 мм). При работе «на отражение» входное окно часто располагают на боковой стенке колбы, а излучение попадает на фотокатод со стороны вакуума.

Пространство, образуемое поверхностями фотокатода 1 и первого динода $\mathcal{E}_1$ с расположенными между ними электродами, называют катодной (входной) камерой ФЭУ. Форма и распределение электрического потенциала на поверхности фотокатода фокусирующего электрода 2 и диафрагмы 3 должны обеспечить максимальный сбор фотоэлектронов на первый динод за счет использования законов движения электронов в электрическом поле. Качество электронно-оптической системы катодной камеры определяется коэффициентом сбора электронов γ_k (отношением числа фотоэлектронов, достигших первого динода, к общему числу эмиттированных фотокатодом электронов n_k). Коэффициент сбора электронов у современных ФЭУ близок к единице.

Первичные фотоэлектроны, попадая на первый динод, взаимодействуют с электронами его вещества и возбуждают их до более высоких энергетических состояний. Часть электронов перемещается к границе динода с вакуумом. Электроды, которые достигают поверхности с энергией, превышающей поверхностный

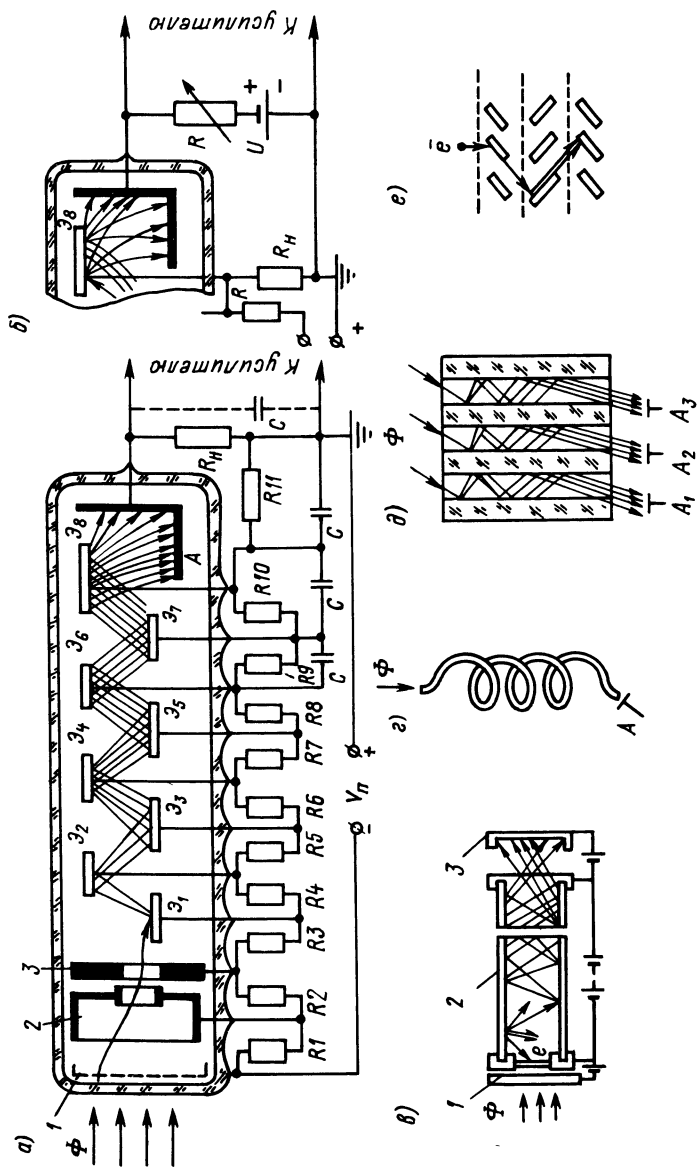


Рис. 5.3. Устройство ФЭУ со схемой его питания (а, б) канального (в—д) и жалюзийного (е) ФЭУ

потенциальный барьер, переходят в вакуум и ускоряются электрическим полем в направлении ко второму диноду.

Время вторичной электронной эмиссии меньше чем 10^{-12} с.

Вторичная электронная эмиссия характеризуется коэффициентом вторичной эмиссии

$$\sigma = n_d/n_k\gamma_k,$$

где n_d — среднее число эмиттируемых динодом электронов; $n_k\gamma_k$ — число первичных электронов, падающих на поверхность динода.

Коэффициент вторичной электронной эмиссии динода зависит от энергии первичных электронов, от материала динода и состояния его поверхности. Энергия первичных электронов в диапазоне 100—1800 эВ дает максимальное значение коэффициента вторичной эмиссии. В качестве материалов вторично-эмиссионных динодов применяют $SbCs_3$ и окисленные сплавы $CuBe$, $AlMg$, $AgMg$, $CuMg$, $GaP(Cs)$ и т. д. Форму и расположение динодов выбирают из условий максимального сбора электронов, эмиттированных предыдущим динодом, одинакового времени пролета электронов от фотокатода до анода (траектории электронов должны быть изохронными, чтобы обеспечить малую постоянную времени), отсутствия объемного заряда, приводящего к нелинейности световой характеристики.

Часть электронов из-за несовершенства системы рассеивается и попадает на стенки баллона и на нерабочие участки динодов, что учитывается коэффициентом эффективности динодного каскада γ_i (отношением числа электронов, попавших на $i + 1$ -й динод, к числу электронов, вышедших из i -го динода). Современные ФЭУ имеют коэффициент эффективности каскада 0,7—0,95.

Число электронов, собираемых на анод,

$$n_a = n_k\gamma_k \prod_{i=1}^m \sigma_i\gamma_i = n_k\gamma_k M,$$

где m — число каскадов; M — коэффициент усиления ФЭУ.

Если $\sigma_1 = \sigma_2 = \dots = \sigma$, а $\gamma_k = \gamma_i = 1$, то $M = \sigma^m$ или $I_a = I_k\sigma^m$, где I_a — анодный ток ФЭУ; I_k — ток эмиссии фотокатода.

Для серийных ФЭУ при среднем коэффициенте вторичной эмиссии $\sigma = 4$ и числе каскадов 12 коэффициент усиления ФЭУ достигает 10^7 , чего достаточно для регистрации сигнала на выходе от одного упавшего на фотокатод кванта (выбившего один фотоселектрон).

В последние годы широко применяют жалюзийные и каналные ФЭУ, отличающиеся от обычных ФЭУ построением динодной системы.

Жалюзийная динодная система (рис. 5.3, е) состоит из наклонных полосок и прозрачной сетки, находящейся под тем же потенциалом. Сетка экранирует жалюзи, обеспечивает попадание вто-

ричных электронов на лопасти следующего динода. Эффективность жалюзийного динода невелика (88%), однако подобные системы имеют и некоторые преимущества, обеспечивая широкий диапазон линейности световой характеристики, высокую стабильность анодного тока, относительную нечувствительность к небольшим изменениям межкаскадных напряжений, стабильность анодного тока при наличии магнитных полей, большую площадь динода, позволяющую работать при повышенных токовых нагрузках.

В жалюзийных ФЭУ между катодной камерой и динодной системой помещается кольцевой электрод-модулятор, позволяющий изменять анодную чувствительность ФЭУ в широких пределах и осуществлять внутреннюю модуляцию сигнала.

Большие возможности для миниатюризации ФЭУ представляются при использовании непрерывного динода с распределенным сопротивлением. В простейшем случае такой динод представляет собой трубку (канал) (рис. 5.3, *в—д*), изготовленную, например, из специального стекла, на поверхности которого в результате термообработки в водороде образуется слой, обладающий необходимыми значениями электросопротивления и коэффициента вторичной электронной эмиссии ($R = 10^7 \div 10^8$ Ом; $\sigma = 3 \div 3,5$ при $E = 300$ эВ).

При подаче высокого напряжения на концы канала через проводящие контакты по его поверхностному слою течет ток, создающий падение напряжения вдоль канала. Вторичный электрон, выбитый из внутренней стенки канала, под действием электростатического поля ускоряется и ударяется о стенку канала в точке с более высоким потенциалом. Усиление в канале зависит от отношения его диаметра к длине (калибра), напряжения на его концах и вторично-эмиссионных свойств рабочей поверхности.

Оптимальное значение калибра канала 50—100, при этом можно получить усиление 10^6 — 10^7 при напряжении около 2,5 кВ.

Простейшая (прямая) форма канала не позволяет получить больших усилений в ФЭУ из-за увеличения шумов, обусловленных оптической и ионной обратной связью с анода на фотокатод (прямое видение). Чтобы устранить этот недостаток, каналу можно придать форму спирали. В последнем случае (спиральтрон) систему из нескольких соединенных вместе параллельных каналов (например, четырех) закручивают при ее изготовлении вокруг оси (рис. 5.3, *е*).

Недостаток прямых и изогнутых каналов — низкая эффективность эквивалентного каскада умножения, объясняющаяся тем, что часть вторичных электронов не участвует в дальнейшем процессе умножения. Кроме того, наблюдается большой разброс времени пролета электронов из-за отсутствия их фокусировки что увеличивает постоянную времени.

Эти недостатки устранены в системах со скрещенными магнитными и электрическими полями, которые используют для изготовления высокочастотных ФЭУ.

Анодный блок ФЭУ состоит из последнего динода и анода. Часто анод выполняют в виде сетки и располагают между предпоследним и последним динодом. В этом случае электроны от последнего динода ускоряются анодом-сеткой и, умножаясь на последнем диноде, собираются на анод. Недостатком сетчатого анода является перехват части электронов на пути к последнему диноду, что ухудшает временное разрешение ФЭУ.

Спектральная чувствительность ФЭУ определяется в основном типом фотокатода и материалом окна колбы. Спектральные характеристики ФЭУ такие же, как у ФЭ (см. рис. 5.1, б). Для регистрации излучения с $\lambda < 105$ нм применяют ФЭУ с открытым входом (нет входного окна). Коэффициент усиления ФЭУ можно также определить как отношение интегральной анодной чувствительности ФЭУ S_a к интегральной чувствительности фотокатода $S_{\text{фк}}$ при определенном напряжении между анодом и фотокатодом $V_{a.k} = \text{const}$ и рекомендованной паспортом на ФЭУ схемой включения

$$M = S_a/S_{\text{фк}}.$$

При наличии в паспорте на ФЭУ значения темнового анодного тока и темнового тока фотокатода $I_{т.к}$ при $V_{a.k} = \text{const}$ можно также определить коэффициент усиления ФЭУ

$$M = I_{т.а}/I_{т.к}.$$

В паспортах на ФЭУ указывают ряд рекомендованных напряжений питания $V_{a.k}$, соответствующих определенным номинальным значениям анодной чувствительности: $S_a = 1; 3; 10; 30; 100; 1000; \dots$ А/лм. Иногда приводится одно значение S_a при рекомендованном $V_{a.k}$. Для разных экземпляров ФЭУ одного и того же типа разброс S_a при $V_{a.k} = \text{const}$ может превышать порядок, а для разных ФЭУ — несколько порядков.

Временное разрешение ФЭУ зависит от времени внешнего фотоэффекта (10^{-12} с), времени вторичной эмиссии (10^{-12} с), времени пролета электронов от фотокатода до анода (с учетом умножения на динодах), изохронности (одновременности) их прихода на вход и постоянной времени схемной релаксации τ_p .

Постоянная времени по фронту нарастания импульса для обычных ФЭУ составляет 5—10 нс (при $\tau_p < 1$ нс), что позволяет регистрировать модулированные потоки с частотой в сотни мегагерц.

Специальные динамические электронные умножители со скрещенным электрическим и магнитным полями (ДЭУСП) имеют постоянную времени 1—3 нс и работают до частот 10 ГГц. ФЭУ присущи все виды шумов приемников на основе внешнего фотоэффекта, однако превалирует дробовый. Кроме того, следует учитывать тепловые шумы нагрузочного резистора R_H .

Ток дробового эффекта фотокатода в ФЭУ усиливается каждым каскадом, и выражение для действующего значения шума имеет вид

$$I_{\text{др}} = \sqrt{2eI_k M^2 (1 + B) \Delta f},$$

где e — заряд электрона ($1,6 \cdot 10^{-19}$), А·с; I_{κ} — суммарный ток фотокатода, складывающийся из его фототока и темнового тока, А; M — коэффициент усиления ФЭУ; $(1 + B)$ — множитель, учитывающий влияние дробового эффекта эмиттеров, для ФЭУ с электростатической фокусировкой $(1 + B) = 2,5$; Δf — полоса частот, $\Delta f = f_2 - f_1$.

С учетом тепловых шумов нагрузочного сопротивления ФЭУ ($R_{\text{н}}$) среднеквадратическое значение суммарного шумового тока на входе усилителя

$$I_{\Sigma} = \sqrt{I_{\text{др}}^2 + I_{\text{тепл}}^2} = \sqrt{2eI_{\kappa}M^2(1+B)\Delta f + 4kT\Delta fR_{\text{н}}^{-1}},$$

где k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура нагрузочного сопротивления $R_{\text{н}}$, К.

Пороговый поток ФЭУ

$$\Phi_{\text{п}} = \sqrt{2eI_{\kappa}M^2(1+B)\Delta f + 4kTR_{\text{н}}^{-1}\Delta f} / S_{\text{а}}. \quad (5.2)$$

При расчете порогового (темнового) тока ФЭУ (при отсутствии фоновой засветки) основной составляющей тока фотокатода I_{κ} будет его темновой ток $I_{\text{т.к}}$, значение которого и подставляют в формулу (5.2). Так как в паспорте ФЭУ приводится значение темнового анодного тока $I_{\text{т.а}}$, то значение $I_{\text{т.к}}$ рассчитывают по формуле

$$I_{\text{т.к}} = I_{\text{т.а}}/M.$$

Источниками темнового тока являются термоэлектронная эмиссия фотокатода и динодов (особенно первых, так как их ток усиливается), автоэлектронная эмиссия электродов, ток обратной ионной и оптической связи, а также ток утечки между анодом и остальными электродами.

В спектре темнового тока равномерно представлены составляющие всех частот — белый шум. При регистрации переменного сигнала на уровне постоянной фоновой засветки в формулу для определения порогового потока подставляют суммарный ток

$$I_{\kappa} = I_{\text{т.к}} + I_{\text{фк}} = I_{\text{т.к}} + \Phi S_{\text{фк}},$$

где $I_{\text{фк}}$ — ток фотокатода от фоновой засветки; Φ — поток фона, лм (Вт); $S_{\text{фк}}$ — интегральная чувствительность фотокатода, А/лм (А/Вт).

Схемы включения ФЭУ и режим его питания рекомендуются заводом-изготовителем и приводятся в паспорте ФЭУ. Типовое включение ФЭУ показано на рис. 5.3, а.

Благодаря делителю напряжения $R1$ — $R11$ каждый последующий электрод ФЭУ находится под более высоким потенциалом, чем предыдущий. Сопротивления резисторов делителей напряжения выбирают в диапазоне от 20 до 50 кОм на каскад таким образом, чтобы ток делителя напряжения превосходил анодный ток на порядок и при линейности ФЭУ в 1—2% — в 100—500 раз.

В противном случае колебания анодного тока (при изменении освещения) значительно перераспределяют токи в звеньях делителя напряжения и изменяют потенциалы динодов, что меняет коэффициент усиления ФЭУ и нарушает его линейность. Линейность нарушается также при освещении ФЭУ мощными световыми импульсами, так как в этом случае с последних динодов отбираются большие импульсы тока, приводящие к изменению потенциалов динодов из-за большой постоянной времени делителя напряжения. Чтобы устранить это явление, последние каскады шунтируют конденсаторами подпитки C_i (рис. 5.3, а), емкость которых рассчитывают в зависимости от заряда электронного пакета, эмиттируемого i -м динодом,

$$Q_i = \int_0^{\tau} I(t) dt,$$

где $I(t)$ — импульс тока i -го каскада, А; τ — длительность импульса, с.

При условии изменения каскадного напряжения V_i на 1% ($\Delta V_i \leq V_i/100$) заряд Q_{Ci} , выдаваемый на динод конденсатором C_i , должен удовлетворять условию $Q_{Ci} \geq 100Q_i$, откуда

$$C_i \geq \frac{Q_{Ci}}{\Delta V_i} = \frac{100Q_i}{\Delta V_i} = \frac{100}{\Delta V_i} \int_0^{\tau} I(t) dt.$$

Нестабильность напряжения источника питания следующим образом влияет на коэффициент усиления ФЭУ:

$$\Delta M/M = (0,7 \div 1,0) n (\Delta V/V),$$

где $\Delta M/M$ — относительное изменение коэффициента усиления; n — число каскадов ФЭУ; $\Delta V/V$ — относительное изменение питающего напряжения.

Таким образом, для обеспечения постоянного выходного сигнала в пределах 1% колебания напряжения питания не должны превышать 0,05—0,1%, пульсации должны быть меньше 0,005—0,01%, что обеспечивается электронной стабилизацией. При регистрации ФЭУ постоянных световых потоков можно осуществлять внутреннюю модуляцию анодного тока за счет подачи напряжения запирающего (20—40 В) на промежутке катод—диафрагма, анод—последний динод или на одном из каскадных промежутков.

При изменении слабых потоков целесообразно схемным путем скомпенсировать анодный темновой ток $I_{т.а.}$ Для этой цели параллельно входной цепи усилителя (выходной цепи ФЭУ) включают переменное сопротивление R и источник питания (рис. 5.3, б). Регистрируя сопротивление R (высокоомное), можно компенсировать темновой ток ФЭУ встречным током батареи, а затем уже измерять ток сигнала. ФЭУ необходимо защищать от внешних магнитных и электростатических полей, так как они меняют тра-

екторию электронов и, как следствие, изменяют коэффициент его усиления.

Фотокатод и электроды, находящиеся под напряжением, должны быть защищены от засветок, так как большие засветки выводят ФЭУ из строя. Поскольку более всего параметры ФЭУ изменяются сразу после включения (примерно 30 мин), для точных измерений рекомендуется предварительно выдерживать ФЭУ под напряжением в течение 1—2 ч. При работе с пороговыми потоками ФЭУ необходимо предварительно выдерживать в темноте.

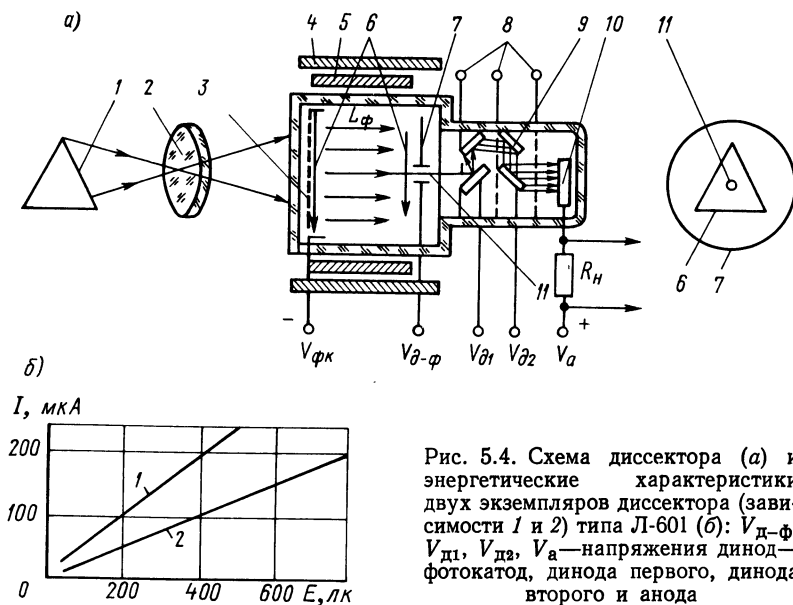
Изменение интегральной чувствительности ФЭУ в процессе длительной работы не превышает 50—100% от номинала, что легко компенсируется изменением напряжения питания на 10—20%.

§ 5.3. Диссекторы [69]

Применять ФЭУ в приборах обнаружения малых объектов по их излучению на излучающем фоне не всегда можно, так как фон, засвечивая весь фотокатод, создает анодный ток $I_{a.ф.}$, часто превосходящий фототок от объекта на несколько порядков.

Уменьшение углового поля уменьшает фоновые засветки, но это не всегда допустимо. Просмотреть большие зоны пространства при обеспечении малых фоновых засветок можно при сканировании пространства прибором с малым угловым полем. В настоящее время существуют различные способы сканирования, одним из которых является электронное сканирование, осуществляемое в приемнике на внешнем фотоэффекте, который называется диссектором (рис. 5.4, а). Диссектор — это передающая электронно-лучевая трубка, в которой сфокусированное электронное изображение, полученное с фотокатода путем электронного отклонения, развертывается относительно неподвижного отверстия или щели.

Принцип действия диссектора заключается в следующем. Изображение предмета 1 (или пространства предметов) на фотокатод 3 диссектора строит объектив 2. Под воздействием освещенности фотокатода от изображения возникает эмиссия фотоэлектронов, число которых в каждой точке фотокатода пропорционально имеющейся освещенности. Фокусирующая катушка 5 собирает вылетевшие фотоэлектроны и строит в плоскости диафрагмы 7 электронное изображение предмета 6. Часть электронов электронного изображения попадает через «вырезающее» отверстие 11 диафрагмы 7 на жалюзийную диодную систему 8, а с нее, умножаясь, на анод 10. Сетки 9 экранируют жалюзи и обеспечивают попадание вторичных электронов на лопасти следующего диода. Форма и размер «вырезающего» отверстия определяют мгновенное угловое поле прибора с диссектором в качестве приемника. Общее угловое поле прибора определяется размером фотокатода 3. Для просмотра его электронное изображение 6 под действием отклоняющих катушек 4 перемещается относительно неподвиж-



ного отверстия 11 в горизонтальном (по строке) и в вертикальном (по кадру) направлениях с частотой, обеспечивающей приемлемые чувствительность и время просмотра всего пространства. При сканировании анодный ток в каждый момент времени будет зависеть от освещенности участка фотокатода, «вырезанного» отверстием 11 диафрагмы 7. Анодный ток фона $I_{a.ф}$ будет определяться в этом случае также мгновенным угловым полем, что позволяет зарегистрировать слабое излучение малоразмерных объектов.

Большинство параметров и характеристик диссектора аналогичны ФЭУ, однако следует отметить, что его пороговый поток выше на 30% по сравнению с ФЭУ, так как добавляются шумы системы сканирования входной камеры.

Мгновенный анодный ток сигнала диссектора

$$i_a = MS_{\text{фк}}\Phi_{\text{эл}},$$

где M — коэффициент усиления фотоумножительной части диссектора; $S_{\text{фк}}$ — интегральная чувствительность фотокатода; $\Phi_{\text{эл}}$ — поток излучения от одного элемента изображения на фотокатоде.

Для диссектора необходимо правильно (строго по паспорту) подбирать режим питания, так как от этого зависит его чувствительность.

Диссектор обладает значительно большим диапазоном световой характеристики по сравнению с ФЭУ и сохраняет свою работоспособность до освещенности 2000—3000 лк.

Включение диссектора в телевизионный канал позволяет визуализировать рассматриваемое изображение.

§ 5.4. Электронно-оптические преобразователи

Электровакuumное устройство на основе использования внешнего фотоэффекта, которое преобразует оптическое изображение, создаваемое на фотокатоде рентгеновскими, ультрафиолетовыми, видимыми или ИК-лучами, в промежуточное электронное, а затем в видимое изображение на флуоресцирующем экране, называется электронно-оптическим преобразователем (ЭОП) [10, 57].

Конструктивно простейший ОП (рис. 5.5, а) состоит из стеклянного баллона 5, из которого откачан воздух. На одну стенку баллона нанесен полупрозрачный фотокатод 4, на противоположную — флуоресцирующий экран 7. Между фотокатодом и экраном приложено постоянное напряжение 10—15 кВ. Объектив 2 строит на фотокатодe 4 невидимое (или видимое) изображение 3 рассматриваемого предмета 1. Под воздействием изображения возникает эмиссия фотоэлектронов, число которых в любой точке пропорционально имеющейся там освещенности. В момент выхода из фотокатода фотоэлектроны вылетают по различным направлениям, благодаря ускоряющему электрическому полю фотоэлектроны стягиваются в узкий пучок, ускоряются и направляются к экрану 7 в точку, лежащую против точки выхода. На экране 7 электронное изображение 6 преобразуется в видимое благодаря флуоресценции экрана из-за бомбардировки фотоэлектронами. С экрана изображение может передаваться либо на сетчатку глаза (непосредственно или с помощью окуляра), либо на телевизионную трубку, либо на любое другое устройство. Такой ЭОП даст линейное увеличение $\Gamma_0 = 1\times$ (отношение линейных размеров изображения на экране и на фо-

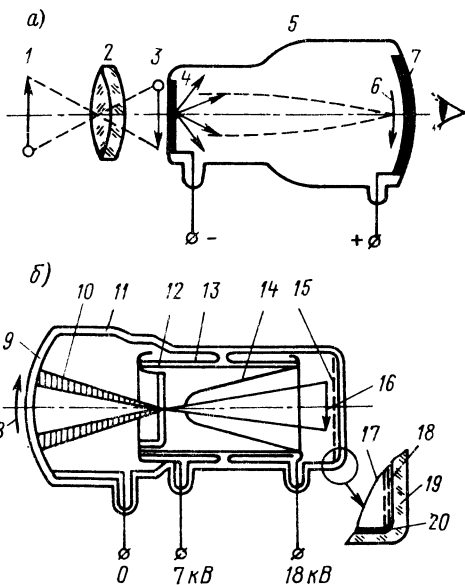


Рис. 5.5. Схематическое устройство ЭОП (а) и ЭОП с трехэлектродной фокусирующей системой (б). На рис. 5.5, б: 8 — изображение; 9 — фотокатод; 10 — электронный пучок; 11 — баллон из стекла; 12 — электрод; 13 — держатель; 14 — анод; 15 — экран; 16 — электронное изображение; 17 — люминесцирующий слой; 18 — алюминиевая фольга; 19 — стеклянная стенка; 20 — контактирующее покрытие

токатоде), так как электронные пучки фокусируются только за счет действия однородного плоского электростатического поля.

Разрешающая способность ЭОП составляет не более 5—6 пар линий/мм, так как электрическое поле собирает все вылетевшие из одной точки фотокатода фотоэлектроны не в точку на экране, а в некоторый кружок (кружок рассеяния) из-за различных направлений начальных скоростей электронов. Диаметр кружка рассеяния определяет разрешающую способность ЭОП. Чтобы ее повысить, применяют фокусировку электронных пучков посредством электростатического или магнитного полей.

Наиболее распространены ЭОП с электростатической фокусировкой. На рис. 5.5, б представлена схема ЭОП с трехэлектродной электростатической фокусирующей системой со следующими параметрами: диаметр фотокатода 80 мм, длина 160 мм, напряжение 18 кВ, диаметр экрана 50 мм, разрешающая способность 30 пар линий/мм.

Изменяя потенциал третьего среднего электрода, можно изменять разрешающую способность ЭОП в различных кольцевых зонах экрана за счет перефокусировки электронных пучков при настройке.

Фотокатоды ЭОП аналогичны ФЭ и ФЭУ, спектральные характеристики которых приведены выше. В качестве флуоресцирующих экранов применяют различные мелкозернистые люминофоры: желто-зеленого свечения при работе с глазом, фиолетово-синего — для фотографирования или для дальнейшей передачи с помощью фотоэлектронных приборов. Наиболее часто используют экраны типа ФС-1, ФС-5, ЖЗ-2, К-67, К-40, К-72 с временем послесвечения 10^{-6} — 10^{-2} с.

Пленочные мелкозернистые слои специальных люминофоров могут обеспечить разрешение в несколько сотен линий на миллиметр.

При оценке работы ЭОП кроме традиционных параметров и характеристик приемников на основе использования внешнего фотоэффекта (S_n , S_λ , Φ_n и т. д.) и упомянутых ранее параметров фотокатодов и экранов (диаметра кружка рассеяния d_0 ; разрешающей способности N_0 ; электронно-оптического увеличения Γ_0) используются следующие специальные параметры, присущие только ЭОП.

Яркость темного фона — яркость свечения экрана L_Φ при отсутствии освещения фотокатода. Яркость темного фона ограничивает пороговый поток, регистрируемый ЭОП. Причины существования L_Φ — термоэлектронная и автоэлектронная эмиссии, токи утечки, токи положительных ионов, возникающие из-за наличия в ЭОП остатков газа. Чтобы наблюдать слабо освещенные объекты, необходимо уменьшить темновой ток (число электронов, достигших экрана при отсутствии освещения фотокатода), что уменьшает L_Φ . Это достигается охлаждением фотокатодов ЭОП до температур твердой углекислоты (-78°C), при

этом ток термоэлектронной эмиссии фотокатода уменьшается на 7—8 порядков.

Одновременно принимаются меры для качественной откачки баллона, чтобы уменьшить ионный ток, и для снижения напряженности электрического поля вблизи фотокатода, чтобы уменьшить «холодную» эмиссию электронов.

Световая отдача экрана ξ — отношение светового потока, излучаемого экраном $\Phi_{\text{экр}}$ в полусферу, к мощности облучающего экран электронного потока

$$\xi = \Phi_{\text{экр}}/P_{\text{эл}}.$$

Имея в виду, что $P_{\text{эл}} = VI_{\text{фк}} = VS_{\text{и. фк}}\Phi_{\text{фк}}$, получим

$$\xi = \Phi_{\text{экр}}/(VS_{\text{и. фк}}\Phi_{\text{фк}}),$$

где $S_{\text{и. фк}}$ — интегральная чувствительность фотокатода, А/лм.

Коэффициент преобразования ЭОП η — отношение потока, излучаемого экраном во внешнюю полусферу $\Phi_{\text{экр}}$, к потоку излучения $\Phi_{\text{фк}}$, попавшему на фотокатод,

$$\eta = \Phi_{\text{экр}}/\Phi_{\text{фк}} = \xi VS_{\text{и. фк}}.$$

Коэффициент яркости ЭОП η_L — отношение яркости экрана ЭОП к освещенности его фотокатода

$$\eta_L = L_{\text{экр}}/L_{\text{фк}} = \xi' \pi S_{\text{и. фк}} V,$$

где ξ' — световая отдача экрана, кд/Вт.

При наличии электронно-оптического увеличения Γ , формула примет вид

$$\eta_L = (1/\Gamma^2) \xi' \pi S_{\text{и. фк}} V.$$

Коэффициент яркости оценивает работу ЭОП при визуальном наблюдении, так как глаз реагирует на яркость изображения. Как видно из приведенного выражения, уменьшение Γ дает выигрыш в яркости, но это не всегда позволяют условия наблюдения уменьшенного изображения.

Если необходим большой коэффициент яркости, то надо усиливать электронные потоки, так как напряжение нельзя повышать более 30 кВ из-за возможности электрического пробоя. Коэффициент яркости однокаскадных ЭОП колеблется от 10 до 50, для многокаскадных ЭОП с усилением электронных потоков $1 \cdot 10^4$ — $1 \cdot 10^6$.

Коэффициент усиления ЭОП по току k_i — отношение значения усиленного электронного тока к значению первоначального.

Соединяя последовательно несколько ЭОП, можно получить усиление яркости (рис. 5.6, а), однако используемые при этом промежуточные линзовые системы увеличивают потери света.

Более оптимальная конструкция для усиления яркости — соединение однокамерных ЭОП в одном вакуумном объеме. При этом люминесцирующий экран первого преобразователя и фото-

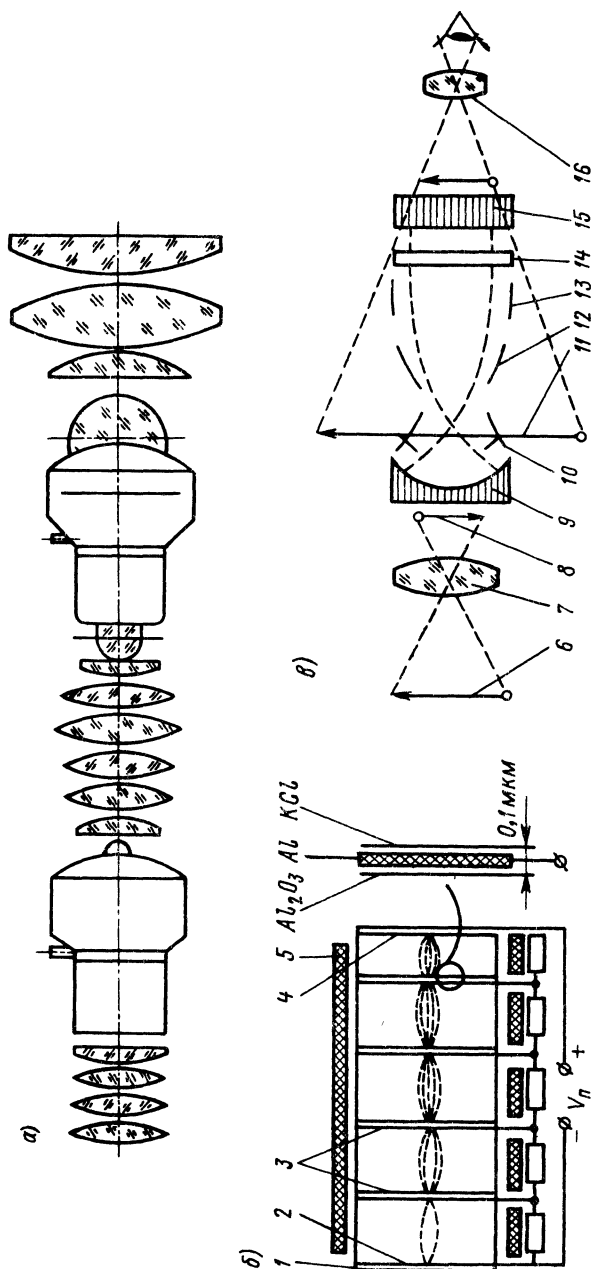


Рис. 5.6. Последовательное соединение ЭОП (а), ЭОП со вторичной эмиссией электронов «на прострел» (б) и с катодным электронным умножителем (в):

1 — входное окно; 2 — фотокатод; 3 — плоские диоды, работающие «на прострел»; 4 — флуоресцирующий экран; 5 — фокусирующая катушка; 6 — объект; 7 — объект; 8 — оптическое изображение; 9 — плоскоовогнутая стекловолоконная пластина с фотокатодом; 10 — конический анод; 11 — оптическое изображение объекта; 12 — конический анод; 13 — корректирующая дисторсию электрод; 14 — микроканальный умножитель; 15 — стекловолоконная пластина с люминисцентным экраном; 16 — окуляр

катод второго нанесены на противоположные стороны тонкой (10—5 мкм) стеклянной или слюдяной пластинки. Подобная комбинация экран — фотокатод называется каскадом усиления, а ЭОП — каскадным или многокаскадным. При использовании многощелочных фотокатодов двухкаскадные (трехкамерные) ЭОП дают усиление яркости до 10^5 раз при $\Gamma_0 = 1\times$ и разрешающей способности в центре 35—40 пар линий/мм. Однако из-за искривления поверхности изображения в камерах разрешающая способность на краю падает до 4 пар линий/мм.

В последние годы для усиления яркости применяют многокамерные ЭОП с динодами, работающими на прострел (рис. 5.6, б). Электронное изображение, падающее на первый динод, выбивает усиленный электронный поток вторичных электронов с его противоположной стороны и т. д. Диноды выполняют из тонкой (десятые доли микрометров) пленки, на которую с одной стороны нанесен алюминий (200—300 Å), с другой (500 Å) хлористый калий или магний, дающие высокую вторичную эмиссию. Коэффициент усиления по току у таких ЭОП достигает 10^4 .

Однокамерные ЭОП часто сочленяют пластинами из стекловолокна (такие ЭОП называют модульными), а для усиления электронных потоков используют микроканальные пластинки с канальным электронным умножением (рис. 5.6, в). Коэффициент усиления таких ЭОП по току достигает 10^5 — 10^7 , а разрешение определяется диаметром канала. Кроме электровакуумных преобразователей в последнее время разрабатывают твердотельные усилители яркости изображения, которые имеют меньшие габаритные размеры, требующие меньших напряжений питания. В них используются люминесцентные панели с нанесенным на них фотокатодом. Коэффициент усиления по яркости таких преобразователей достигает 800 при разрешающей способности 4—10 пар линий/мм и пороговой освещенности $3 \cdot 10^{-2}$ лк.

Схема питания ЭОП обычно состоит из высоковольтного блока, обеспечивающего его работу, и низковольтного источника питания. Постоянный ток аккумулятора поступает на преобразователь (дающий на выходе переменный ток), а с него на повышающий трансформатор, выпрямитель, стабилизатор, делитель напряжения и ограничитель тока. Ограничитель тока предохраняет преобразователь от пробоя при сильных засветках. Напряжение на выходе высоковольтного блока (и схема делителя напряжения) зависит от типа ЭОП и колеблется от 3 до 45 кВ. Стабилизация напряжения должна осуществляться в пределах ± 5 —10%.

Значение потребляемого тока определяется током фотоэмиссии и составит 10^{-4} — 10^{-6} А, потребляемая мощность 2—5 Вт.

Электронно-оптические преобразователи широко применяют в приборах визуального наблюдения при плохой видимости и в условиях естественной ночной освещенности порядка 10^{-3} — 10^{-4} лк, так как коэффициент яркости современных многокаскадных ЭОП достигает 10^6 — 10^8 . Приборы с ЭОП распространены и в приборах

наблюдения с подсветкой ИК-прожекторами и импульсными лазерами. ЭОП с плоской конструкцией широко используют для регистрации быстротекущих процессов в ядерной физике и исследований искровых разрядов с временным разрешением до 10^{-14} с при напряженности поля у фотокатода $3 \cdot 10^5$ В/см.

Приборы с ЭОП используют для визуализации рентгеновского и нейтронного излучения. В астрономии ЭОП применяют для фотографирования спектров далеких звезд. Кроме того, ЭОП применяют в оптической микроскопии для наблюдения слабо светящихся объектов. Использование ЭОП в телевидении позволило создать системы, работающие в темноте по ИК-излучению объектов и при пониженной освещенности с дистанционным их наблюдением. В научной фотографии ЭОП позволяет осуществлять высокоскоростное и спектрально-анализирующее фотографирование в УФ-, видимой и ИК-областях спектра.

Глава 6

МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 6.1. Многоэлементные приемники излучения на основе фотодиодов и фоторезисторов

Рассмотрим вначале многоэлементные приемники излучения (МПИ), работающие без накопления сигнала. Такие МПИ еще называют приемниками «мгновенного действия», имея в виду, что в выходных цепях регистрируются установившиеся значения сигнальных токов и напряжений. Причем выходные сигналы как бы определяются мгновенными значениями оптических потоков и не зависят от времени облучения. МПИ мгновенного действия можно подразделить на две группы: с параллельным и последовательным опросом элементов.

МПИ с параллельным опросом. При использовании таких МПИ обеспечивается одновременное подключение всех рабочих элементов к своим каналам усиления (рис. 6.1). Очевидно, что в этом случае число выводов МПИ должно быть не менее $N + 1$, где N — число элементов. МПИ с параллельным опросом наиболее эффективны в быстродействующих оптико-электронных приборах и системах, например в системах оптической пеленгации.

Однако необходимость одновременно подключать все элементы весьма затрудняет реализацию МПИ с большим числом элементов при малом шаге пространственной структуры. В рамках данной группы МПИ наиболее распространены четырехэлементные фотодиоды, которые с успехом используются в качестве быстродействующих координатно-чувствительных фотоприемников в различных оптико-электронных измерительных системах.

Схемы включения позиционно-чувствительных четырехэлементных фотодиодов.

Разрезной фотодиод с поперечным фотоэффектом представляет собой четырехканальный фотоприемник, реализованный на одной подложке. Рабочая площадка фотодиода состоит из четырех квадратных элементов (A, B, C, D). Приборная система координат x_0y_0 обычно совмещается с центром рабочей площадки (рис. 6.2). Чтобы

обеспечить условия независимого измерения смещений по двум направлениям Δx и Δy , изображение марки целесообразно формировать квадратной формы со стороной, равной стороне одного элемента фотодиода. При этом координаты центра изображения $\Delta x, \Delta y$ вычисляют простейшими арифметическими операциями — сложением и вычитанием сигналов, снимаемых с элементарных площадок.

Каждый из четырех каналов фотоприемника можно рассматривать как независимый одноэлементный фотодиод, который должен быть подключен к входной цепи последующей электронной схемы. В качестве согласующего каскада в данном случае целесообразно использовать преобразователь ток — напряжение на операционном усилителе. В свою очередь, фотодиод может быть включен как в фотогальваническом, так и в диодном режимах. Схема включения четырехплощадочного фотодиода показана на рис. 6.3 ($U_{см}$ — напряжение смещения). Каждый из четырех элементов фотодиода служит как бы генератором фототока I_{ϕ} , пропорционального опти-

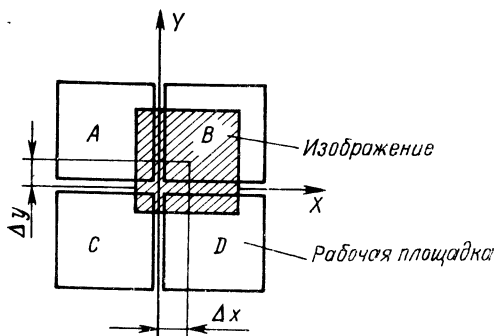


Рис. 6.2. Формирование изображения целевой марки на четырехэлементном позиционно-чувствительном фотодиоде

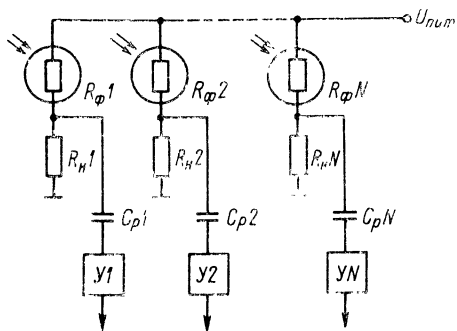


Рис. 6.1. Параллельное подключение фоточувствительных элементов многоэлементного фотоприемника

ческому потоку Φ_e , падающему на соответствующую площадку. Операционные усилители выполняют роль преобразователей фототоков в выходные напряжения $U_{вых} = I_{\phi} R_{o.c}$, где $R_{o.c}$ — сопротивление резистора в цепи обратной связи.

Приведенная на рис. 6.3 схема включения обладает существенными достоинствами:

каждый фотодиод работает на низкоомную на-

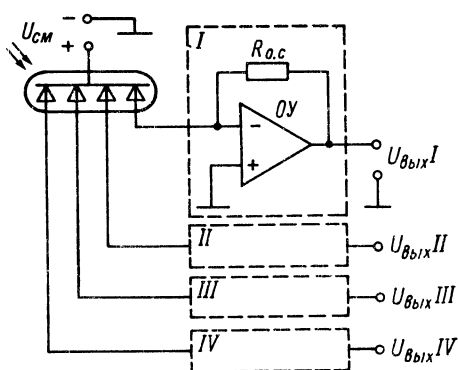


Рис. 6.3. Схема подключения четырех-элементного фотодиода к операционным усилителям

ментах эти параметры практически не влияют на точность измерения.

Указанные обстоятельства позволяют получить хорошие метрологические характеристики оптико-электронного прибора в целом.

Чтобы уяснить критерии для оптимального выбора элементов схемы, необходимо более подробно рассмотреть фотоприемный узел (ФПУ) на основе пары фотодиод — операционный усилитель (ФД—ОУ) (рис. 6.4).

Фотодиод можно рассматривать как источник тока сигнала $i_{с.д.}$ и тока шума $i_{ш.д.}$, обладающий внутренним динамическим сопротивлением $R_{д.}$. Если ОУ при разомкнутой петле обратной связи имеет собственное входное сопротивление $R_{вх.}$, то при замкнутой петле обратной связи входное эквивалентное сопротивление уменьшается до

$$R'_{вх} = R_{о.с.}/k_0, \quad (6.1)$$

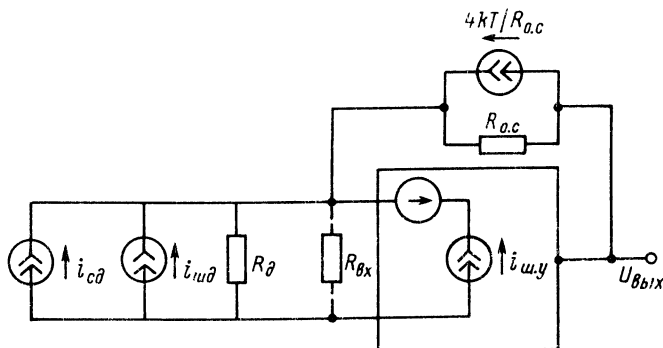


Рис. 6.4. Эквивалентная схема пары фотодиод—операционный усилитель

грузку, роль которой выполняет весьма малое эквивалентное входное сопротивление преобразователя ток — напряжение; таким образом, во-первых, обеспечивается линейность световой характеристики в широком динамическом диапазоне, и, во-вторых, ослабляется действие емкости фотодиода и паразитной емкости входной цепи; отпадает необходимость стабилизировать коэффициент усиления и напряжения питания схемы, так как при правильно выбранных эле-

где k_0 — собственный коэффициент усиления ОУ при разомкнутой петле обратной связи, который составляет обычно 10^4 — 10^6 . Поскольку $R_{o.c}$ обычно не превышает единиц мегаом (см. ниже), значение $R_{вх}$, в свою очередь, не превышает десятков ом.

При $k_0 \gg 1$ напряжение сигнала на выходе ОУ определяется выражением

$$U_c = S_I R_{o.c} \Phi_e = S_U \Phi_e, \quad (6.2)$$

где S_I — токовая чувствительность фотодиода; Φ_e — поток оптического излучения, воздействующий на фоточувствительную площадку; S_U — вольтовая чувствительность фотоприемного узла.

Как видно из выражения (6.2), напряжение сигнала не зависит от коэффициента усиления ОУ и напряжения питания.

Таким образом, изменяя в широких пределах сопротивление $R_{o.c}$, можно пропорционально изменять вольтовую чувствительность ФПУ, что позволяет использовать данную схему в большом динамическом диапазоне Φ_e . Однако следует иметь в виду, что максимальное значение $R_{o.c}$ не должно превышать

$$R_{o.c} \leq U_{\max \text{ ОУ}} / (S_I \Phi_{e \max}), \quad (6.3)$$

где $U_{\max \text{ ОУ}}$ — максимально допустимое напряжение на выходе ОУ, при котором сохраняется линейность усиления (дано в справочнике); $\Phi_{e \max}$ — максимальное значение потока оптического излучения в рабочем диапазоне.

Выбирая оптимальное сопротивление $R_{o.c}$, выполнять условие (6.3) всегда необходимо. В то же время соблюдение условия (6.3) не во всех случаях является достаточным для выбора максимально допустимого значения $R_{o.c}$. Так, при работе ОЭП с очень малыми потоками, когда необходимо обеспечить максимальную чувствительность ФПУ, верхний предел сопротивления $R_{o.c}$ определяют с учетом следующих обстоятельств.

При больших значениях сопротивления $R_{o.c}$ (более 1 МОм) напряжение сигнала на выходе ОУ и входное сопротивление преобразователя ток—напряжение (служащее эквивалентным сопротивлением нагрузки фотодиода) определяются следующими выражениями:

$$U_c = \frac{S_I \Phi_e R_{o.c}}{1 + R_{o.c} / (k_0 R_{вх}) + 1/k_0}; \quad (6.4)$$

$$R'_{вх} = \frac{R_{o.c}}{k_0 + 1 + R_{o.c} / R_{вх}}. \quad (6.5)$$

По сравнению с выражениями (6.1) и (6.2) выражения (6.4) и (6.5) представляют собой более точные зависимости, учитывающие влияние параметров ОУ, k_0 и $R_{вх}$. Очевидно, что при $R_{o.c} / R_{вх} \ll k_0$ выражения (6.4) и (6.5) приводятся к виду (6.1) и (6.2).

Продифференцировав выражение (6.4) по k_0 и пренебрегая членами второго порядка малости, получим зависимость от k_0

тельного изменения сигнала на выходе ФПУ от нестабильности коэффициента усиления ОУ Δk_0

$$\delta = \Delta U_c / U_c \approx (R_{o.c} / R_{вх} + 1) (\Delta k_0 / k_0). \quad (6.6)$$

Для всех реальных ОУ параметры k_0 , $R_{вх}$ и нестабильность k_0 в зависимости от температуры окружающей среды даются в справочнике. Воспользовавшись выражением (6.6), можно найти предельное значение сопротивления $R_{o.c \max}$, если заданы предельная относительная погрешность измерения амплитуды сигнала и рабочий диапазон температур.

Минимальное сопротивление в цепи обратной связи ОУ определяется из условия

$$1/R_{o.c \min} \leq (2eI_T/4kT) + T/(R_d T_R), \quad (6.7)$$

где e — заряд электрона; I_T — темновой ток фотодиода; T — рабочая температура ФПУ, К; k — постоянная Больцмана; R_d — динамическое сопротивление фотодиода в рабочей точке вольт-амперной характеристики; T_R — температура резистора в цепи ОС.

При работе с модулированным потоком оптического излучения следует учитывать зависимость входного сопротивления и коэффициента передачи преобразователя ток — напряжение от частоты

$$\dot{U}_c = \frac{S_I \Phi_e Z_{o.c}}{1 + Z_{o.c} / (k Z_{вх}) + 1/k}; \quad (6.8)$$

$$Z'_{вх} = \frac{Z_{o.c}}{k + 1 + Z_{o.c} / Z_{вх}}, \quad (6.9)$$

где $\dot{U}_c$, $Z_{o.c}$, $Z_{вх}$, k — соответственно выходное напряжение, сопротивление в цепи обратной связи, входное сопротивление и коэффициент усиления ОУ, записанные в комплексном виде.

В реальных ОУ k и $Z_{вх}$ в значительной степени зависят от цепей коррекции, которые приходится включать, чтобы предотвратить самовозбуждение ОУ. Комплексное сопротивление в цепи обратной связи определяется следующим выражением:

$$Z_{o.c} = R_{o.c} / (1 + j\omega C_{o.c} R_{o.c}), \quad (6.10)$$

где $C_{o.c}$ — паразитная емкость монтажа в цепи обратной связи; ω — угловая частота в спектре сигнала, $\omega = 2\pi f$; f — циклическая частота, Гц.

Отметим, что при правильно выбранном ОУ, обладающем достаточным коэффициентом усиления в заданном диапазоне частот, наибольшее влияние на частотную характеристику фотоприемного узла оказывает цепь обратной связи, при этом

$$S_U(f) \approx S_I R_{o.c} / \sqrt{1 + (2\pi f)^2 R_{o.c}^2 C_{o.c}^2}. \quad (6.11)$$

Последнее обстоятельство следует иметь в виду при выборе схемы управления чувствительностью ФПУ по цепи обратной связи.

Необходимо принимать меры для уменьшения монтажной емкости $C_{о.с.}$.

При работе ФПУ в режиме малых сигналов существенное значение приобретают шумовые характеристики пары ФД—ОУ. Напряжение шума на выходе ОУ в полосе частот $\Delta f = 1$ Гц определяется выражением

$$U_{ш. вых} = \sqrt{e_{ш. у}^2 + (i_{ш. у}^2 + i_{ш. фд}^2 + i_{R_{о.с}}^2) R_{о.с}^2}, \quad (6.12)$$

где $e_{ш. у}$, $i_{ш. у}$, $i_{ш. фд}$, $i_{R_{о.с}}$ — спектральная плотность напряжения шума усилителя, шумового тока усилителя, шумового тока фотодиода и шумового тока сопротивления резистора $R_{о.с}$ соответственно.

Шумовые характеристики ОУ обычно приведены в справочнике. Для большинства современных ОУ спектральная плотность шумового напряжения и шумового тока находятся соответственно в следующих пределах: $e_{ш. у} = (1 \div 7) \cdot 10^{-8}$ Вт/Гц^{1/2}; $i_{ш. у} = (1 \div 2) \cdot 10^{-14}$ А/Гц^{1/2}. Плотность шумового тока фотодиода, работающего в диодном режиме, $i_{ш. фд} = \sqrt{2eI_T}$. Плотность шумового тока фотодиода, работающего в фотогальваническом режиме, $i_{ш. фд} = \sqrt{4kT/R_d}$. Плотность шумового тока резистора $R_{о.с}$; $i_{R_{о.с}} = \sqrt{4kT/R_{о.с}}$. Здесь I_T — темновой ток фотодиода; k — постоянная Больцмана; T — температура p — n -перехода; R_d — динамическое сопротивление несмещенного p — n -перехода.

При использовании малошумящих ОУ преобладающую роль играют шумы фотодиода и резистор $R_{о.с}$. Поэтому

$$U_{ш. вых} \approx \sqrt{(i_{ш. фд}^2 + i_{R_{о.с}}^2) R_{о.с}^2}. \quad (6.13)$$

При этом отношение сигнал/шум на выходе ФПУ в единичной полосе частот можно рассчитать по формуле

$$(U_c/U_{ш})_{вых} = S_I \Phi_e / \sqrt{i_{ш. фд}^2 + i_{R_{о.с}}^2}. \quad (6.14)$$

При работе фотодиода в фотогальваническом режиме сопротивление резистора $R_{о.с}$ выбирается обычно больше, чем эквивалентное сопротивление несмещенного фотодиода ($R_{о.с} > R_d$). В этом случае спектральная плотность шума фотодиода $i_{ш. фд}$ намного больше спектральной плотности шума сопротивления нагрузки и отношение сигнал/шум в единичной полосе частот преобразуется к виду

$$(U_c/U_{ш})_{вых} \approx S_I \Phi_e / \sqrt{4kT/R_d}. \quad (6.15)$$

На рис. 3.5 приведена принципиальная схема включения четырехплощадочного фотодиода в оптико-электронной измерительной системе, работающей с модулированным потоком оптического излучения.

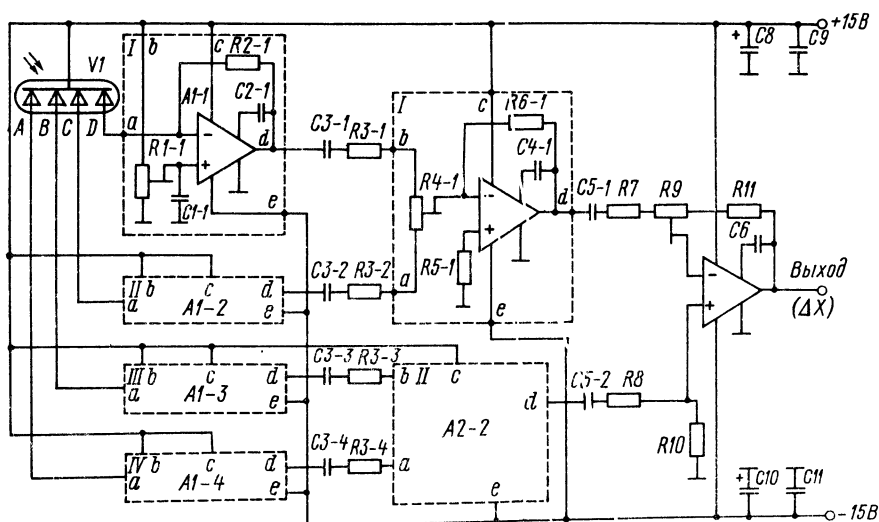


Рис. 6.5. Полная схема включения четырехэлементного фотодиода в координатно-чувствительном оптико-электронном устройстве

Аноды фотодиода $V1$ (A, B, C, D) подключены ко входам преобразователей ток—напряжение, которые реализованы на операционных усилителях $A1-1, A1-2, A1-3$ и $A1-4$.

Операционные усилители $A2-1$ и $A2-2$ выполняют функции аналоговых сумматоров сигналов, снимаемых со смежных каналов $B + D$ и $A + C$ в соответствии с алгоритмом, показанным на рис. 6.2.

В качестве схемы вычитания, формирующей разностный сигнал $(B + D) - (A + C)$, пропорциональный смещению вдоль оси x , используется ОУ $A3$. С выхода $A3$ сигнал поступает на вход синхронного детектора (на рисунке не показан).

Разностный сигнал $(A + B) - (C + D)$, пропорциональный смещению вдоль оси y , можно получить с помощью аналогичной схемы. При этом целесообразно использовать одни и те же ОУ $A1-1, A1-2, A1-3$ и $A1-4$. Но сигналы на вход первого сумматора следует подавать с выходов ОУ $A1-2$ и $A1-4$ (точки d), а на вход второго сумматора — соответственно с выходов $A1-1$ и $A1-3$.

Выбирать ОУ, выполняющие роль преобразователей ток—напряжение, следует с учетом вышеуказанных рекомендаций. Кроме того, желательно стремиться к тому, чтобы вся схема была реализована на микросхемах одной серии, что позволяет свести к минимуму число питающих напряжений и упростить конструкцию прибора в целом. На приведенной схеме (рис. 6.5) в качестве примера использованы ОУ серии 153УД1.

Конденсаторы $C2-1$ (2, 3, 4), так же как и конденсаторы $C4-1$ (2) и $C6$, служат для коррекции частотной характеристики ОУ с целью предотвратить их самовозбуждения. Емкости этих

конденсаторов обычно составляет несколько пикофарад и подбираются при настройке.

Резисторы $R1-1$ (2, 3, 4) служат для увеличения динамического диапазона преобразователей ток—напряжение за счет компенсации постоянных составляющих темновых токов фотодиодов и фототока от возможной постоянной фоновой засветки. Сопротивления резисторов $R1-1$ (2, 3, 4) рекомендуется выбирать равными сопротивлениям резисторов в цепи обратной связи. Емкости конденсаторов $C1-1$ (2, 3, 4) должны быть достаточными, чтобы для нижней граничной частоты в спектре видеосигнала сопротивления конденсаторов $X_c = 1/(2\pi f_{\text{н}}C)$ были близки к нулю и неинвентурирующие входы ОУ (+) находились под нулевыми потенциалами по переменному току:

$$X_c = 1/(2\pi f_{\text{н}}C1) \leq 0,1R1, \text{ т. е. } C1 \geq 10/(2\pi f_{\text{н}}R1), \quad (6.17)$$

где $f_{\text{н}}$ — нижняя граничная частота в спектре сигнала.

При модуляции оптического излучения импульсами прямоугольной формы $f_{\text{н}}$ можно найти из условия

$$f_{\text{н}} = \sigma/(2\pi\tau_{\text{имп}}), \quad (6.18)$$

где σ — максимально допустимый относительный спад вершины импульса, возникающий при ограничении спектра в области нижних частот, обычно $\sigma \leq 0,1$; $\tau_{\text{имп}}$ — длительность излучаемых импульсов.

Разделительные конденсаторы $C3-1$ (2, 3, 4) необходимы для обеспечения «развязки» между каскадами по постоянному току, что позволяет исключить влияние дрейфа постоянных составляющих выходных напряжений ОУ. Резисторы $R3-1$ (2, 3, 4) служат для ослабления взаимного влияния сигналов, снимаемых с различных площадок фотодиода. С этой целью сопротивления резисторов $R3-1$ (2, 3, 4) должны быть значительно больше выходных сопротивлений ОУ. Например, для ОУ серии 153УД1, обладающих выходным сопротивлением порядка 300 Ом, в качестве «развязывающих» резисторов можно рекомендовать $R3 = 150$ кОм. Резисторы $R4-1$ (2) необходимы для выравнивания коэффициентов передачи суммируемых сигналов при настройке сумматоров на ОУ А2-1 (2).

Коэффициент передачи сумматора k_{Σ} на ОУ определяется соотношением сопротивлений резисторов $R3$, $R4$ и $R6$

$$k_{\Sigma} \approx 2R6/(R3 + 0,5R4).$$

Чтобы обеспечить высокую точность суммирования, не следует стремиться к получению большого коэффициента передачи. Рекомендуемое значение $k_{\Sigma} = 1 \div 3$. При этом в приведенном примере сопротивление резистора $R6$ составит 75—230 кОм.

Резисторы $R5-1$ (2) служат для повышения стабильности режима работы сумматора на ОУ. Значение сопротивления $R5$ надо выбирать из условия

$$R5 \approx \frac{0,5 (R3 + 0,5R4) R6}{0,5 (R3 + 0,5R4) + R6}.$$

Операционный усилитель $A3$ выполняет роль схемы вычитания (сравнения) сигналов $(B + D)$ и $(A + C)$. Точную настройку схемы вычитания осуществляют с помощью резистора $R9$, сопротивление которого должно составлять 0,3—0,5 от сопротивления $R7$. Коэффициенты передачи, т. е. масштабные коэффициенты сравниваемых сигналов, определяются соотношением сопротивлений

$$k_{(B+D)} = \frac{R11 + 0,5R9}{R7 + 0,5R9}; \quad k_{(A+C)} = \frac{R10}{R8}.$$

Для того чтобы обеспечить условия стабильной работы схемы, следует стремиться к тому, чтобы $R7 + 0,5R9 \approx R8$; $R11 + 0,5R9 \approx R10$. При этом конкретные значения сопротивлений резисторов $R7$ — $R11$ определяются с учетом требуемого усиления $A3$: $k_{A3} \approx R10/R8$. Отметим, что для ОУ серии 153УД1 $R10$ и $R11$ не должны превышать единиц мегаом.

При выборе емкостей разделительных конденсаторов необходимо соблюдать условия:

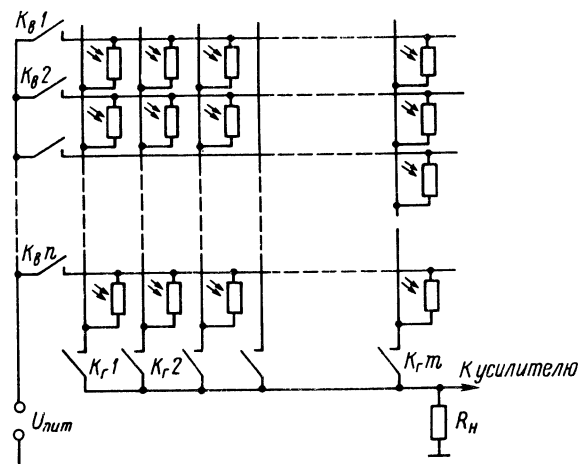
$$X_{C3} = 1/(2\pi f_n C3) \leq 0,1R3; \quad X_{C5} = 1/(2\pi f_n C5) \leq 0,1R7,$$

где f_n — нижняя граничная частота спектра сигнала, определяемая в соответствии с выражением (6.18).

Конденсаторы $C8$ — $C11$ выполняют роль фильтров в цепях питания. Причем в приведенной схеме $C8$ и $C10$ — электролитические конденсаторы большей емкости, чем конденсаторы $C9$ и $C11$. Керамические конденсаторы $C9$ и $C11$ в отличие от электролитических являются практически безиндуктивными и более эффективно работают на высоких частотах, в то время как электролитические конденсаторы $C8$ и $C10$ — на более низких. Емкости следует выбирать максимально большими с учетом рабочих напряжений и допустимых габаритных размеров конденсаторов.

МПИ с последовательным опросом. Фоторезисторные и фотодиодные МПИ с параллельным опросом элементов обычно содержат небольшое число (до нескольких десятков) элементов. В тех случаях, когда необходимо реализовать многоэлементную фотоприемную структуру, содержащую до нескольких сотен элементов, более предпочтителен принцип последовательного опроса элементов с возможностью координатной выборки сигналов. Подобные МПИ можно использовать в качестве преобразователей пространственного распределения освещенностей в плоскости анализа изображения во временную последовательность импульсов — видеосигнал.

Рис. 6.6. Структурная схема матричного многоэлементного приемника излучения с последовательным опросом без накопления сигнала



На рис. 6.6 приведена схема фоторезисторной матрицы, содержащей n строк по m элементов в каждой. Как видно из рисунка, в цепь нагрузочного резистора R_H может быть включен любой из фоторезисторов матрицы путем выбора нужной строки и столбца элементов с помощью соответствующих ключей горизонтальной K_r и вертикальной K_v разверток.

Такой принцип организации многоэлементной структуры позволяет значительно уменьшить число выводов по сравнению с принципом параллельного включения. В данном случае структура, содержащая $N = m \times n$ элементов, имеет $m + n$, а не $m \times n + 1$ выводов. Причем выигрыш в числе выводов тем больше, чем больше число элементов.

Следует, однако, отметить, что в такой схеме не обеспечивается полная развязка между элементами. Нетрудно показать, что вследствие параллельных связей между фоторезисторами через нагрузочный резистор протекает не только ток опрашиваемого элемента, но и токи параллельных ветвей

$$I_H = I_{\text{опр}} + \sum_{i=1}^{n-1} I_{\text{неопр}}(i) = I_{\text{опр}} + I'_{\text{неопр}},$$

где $I_{\text{опр}}$ — ток опрашиваемого элемента; $I_{\text{неопр}}(i)$ — ток через неопрашиваемую i -ю ветвь; $I'_{\text{неопр}}$ — суммарный ток неопрашиваемых ветвей. Наибольший вклад во второе слагаемое вносят строки и столбцы, где расположен опрашиваемый элемент.

Можно показать, что в такой структуре отношение тока опрашиваемых элементов к току параллельных неопрашиваемых ветвей при отсутствии освещенных элементов (либо при одинаковой освещенности всех элементов) определяется выражением

$$I_{\text{опр}}/I'_{\text{неопр}} \approx 2/n,$$

где n — число элементов в строке (столбце) квадратной матрицы $n \times n$.

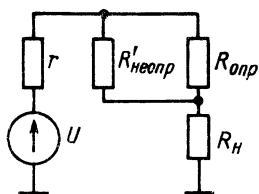


Рис. 6.7. Эквивалентная схема матричного фотоприемника, работающего без накопления сигнала

Пусть

$$k_R = R_{\Phi(t)} / R_T(t),$$

где $R_{\Phi(t)}$ — сопротивление элемента при воздействии оптического излучения; $R_T(t)$ — темновое сопротивление элемента.

Тогда при наличии оптического сигнала только на опрашиваемом элементе

$$I_{\Phi, \text{опр}} / I'_{\text{неопр}} \approx 2k_R / n.$$

Наиболее неблагоприятная ситуация возникает, когда опрашивается неосвещенный элемент, а освещен элемент, расположенный в одной строке или столбце с опрашиваемым. В таком случае

$$I_{\text{неопр}} / I'_{\text{неопр}} \approx 2(1 + k) / [2k_R + n(1 + k_R)].$$

Эквивалентная схема фоторезисторной матрицы приведена на рис. 6.7.

Как видно из эквивалентной схемы, взаимное влияние элементов можно уменьшить, увеличив сопротивление неопрашиваемых элементов. Этого можно достичь за счет дополнительного включения диодов в цепь каждого фоторезистора. Полярность включения диодов должна быть такой, чтобы при подключении какого-либо элемента к источнику питания и нагрузочному резистору соответствующий диод был бы открыт. В диодно-фоторезисторной матрице диоды неопрашиваемых элементов находятся в закрытом состоянии, что позволяет уменьшить суммарный ток неопрашиваемых ветвей.

Использование диодов хотя и позволяет уменьшить взаимное влияние элементов, но не обеспечивает полной развязки между ними, поскольку МПИ обычно работает в режиме относительно слабых токов, при которых отношение сопротивлений диода в открытом и закрытом состояниях сравнительно невелико.

Взаимные связи между элементами характерны также и для матриц на основе фотодиодов. По существу, этот недостаток является общим для МПИ мгновенного действия.

Другой их недостаток заключается в необходимости коммутации малых токов, что предъявляет высокие требования к выбору элементов для ключей K_r и K_b .

Указанные обстоятельства служат основной причиной того, что подобные структуры имеют ограниченную сферу применения. Более широко применяют многоэлементные фотоприемные структуры с накоплением сигнала.

МПИ с накоплением сигнала. На рис. 6.8 приведена схема типичного МПИ с накопительными ячейками.

Каждая накопительная ячейка состоит из фоточувствительного элемента — фотодиода V2 (или фоторезистора), разрядного ключа

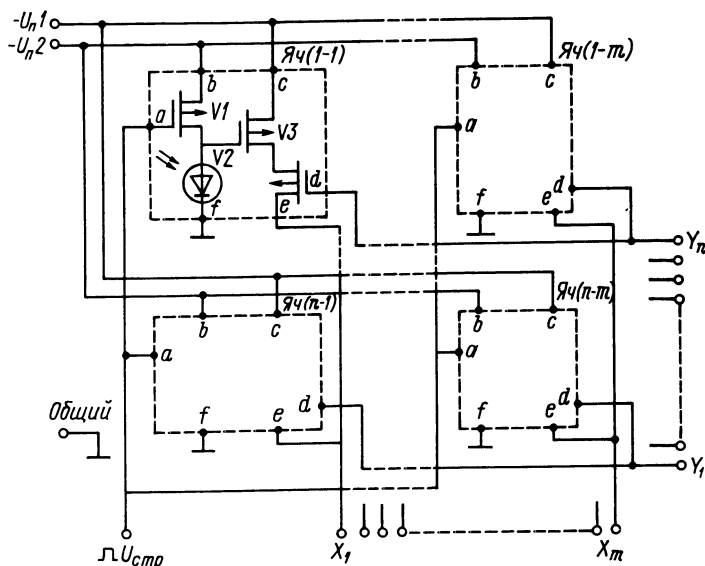


Рис. 6.8. Структура многоэлементного матричного фотоприемника, работающего с накоплением сигналов

сброса на МДП-транзисторе V1 и предварительного усилителя на МДП-транзисторах V3—V4.

Эквивалентная схема накопительной ячейки показана на рис. 6.9.

После замыкания ключа сброса на емкости C_i накопительного элемента устанавливается напряжение, близкое к напряжению питания. После размыкания ключа происходит разряд C_i через R_i . При этом C_i представляет собой собственную емкость фотодиода и параллельно подключенную входную емкость усилителя, а R_i — внутреннее сопротивление фотодиода в запертом состоянии, которое зависит от потока оптического излучения, воздействующего на данный элемент.

В данном случае R_i является нелинейным сопротивлением, и разрядный ток, протекающий через R_i , почти не зависит от напряжения на нем. Таким образом, разряд C_i происходит практически с постоянной скоростью.

Полезный сигнал определяется степенью разряда C_i за фиксированное время накопления T_n . Считывание напряжения на C_i осуществляется в момент замыкания ключа

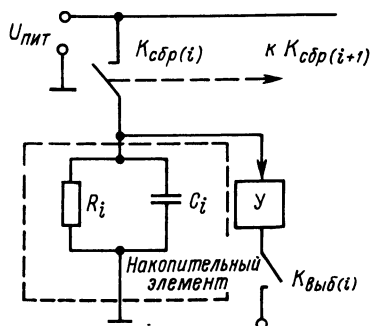


Рис. 6.9. Эквивалентная схема накопительной ячейки

выборки $K_{\text{выб}}$. В матричных МПИ сигналы считываются посредством выбора строки и столбца. Для этого на один из входов Y_i подается импульс отпирающего напряжения, поступающий на затвор соответствующего транзистора $V3$. Кроме того, коммутируется один из выходов X_j . В результате выходная цепь транзистора $V4$ нужной ячейки подключается к нагрузочному резистору или ко входу преобразователя ток — напряжение (см., например, рис. 6.3).

Значение регистрируемого сигнала в подобных МПИ зависит от энергии оптического излучения, поглощенной элементом за время накопления,

$$U_c = S_U \int_0^{T_H} \Phi(t) dt, \text{ В},$$

где S_U — интегральная вольтовая чувствительность элемента, В/Дж.

Общий недостаток всех рассмотренных выше МПИ — необходимость отдельно выполнять фоточувствительные элементы и схемы коммутации. Это предопределяет сравнительно большие габаритные размеры и потребляемую мощность фотоприемных устройств на их основе, а также высокий уровень внутренних шумов в проектируемых оптико-электронных приборах.

Ниже рассматриваются наиболее перспективные виды многоэлементных фотоприемников на основе приборов с переносом заряда (ПЗС и ПЗИ).

§ 6.2. Многоэлементные фотоприемные устройства на основе приборов с зарядовой связью

ПЗС-фотоприемник (ФПЗС) представляет собой ряд простых МДП-структур (металл—диэлектрик—полупроводник), выполненных на одном кристалле и образующих систему элементарных конденсаторов. В ПЗС-структуре осуществляется: формирование зарядного рельефа, адекватного распределению освещенности на фоточувствительной поверхности, хранение и перенос зарядового рельефа в сторону выходного устройства, а также детектирование зарядов, т. е. преобразование пространственных зарядов в выходное напряжение видеосигнала. Таким образом, ФПЗС выполняет одновременно функции приемника и анализатора оптического изображения.

Благодаря регулярности структуры на одном кристалле ФПЗС удастся разместить большое число (до 1 млн) элементов. Ниже будет показано, что современные матричные ФПЗС фактически являются многофункциональными приборами, которые могут работать по различным алгоритмам в зависимости от управляющих сигналов.

Рассмотрим более подробно работу ФПЗС в режимах накопления, хранения и считывания зарядов.

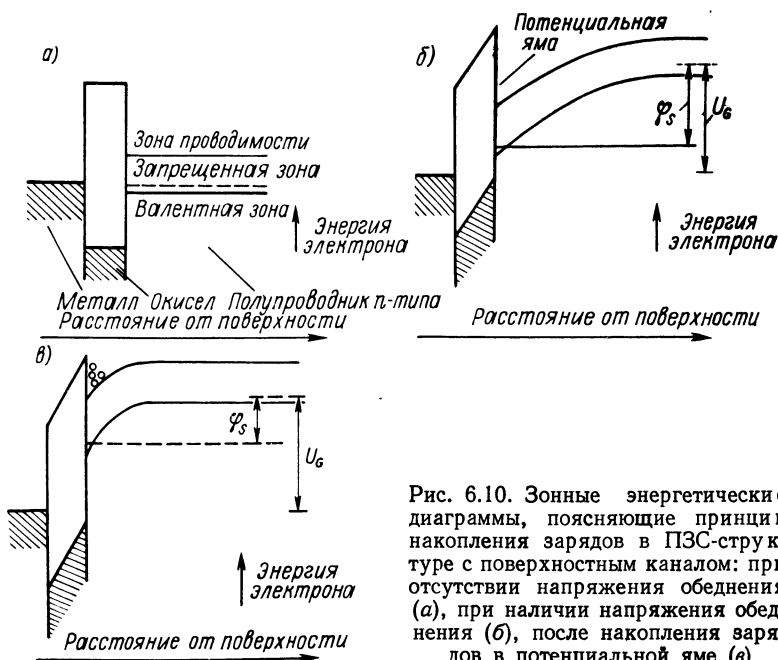


Рис. 6.10. Зонные энергетические диаграммы, поясняющие принцип накопления зарядов в ПЗС-структуре с поверхностным каналом: при отсутствии напряжения обеднения (а), при наличии напряжения обеднения (б), после накопления зарядов в потенциальной яме (в)

Накопление. На рис. 6.10 показаны зонные энергетические диаграммы МДП-структуры при отсутствии напряжения между подложкой и металлическим электродом (рис. 6.10, а) и при наличии на электроде отрицательного относительно подложки потенциала (рис. 6.10, б).

Под воздействием внешнего поля зонные диаграммы искривляются. Вблизи границы раздела диэлектрик — полупроводник образуется потенциальная яма глубиной φ_s , в которой могут накапливаться неосновные носители заряда (дырки), возникающие за счет тепловой генерации и в результате поглощения квантов оптического излучения. Очевидно, что приповерхностный слой обеднен основными носителями (электронами), которые вытеснены внешним электрическим полем в глубь полупроводниковой подложки.

По мере накопления неосновных носителей глубина потенциальной ямы уменьшается и одновременно увеличивается напряженность поля в пленке окисла, как показано на рис. 6.10, в. После заполнения потенциальной ямы избыточные заряды будут инжектироваться в подложку, где они рекомбинируют с основными носителями. Часть избыточных зарядов может попадать в соседние потенциальные ямы, искажая зарядовый рельеф.

Максимальное число накапливаемых в потенциальной яме зарядов определяется приближенным выражением

$$N_{\max} \approx U_{\text{н}} A_{\text{эл}} C'_{\text{ок}} / e = U_{\text{н}} A_{\text{эл}} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{ок}}}{ed_{\text{ок}}},$$

где $U_{\text{н}}$ — напряжение на металлическом электроде относительно подложки в режиме накопления; $A_{\text{эл}}$ — площадь электрода; $C'_{\text{ок}}$ — удельная емкость пленки окисла; e — заряд электрона; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная; $\epsilon_{\text{ок}}$ — диэлектрическая проницаемость окисла; $d_{\text{ок}}$ — толщина пленки окисла.

Повышая напряжение накопления $U_{\text{н}}$, можно увеличить максимальное число накапливаемых зарядов, а следовательно, и динамический диапазон работы ФПЗС. Однако напряжение можно увеличивать лишь до некоторого предела, при котором еще не наступает пробой пленки окисла. Таким образом, предельный заряд, который может быть накоплен в ячейке ФПЗС, определяется выражением

$$N_{\text{max max}} \leq A_{\text{эл}} \epsilon_0 \epsilon_{\text{ок}} E_{\text{max}} / e,$$

где E_{max} — предельно допустимое значение напряженности электрического поля в пленке окисла.

Если в качестве подложки выбран полупроводник p -типа, то полярность напряжения накопления следует изменить на противоположную. При этом в образовании сигнальных зарядов будут участвовать электроны, а не дырки.

Если на фоточувствительную поверхность ФПЗС спроецировать изображение, то в многоэлементной структуре за время накопления $T_{\text{н}}$ будет сформирован зарядовый рельеф $Q(x_i, y_j)$, адекватный пространственному распределению освещенности,

$$Q(x_i, y_j) = k \int_{x_i - d/2}^{x_i + d/2} \int_{y - d'/2}^{y + d'/2} E(x, y) dx dy, \quad (6.19)$$

где x_i, y_j — соответственно координаты центра изображения элемента i -го столбца и j -й строки матрицы; d и d' — соответственно размеры элемента вдоль направления строк и столбцов матрицы; k — коэффициент пропорциональности, который при фиксированном времени накопления $T_{\text{н}}$ и заданном спектральном составе оптического излучения можно рассматривать как интегральную чувствительность элементов ФПЗС.

Выражение (6.19) справедливо, если в первом приближении распределение чувствительности по площадке накопительного элемента считать постоянным. Следует помнить, что ФПЗС — приемник с накоплением энергии, поэтому сигнальный заряд, накапливаемый в ячейке, пропорционален экспозиции оптического излучения

$$Q_0 \div H_0 = \int_0^{T_{\text{н}}} E(t) dt,$$

где H_0 — экспозиция оптического излучения, лк·с; $T_{\text{н}}$ — время экспонирования, с.

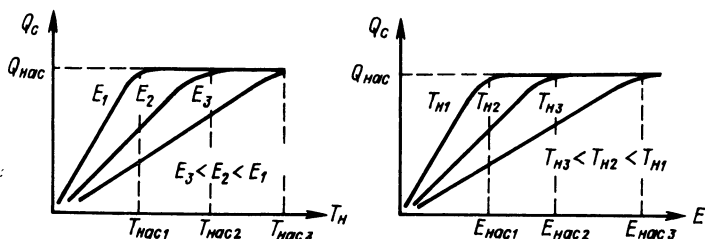


Рис. 6.11. Характеристики накопления ПЗС-фотоприемника

Очевидно, что при постоянной во времени освещенности $E(t) = E$ значение накапливаемого заряда, соответствующего полезному сигналу, пропорционально времени накопления и уровню освещенности: $Q_c \div ET_n$.

Однако указанная линейная зависимость остается справедливой, пока ФПЗС не достигнет уровня накопления, близкого к режиму насыщения $Q_c \leq 0,7 \div 0,8 Q_{\text{нас}}$ (рис. 6.11).

Чтобы сохранить структуру зарядового рельефа в процессе последующего переноса, необходимо на этапе накопления потенциальные ямы формировать не под каждым электродом, а только под одним или под двумя электродами каждой накопительной ячейки, как показано на рис. 6.12. Таким образом, потенциальные ямы должны быть разделены потенциальными барьерами, препятствующими «перемешиванию» зарядов как в процессе накопления, так и в процессе переноса. При этом одну накопительную ячейку образуют три электрода A , B и C , подключенные к различным управляющим шинам Φ_1 , Φ_2 и Φ_3 .

За счет явления тепловой генерации носителей в течение времени T_n в каждой ячейке накапливается также определенный темновой заряд Q_t , который складывается с сигнальным зарядом Q_c . Среднее значение темнового заряда, накапливаемого в ячейке, определяется выражением

$$\bar{Q}_t = \bar{i}_t A_{\text{эл}} T_n,$$

где $\bar{i}_t$ — средняя плотность темнового тока накопления заряда, характерная для данного полупроводникового материала при рабочей температуре кристалла; $A_{\text{эл}}$ — площадь электрода, под которым осуществляется накопление.

Вследствие неоднородности полупроводникового материала значение $\bar{i}_t$ неодн-

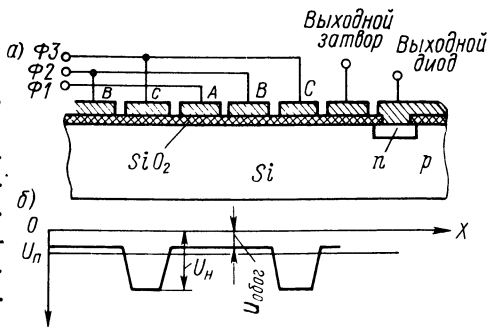


Рис. 6.12. Фрагмент структуры ПЗС-фотоприемника (а), распределение потенциалов вдоль поверхности ПЗС-структуры (б)

наково во всех точках поверхности кристалла, а является случайной функцией пространственных координат x и y . Поэтому накапливаемые за время T_n темновые заряды будут различны в различных ячейках ФПЗС, и, следовательно, зарядовый рельеф $Q(x_i, y_j)$, формируемый на этапе накопления, определяется не только рельефом освещенности $E(x, y)$, но и случайным рельефом плотности темновых токов. В конечном итоге это приводит к искажениям полезного сигнала, формируемого ФПЗС. Величина искажений зависит от соотношения сигнального и темнового зарядов.

Среднеквадратическое отклонение средних значений темновых зарядов, накапливаемых в различных ячейках ФПЗС за фиксированное время T_n , представляет собой количественную характеристику так называемого геометрического шума

$$\sigma_r = \bar{Q}_r H_r,$$

где $\bar{Q}_r$ — среднее по кристаллу значение темнового заряда; H_r — коэффициент относительного разброса темновых токов по кристаллу ФПЗС, значение H_r может достигать 10—15%.

Один из способов уменьшения геометрического шума — охлаждение кристалла. Зависимость темнового тока от температуры может быть аппроксимирована следующим выражением:

$$i_r \approx \exp[-E_g/kT],$$

где E_g — ширина запрещенной зоны полупроводникового материала.

Понижение температуры кристалла на каждые 10 °C уменьшает темновой ток приблизительно в два раза. Некоторые из современных ФПЗС выполняются в виде конструктивно законченных модулей со встроенным микрохолодильником.

Отметим, что в каждой накопительной ячейке ФПЗС средняя плотность темнового тока $\bar{i}_r$ при фиксированной температуре остается относительно стабильной. Таким образом, геометрический шум является по существу детерминированной помехой, которую в некоторых случаях можно скорректировать аттестацией данного экземпляра ФПЗС, входящего в состав измерительной системы. В специальном запоминающем устройстве можно хранить массив поправочных коэффициентов, учитывающих отклонение средней плотности темновых токов для каждой накопительной ячейки.

Перенос. В ФПЗС считывание накопленных зарядов $Q(x_i, y_j)$, несущих информацию о распределении освещенности в плоскости анализа изображения, осуществляется последовательно — переносом зарядового рельефа вдоль поверхности ПЗС-структуры в сторону выходного устройства. Это достигается за счет переключения потенциалов на управляющих шинах Ф1, Ф2, Ф3. Оптимальные условия для «перетекания» зарядовых пакетов при сохранении пространственной структуры зарядового рельефа обеспечи-

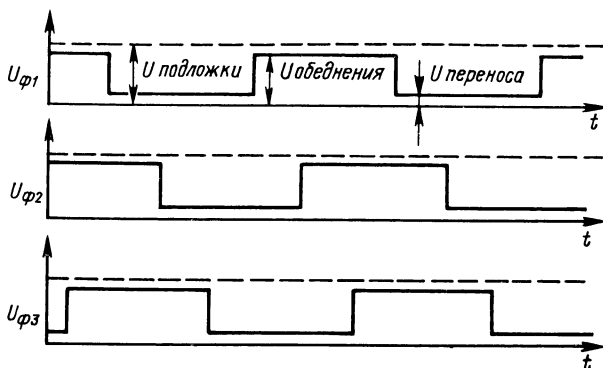


Рис. 6.13. Временные диаграммы управляющих импульсов на фазах управления в режиме переноса зарядов

ваются, если каждый раз новая потенциальная яма под смежным электродом создается, пока еще существует старая потенциальная яма. На рис. 6.13 приведены временные диаграммы управляющих сигналов на фазах $\Phi 1$ — $\Phi 3$ во время переноса.

Эффективность переноса зарядов, т. е. полнота передачи зарядов из одной потенциальной ямы в другую за ограниченное время, зависит от амплитуды и от формы управляющих импульсов. Прямоугольная форма управляющих импульсов в отличие от синусоидальной более предпочтительна, так как при этом максимальный передаваемый заряд приблизительно на 25% больше. Следует иметь в виду, что генератор управляющих импульсов фактически работает на емкостную нагрузку, которую представляют собой управляющие шины ПЗС-структуры. По этой причине напряжение на управляющих электродах всегда отличается от прямоугольной формы за счет «завала» фронтов импульсов. Для оптимальных условий переноса зарядов длительность фронта $t_{\text{ф}}$ должна быть в 4—5 раз меньше длительности управляющих импульсов $T_{\text{и}}$.

Заряды из одной потенциальной ямы в другую перетекают в результате диффузии и дрейфа носителей. Причем наибольшая часть заряда перетекает в начальный период времени за счет дрейфа носителей в электрическом поле, существующем благодаря разности потенциалов между пустой и заполненной потенциальными ямами. По мере выравнивания потенциалов скорость перетекания зарядов уменьшается, и далее процесс протекает в основном за счет диффузии носителей. Таким образом, во-первых, для передачи зарядов требуется определенное время, а во-вторых, передача зарядов не может быть полной. По этой причине скорость переключения потенциальных ям и суммарное число актов передачи ограничены.

В связи с указанными выше обстоятельствами рассмотрим искажения зарядового рельефа, возникающие при переносе.

Каждый акт переноса заряда из одной потенциальной ямы в другую сопровождается потерей части зарядов из-за неполного переноса за ограниченное время. Эти потери можно охарактеризовать коэффициентом неэффективности

$$\varepsilon = 1 - q_2/q_1, \quad (6.20)$$

где q_1 — заряд до акта передачи; q_2 — заряд, перенесенный в соседнюю потенциальную яму.

Коэффициент неэффективности переноса — один из важнейших параметров ФПЗС.

В первом приближении можно считать, что ε остается постоянным при каждом последующем переносе. Тогда заряд после одного акта передачи составит

$$q_1 = q_0 - q_0\varepsilon = q_0(1 - \varepsilon);$$

после второго

$$q_2 = q_0(1 - \varepsilon)^2;$$

после n актов передачи

$$q_n = q_0(1 - \varepsilon)^n,$$

где q_0 — заряд, накопленный в ячейке до переноса; $n = km$; k — число фаз управления (в трехфазных ПЗС $k = 3$); m — число ячеек вдоль направления переноса.

Коэффициент неэффективности переноса зависит и от скорости переноса, т. е. от тактовой частоты переключения потенциалов f_T . С увеличением f_T увеличивается ε . Так, для ПЗС с поверхностным каналом переноса (перенос и накопление осуществляются в непосредственной близости от поверхности полупроводника) коэффициент неэффективности при частоте $f_T = 15$ МГц составляет $\varepsilon \approx 10^{-4}$. Это означает, что при передаче заряда вдоль всей линейки ФПЗС, содержащей 512 накопительных ячеек, потери заряда могут достичь 10—15%.

Следует отметить, что искажения зарядового рельефа, вызванные неполной передачей зарядов, носят детерминированный характер и при необходимости могут быть скорректированы, если известны соответствующие параметры данного ФПЗС.

Однако наряду с детерминированными искажениями зарядового рельефа на практике существуют и случайные искажения, возникающие вследствие захвата части зарядов на так называемые поверхностные состояния (ловушки). Концентрация ловушек особенно велика вблизи границы раздела окисел — полупроводник.

Число носителей, уходящих из зарядового пакета на поверхностные состояния за один перенос в расчете на единицу площади поверхности ФПЗС, определяется выражением

$$N = kTN_{\text{п.с}} \ln(Kn_0 + 1),$$

где k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; $N_{\text{п.с}}$ — плотность поверхностных состояний на один электрон-

вольт; K — число фаз управления; n_0 — число нулевых (пустых) потенциальных ям, предшествующих первому сигнальному заряду в ПЗС-структуре.

Вследствие случайного характера распределения ловушек вдоль поверхности полупроводника, а также процессов захвата и повторной генерации носителей возникают случайные искажения зарядового рельефа, которые можно рассматривать как шум переноса.

Одним из методов снижения искажений сигнала при переносе является предварительное (до начала переноса) введение небольшого фоновых заряда в каждую накопительную ячейку. Вводимый фоновый заряд заполняет поверхностные состояния (ловушки). При этом из-за устанавливающегося динамического равновесия между числом носителей, захватываемых из сигнального пакета, и числом носителей, возвращаемых с поверхностных состояний, результирующие искажения зарядового пакета снижаются. Искусственное введение фоновых заряда наиболее эффективно, когда ФПЗС работает в режиме малых освещенностей (например, при наблюдении участка звездного неба в ночное время). В этом случае фоновый заряд позволяет повысить не только эффективность передачи сигнального заряда, но и чувствительность ПЗС-камеры, а также и ее разрешающую способность. Оптимальное значение искусственно вводимого фоновых заряда зависит от характера анализируемого изображения. Обычно оно не превышает 10% от заряда насыщения. Если ФПЗС работает в режиме больших освещенностей при наличии естественного фона, то вводить фоновый заряд практически не требуется.

Фоновый заряд в ПЗС-структуру можно вводить двумя способами: оптическим и электрическим.

Первый способ заключается в равномерной фоновой засветке fotocувствительной площадки специально предусмотренным в конструкции оптико-электронного прибора источником излучения (например, светодиодом). Второй — в электрической инжекции фоновых заряда через входное устройство ФПЗС. Иногда комбинация этих способов дает наибольший эффект. В любом случае при разработке конструкции желательно предусмотреть возможность регулировки вводимого фоновых заряда для адаптации оптико-электронного прибора к реальным условиям функционирования. Излишний уровень фоновых заряда уменьшает рабочий динамический диапазон ФПЗС и увеличивает уровень шумов.

Другой метод снижения искажений при переносе — чисто технологический. Он заключается в смещении самого канала переноса зарядовых пакетов от поверхности в глубь полупроводниковой подложки. С этой целью при изготовлении ФПЗС вводят специальный слой вблизи границы раздела окисел — полупроводник. Тип проводимости вводимого слоя должен быть противоположен типу проводимости подложки (рис. 6.14). За счет

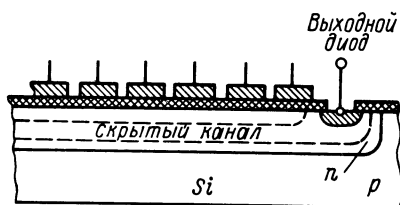


Рис. 6.14. Фрагмент структуры ПЗС-фотоприемника со скрытым каналом переноса

контактной разности потенциалов на границе раздела полупроводников p - и n -типов потенциальная яма, возникающая при подключении внешнего электрического поля, смещается в глубь полупроводниковой подложки. Такие ФПЗС получили названия ФПЗС с объемным или скрытым каналом переноса. Существенное снижение искажений зарядового рельефа

при переносе в ФПЗС со скрытым каналом объясняется значительно меньшей концентрацией объемных состояний (ловушек) по сравнению с концентрацией поверхностных состояний.

На рис. 6.15 показаны зонные энергетические диаграммы, поясняющие принцип формирования и заполнения потенциальных ям ФПЗС со скрытым каналом. Отметим, что ФПЗС со скрытым каналом допускают большую скорость вывода сигнала и обладают меньшим уровнем шумов переноса, чем ФПЗС с поверхностным каналом. Однако технология их изготовления значительно сложнее. По этой причине в настоящее время используют структуры обоих типов.

Детектирование зарядовых пакетов. На рис. 6.16 показана схема узла детектирования зарядов и формирования выходного сигнала, реализованная на кристалле ПЗС. Передаваемые за-

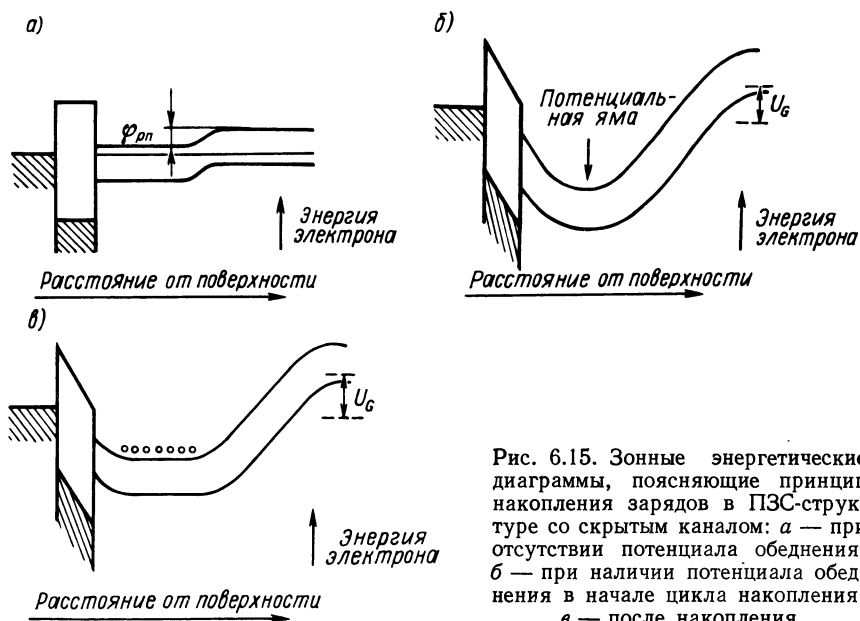


Рис. 6.15. Зонные энергетические диаграммы, поясняющие принцип накопления зарядов в ПЗС-структуре со скрытым каналом: а — при отсутствии потенциала обеднения; б — при наличии потенциала обеднения в начале цикла накопления; в — после накопления

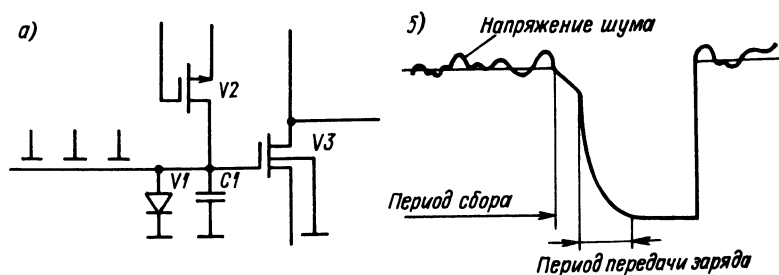


Рис. 6.16. Схема выходного устройства ПЗС (а); временная диаграмма, поясняющая процесс считывания заряда в выходном устройстве (б)

ряды на выходе ПЗС детектируются выходным диодом $V1$ и выделяются на емкости элемента $C1$. Исходный потенциал, создающий обратное смещение на диоде, устанавливают на емкости $C1$ после замыкания транзисторного ключа $V2$. При размыкании ключа на емкости сначала появляется спадающий импульс напряжения, вызванный прохождением тактового импульса в транзистор сброса (рис. 6.16, б), затем в выходной диод поступает зарядовый пакет, который снижает его обратное смещение, затем снова замыкается ключ $V2$, и цикл работы детектирующего узла повторяется (иногда разрядный ключ замыкается один раз за период считывания строки). Следует иметь в виду, что разрядный ключ, устанавливающий определенное значение потенциала детектирующего узла, вносит определенный «установочный шум». Этот шум в отличие от других составляющих шумов, генерируемых в ПЗС (геометрического шума, шума темнового тока, шума переноса, шума поверхностных состояний), можно устранить схемой поэлементной (или построчной) фиксации сигнала (см. ниже). При использовании схемы построчной фиксации удастся избавиться также от составляющей сигнала, вызванной наличием фоновых зарядов в регистре ПЗС, поскольку рабочим элементам регистра предшествует несколько «холостых» элементов, содержащих только фоновый заряд.

Практически в любом современном ФПЗС на одном кристалле с основными элементами ПЗС-структуры выполнен предварительный усилитель в виде отдельного МДП-транзистора ($V3$). Это значительно облегчает согласование ПЗС с последующими каскадами усиления, позволяет уменьшить до пренебрежимо малого уровня шуму внешнего усилителя.

Организация многоэлементных фотоприемников на основе ПЗС-структур. На рис. 6.17, а показан пример простейшего однострочного ФПЗС, в котором одни и те же ячейки МДП-структуры выполняют функции фоточувствительных элементов и элементов транспортного регистра переноса.

В период накопления на одну из управляющих шин $\Phi1$ — $\Phi3$ подается постоянный потенциал, обеспечивающий образование

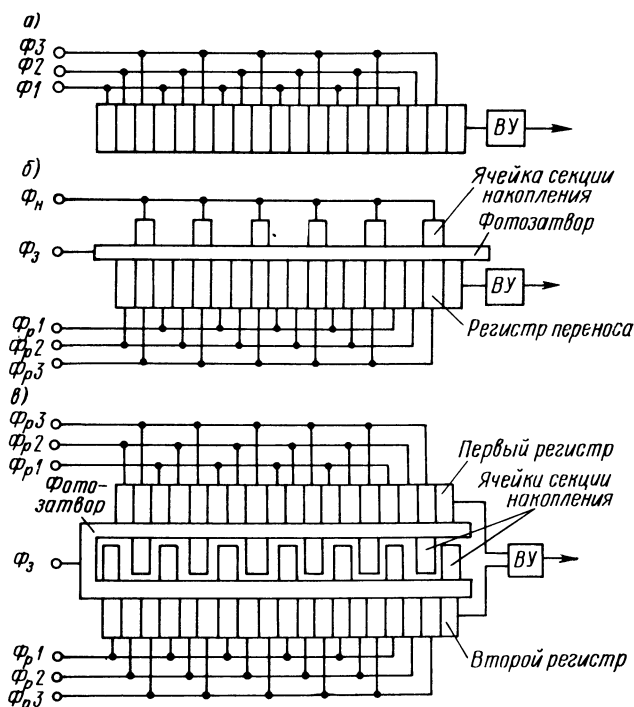


Рис. 6.17. Способы организации линейных структур ЛПЗС: а — при объединении функций накопления и переноса зарядов в одной секции; б — при использовании отдельных секций для накопления и переноса зарядов; в — при использовании одной секции накопления и двух регистров переноса

потенциальных ям для неосновных носителей заряда под соответствующими металлическими электродами. На другие управляющие шины подается разделяющий потенциал, препятствующий взаимному перетеканию зарядов, накапливаемых в соседних потенциальных ямах.

После завершения цикла накопления на управляющие шины подаются импульсные напряжения, обеспечивающие переключение потенциальных ям, с целью перенести накопленные заряды в сторону выходного детектирующего устройства (ВУ).

Подобные ФПЗС можно применять в оптико-электронных системах (ОЭС) активного типа, в состав которых входит импульсный синхронизируемый источник излучения (импульсный лазер, светодиод и др.), а также в ОЭС пассивного типа, но снабженных специальным оптическим затвором. Это связано с тем, что во время переноса не должно происходить оптического экспонирования элементов. В противном случае неизбежно возникает «смазывание» зарядового рельефа за счет накопления во время

переноса. Таким образом, ФПЗС с совмещенным каналом накопления и переноса имеют весьма ограниченное применение.

Более совершенный однострочный ФПЗС содержит отдельную секцию накопления, состоящую из множества накопительных ячеек, подключенных к общей управляющей шине Φ_n (рис. 6.17, б), и транспортный регистр переноса, элементы которого подключены к трем управляющим шинам $\Phi_{p1} - \Phi_{p3}$. Регистр переноса обычно экранируется от внешнего оптического излучения. Между секцией накопления и регистром переноса имеется еще один управляющий электрод — затвор переноса Φ_z . Зарядовый рельеф из фоточувствительной области — секции накопления — под управляющие электроды регистра переноса перетекает при подаче на фотозатвор специального управляющего потенциала. Новый цикл накопления зарядов начинается после снятия управляющего потенциала с фотозатвора. Перенос зарядов к выходному устройству осуществляется точно так же, как в первом варианте однострочного ФПЗС.

Однако при большом числе (свыше 500) накопительных ячеек возможны значительные искажения зарядового рельефа в процессе переноса, поскольку зарядовые пакеты, расположенные на большем расстоянии от ВУ, претерпевают большее число актов передачи. В связи с этим более предпочтительна двухрегистровая организация однострочных ФПЗС (рис. 6.17, в).

В данном случае фоточувствительная секция накопления состоит из двух вложенных гребенчатых подсекций. Зарядовые пакеты, накапливаемые в каждой из подсекций, переносятся в свой транспортный регистр при подаче управляющего импульса на общий фотозатвор. С помощью двух регистров осуществляется параллельный перенос зарядов четных и нечетных ячеек секции накопления. В выходном устройстве зарядовые пакеты объединяются в одну последовательность видеоимпульсов. Таким образом, благодаря использованию двух параллельных регистров удастся вдвое уменьшить число актов передачи заряда и, следовательно, уменьшить искажения, возникающие при переносе.

В настоящее время хорошо известны четыре способа конструктивной организации матричных многострочных структур ФПЗС: с координатной (поэлементной) выборкой накопленных зарядов; со строчной, кадровой и строчно-кадровой организациями. В силу целого ряда технологических факторов и учета возможностей многофункционального использования на практике наиболее распространены матричные ФПЗС с кадровой организацией (с кадровым переносом) и приборы с координатной выборкой элементов. Последние называют также приборами с зарядовой инжекцией (ПЗИ).

На рис. 6.18 показана структура типичного современного матричного ПЗС-фотоприемника с кадровым переносом, содержащего две независимые секции — накопления (СН) и памяти (СП), а также два регистра ввода—вывода — верхний (ВР) и нижний

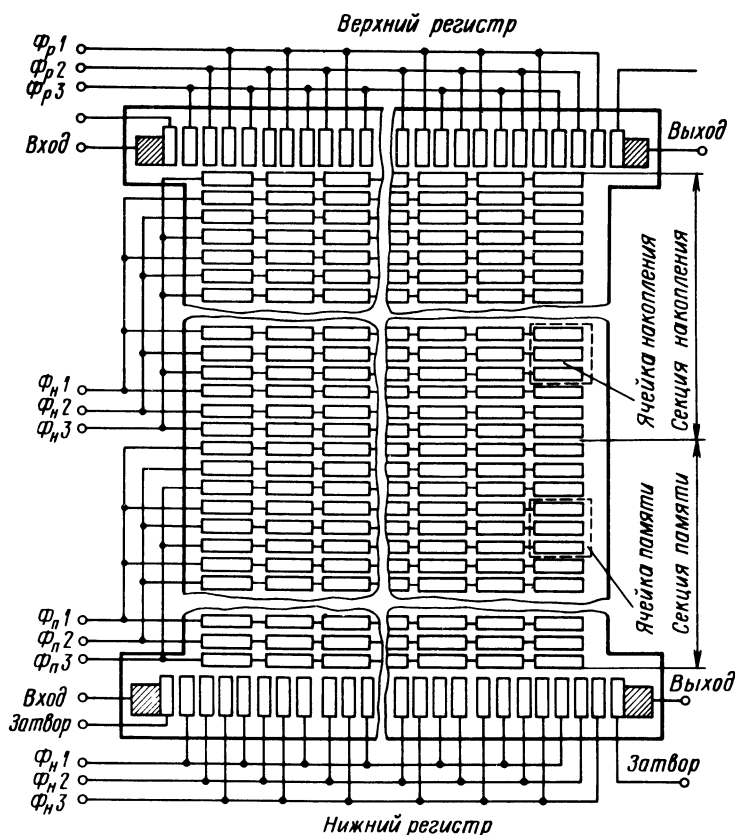


Рис. 6.18. Структура матричного ПЗС-фотоприемника

(НР). Каждая из секций и каждый из регистров имеют свою автономную систему управляющих шин Φ_{n1} — Φ_{n3} ; $\Phi_{п1}$ — $\Phi_{п3}$; Φ_{p1} — Φ_{p3} . Входы верхнего и нижнего регистров могут использоваться, например, для введения фонового заряда, а также для электрической записи в ПЗС-структуру видеосигнала, полученного с другого аналогичного ФПЗС. При такой организации можно многофункционально использовать один прибор, изменяя характер управляющих сигналов.

Так, если СН используется в качестве оптического входа, а СП — в качестве буферного аналогового запоминающего устройства для временного хранения зарядового рельефа, то ПЗС-матрица выполняет функции обычного телевизионного преобразователя непрерывного во времени оптического сигнала $E(x, y)$ в видеосигнал. Иначе говоря, ПЗС является аналогом телевизионной передающей трубки. Зарядовый рельеф формируется в СН в течение цикла накопления T_n , впоследствии он быстро за время

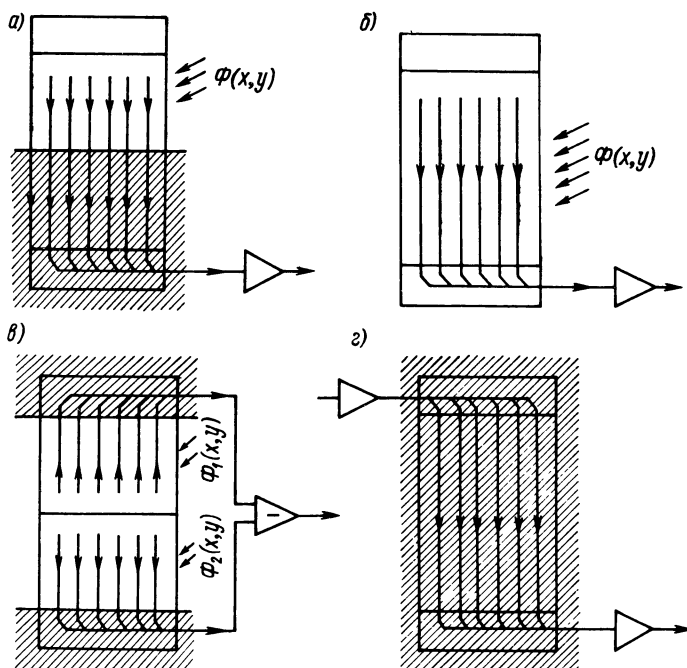


Рис. 6.19. Многофункциональное использование матричного фотоприемника: в качестве аналога телевизионной передающей трубки (а); при объединении двух секций в одну общую секцию накопления (б); при раздельном использовании секций в качестве самостоятельных фотоприемников (в); при использовании ПЗС в качестве устройства задержки видеосигнала (г)

$T_{\text{п}} \ll T_{\text{н}}$ переносится в СП, защищенную от воздействия оптического излучения специальным экраном (рис. 6.19, а). Затем осуществляется построчное и поэлементное считывание накопленных зарядов с помощью НР и его выходного устройства. Во время переноса зарядового рельефа из СН в СП обе секции благодаря подаче одинаковых управляющих сигналов работают синхронно. Во время периода накопления режимы работы СН и СП различны. В то время как на одну (или две) из управляющих шин СН подано постоянное напряжение, обеспечивающее накопление зарядов в накопительных ячейках (НЯ), на управляющие шины СП поступают импульсы, обеспечивающие построчный перенос зарядов в сторону НР. Ниже будут приведены временные диаграммы управляющих сигналов, обеспечивающих работу ФПЗС в рассмотренном режиме.

Другой вариант использования ПЗС-матрицы иллюстрируется на рис. 6.19, б. Здесь СН и СП как бы объединены в одну большую секцию с удвоенным числом накопительных ячеек. Эта уд-

военная секция может последовательно выполнять функции как СН, так и СП. При этом на этапе накопления необходимо обеспечить импульсное экспонирование ПЗС-матрицы, используя либо синхронизируемый импульсный источник излучения в ОЭС активного типа, либо механический или электронно-оптический затвор в ОЭС пассивного типа. В данном случае на управляющие шины СН и СП подаются одинаковые управляющие сигналы, обеспечивающие синхронную работу секций в режимах накопления, хранения и переноса зарядовых пакетов.

На рис. 6.19, в условно показан вариант применения ПЗС в качестве двух независимых приемников оптического излучения, каждый из которых имеет свой регистр ВР или ВН для считывания накопленных сигнальных зарядов. В данном случае, как и в предыдущем, необходимо обеспечить условия импульсного экспонирования. Каждая из секций последовательно работает в режимах накопления, хранения и переноса зарядов. Изменить направление переноса зарядов в верхней секции можно, изменяя порядок следования управляющих импульсов на шинах управления. Такой вариант использования ПЗС целесообразен, когда требуется поэлементное сравнение двух оптических изображений.

ПЗС-матрицу можно также применять в качестве аналоговой линии задержки видеосигнала, формируемого, например, другой аналогичной ПЗС-матрицей. В этом случае фоточувствительная поверхность СН и СП, так же как остальных элементов ПЗС-структуры, экранируется от воздействия оптического излучения.

Задерживаемый видеосигнал поступает на электрический вход одного из регистров. Посредством входного устройства видеосигнал преобразуется в пространственный зарядовый рельеф, который перемещается по ПЗС-структуре под воздействием управляющих сигналов и в конце концов вновь преобразуется в видеосигнал, задержанный на необходимое время.

Рассмотренные примеры не исчерпывают всех вариантов применения ПЗС-фотоприемников. Однако они иллюстрируют возможности многофункционального использования одного и того же прибора в ОЭС.

На рис. 6.20 приведена возможная структура унифицированного многофункционального оптико-электронного модуля на базе рассмотренного матричного ФПЗС.

Изменить режим работы секций и регистров ПЗС можно, изменяя управляющие сигналы, поступающие от блока управления матрицей (БУМ). В свою очередь, последний управляется программируемым синхрогенератором (ПСГ), представляющим собой специализированный процессор, который может работать по одной из предусмотренных программ формирования управляющих импульсов. Ту или иную программу выбирают по соответствующей команде, поступающей с микроЭВМ. Последняя служит и для обработки сигналов изображений, записываемых в цифро-

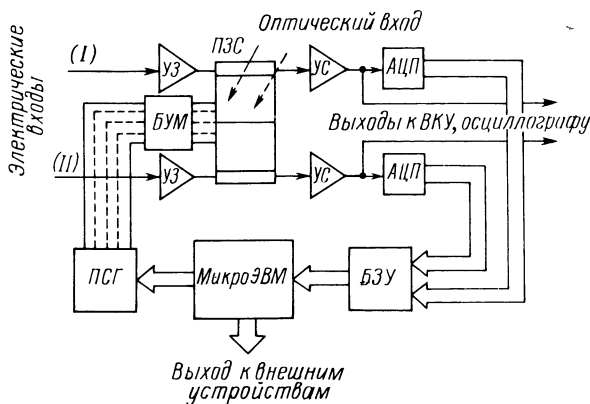


Рис. 6.20. Структура многофункционального оптико-электронного модуля на базе матричного ФПЗ

вые буферные запоминающие устройства (БЗУ) с помощью блоков аналого-цифровых преобразователей (АЦП).

Подобные многофункциональные модули могут служить основой оптико-электронных систем обработки изображений различного назначения. При этом проблема создания каждого нового прибора или системы практически сводится к разработке специальной оптической схемы и соответствующего программного обеспечения.

Параметры и характеристики ФПЗ. Абсолютная спектральная характеристика чувствительности ФПЗ (А/Вт) в основном определяется квантовой эффективностью полупроводникового материала

$$S_{\text{абс}}(\lambda) = \eta(\lambda) e\lambda / (hc), \quad (6.21)$$

где $\eta(\lambda)$ — квантовая эффективность; e — заряд электрона; h — постоянная Планка; c — скорость распространения оптического излучения.

Выражение (6.21) представляет собой зависимость от λ отношения приращения тока накопления при фотогенерации зарядов к приращению потока оптического излучения.

Для большинства серийных ФПЗ на основе кремния спектральный диапазон чувствительности находится в пределах 0,4—1,1 мкм.

Обеспечить чувствительность ФПЗ в более длинноволновой ИК-области спектра можно на основе создания гибридных структур, в которых секцию накопления выполняют на основе полупроводникового материала, чувствительного к заданному участку спектра, а регистр переноса — на основе кремния. Однако технология изготовления гибридных ФПЗ значительно сложнее, что ограничивает возможности создания фотоприемников с большим числом элементов.

Поскольку ФПЗС является многофункциональным прибором с накоплением зарядов, его интегральную чувствительность в общем случае следует определять как отношение приращения напряжения (тока) выходного сигнала к приращению экспозиции оптического излучения заданного спектрального состава $[B/(лк \cdot с), A/(лк \cdot с)]$. При заданном времени накопления T_n интегральную чувствительность можно определить как отношение приращения напряжения (тока) выходного сигнала к приращению освещенности заданного спектрального состава на фоточувствительном элементе $(B/лк, A/лк)$.

Второй способ определения интегральной чувствительности часто используют, когда матрица ФПЗС выполняет роль аналога телевизионной передающей трубки и работает при стандартном времени накопления 20 мс. Благодаря хорошей линейности световой характеристики ФПЗС в рабочем диапазоне экспозиций интегральную чувствительность, выраженную через освещенность для времени накопления 20 мс, можно легко пересчитать для другого времени накопления

$$S_{инт}(T_n) = S_{инт(20 мс)} T_n / 20,$$

где T_n — рабочее время накопления, мс.

Рабочий диапазон экспозиций ограничен сверху максимальной экспозицией насыщения $H_{нас}$, лк·с, а снизу пороговой — экспозицией $H_{пор}$, лк·с. При этом следует иметь в виду, что $H_{нас}$ и $H_{пор}$ являются фиксированными параметрами только при вполне определенных условиях работы ФПЗС (например, при его использовании в качестве формирователя стандартного видеосигнала при времени накопления 20 мс). В общем случае они зависят от температуры кристалла, времени накопления, частоты опроса элементов и других условий, влияющих на уровень темнового фонового заряда и внутренних шумов. С $H_{нас}$ и $H_{пор}$ непосредственно связаны такие параметры, как максимальное напряжение выходного сигнала $U_{с\ max}$ и пороговое значение выходного сигнала $U_{с\ пор}$:

$$U_{с\ max} = S_{(U/H)} H_{нас}; \quad U_{с\ пор} = S_{(U/H)} H_{пор},$$

где $S_{(U/H)}$ — интегральная чувствительность, выраженная через экспозицию оптического излучения.

Важнейший параметр ФПЗС — динамический диапазон входных и выходных сигналов

$$U_{с\ max} / U_{с\ пор} \approx E_{нас} / E_{пор}.$$

По сравнению с другими телевизионными преобразователями ФПЗС обладают значительно большим динамическим диапазоном. Так, даже без специального охлаждения при температуре 20 °С динамический диапазон ФПЗС может достигать 60 дБ, а при охлаждении до —40 °С — 70 дБ.

Обнаружительную способность ФПЗС определяют как

$$D = 1/H_{\min}.$$

Здесь $H_{\min}$ — минимальное значение экспозиции, при которой обеспечивается регистрация сигнала от точечного объекта при допустимой вероятности ошибок обнаружения; в свою очередь,

$$H_{\min} = \psi \sigma_{\text{ш. н}} / (K S_{(U/H)}),$$

где ψ — отношение сигнал/шум, необходимое для достижения заданных характеристик обнаружения; $\sigma_{\text{ш. н}}$ — среднеквадратическое значение шумового напряжения на выходе ФПЗС; K — относительный контраст изображения объекта, $K = (E_c - E_\phi) / E_\phi$.

Среднеквадратическое значение шумового напряжения на выходе ФПЗС можно выразить через среднеквадратическое значение флуктуации суммарного числа шумовых зарядов, включая все виды флуктуаций числа носителей заряда в ПЗС-структуре, а также шумы выходного устройства ФПЗС (выраженные через эквивалентные флуктуации числа зарядов)

$$\sigma_{\text{ш. н}} = k_{(U/q)} \sigma_{\text{ш}} q e,$$

где $k_{(U/q)}$ — коэффициент преобразования заряда в выходное напряжение.

Флуктуация числа зарядов подчиняется закону Пуассона. Однако поскольку число накапливаемых зарядов достаточно велико ($n_q > 100$), распределение Пуассона можно аппроксимировать нормальным законом распределения с дисперсией, равной среднему значению. Тогда

$$\sigma_{\text{ш}} = \sqrt{\sigma_{\text{ш. т}}^2 + \sigma_{\text{ш. ф}}^2 + \sigma_{\text{ш. с}}^2 + \sigma_{\text{ш. г}}^2 + \sigma_{\text{ш. п}}^2 + \sigma_{\text{ш. в. у}}^2}, \quad (6.22)$$

где $\sigma_{\text{ш. т}}$ — среднеквадратическое число зарядов в j -й ячейке ФПУ, характеризующее флуктуацию числа темновых зарядов; $\sigma_{\text{ш. ф}}$ — среднеквадратическое значение флуктуации числа зарядов, обусловленных фоновым излучением; $\sigma_{\text{ш. с}}$ — среднеквадратическое значение флуктуации числа сигнальных зарядов, накапливаемых в ячейках ФПЗС, характеризующее фотонный шум; $\sigma_{\text{ш. г}}$ — среднеквадратическое отклонение среднего числа темновых зарядов в различных ячейках ФПУ, характеризующее геометрический шум; $\sigma_{\text{ш. п}}$ — среднеквадратическое значение флуктуаций заряда при переносе; $\sigma_{\text{ш. в. у}}$ — среднеквадратическое значение шума выходного устройства, пересчитанное к числу зарядов.

Для вычисления величин выражения (6.22) используют следующие формулы.

$$\sigma_{\text{ш. т}} = \sqrt{\bar{q}_t}.$$

Здесь $\bar{q}_t$ — среднее число темновых электронов,

$$\bar{q}_t = \bar{i}_t A_{\text{эл}} T_{\text{н}} / e,$$

где $\bar{i}_T$ — средняя плотность темнового тока накопления зарядов, характерная для используемого полупроводникового материала при рабочей температуре кристалла; $A_{эл}$ — площадь элемента; T_H — время накопления заряда.

$$\sigma_{ш. ф} = \sqrt{\bar{q}_ф}.$$

Здесь $\bar{q}_ф$ — среднее число фоновых зарядов,

$$\bar{q}_ф = \bar{i}_ф A_{вх} T_H / e;$$

$$\bar{i}_ф = F (A_{вх} \tau_0 / f_0);$$

$$F = L_{эфф} S_{абс} (\lambda_{max}) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{фл} (\lambda) S_{абс} (\lambda) d\lambda,$$

где $\bar{i}_ф$ — средняя плотность тока накопления фоновых зарядов в ячейках ФПУ; $A_{вх}$ — эффективная площадь входного зрачка объектива ФПУ; τ_0 — коэффициент пропускания объектива; f_0 — фокусное расстояние объектива; $L_{эфф}$ — эффективная яркость фона; $S_{абс} (\lambda_{max})$ — максимальное значение спектральной чувствительности ФПЗС; $L_{фл} (\lambda)$ — спектральная плотность яркости фона; $S_{абс} (\lambda)$ — абсолютная спектральная чувствительность ФПУ; λ_1 и λ_2 — границы пропускания оптического фильтра, определенные с учетом спектральной плотности силы излучения наблюдаемых объектов, спектрального коэффициента пропускания атмосферы и спектральной чувствительности ФПУ.

$$\sigma_{ш. с} = \sqrt{\bar{q}_с}.$$

Здесь $\bar{q}_с$ — среднее значение сигнального заряда от объекта; в частности, для точечного объекта

$$\bar{q}_с = \bar{i}_с A_{эл} T_H / e;$$

$$\bar{i}_с = G [A_{вх} \tau_0 / (L A_{эл})];$$

$$G = I_{эфф} S (\lambda_{max}) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{ελ} (\lambda) S_{абс} (\lambda) \tau_{атм} (\lambda) d\lambda,$$

где $\bar{i}_с$ — средняя плотность тока накопления сигнального заряда; L — дистанция наблюдения; $I_{эфф}$ — эффективная сила излучения объекта, определяемая с учетом спектральной чувствительности ФПУ и спектрального коэффициента пропускания атмосферы; $I_{ελ} (\lambda)$ — спектральная плотность силы излучения; $\tau_{атм} (\lambda)$ — спектральный коэффициент пропускания атмосферы.

$$\sigma_{ш. г} = \bar{q}_T h_T,$$

где h_T — коэффициент относительного разброса темновых токов по кристаллу ФПУ,

$$h_T = \frac{2}{3} (\bar{q}_{T \max} - \bar{q}_{T \min}) / (\bar{q}_{T \max} + \bar{q}_{T \min}).$$

Для поверхностного канала переноса

$$\sigma_{\text{ш. п}} = (2NkTA_{\text{эл}}N_{\text{п. с}} \ln 2)^{1/2},$$

где N — число актов передачи заряда, определяемое положением анализируемой точки изображения на фоточувствительной поверхности ФПЗС; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; $N_{\text{п. с}}$ — плотность поверхностных состояний; для ФПЗС с объемным каналом

$$\sigma_{\text{ш. п}} = \left\{ 2NV_{\text{с}} \sum_{i=1}^k N_{\text{о. с}(k)} \exp(-t_{\text{с}}/\tau_k) [1 - \exp(-t_{\text{с}}/\tau_k)] \right\}^{1/2},$$

где $V_{\text{с}}$ — объем, заполненный зарядом переноса; $N_{\text{о. с}(k)}$ — плотность объемных состояний k -го уровня; τ_k — постоянная времени генерации k -го уровня; $t_{\text{с}}$ — время считывания одного зарядового пакета, обратно пропорциональное тактовой частоте опроса элементов $f_{\text{т}}$.

При условии, что установочный шум транзистора сброса и шумы вида $1/f$ подавлены с помощью схемы двойной коррелированной выборки (см. ниже), выражение для оценки числа шумовых электронов выходного устройства имеет вид

$$\sigma_{\text{ш. в. у}} = 8,8e_{\text{ш}}C_{\text{в. у}}\sqrt{f_{\text{т}}},$$

где $e_{\text{ш}}$ — эквивалентное шумовое напряжение встроенного усилителя на полевом транзисторе, $\text{нВ} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$; $C_{\text{в. у}}$ — суммарная емкость выходного диода и входа усилителя, пф; $f_{\text{т}}$ — тактовая частота опроса элементов, мГц.

Одной из важнейших характеристик ФПЗС является частотно-контрастная характеристика (ЧКХ). ЧКХ ФПЗС в горизонтальном и вертикальном направлениях может быть аппроксимирована следующими выражениями:

$$W(f_x) = \left| \frac{\sin(\pi f_x \Delta x)}{\pi f_x \Delta x} \right|; \quad W(f_y) = \left| \frac{\sin(\pi f_y \Delta y)}{\pi f_y \Delta y} \right|, \quad (6.23)$$

где f_x и f_y — пространственные частоты входного оптического гармонического сигнала на фоточувствительной площадке; Δx и Δy — пространственные периоды ПЗС-структуры секции накопления в вертикальном и горизонтальном направлениях соответственно.

Выражения (6.23) справедливы при условии, что распределение чувствительности в пределах элемента считается постоянным, а элементы близко расположены друг к другу. Однако на практике наибольшая пространственная частота, которая может быть передана приемником с дискретной структурой, в соответствии с теоремой Найквиста равна половине периода следования элементов. Это обстоятельство следует иметь в виду при выборе масштаба изображения на фоточувствительной площадке. На частоте Найквиста амплитуда сигнала составляет приблизительно 64%

от максимального значения, соответствующего нулевой пространственной частоте.

Вместо ЧКХ иногда удобно пользоваться таким параметром, как разрешающая способность R , выраженная в числе разрешаемых линий на единицу длины. Геометрический предел разрешающей способности

$$R_{x \max} = 0,5/\Delta x; \quad R_{y \max} = 0,5/\Delta y.$$

Реальное значение R зависит от контраста изображения, чувствительности ФПЗС, степени взаимного влияния элементов, от искажений зарядового рельефа при переносе, обусловленных ограниченной эффективностью переноса, а также уровнем шумов ФПЗС.

Коэффициент взаимного влияния (связи) элементов $k_{\text{св}}$ характеризуется отношением напряжения сигнала с неосвещенного элемента к напряжению фотосигнала с соседнего элемента на линейном участке световой характеристики и при номинальном значении питающих и управляющих напряжений.

Коэффициент неэффективности переноса определяется выражением (6.20).

При реализации на основе ФПЗС высокоточных оптико-электронных приборов следует принимать во внимание коэффициент относительного разброса чувствительности элементов по рабочей площадке

$$h_s = \frac{2}{3} (S_{\text{инт max}} - S_{\text{инт min}}) / (S_{\text{инт max}} + S_{\text{инт min}}).$$

Если ФПЗС использовать в режиме малых освещенностей, необходимо учитывать ограничения допустимого времени накопления, связанные с возможностью заполнения потенциальных ям темновыми зарядами. Таким образом, одним из существенных параметров ФПЗС является также допустимое время накопления $T_{\text{н max}}$ при заданной температуре кристалла.

Помимо перечисленных параметров и характеристик в паспорте ФПЗС указываются также номинальные значения напряжений и уровней сигналов на управляющих электродах.

Схемы включения фотоприемников на основе ПЗС-структур. Любой оптико-электронный датчик (ОЭД) на ФПЗС содержит кроме непосредственно фотоприемника формирователь фаз управляющих импульсов (ФФ), преобразователь уровня управляющих сигналов (ПУУС), видеосуилитель (ВУ) и задающий генератор (ЗГ), обеспечивающий синхронную работу всех функциональных узлов. В зависимости от типа и архитектуры конкретного ФПЗС структурные схемы ОЭД могут быть различными. Варианты основных структурных схем ОЭД на ПЗС-линейке (ЛПЗС) и ПЗС-матрице (МПЗС) приведены на рис. 6.21.

Будучи однострочным вариантом многоэлементных фотоприемников, ЛПЗС значительно проще по своей организации много-

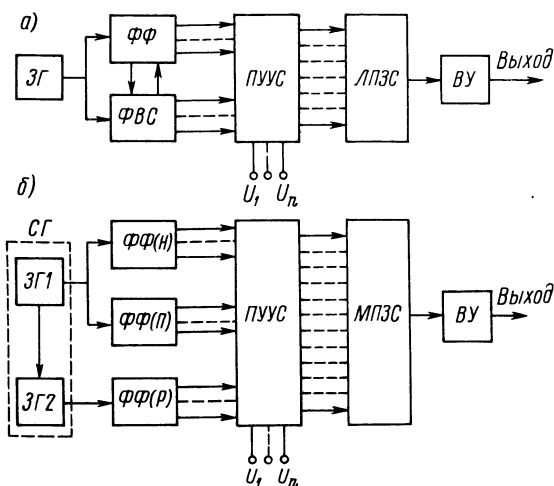


Рис. 6.21. Структурная схема опико-электронного датчика на ПЗС-линейке (а) и ПЗС-матрице (б)

строчных фотоприемников. Обычно ОЭД на ЛПЗС содержит один ЗГ, один ФФ, формирователь вспомогательных сигналов ФВС (импульсов управления фотозатвором, затвором переноса и др.), а также ПУУС и ВУ (рис. 6.21, а). В то же время при реализации ОЭД на многострочном фотоприемнике МПЗС требуются, как правило, три ФФ, управляющих работой секций накопления ФФ (Н), оперативной памяти ФФ (П) и считывающего регистра ФФ (Р). В некоторых случаях по конструктивным соображениям для управления ФФ (Р) целесообразно использовать отдельный ЗГ (ЗГ2, рис. 6.21, б), который синхронизируется от ЗГ1 и располагается в непосредственной близости от МП, хотя принципиально оба ЗГ могут быть элементами одного синхрогенератора (СГ).

Возможные практические схемы ФФ и ПУУС, а также рекомендации по выбору элементов для их реализации подробно рассмотрены в литературе. Здесь приведем лишь типичные временные диаграммы управляющих сигналов, формируемых этими схемами, чтобы пояснить работу линейных и матричных ФПЗС.

На рис. 6.22 показаны временные диаграммы управляющих импульсов для однострочного ФПЗС, содержащего 1024 элемента К1200ЦЛ1. Этот фотоприемник имеет кремниевую подложку *n*-типа, поэтому для его нормальной работы на подложку должен быть подан несколько более высокий потенциал, чем верхний уровень импульсных сигналов, показанных на рис. 6.22. При таком условии обеспечивается режим обеднения приповерхностной области подложки основными носителями (электронами).

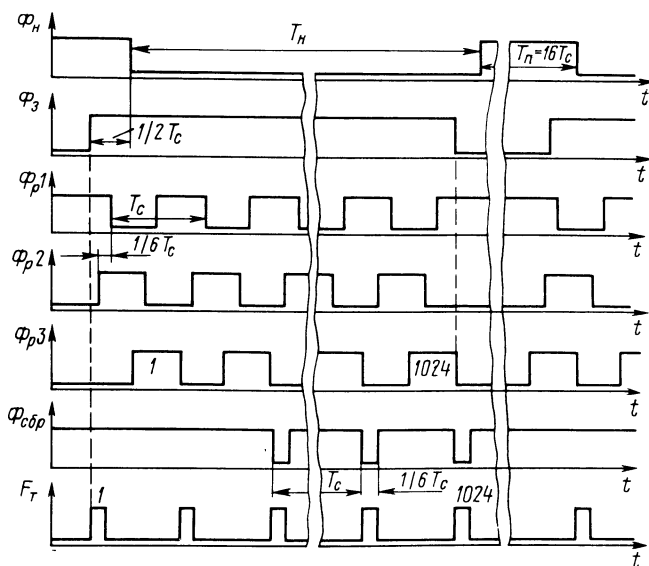


Рис. 6.22. Временные диаграммы управляющих импульсов для ПЗС-линейки

На первой временной диаграмме показаны управляющие импульсы на фотозатворе Φ_H . Изменяя длительность импульсов накопления посредством перемещения переднего отрицательного фронта импульса накопления, можно регулировать экспозицию, а следовательно, значения накапливаемых зарядов при фиксированной освещенности на накопительных ячейках. Это эквивалентно изменению чувствительности ФПЗС к заданному потоку оптического излучения.

На других диаграммах показан импульс, управляющий затвором переноса Φ_3 ; Φ_{p1} — Φ_{p3} — импульсы, управляющие фазами транспортного регистра; $\Phi_{сбр}$ — импульсы, управляющие затвором транзистора сброса (см., например, V2 на рис. 6.16, а).

На последней временной диаграмме показаны тактовые импульсы, которые можно использовать для синхронизации работы ФПЗС с внешними устройствами обработки сигнала.

На рис. 6.23 приведены временные диаграммы управляющих сигналов для матрицы ФПЗС с кадровым переносом. Эти диаграммы соответствуют случаю, когда ФПЗС используют в качестве аналога передающей телевизионной трубки, т. е. в качестве телевизионного преобразователя непрерывного во времени оптического сигнала в видеосигнал.

Импульс накопления подается поочередно на первую и вторую фазы секции накопления Φ_{H1} и Φ_{H2} , что позволяет повысить разрешающую способность телевизионного преобразователя за счет удвоения эффективного числа строк.

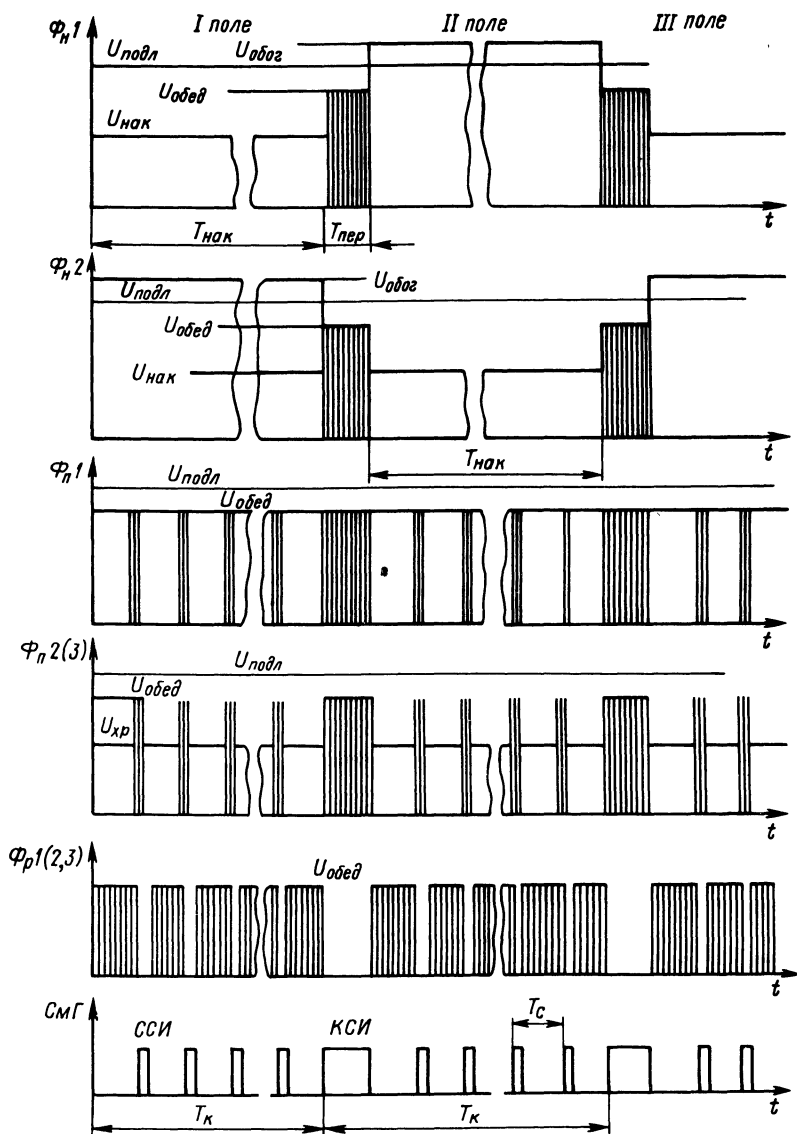


Рис. 6.23. Временные диаграммы управляющих сигналов для ПЗС-матрицы, используемой в качестве телевизионного преобразователя.

$\Phi_{н1} - \Phi_{н3}$, $\Phi_{п1} - \Phi_{п3}$, $\Phi_{р1} - \Phi_{р3}$ — управляющие сигналы на фазах 1—3 секции накопления, секции памяти и регистра переноса; $СмГ$ — смесь гасящих импульсов телевизионного датчика на ФЗПС

В промежутки времени между периодами накопления на управляющие электроды $\Phi_{д1}-\Phi_{д3}$ и $\Phi_{п1}-\Phi_{п3}$ подаются последовательности («пачки») импульсов более высокой частоты, обеспечивающие вертикальный перенос зарядового рельефа из секции накопления в секцию памяти. Число импульсов в «пачках» определяется числом ячеек в столбцах каждой секции. Сигналы управления секцией памяти $\Phi_{п1}-\Phi_{п3}$ содержат, кроме того, импульсы построчного вертикального переноса зарядового рельефа из секции памяти в выходной регистр. $\Phi_{р1}-\Phi_{р3}$ — сигналы, управляющие выходным регистром.

На последней диаграмме показаны строчные ССИ и кадровые КСИ синхриимпульсы.

§ 6.3. Многоэлементные приемники излучения на основе приборов с зарядовой инжекцией

В приборах с зарядовой инжекцией (ПЗИ) накопление зарядового рельефа, адекватного распределению освещенности по рабочей площадке, осуществляется точно так же, как и в ПЗС. Однако в таких приборах не производится перенос зарядов вдоль подложки к одному общему выходу. Сигнальные заряды считываются с помощью электродов тех же самых ячеек, в которых они были накоплены (рис. 6.24).

Детектирование зарядов в ПЗИ может быть организовано путем их инжекции в подложку при снятии напряжения обеднения (хранения) с электродов соответствующих накопительных ячеек. При этом накопленные заряды рекомбинируют в подложку, а выходной сигнал регистрируется в виде тока в цепи подложки или изменения электростатического потенциала в адресной шине.

Такой способ считывания наиболее прост. Однако процесс рекомбинации довольно длителен, он может продолжаться несколько микросекунд, существенно ограничивая допустимую скорость опроса многоэлементного фотоприемника. Кроме того, в процессе инжекции неосновные носители могут частично собираться в потенциальных ямах соседних ячеек, снижая разрешающую способность прибора.

В современных ПЗИ, чтобы устранить указанные недостатки, используют подложки, содержащие специальную диффузионную

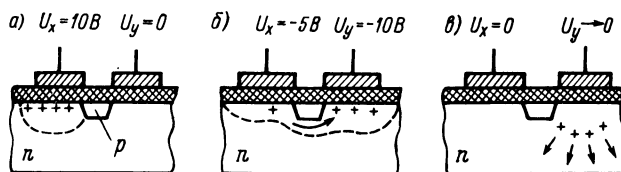


Рис. 6.24. Принцип работы накопительной ячейки ПЗИ-фотоприемника: накопление заряда в потенциальной яме под левым электродом (а); перетекание заряда в правую, более глубокую потенциальную яму (б); инжекция заряда в подложку при снятии напряжений обеднения с управляющих электродов ячейки (в)

область p -типа, расположенную под электродами хранения. Образованный таким образом эпитаксиальный p — n -переход, будучи обратным смещенным (подобно запертому фотодиоду), служит хорошим коллектором инжектированных зарядов неосновных носителей. Введение эпитаксиального слоя повышает разрешающую способность, снижает постоянную времени процесса инъекции, но в некоторой степени снижает чувствительность, поскольку часть неосновных носителей, генерированных оптическим потоком, в зазорах между электродами коллектирует в p — n -переход, не попадая в потенциальные ямы.

Существует также способ многократного неразрушающего считывания зарядов в ПЗИ. Для его реализации в каждой накопительной ячейке используют не менее двух управляющих электродов. Сигнальный заряд в каждой ячейке определяется измерением наведенного электростатического потенциала в шине, связанной со вторыми электродами ячеек. Наведенный потенциал возникает вследствие перетекания накопленных зарядов из потенциальных ям первых электродов в потенциальные ямы вторых электродов при снятии напряжения хранения с первых электродов ячеек. В дальнейшем на первые электроды вновь можно подать такой потенциал хранения, который обеспечивает перетекание сигнального заряда обратно под первые электроды, и цикл опроса элементов ПЗИ может быть повторен много раз. Чтобы стереть зарядовый рельеф, перед новым циклом накопления со всех электродов ячеек одновременно снимают потенциал хранения, при этом происходит параллельная инъекция всех накопленных зарядов в подложку.

На основе ПЗИ-структур могут быть реализованы однострочные и многострочные (матричные) фотоприемники.

На рис. 6.25 показан фрагмент типичной структуры матричного ПЗИ-фотоприемника с координатной адресацией.

Каждая ячейка образована парой смежных МОП-конденсаторов. Управляющие электроды ячеек через коммутирующие ключи на МОП-транзисторах связаны с регистрами горизонтальной и вертикальной разверток, реализованными на том же кристалле. Сигнальные заряды могут накапливаться под любым из электродов ячейки либо одновременно под двумя электродами. Возможен также перенос зарядов в пределах ячеек. Инъекция заряда выбранной ячейки осуществляется снятием потенциала хранения одновременно со строчной и столбцовой шин, связанных с электродами данной ячейки.

В зависимости от способа подключения к такой структуре усилительных каскадов, а также ключей установки исходного потенциала (ключей сброса) можно реализовать различные методы детектирования сигнальных зарядов. Некоторые из них подробно описаны в литературе. Чтобы улучшить основные параметры и характеристики фотоприемного устройства, предварительные каскады усилителей и ключи сброса на МОП-транзисторах часто

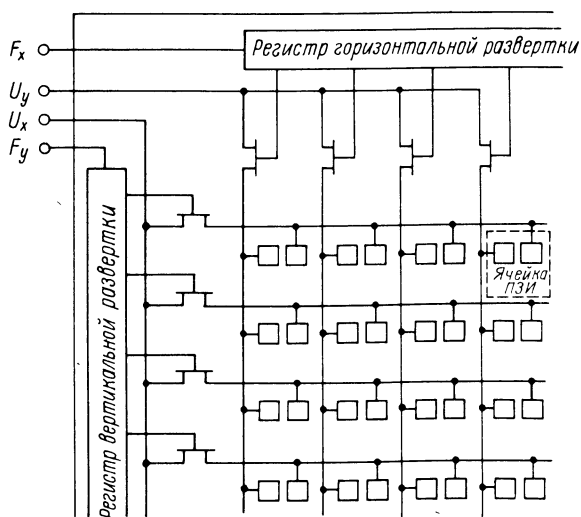


Рис. 6.25. Фрагмент структуры матричного ПЗИ-фотоприемника с координатной адресацией

выполняют в едином технологическом цикле на одном кристалле с ПЗИ-структурой.

В отличие от ПЗС в ПЗИ возможен опрос элементов в произвольном порядке, а также неразрушаемое считывание сигналов. Это является важнейшим достоинством ПЗИ, которое облегчает задачу их сопряжения с современными микропроцессорными средствами обработки сигнала. Благодаря отсутствию передачи заряда от ячейки к ячейке вдоль поверхности к одному выходу в фотоприемных устройствах на ПЗИ не искажается зарядовый рельеф, а также отсутствуют шумы переноса, характерные для ПЗС. В остальном системы параметров и характеристик ПЗС и ПЗИ совпадают (см. § 6.2).

Однако следует отметить, что в матричных ПЗИ-структурах вследствие значительной емкости адресных шин, к которым подключаются входные каскады усилителей, наблюдается больший по сравнению с ПЗС уровень шумов усилителя. Это же обстоятельство делает весьма сложным создание малошумящих ПЗИ-фотоприемников с большим (более нескольких тысяч) числом элементов. Кроме того, технология изготовления ПЗИ-фотоприемников значительно сложнее, чем аналогичных приборов на ПЗС-структурах, так как на одном кристалле помимо накопительных ячеек необходимо реализовывать систему коммутирующих ключей и управляющие регистры (либо дешифраторы кода выбранной ячейки).

На базе малоформатных (32×32 или 64×64 элемента) можно создавать многокристальные фотоприемные устройства с очень большим числом элементов. При этом, чтобы уменьшить зазоры,

выводы кристаллов располагают с противоположной от фоточувствительной поверхности стороны подложки. При необходимости отдельные кристаллы ПЗИ могут размещаться на неплоской, например сферической, поверхности, оптимально согласованной с поверхностью фокусировки оптической системы.

Глава 7

ТЕПЛОВЫЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

В тепловых ПИ взаимодействие лучистого потока с веществом приводит к появлению температурного поля в чувствительном элементе и, как следствие, к повышению его температуры. При таком изменении термодинамического состояния системы решетка — электроны увеличивается энергия электронов и изменяются их электрические свойства.

Спектральная чувствительность тепловых ПИ постоянна в широком спектральном интервале, так как энергия фотонов преобразуется в тепло неселективно (рис. 7.1, а).

Для увеличения абсолютной спектральной чувствительности тепловых ПИ необходимо, чтобы чувствительный элемент поглощал все излучение вплоть до самых больших длин волн. При этом повышение температуры должно быть прямо пропорционально полному поглощенному лучистому потоку, для чего чувствительный элемент покрывают тонким слоем черни, приближая условия поглощения излучения к идеальным (как в абсолютно черном теле, когда поглощается все падающее на него излучение).

На практике отмечается ограниченный спектральный интервал работы тепловых ПИ (см. рис. 7.1, а): λ'_{min} — ограничивается проницаемостью материала приемного элемента и пропусканием

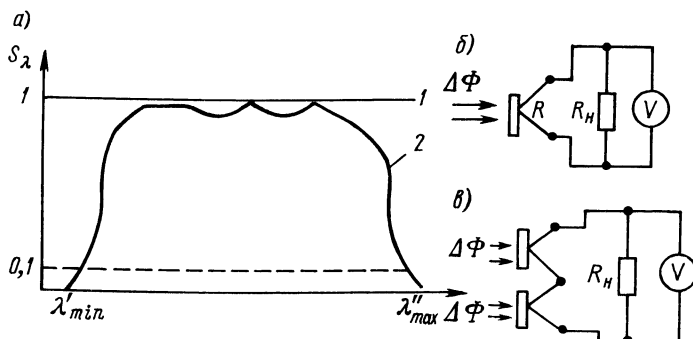


Рис. 7.1. Спектральная чувствительность тепловых ПИ (а) и схемы включения термоэлементов (б, в):
1 — теоретическая; 2 — экспериментальная

окна ПИ, $\lambda_{\text{п.н}}$ — ростом коэффициента отражения материала приемного элемента и материалом окна ПИ.

Тепловые ПИ делятся на несколько групп: термоэлементы, болометры, оптико-акустические ПИ, пироприемники, основанные на применении поляризации пироактивного кристалла при воздействии на него модулированного лучистого потока, ПИ на термоупругом эффекте кристаллического кварца (и других пьезокристаллов), основанные на появлении электрической разности потенциалов на приемном элементе из-за термоупругих деформаций при облучении модулированным лучистым потоком, калориметры, тепловые преобразователи изображения.

§ 7.1. Термоэлементы

В основе принципа действия термоэлемента (ТЭ) лежит принцип термопары — термоэлектрический эффект Зеебека, который заключается в появлении термо-э. д. с. в цепи, состоящей из двух разнородных по составу проводников при нагревании падающим лучистым потоком места их спая (рис. 7.1, а).

При переменной температуре вдоль проводника электроны с горячего конца диффундируют в направлении, обратном температурному градиенту, так как они имеют более высокую энергию и скорость, чем на холодном конце. В результате на холодном конце возникает отрицательный заряд, а на горячем — положительный.

В полупроводниках это явление выражено еще сильнее, так как э. д. с. электронного и дырочного полупроводников складываются. У различных пар материалов значения термо-э. д. с. неодинаковы. Для изготовления ТЭ используют различные материалы (металлические и полупроводниковые пары материалов).

При сравнении пар пользуются удельной термо-э. д. с., которая характеризуется значением э. д. с., возникающей при единичном температурном перепаде,

$$\Delta U_T = \alpha_T \Delta T, \quad (7.1)$$

где ΔU_T — термо-э. д. с., возникающая при нагреве спая до температуры ΔT ; α_T — коэффициент термо-э. д. с. ТЭ, численно равный разности температур в 1°C .

Удельная термо-э. д. с. металлических ТЭ составляет от единиц до десятков $\text{мкВ}/^\circ\text{C}$, у полупроводниковых ТЭ — значительно выше, так как число носителей с температурой в полупроводнике растет и электронный и дырочный токи складываются.

Металлические термоэлементы изготавливают из меди, никеля, кобальта, висмута, платины, алюминия, тантала, серебра, сурьмы, железа, константана (сплава меди и никеля) и т. д. Полупроводниковые — из сурьмы, кремния, теллура, селена.

Термоэлемент в простейшем случае работает так (рис. 7.1, б): на спай падает поток излучения $\Delta\Phi$ и вызывает разность температур ΔT и разность потенциалов $\Delta U_T = \alpha_T \Delta T$. Через сопротивле-

ние нагрузки R_n потечет ток, который вызовет противоположный термоэлектрическому эффекту эффект Пельтье, заключающийся в том, что при пропускании тока охлаждается горячий спай. Количество тепла, отводимого в 1 с от спая, т. е. поток тепловой энергии,

$$\Delta\Phi_T = -P_T i; \quad P_T = \alpha_T T,$$

где P_T — коэффициент Пельтье; i — ток; T — температура проводника, по которому течет ток i .

Следовательно,

$$\Delta\Phi_T = -\alpha_T T i. \quad (7.2)$$

Выделением тепла по закону Джоуля—Ленца пренебрегаем из-за малости токов. Тогда общая термо-э. д. с. с учетом явлений Зеебека и Пельтье

$$\Delta U = \Delta U_T - \Delta U_P, \quad (7.3)$$

причем

$$\Delta U_P = \Delta\Phi_T \alpha_T / \sigma_T, \quad (7.4)$$

где σ_T — полная термическая проводимость спая, Вт/К.

С учетом уравнений (7.1), (7.2) и (7.4) получим

$$\Delta U = \alpha_T T - (i \alpha_T^2 T / \sigma_T).$$

Эффект Пельтье увеличивает эффективное сопротивление цепи ТЭ на величину

$$\alpha_T^2 T / \sigma_T.$$

Для определения тока получим следующее выражение:

$$iR + i \alpha_T^2 T / \sigma_T = \alpha_T \Delta T,$$

откуда

$$i = \alpha_T \Delta T / (R + \alpha_T^2 T / \sigma_T),$$

где R — сопротивление ТЭ.

Если пренебречь эффектом Пельтье, то выражение для интегральной вольтовой чувствительности холостого хода принимает вид

$$S_{V_{\text{инт}}} = \Delta V_T / \Delta\Phi = \alpha_T \Delta T / \Delta\Phi \cong \alpha_T \alpha / \sigma_T,$$

где α — коэффициент поглощения.

При работе с модулированным лучистым потоком $S_{V_{\text{инт}}} = \alpha \alpha_T / (2\pi f C)$, где C — теплоемкость спая, Дж/К.

Чтобы увеличить вольтовую чувствительность, надо увеличить α , α_T и уменьшить σ_T .

Увеличить α можно чернением спая, а уменьшить σ_T — вакуумированием приемного элемента. Кроме того, применяют последовательное включение нескольких ПИ (рис. 7.1, в).

Теплопроводность висмута, железа, никеля, свинца, ртути, селена составляет 0,15—0,015 Вт/м·К, а сплавов — 0,005—0,008 Вт/м·К. Интегральная вольтовая чувствительность металлических ТЭ находится в пределах 3—5 В/Вт, чувствительность

полупроводниковых ТЭ 30—50 В/Вт, постоянная времени металлических 0,1—2 с, а полупроводниковых 0,04—0,1 с.

Значения пороговых потоков ТЭ в заданной полосе частот лежат в пределах 10^{-8} — 10^{-11} Вт по любому излучателю, так как они неселективны. Основными шумами ТЭ являются тепловой и радиационный.

Окна ТЭ делают из стекла, кварца, германия, кремния, флюорита, хлористого натрия или калия, слюды и т. д.

Качество работы ТЭ наиболее полно определяет его КПД — отношение мощности, полученной на сопротивлении нагрузки, к мощности излучения, падающего на чувствительный элемент, т. е.

$$\eta_{\text{ТЭ}} = P/\Phi.$$

Определим оптимальное сопротивление нагрузки для ТЭ, при которой на этом сопротивлении рассеивается максимальная электрическая мощность (работа с гальванометром):

$$I = \frac{U_p}{R + R_{\text{н}}}; \quad U_{\text{с}} = IR_{\text{н}} = \frac{U_p R_{\text{н}}}{R + R_{\text{н}}};$$

$$P = U_{\text{с}} I = \frac{U_p^2 R_{\text{н}}}{(R_{\text{н}} + R)^2} = \frac{\alpha_T^2 \Delta T^2 R_{\text{н}}}{(R + R_{\text{н}})^2} = \frac{S_U^2 \Phi R_{\text{н}}}{(R + R_{\text{н}})^2},$$

где U_p — рабочее напряжение ТЭ; $U_{\text{с}}$ — напряжение сигнала на сопротивлении нагрузки.

Найдем значение $R_{\text{н}}$, при котором $P = P_{\text{max}}$:

$$\frac{dP}{dR_{\text{н}}} = S_U^2 \Phi^2 \frac{(R + R_{\text{н}})^2 - 2(R + R_{\text{н}}) R_{\text{н}}}{(R + R_{\text{н}})^3} = 0; \quad R_{\text{н}} = R.$$

Тогда можно знать сопротивление и КПД

$$P_{\text{max}} = \frac{S_U^2 \Phi^2}{4R}; \quad \eta_{\text{ТЭ max}} = \frac{S_U^2 \Phi}{4R}.$$

Обычно значение $\eta_{\text{ТЭ}}$ не превосходит долей процентов для металлов и нескольких процентов для полупроводников.

Малое собственное сопротивление ТЭ вынуждает делать усилители с трансформаторным входом, что сильно их усложняет. Кроме того, ТЭ имеют сложную конструкцию и большую инерционность. Это служит препятствием для их широкого применения. На рис. 7.2 приведены спектральные характеристики ТЭ типа ПРТЭ-1.

В ряде приборов требуются ПИ с большой площадью чувствительного элемента. Из-за конструктивных трудностей и невозможности создать большой ПИ была создана (группированием малых площадок) круговая термоэлектрическая система с единой большой площадью, распределенной между спаями, и разработана теория для расчета ее основных параметров. В радиационных ТЭ облучается одна из приемных площадок, находящихся в хорошем тепловом контакте (не электрическом) с «горячими» спаями системы термопар, а вторая площадка, располагаемая обычно позади

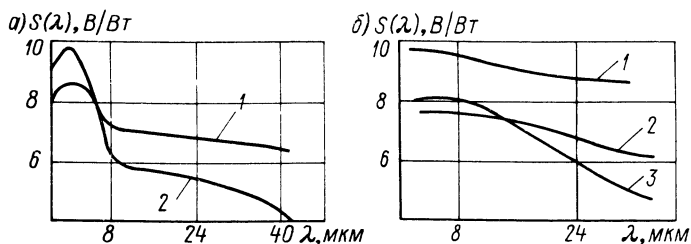


Рис. 7.2. Спектральная чувствительность термоэлементов ПРТЭ-1 с сурьмяной (а) и золотой чернью (б) для различных образцов:

1—3 — разные технологии изготовления

первой и находящаяся в контакте с «холодными» спаями, служит для рассеивания тепла, притекающего к ней по термопарам.

Изготавливать радиационные ТЭ с размером чувствительного элемента более 1 см^2 и достаточной чувствительностью сложно. Создание термобатарей из большого числа последовательно соединенных термопар повышает чувствительность, но снижает надежность ПИ, а также вызывает большие технологические трудности. Применение анизотропных ТЭ для радиационных ТЭ с большой площадкой повышает надежность и упрощает технологию изготовления.

Анизотропный ТЭ изготавливают из пластинки одного термоэлектрически анизотропного монокристалла. Градиент температуры должен создаваться под углом 45° к одной из кристаллографических осей, относительно которой наблюдается наибольшая анизотропия термо-э. д. с. Возникающая (поперечная относительно градиента температуры) э. д. с. при линейном распределении температуры

$$\Delta U = \frac{1}{2} (\alpha_{T\parallel} - \alpha_{T\perp}) (T - T_0) \frac{a}{b},$$

где $\alpha_{T\parallel}$ и $\alpha_{T\perp}$ — коэффициенты термо-э. д. с. по направлениям, параллельному и перпендикулярному данному кристаллографическому направлению; $(T - T_0)$ — разность температур; a — длина пластинки; b — высота пластинки в направлении приложенного градиента температуры.

Как видно из формулы, в анизотропном ТЭ э. д. с. определяется отношением a/b . Анизотропные ТЭ обладают большей чувствительностью, чем обычные термопары, и более стабильны и надежны в работе.

На рис. 7.3, а показана конструкция одной приемной анизотропной ячейки. Три и более таких последовательно включенных элементов-ячеек могут объединяться в блок. Чувствительный элемент анизотропного ТЭ изготавливают из медной фольги 2 толщиной около $0,02 \text{ мм}$, покрытой камфорной чернью 1, а анизотропный элемент выполнен у данного ТЭ из монокристалла

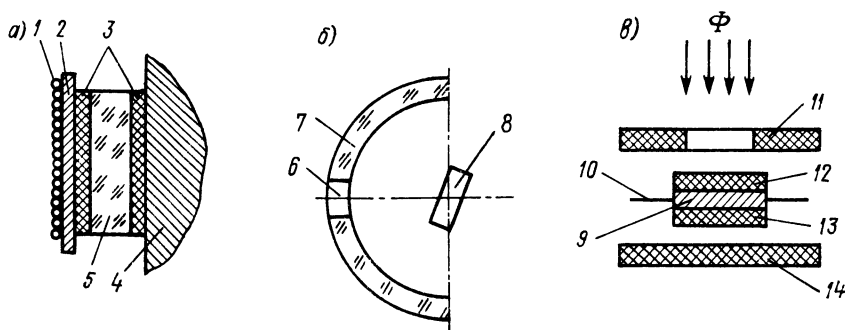


Рис. 7.3. Устройство чувствительной ячейки анизотропного термоэлемента (а), болометра для абсолютных измерений (б) и его чувствительного элемента (в)

сурьмянистого кадмия 5, приклеенного хорошо отводящим тепло слоем 3 на массу 4.

В последние годы разработаны ТЭ на основе экструдированных полупроводниковых материалов (ТЭ конструкции Шварца). Полупроводниковые штыри таких ТЭ изготавливают из экструдированных материалов с малым сечением. Для отрицательной ветви ТЭ используют твердый раствор Ba_2Tl_3 и Bi_2Sb_3 , для положительной — твердый раствор Bi_2Tl_3 и Sb_2Tl_3 .

§ 7.2. Болометры

Принцип действия болометра основан на изменении электрического сопротивления полупроводника или металла под действием падающего на него лучистого потока при изменении его температуры.

Чувствительный слой болометра выполняют обычно в виде металлической или полупроводниковой пленки, представляющей собой термосопротивление.

Конструктивно чаще всего болометр содержит два термочувствительных сопротивления, одно из которых облучается лучистым потоком, а второе — компенсационное — компенсирует изменение температуры внешней среды.

Простейшим болометром может служить металлическая лента, температура и сопротивление которой при облучении лучистым потоком меняются:

$$R = R_0 [1 + \alpha_T (T - T_0)],$$

где R_0 — сопротивление проводника при температуре T_0 ; α_T — температурный коэффициент сопротивления.

Изменение сопротивления составит

$$\Delta R = R_0 \alpha_T \Delta T, \quad (7.5)$$

откуда относительное изменение сопротивления

$$\Delta R/R = \alpha_T \Delta T.$$

Температурный коэффициент сопротивления (ТКС) для металлов обратно пропорционален температуре в широком диапазоне температур: $\alpha_T = 1/T$. Для комнатной температуры (300 К) $\alpha_T = 1/300 = 0,0033 \text{ град}^{-1}$.

Сопротивление полупроводников R в некотором ограниченном диапазоне температур изменяется по экспоненциальному закону:

$$R = R_0 e^{\left(\frac{B}{T} - \frac{B}{T_0}\right)}; \quad (7.6)$$

$$\Delta R = R_0 e^{\left(\frac{B}{T} - \frac{B}{T_0}\right)} \left(-\frac{B}{T^2}\right) \Delta T, \quad (7.7)$$

где R_0 — сопротивление полупроводника при T_0 ; $B = 3000 \text{ К}$; ΔR — изменение сопротивления полупроводника при изменении его температуры на ΔT .

Поделив уравнение (7.7) на (7.6), получим

$$\frac{\Delta R}{R} \approx \frac{\Delta R}{R_0} = -\frac{B}{T^2} \Delta T = \alpha_{\text{ТП}} \Delta T, \quad (7.8)$$

так как R незначительно отличается от R_0 .

Для большинства полупроводников $\alpha_{\text{ТП}} = -3000/T^2$.

Таким образом, у полупроводников ТКС отрицателен, а его абсолютное значение больше, чем у металлов. При комнатной температуре (300 К) ТКС полупроводника $\alpha_{\text{ТП}} = -3000/300^2 \approx -0,033 \text{ град}^{-1}$, т. е. на порядок больше, чем у металлов. Поэтому полупроводниковые болометры обладают большей чувствительностью, чем металлические. Схемы включения болометров аналогичны схемам включения ФР (см. рис. 4.5).

Поток излучения, регистрируемый болометрами, обычно модулируется, так как постоянная времени болометров намного меньше, чем у ТЭ. Это позволяет использовать усилители переменного тока.

Определим абсолютное значение приращения сигнала на нагрузке $R_{\text{н}}$ при облучении болометра по схеме его включения, аналогичной схеме включения ФР (см. рис. 4.5, а). Ток в цепи болометра

$$I = V_{\text{п}}/(R + R_{\text{н}}), \quad (7.9)$$

где $V_{\text{п}}$ — напряжение питания.

При облучении болометра потоком излучения $\Delta \Phi$ изменится его сопротивление и, следовательно, ток в цепи. Продифференцировав выражение (7.9), получим приращение тока

$$\Delta I = -V_{\text{п}} \Delta R / (R + R_{\text{н}})^2.$$

Преобразуем, учитывая, что $\Delta R/R = \alpha_T \Delta T$, из выражения (7.8):

$$\Delta I = -\frac{V_{\text{п}} \Delta R R}{(R + R_{\text{н}})^2 R} = -V_{\text{п}} \alpha_T \Delta T \frac{R}{(R + R_{\text{н}})^2};$$

$$\Delta V = \Delta I R_{\text{н}} = -V_{\text{п}} \alpha_T \Delta T \frac{R R_{\text{н}}}{(R + R_{\text{н}})^2}.$$

По аналогии с предыдущим можно найти значение сопротивления нагрузки при работе болометра с усилителем для максимальной интегральной вольтовой чувствительности, которая возможна при $R_{\text{н}} = R$.

При работе болометра с гальванической системой регистрации $R_{\text{н}}$ выбирают исходя из максимальной рассеиваемой на $R_{\text{н}}$ электрической мощности ΔP ,

$$\Delta P = \Delta I \Delta V_{\text{н}} = V_{\text{н}}^2 \alpha_T^2 \Delta T^2 \frac{R^2 R_{\text{н}}}{(R + R_{\text{н}})^4}.$$

Продифференцируем полученное выражение

$$\frac{d \Delta P}{d R_{\text{н}}} = V_{\text{н}}^2 \alpha_T^2 \Delta T^2 R^2 \frac{(R + R_{\text{н}})^4 - R_{\text{н}}^4 (R + R_{\text{н}})^3}{(R + R_{\text{н}})^8} = 0,$$

откуда сопротивление нагрузки при ΔP_{max}

$$R + R_{\text{н}} - 4 R_{\text{н}} = 0; \quad R_{\text{н}} = R/3$$

При мостовой схеме включения мост предварительно балансируют: $R_1 R_{\delta_1} = R_2 R_{\delta_2}$. Облучение вызывает разбалансировку моста и появление сигнала на сопротивлении $R_{\text{н}}$. Одновременное изменение R_{δ_1} и R_{δ_2} из-за колебаний внешней температуры не нарушает разбалансировку моста. Мост питается переменным (от сотен до тысяч герц) или постоянным напряжением. При питании переменным напряжением сигнал усиливается на частоте питающего напряжения, а затем, после детектирования, — на частоте модуляции.

Основные параметры болометров — интегральная чувствительность, постоянная времени и пороговый поток. При работе болометра с усилителем максимальная интегральная вольтовая чувствительность при $R_{\text{н}} = R$

$$S_V = V_{\text{н}}/\Phi = \alpha_T \Delta T V_{\text{н}}/(4\Phi).$$

Из уравнения состояния чувствительного слоя болометра

$$C d(\Delta T)/dt + \sigma_T \Delta T = \Phi,$$

где C — теплоемкость чувствительного слоя, Дж/град.

В установившемся режиме при $d(\Delta T)/dt = 0$ получим

$$\Delta T = \Phi/\sigma_T.$$

Следовательно, окончательно вольтовая интегральная чувствительность

$$S_V = \frac{1}{4} \frac{\alpha_T}{\sigma_T} V_{\text{н}}.$$

Коэффициент σ_T включает в себя температурное излучение чувствительного слоя и составляющую теплопроводности подводящих проводов. Уменьшают σ_T при помощи вакуумирования (уменьшаются потери на нагрев окружающего воздуха) и за счет тонких соединительных проводов с малой теплопроводностью.

Инерционность болометра определяется временем нагрева и охлаждения чувствительного слоя модулированными излучениями:

$$S_V(f) = S_{V_0} / \sqrt{1 + (2\pi f\tau)^2},$$

где S_{V_0} — интегральная чувствительность болометра при отсутствии модуляции лучистого потока; τ — постоянная времени, $\tau = C/\sigma_T$.

В качестве материалов для металлических болометров используют платину, никель, золото, для полупроводниковых — сплавы оксидов никеля, кобальта, марганца. Металлические болометры часто подсоединяют через трансформаторный вход, так как у них очень малое собственное сопротивление.

На рис. 7.3, б показано устройство болометра для абсолютных измерений оптического излучения, а на рис. 7.3, в — его приемного элемента. Поток излучения, падающий на чувствительный элемент болометра, поглощается не полностью, часть его отражается. Потери на отражение можно снизить, помещая чувствительный элемент в центр зеркальной полусферы. Поэтому центр чувствительного элемента 8 болометра должен быть совмещен с центром полусферы 7 (рис. 7.3, б). Для того чтобы зеркальная составляющая отраженного излучения не попала на входное отверстие 6 в полусфере, чувствительный элемент должен составить с направлением падающего на него излучения угол $90^\circ \pm \theta$. Применение зеркальной полусферы уменьшает потери излучения (они связаны с поглощением в отражающем покрытии и с уходом части излучения через отверстия в полусфере). Из-за уменьшения тепловых потерь, связанных с тепловым излучением самого элемента, так как полусфера возвращает обратно большую часть собственного излучения элемента, чувствительность болометра увеличивается.

Чувствительный элемент (рис. 7.3, в) состоит из слоя 9 (сплав висмута со свинцом), напыленного на нитролаковую подложку 13, покрытую сурьмяной или золотой чернью 12. Перед чувствительным элементом устанавливают черненую диафрагму 11, защищающую электроды 10 от попадания на них излучения, а позади него — черненую заслонку 14 для поглощения излучения, прошедшего мимо чувствительного элемента. Рассмотренный болометр работает в области спектра 0,3—20 мкм. Коэффициент поглощения чувствительного элемента составляет 0,996—0,998, интегральная чувствительность такого устройства 0,3 В/Вт. Болометрам присущи тепловой, токовый и радиационный шумы, рассмотренные выше. У металлических болометров преобладает тепловой шум, у полупроводниковых — токовый.

Глубокоохлаждаемые болометры. Пороговый поток идеальных тепловых ПИ определяется флуктуациями температуры чувствительного элемента и флуктуациями падающего на него излучения фона. Пороговый поток наиболее совершенных приемников-болометров, термо- и оптико-акустических элементов приближается к идеальному.

Пороговый поток тепловых ПИ существенно уменьшается при глубоком охлаждении чувствительного элемента, а также при ограничении углового поля и спектрального диапазона принимаемого излучения с помощью охлажденных диафрагм и фильтров. Глубокое охлаждение практически эффективно лишь для сверхпроводящих и полупроводниковых болометров с достаточно большим ТКС в области низких температур. Кроме того, благодаря значительному уменьшению теплоемкости при низких температурах глубокоохлаждаемые болометры обладают малой тепловой инерционностью.

Выбирая чувствительный элемент с минимальной теплоемкостью или уменьшая флуктуации его температуры, можно получить болометры с малой постоянной времени (до 10^{-8} с) или с малым пороговым потоком в единичной полосе частот (до 10^{-14} Вт/Гц^{1/2}). Очевидно, при улучшении одного из этих параметров другой ухудшается, поэтому параметры глубокоохлаждаемых болометров находятся в промежутке между крайними значениями.

Сверхпроводящие болометры обладают большим ТКС в области перехода в сверхпроводящее состояние, малым сопротивлением и узкой температурной областью перехода. При малых постоянных времени и пороговом потоке необходима высокая стабилизация температуры и сложная усилительная аппаратура, что затрудняет эксплуатацию этих болометров.

Полупроводниковые глубокоохлаждаемые болометры имеют большие чувствительность и ТКС в широкой области низких температур.

Болометры из аморфных материалов. Первый глубокоохлаждаемый полупроводниковый болометр, изготовленный В. С. Бойлом и Ф. Ф. Роджерсом из сердцевины угольного резистора, представлял собой пластину толщиной 0,05 см и площадью 0,2 см². Сопротивление болометра при комнатной температуре составляло 50 Ом, ТКС при температуре 2 К $\alpha_T = 2$. Чувствительный элемент приклеивали к мейларовой пленке толщиной 25 мкм, наклеенной на медное основание, которое находилось в хорошем тепловом контакте с гелиевой ванной. Эта пленка электрически изолировала чувствительный элемент от медного основания и служила тепловым сопротивлением. Меняя толщину мейларовой пленки, можно было изменить теплопроводность и, следовательно, чувствительность и постоянную времени. Болометр охлаждался до температуры 2,1 К, работал в спектральной области до 40 мкм при частоте модуляции 13 Гц с постоянной времени 10^{-2} с и $\Phi_{ш} = 10^{-11}$ Вт $\times$ Гц^{-1/2}. Рабочая температура (2 К) ниже точки появления шумов, связанных с температурными флуктуациями из-за пузырькового кипения жидкого гелия.

По такой схеме в дальнейшем реализовывали практически все полупроводниковые болометры. В графитовых болометрах не удалось достичь порогового потока, близкого к теоретическому, из-за сильного токового шума.

Поиски более совершенных материалов для глубокогоохлаждаемых полупроводниковых болометров привели к созданию приемных элементов из стеклоглуглерода, полученного высокотемпературной обработкой фенолформальдегидной смолы в атмосфере аргона. Материал представляет собой стеклообразный непрозрачный монолит черного цвета. ТКС полученного материала в 100 раз больше, чем у болометров В. С. Бойла и Ф. Ф. Роджерса.

Чувствительный элемент такого болометра (3×5 мм) вырезали из тонкой пластины стеклоглуглерода и подшлифовывали до толщины 100 мкм. К напыленному в вакууме золотому покрытию на концах чувствительного элемента индием припаивали медные токоподводы $\varnothing 0,12$ мм. После напыления оставалась чувствительная площадка 3×3 мм. Чувствительный элемент подвешивали на токопроводах в вакуумной полости из латуни. Излучение подводили световодом из нержавеющей стали $\varnothing 12$ мм с конусом на конце. Между конусом и световодом помещали охлаждаемый фильтр из кристаллического кварца толщиной 1,5 мм, не пропускающий излучение 3,5—50 мкм. На тепловом конце световода устанавливали окно из полиэтилена с сажой или из кремния. Всю систему помещали в малогабаритный стеклянный сосуд Дьюара с гелием. Болометр чувствителен в областях 1,3—3,5 мкм и 0,7—1,3 мм.

Монокристаллические полупроводниковые болометры. Проводимость полупроводникового приемника связана с температурой зависимостью

$$\frac{d\sigma}{dT} = eU \frac{dn}{dT} + en \frac{dU}{dT},$$

где σ и T — проводимость и температура полупроводника; e — заряд электрона; U — подвижность носителей заряда; n — концентрация носителей заряда.

Таким образом, проводимость меняется при изменении подвижности или концентрации носителей, поэтому монокристаллические полупроводниковые болометры делятся на электронные и обычные.

Работа электронных болометров основана на изменении подвижности носителей от температуры (болометры на «горячих» электронах), наблюдающейся в полупроводниках с малым количеством примесей и с высокой подвижностью носителей, которые слабо взаимодействуют с решеткой. В этих полупроводниках состояние, близкое к состоянию теплового равновесия, легко нарушается перераспределением энергии за счет взаимодействия с излучением. Если излучение перекрывается, например диском модулятора, то носители охлаждаются до температуры решетки. Теплоемкость этой системы состоит из удельной теплоемкости носителей заряда, а теплопроводность определяется взаимодействием носителей с решеткой, служащей массивной тепловой ванной. Электронные болометры изготавливают на основе n — InSb, они низкоомны, чувствительны в далекой ИК-области, селективны,

обладают достаточно высокой чувствительностью или малой постоянной времени и возможностью расширять спектральную характеристику чувствительности в более коротковолновую область при помещении чувствительного элемента в магнитное поле.

Обычные болометры основаны на «прыжковой» проводимости, которая возникает в результате перехода носителя по примесному уровню от нейтрального атома к заряженному прыжком с некоторой энергией активации, пропорциональной ТКС. Проводимость и ее зависимость от температуры определяются материалом решетки полупроводника, концентрацией и характером компенсирующей примеси. Обычные полупроводниковые болометры делают из компенсированного германия n - и p -типа с разным содержанием галлия, индия, сурьмы, мышьяка, а также из кремния и арсенида галлия. Концентрация примеси в германии составляет около 10^{16} см $^{-3}$. При уменьшении концентрации примесей чрезмерно растет сопротивление болометра, а при ее увеличении нарушается механизм прыжковой проводимости: примесный уровень размывается в зону, а проводимость по зоне становится металлической с положительным ТКС. В кремнии концентрация примеси может быть значительно большей, чем в германии. Падающее на болометр излучение поглощается либо специальным покрытием, либо непосредственно решеткой и примесями чувствительного элемента. Чаше болометры охлаждают жидким He 4 до 1,2—4,23 К, но можно использовать и He 3 , дающий температуру 0,3 К.

Сообщение о первом глубоководном германиевом болометре было опубликовано Ф. Дж. Лоу в 1961 г. Чувствительный элемент болометра выполняли из германия, легированного галлием, охлаждали до 2 К, а для получения малой теплопроводности подвешивали на тонких золотых проводниках. Изготовление болометров из германия, легированного галлием, показало, что их $\Phi_{ш}$ изменяется от 10^{-13} до 10^{-10} Вт·Гц $^{-1/2}$ в зависимости от температуры и размера чувствительного элемента, угла поля зрения и частоты модуляции (не превышающей 35 Гц).

Для приемников, работающих в коротковолновой области, чувствительный элемент помещают в интегрирующую полусферу или сферу. Для более глубокого охлаждения чувствительного элемента используют He 3 : газообразный He 3 конденсируется в камере, охлажденной жидким He 4 до 1,2 К, и температура болометра становится 0,3 К. Болометры, охлаждаемые жидким He 3 , — самые чувствительные, но из-за сложности системы охлаждения их применяют пока только в уникальных исследованиях.

Благодаря тому что прыжковая проводимость кремния сохраняется при больших концентрациях, коэффициент связанного с этой проводимостью примесного поглощения кремния в широкой области спектра значительно больше, чем у германия. Поэтому кремниевые болометры можно делать более тонкими, а следовательно, менее инерционными. Удельная теплоемкость кремния при глубоком охлаждении гораздо меньше, чем у германия.

Кремний более технологичен, так как менее чувствителен к загрязнению и несовершенному состоянию поверхности, для него разработаны надежные способы защиты поверхности и осуществления контактов. В результате токовой шум кремниевых болометров понижен и наблюдается в области самых низких частот.

Болометры с выделенной чувствительной площадкой. Во всех полупроводниковых болометрах излучение поглощает либо чувствительный элемент, либо покрытие на чувствительной поверхности. В этом случае теплоемкость чувствительного элемента, определяемая массой кристалла, достаточно велика. Плодотворной оказалась идея выделить приемную площадку, а полупроводниковый элемент соединить с ней и использовать как терморезистор.

На этом принципе Н. Корон, Г. Дамбиер и Дж. Леблан создали новый тип глубокоохлаждаемого болометра с приемной площадкой из медной или бериллиевой фольги толщиной 3 мкм и диаметром 2 мм, покрытой чернью (тонким слоем феррита). В середине перпендикулярно к площадке припаян терморезистор из германия размером $100 \times 100 \times 400$ мкм. Площадка подвешена на тонких проволоках с низкой теплопроводностью и закреплена так, чтобы при вибрациях не возникало микрофонного эффекта в контактах и германии. Чувствительный элемент расположен в интегрирующей сфере, куда излучение поступает через линзу из кварца или полиэтилена. При малых уровнях фона такой болометр чувствительнее, а при больших — менее инерционен, чем обычные.

Сверхпроводящие болометры. Такие болометры основаны на резком изменении сопротивления при переходе от нормального состояния к сверхпроводящему с уменьшением температуры до значений, близких к нулю Кельвина. При этом удельное сопротивление почти полностью исчезает. Сверхпроводящее и нормальное состояния являются двумя фазами вещества, переходящими одна в другую при определенных сочетаниях значений температуры и напряженности магнитного поля. Сверхпроводимость рассматривается как сверхтекучесть электронов проводимости в веществе, которые при особом взаимодействии друг с другом могут взаимно притягиваться и образовывать связанную массу. Эта масса не может отдавать энергию малыми порциями, так как электроны при тепловых колебаниях ионов решетки не рассеиваются. В качестве материалов для сверхпроводящих болометров используют тантал, нитрид ниобия, нитрид колумбия при температуре, меньшей 14 К. В переходном диапазоне температур ТКС может достигать 50 K^{-1} (у чистых сверхпроводников переходная область 10^{-3} K).

Сверхпроводящие болометры благодаря высокой чувствительности перспективны для исследований в дальней ИК-области спектра.

§ 7.3. Оптико-акустические приемники излучения

Принцип работы оптико-акустического приемника излучения (ОАП) заключается в том, что падающий лучистый поток изменяет температуру заключенного в специальной камере газа, который

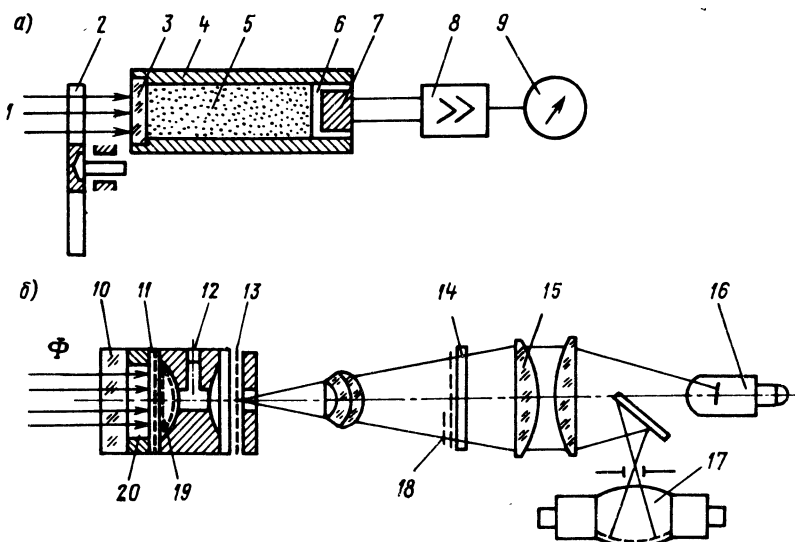


Рис. 7.4. Устройство селективного ОАП (а) и неселективного ОАП конструкции ГОИ (б)

вследствие этого изменяет свой объем. Одна из стенок камеры сделана в виде тонкой и гибкой пленки — мембраны. Изменяя объем, газ деформирует мембрану, и эту деформацию можно зарегистрировать различными способами.

Селективные ОАП. У селективного приемника излучение поглощает сам газ, поэтому спектральная чувствительность приемника определяется спектром поглощения наполняющего газа. Так как в газе поглощение излучения селективно, т. е. поглощается излучение только тех частот, которые соответствуют частотам колебаний и вращения молекул, подобные приемники используют в качестве элементов газоанализаторов. Заполняя полость газом с нужными селективными полосами поглощения, можно получить приемник, чувствительный лишь к определенным длинам волн. Постоянная времени такого приемника (рис. 7.4, а) позволяет работать с частотами модуляции лучистого потока до 50 Гц.

Измеряемый лучистый поток 1, промодулированный диском 2, через флюоритовое окно 3 попадает в камеру 4 с газом 5. Под воздействием лучистого потока давление газа на мембрану 6 меняется, создавая в микрофоне 7 электрические сигналы, усилимые усилителем 8 и регистрируемые на регистраторе 9.

В ближней и средней ИК-областях спектра подобный приемник интереса не представляет, так как вытесняется более чувствительными фотонными приемниками, поэтому применяют его в дальней ИК-области спектра.

Неселективные ОАП. Промышленность выпускает в основном неселективные ОАП, предназначенные для спектральных прибо-

ров, работающих в диапазоне 5—1000 мкм. Такой ОАП (рис. 7.4, б) состоит из двух рабочих камер 19 и 20, наполненных газом. Регистрируемое излучение через окно 10 из бромистого калия или кристаллического кварца в зависимости от спектрального диапазона работы падает на органическую пленку 11 толщиной 0,1 мкм с поглощающим излучение алюминиевым слоем. Под действием лучей пленка нагревается и нагревает газ камеры 20, который, расширяясь, деформирует пленку 11 и вызывает изменение давления газа в камере 19, передающееся на органическую мембрану 13 с отражающим слоем сурьмы толщиной 0,1 мкм.

Деформация мембраны 13, пропорциональная измеряемому потоку Φ , преобразуется фотоэлектрическим усилителем в электрический сигнал. При отсутствии измеряемого потока Φ прозрачные, освещаемые лампой 16 через конденсор 15, штрихи верхней части раstra 14 проектируются объективом и мембраной 13 на непрозрачные штрихи нижней части раstra в положение 18, и световой поток не попадает в приемник 17 (ФЭУ-2). При наличии измеряемого потока мембрана изгибается и часть лучей, отразившись от нее, попадает на прозрачные участки нижней части раstra 14 и зеркалом направляется на ФЭУ-2, в цепи которого появляется ток, пропорциональный потоку излучения лампы, отраженному от мембраны и прошедшему через нижнюю часть раstra 14. Этот поток пропорционален прогибу мембраны 13, определяемому измеряемым потоком Φ . Канал 12 с отводом служит для наполнения камеры 19 газом и компенсации изменения внутреннего давления при изменении температуры окружающей среды. Камеру 20 наполняют ксеноном, так как этот газ обеспечивает максимальную чувствительность на частоте 10 Гц.

Шум, а следовательно, и пороговая чувствительность ОАП ГОИ зависят от амплитуды сигнала, так как возрастают дробовые шумы ФЭУ. При сигнале от потока $80 \Phi_{\text{пор}}$ шум возрастает в два, а при $250 \Phi_{\text{пор}}$ — в три раза. В связи с этим ОАП ГОИ следует использовать для регистрации слабых потоков, превышающих пороговое значение в 20—40 раз.

В настоящее время ОАП широко используют для научных исследований в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах спектра.

§ 7.4. Пирозлектрические приемники

В последние годы начали применять новый тепловой неселективный приемник ИК-излучения — пирозлектрический (ППИ), приемным элементом в котором служат пирозлектрические кристаллы титаната бария BaTiO_3 с примесями, триглицин сульфата $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3\text{H}_2\text{SO}_4$, ниобат лития LiNbO_3 и т. д. Особенность пирозлектрических кристаллов состоит в их спонтанной (самопроизвольной) поляризации при отсутствии внешних электрических полей. При постоянной температуре эту поляризацию нельзя

обнаружить по наличию поверхностных зарядов, так как последние компенсируются объемной и поверхностной проводимостью кристалла. Однако спонтанная поляризация пирокристаллов зависит от температуры и при ее измерении на гранях кристалла, перпендикулярных к полярной оси, могут быть обнаружены заряды. В этом и состоит пирозлектрический эффект.

К пирозлектрическим кристаллам принадлежат и сегнетоэлектрики (сегнетова соль и т. д.), но они характеризуются обратимой спонтанной поляризацией. При наличии поля, большего определенного (коэрцитивного), направление поляризации сегнетоэлектрика можно изменить на противоположное. У линейных же пирозлектриков никакие поля, вплоть до пробивных, не могут переполяризовать кристалл.

Для пирозлектрических кристаллов характерно наличие одного или нескольких фазовых переходов. Фазовый переход характеризуется обычно поглощением и выделением теплоты и изменением удельного объема, причем одно состояние сменяется другим. У титаната бария, например, несколько фазовых переходов, но лишь один из них (при температуре Кюри) пирозлектрический. Выше 393 К кристалл титаната бария принадлежит к центросимметричному классу кубической системы.

При охлаждении кристалла BaTiO_3 ниже точки Кюри его кубическая кристаллическая решетка переходит в тетрагональную и он спонтанно поляризуется. Вектор спонтанной поляризации $\mathbf{P}_c$ направлен вдоль полярной оси. Наиболее правильно рассматривать пирозлектрический ПИ как систему с распределенными параметрами.

В зависимости от направления вектора поляризации $\mathbf{P}_c$ при облучении ПИ лучистым потоком различают пирозлектрические ПИ продольного и поперечного типов.

Чувствительность ПИ продольного типа выше, чем поперечного. Однако, так как у приемников продольного типа больше емкость (определяется площадью электродов), чем у ПИ поперечного типа, постоянная времени ПИ поперечного типа меньше: $\tau_{\text{пр}} = 10^{-6} \div 10^{-6}$; $\tau_{\text{поп}} = 10^{-7} \div 10^{-8}$ с. Кроме того, ПИ поперечного типа можно изготавливать без черни на собственном поглощении, что также снижает их инерционность. При использовании золотой черни с теплоемкостью $C_0 = 2,5 \cdot 10^{-5}$ Дж/град·см⁻² расчетная $\tau_{\text{ср}} = 10^{-7}$ с.

В заключение следует отметить, что пирозлектрический ток ПИ I — сложная функция физических характеристик кристалла, его геометрических размеров и условий теплообмена со средой. Значение I зависит от двух основных факторов — среднего прироста температуры приемного элемента и скорости изменения прироста температуры. Средний прирост температуры пирозлектрического ПИ как теплового обратно пропорционален частоте модуляции, но скорость его изменения прямо пропорциональна частоте модуляции.

Действие этих двух факторов уравнивается в достаточно широком диапазоне частот. Этим объясняется малая инерционность пироэлектрического ПИ по сравнению с тепловыми.

Равномерность частотной характеристики пироэлектрического ПИ нарушается при очень низких частотах, когда тепловые волны, пройдя приемный элемент, достигают подложки, и при слишком больших частотах, когда они не достигают пироактивного кристалла.

Если излучение поглощается на абсорбционных полосах кристалла (собственное поглощение пироактивного кристалла), то инерционность ПИ определяется инерционностью пироэлектрического эффекта, т. е. временем установления спонтанной поляризации под воздействием тепловых волн на кристалл. Следует отметить, что пироприемник не требует источников питания и работает аналогично термопаре. На рис. 7.5 показаны конструкции ППИ типов БП-22 (а, б) и МГ-30 (в, г).

Приемники на основе BaTiO_3 , их параметры и характеристики. Чувствительный элемент приемника представляет собой плоский слой (40—100 мкм) керамики титаната бария с размером приемной площадки 1—20 мм². Распылением в вакууме на чувствительный элемент наносят металлические электроды толщиной 0,1 мкм. На облучаемый электрод напыляют слой золотой черни, поглощающий излучение в заданном спектральном интервале. Основные параметры приемников следующие: $\Phi_{\text{ш}} = 5 \cdot 10^{-9}$ Вт/Гц^{1/2} в диапазоне 5—200 Гц при $R_{\text{н}} = 1 \div 10$ ГОм в схеме с катодным повторителем; постоянная времени при использовании золотой черни 1—20 мкс при собственном поглощении 10^{-7} — 10^{-8} с; вольтовая чувствительность $S_V = 100$ В/Вт при $f_{\text{м}} = 10$ Гц, $R_{\text{н}} = 10$ ГОм и площади чувствительного элемента 1 мм²; динамический диапазон измеряемых облученностей 10^{-1} — 10^{-8} Вт/мм².

ППИ на основе монокристаллов триглицинсульфата. Динамический пироэлектри-

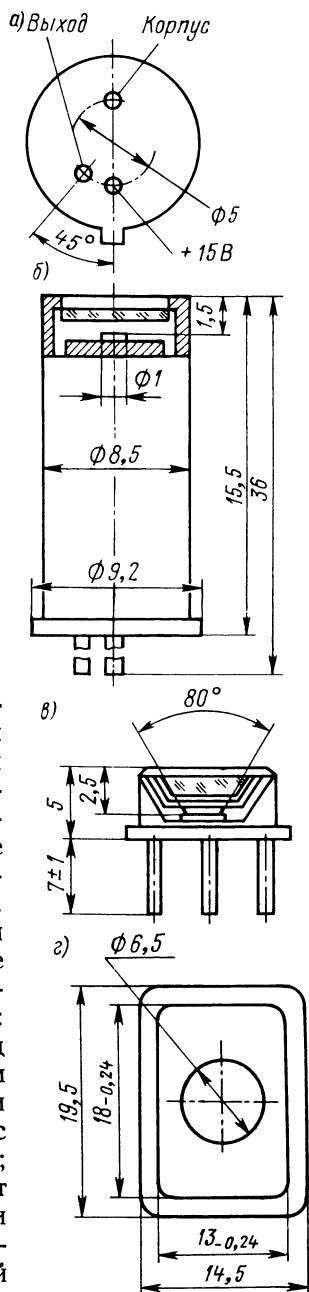


Рис. 7.5. Конструкции пироэлектрических ПИ

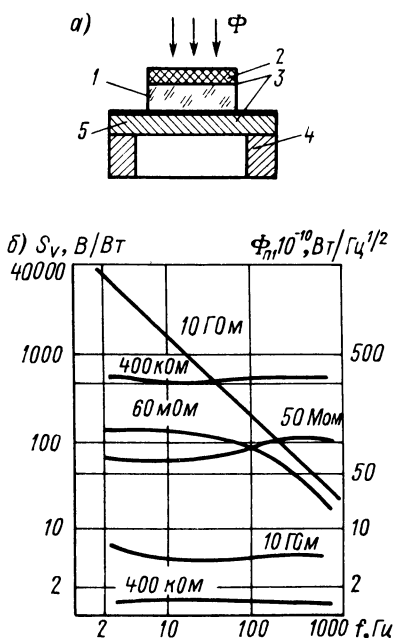


Рис. 7.6. Чувствительный элемент ППИ на основе ТГС (а) и частотные характеристики чувствительности и порогового потока в единичной полосе частот ППИ из ТГС при различных сопротивлениях нагрузки (б):

1 — ТГС; 2 — поглощающее покрытие; 3 — электроды; 4 — опорное кольцо; 5 — мейларовая пленка

ческий коэффициент и отношение v_d/ϵ_0 у триглицинсульфата (ТГС) выше, чем у титаната бария. Монокристаллы ТГС выращиваются больших размеров и легко обрабатываются.

Чувствительный элемент ППИ на основе ТГС представляет собой пластинку, изготовленную из монокристалла площадью 1—5 мм² и толщиной 50—150 мкм. Конструктивное оформление чувствительного элемента показано на рис. 7.6, а.

На рис. 7.6, б приведены частотные характеристики чувствительности и Φ_{π} для ППИ толщиной 50 мкм и площадью 1 мм². Из рисунка видно, что при $R_n = 10$ ГОм $\Phi_{\pi} = 10^{-9}$ Вт/Гц^{1/2} и мало зависит от частоты. Граничная частота модуляции ППИ из ТГС при $R_n = 100$ кОм составляет 18 кГц. Шум ППИ во всем диапазоне частот равен шуму эквивалентной RC-цепочки. Линейность ППИ из ТГС при $R_n = 10$ ГОм сохранялась при облученности 10^{-9} — 10^{-3} Вт/мм². Оптимальная рабочая температура ППИ на основе ТГС 318—319 К.

Приемники полного поглощения на основе пироэлектрических преобразователей. Пироэлектрические приемники поглощения имеют очень важное значение, так как они неселективны. Их изготавливают в виде черного тела конусообразной или сферической формы (рис. 7.7, а, б). Коэффициент поглощения может достигать 0,999. Пироэлектрические приемники полного поглощения неселективны в широком спектральном интервале, о чем свидетельствует рис. 7.7, в, где сравниваются их спектральная характеристика тока сигнала с характеристиками болометров.

Многоэлементные ППИ. Многоэлементный ППИ состоит из 25 и более чувствительных элементов, расположенных с зазором 0,05 мм при размере элемента 3×3 мм. Каждый из чувствительных элементов имеет свой предварительный усилитель. Размер электродов совпадает с размером пироактивного кристалла, что уменьшает тепломкость элемента и дает возможность монтировать элементы с минимальными межэлементными зазорами. За счет применения лакосажевой проводящей композиции функции про-

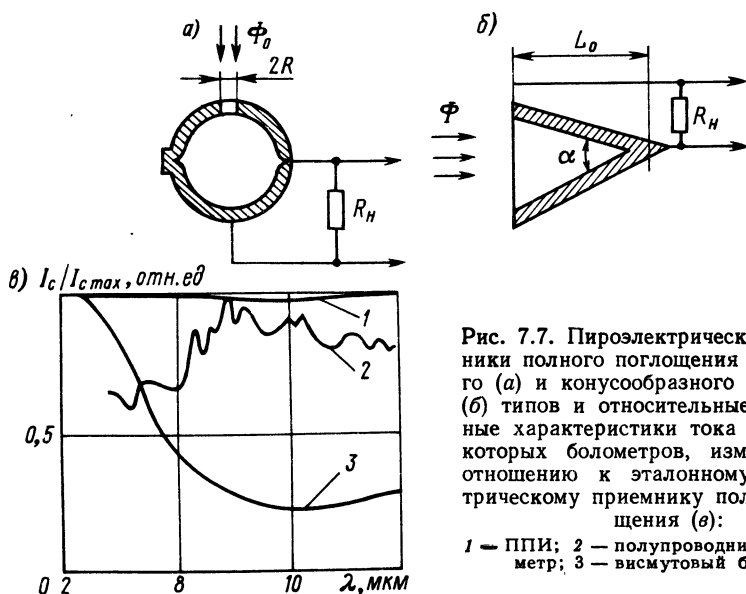


Рис. 7.7. Пироэлектрические приемники полного поглощения сферического (а) и конусообразного поперечного (б) типов и относительные спектральные характеристики тока сигнала некоторых болометров, измеренные по отношению к эталонному пироэлектрическому приемнику полного поглощения (в):

1 — ППИ; 2 — полупроводниковый болометр; 3 — висмутовый болометр

водящего электрода совмещаются с функциями поглощающего покрытия.

Чувствительные элементы укреплены на основании из органического стекла при помощи серебряного контакта. Сигналы с них снимаются через электрически изолированные от основания контакты из красной меди. Чувствительные элементы мозаики защищены плоским окном из германия. Диаметр прибора (вместе с предусилителями) 40 мм, его длина 70 мм.

§ 7.5. Радиационные калориметры

Принцип действия радиационного калориметра состоит в тепловом воздействии потока излучения на массивный, конструктивно развитый приемный элемент, повышение температуры которого, пропорциональное потоку излучения, измеряется с помощью термпар, термосопротивлений, пироактивных элементов либо емкостных датчиков. По форме приемного элемента радиационные калориметры делят на плоские и полостные, а по виду агрегатного состояния материала приемного элемента — на твердотельные и комбинированные, когда в твердотельной оболочке за прозрачным входным окном содержится поглощающий газ или жидкость.

В комбинированных радиационных калориметрах излучение поглощается объемным поглотителем, и они выдерживают большие лучевые нагрузки. Такие калориметры можно использовать как «проходные», работающие на пропускание. К объемным поглотителям

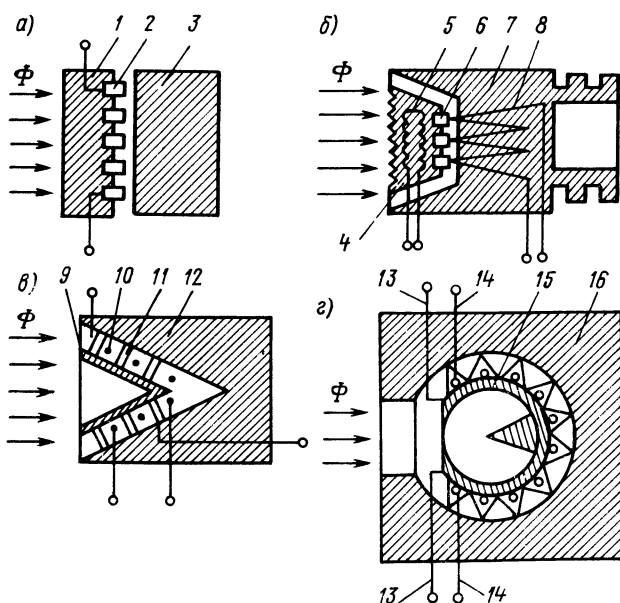


Рис. 7.8. Устройство некоторых типов отечественных калориметров

телям относят также твердотельные поглотители из прозрачного материала. Наиболее распространены радиационные калориметры для измерения усредняемых во времени энергетических параметров лазерного излучения — энергии и средней мощности. Различают калориметры переменной температуры (неизотермические) и постоянной температуры (изотермические).

Радиационные калориметры энергии переменной температуры работают в режиме измерения энергии однократных импульсов лазерного излучения. Они вырабатывают выходной электрический сигнал в виде амплитудного значения напряжения, пропорциональный максимальному значению приращения температуры чувствительного элемента за счет поглощенной энергии импульса. Уравнение преобразования такого калориметра

$$V_{\max} = Q_{\text{и}}S + V_{\text{н}},$$

где $V_{\max}$ — максимальное значение э. д. с. термобатареи или падение напряжения на термометре сопротивления после взаимодействия энергии импульса $Q_{\text{и}}$ с приемным элементом; S — коэффициент преобразования энергии в электрический сигнал, или вольтовая чувствительность калориметра; $V_{\text{н}}$ — начальное значение напряжения до воздействия импульса.

Наиболее простой и распространенный радиационный калориметр ЭП-50 имеет плоский (алюминиевый, черненный) приемный элемент в виде пластины 49×49 мм (рис. 7.8, а).

Чувствительный элемент 2 — термоэлектрическая медно-константановая термобатарея — содержит более 2000 термопар. «Горячие» спаи термобатареи соединены с приемным элементом 1, а «холодные» — с пассивным термостатом 3. ЭП-50 не имеет встроенного калибровочного электронагревателя замещения. Близки по конструктивному оформлению радиационные калориметры лазерного излучения ТПИ-2-5, ТПИ-2-7 и ТПИ-2М с приемными элементами, изготовленными из рекристаллизованного графита, что исключает необходимость в поглощающем покрытии. У ТПИ-2М (рис. 7.8, б) приемный элемент 4 (57×57 мм) имеет канавки треугольной формы для повышения поглощения градуировки калориметра методом замещения. Чувствительный элемент — хромель-копелевая термобатарея 8 (от 60 до 100 термопар). В приемный элемент 4 помещен нагреватель замещения 5.

Оболочка преобразователя 7 изготовлена из дюралюминия (квадрат 60×60 мм) и в нее «утоплен» приемный элемент 4. Зеркальные поверхности скошенных граней оболочки отражают излучение, попадающее в зазор между приемным элементом и самой оболочкой, на приемный элемент. Квадратная форма оболочки с радиатором позволяет собирать калориметрические блоки в виде панелей из отдельных преобразователей. «Горячие» спаи термопар отделены от приемного элемента 4 втулками 6 из теплоизоляционного материала для приближения режима остывания приемного элемента к регулярному в момент получения измерительной информации. У ТПИ-2А втулки 6 заменены кольцом. В преобразователях ПК-50, КДС и БКД применены объемные поглотители из дымчатого стекла, а в ИЖК-1 — раствор медного купороса.

Из полостных радиационных калориметров наиболее распространены серийно выпускаемый промышленностью ИМО-2 с приемным элементом в виде медного конуса 9, с поглощающим покрытием (рис. 7.8, в), со встроенным электрическим нагревателем замещения 10 и медно-константановой батареей 11, содержащей 2000 термопар, равномерно распределенных между наружной поверхностью приемного элемента и поверхностью пассивной теплоемкости 12. Конические приемные элементы имеют преобразователи МЗ-18, МЗ-24, МЗ-49, ИЭК-1, КОД-21, ПП-1, ПП-2.

В преобразователе типа КОД плотность лазерного излучения сжимается за счет большой поверхности конуса при малом угле раскрытия, что увеличивает динамический диапазон его работы. В ИКТ-1М ставят элемент из сапфира, предварительно рассеивающий излучение лазера, попадающее в конус. Для измерения средней мощности лазерного излучения можно использовать ИМО-2, так как у него большое число коротких электродов термобатареи, осуществляющих сток тепла от конуса к оболочке и далее в окружающую среду.

Для измерения слабой средней мощности применяют ОИМ-1 (рис. 7.8, г), с комбинированной формой приемного элемента

(сфера с обратным конусом), выполненного из меди с поглощающим покрытием 15.

ОИМ-1 имеет рабочий и компенсационный элементы со встроенными электрическими обмотками для замещения 14 с термопарными батареями 13 и пассивным термостатом 16.

Для больших уровней средней мощности применяют приемные элементы в виде графитовых стержней (ТПИ-5), один торец которых воспринимает излучение, а другой омывает термостатированная жидкость. Температуру стержня измеряют хромель-копелевой термопарой. У ТПИ-14 и ТПИ-10 приемный стержень изготавливают из алюминия с поглощающим покрытием на облучаемом торце. У калориметров типа ТПИ оболочку активно охлаждают водой.

Для измерения энергии и средней мощности излучения используют также изотермические калориметры, основанные на эффекте фазового перехода вещества, называемые радиационными калориметрами постоянной температуры. Принцип действия таких калориметров состоит в измерении количества калориметрического вещества, перешедшего под действием поглощенной энергии излучения в другую фазу: твердое тело — в жидкость и жидкость — в пар. Подобные калориметры работают в диапазоне 3—300 Дж с хорошей воспроизводимостью.

§ 7.6 Приемники на основе термоупругого эффекта в кристаллическом кварце

Приемники на основе термоупругого эффекта в кристаллическом кварце (ПТЭК) разработаны в Ленинградском институте точной механики и оптики на кафедре оптико-электронных приборов.

Кристаллический кварц не является пьезоэлектриком, и механизм появления на нем электрической разности потенциалов при облучении модулированным или импульсным лучистым потоком имеет другую физическую основу — термоупругий эффект, что было впервые доказано в работах Г. Г. Ишанина, на основе которых был создан измеритель «Кварц-1». Дальнейшие теоретические и экспериментальные работы в этом направлении Г. Г. Ишанина и Г. В. Польщикова привели к созданию серии измерителей на основе ПТЭК различного назначения: «Кварц-2», «Кварц-2М», «Кварц-2А», ИМИ-100, дифференциальных и мозаичных приемников (см. табл. 7.1). Разработанные ПТЭК стабильны в работе и могут использоваться как образцовые для паспортизации мощных источников излучения и лазеров. Спектральный диапазон их работы — 0,4—20 мкм, динамический диапазон при непрерывном модулированном потоке излучения — от 10 мкВт/см² до 300 Вт/см², постоянная времени — до 10⁻⁶ с.

В качестве приемного элемента в ПТЭК используют кристаллический кварц. Он стабилен в работе: не меняет свои свойства

с течением времени, не подвержен влиянию электрических и магнитных полей.

Принцип действия и устройство ПТЭК. Чувствительный элемент, состоит из тонкой (0,1 мм) пластинки кристаллического кварца X-среза, приклеенной к теплоотводящему демпферу. На переднюю поверхность кварцевой пластинки наносят токопроводящее покрытие и покрытие, поглощающее излучения в широком спектральном интервале. С электрической точки зрения подобная система представляет собой конденсатор, в котором диэлектриком является пластинка кристаллического кварца, а обкладками — металлический демпфер и токопроводящее покрытие. Если такая система находится в механическом и тепловом равновесии, то напряжение на этом конденсаторе равно нулю. При облучении приемной площадки импульсным, импульсно-модулированным или другим нестационарным лучистым потоком в приемном элементе возникает сложное нестационарное тепловое поле.

Процесс преобразования падающего лучистого потока $\Phi(t)$ в энергию теплового поля определяется материалом и структурой поглощающего покрытия. От него зависит спектральная характеристика приемника.

Нестационарное во времени и пространстве тепловое поле вызывает в кристаллическом кварце нестационарные механические напряжения, которые приведут к изменению вектора поляризации кристаллического кварца и, как следствие, — к появлению электрической разности потенциалов на электродах. Наличие нескольких последовательных преобразований энергии, безусловно, снижает чувствительность приемника. Но необходимо отметить, что они происходят в кристаллическом кварце — материале, характеризующемся хорошей стабильностью физических свойств в широком динамическом диапазоне. Это обуславливает стабильность и линейность характеристик ПТЭК.

Время релаксации электрона в материалах, используемых для поглощения падающего лучистого потока, составляет порядка 10^{-11} с и, следовательно, не ухудшает частотных свойств ПТЭК. Постоянная времени кристаллического кварца как электромеханического преобразователя составляет 10^{-13} — 10^{-14} с. Наиболее инерционен процесс распространения тепловой энергии от поглощающего покрытия через электрод до кварцевой пластинки с последующим отводом ее в теплоотводящий демпфер. Эти процессы и определяют постоянные времени приемника $\tau_{\text{нар}}$ и $\tau_{\text{сп}}$.

Как показали исследования, разность потенциалов на приемнике возникает в основном из-за термоупругих механических напряжений, направленных вдоль оси Y. Механические напряжения вдоль оптической оси Z разности потенциалов не вызывают из-за особенностей строения кристаллической решетки кварца. Однако на сигнал, возникающий на приемном элементе, влияют и другие явления, которые при определенных условиях могут стать суще-

ственными, например, вторичный термоупругий эффект сложной структуры, возникающий тоже вдоль оси Y из-за разницы коэффициентов линейного расширения токопроводящего покрытия и кварца и из-за разницы коэффициентов линейного расширения кварца и материала демпфера. В реальных условиях этот эффект второго порядка малости, он скажется на высоких частотах, когда переменная составляющая неравновесного температурного поля сосредоточится в толщине приемного электрода и основной сигнал упадет на несколько порядков. При работе с короткими и мощными импульсами могут возникнуть динамический продольный термоупругий эффект вдоль оси X , радиометрический эффект, электрострикция и нелинейная поляризация, а также световое давление. Эти эффекты много меньше термоупругого и их можно не учитывать.

Емкостная характеристика приемника на основе термоупругого эффекта в кристаллическом кварце полностью исключает возможность работы с постоянными потоками излучения, что также влияет и на частотную характеристику приемника.

Так как появление разности потенциалов в пьезопластинке зависит от направления действия сил относительно осей X , Y , Z кристалла, необходимо оптимальным образом выбрать ориентацию (срез) приемного элемента в соответствии с физическими свойствами кристаллического кварца.

Чтобы понять возникновение разности потенциалов на электродах приемного элемента при его облучении и правильно выбрать тип среза, рассмотрим явления, возникающие в кварце при его деформации.

В первом приближении можно представить атомы кремния и кислорода кварца SiO_2 расположенными в шестигранных ячейках. Если для упрощения каждую пару атомов кислорода, расположенную над атомами кремния или под ними, рассматривать как один атом кислорода с четырьмя зарядами, то получим ячейку. Если сжать такую ячейку в направлении полярной оси, то атом кремния вклинится между атомами кислорода, атом кислорода — между атомами кремния. Вследствие этого на поверхности появится отрицательный, а на противоположной — положительный заряды. Это явление называют продольным пьезоэлектрическим эффектом.

Если деформировать ячейку в направлении, перпендикулярном к оси X , атомы кремния и атомы кислорода сместятся внутрь на одинаковое расстояние, и на электродах заряды не появятся, а на концах полярной оси X вновь возникнут заряды, однако со знаками, противоположными бывшим ранее, так как атомы кремния и атомы кислорода смещены наружу. В этом случае говорят о поперечном пьезоэффekte.

При замене сжатия растяжением знаки зарядов меняются на обратные. При механическом воздействии в направлении оси Z несимметричное смещение несущих заряды частиц отсутствует вовсе.

Максимальные электрические заряды возникают при механическом воздействии на концах полярной оси, поэтому необходимо вырезать пластинку для приемника на термоупругом эффекте так, чтобы пара плоскостей была перпендикулярна к полярной оси, а ребро — параллельно полярной оси X . Это пластинка с так называемым X -срезом.

Такая пластинка обладает следующими свойствами: при сжатии в направлении X на обеих нормальных к ней поверхностях возникают соответственно положительный и отрицательный электрические заряды (прямой продольный пьезоэффект); при растяжении в направлении оси Y на поверхностях возникают заряды тех же знаков (прямой поперечный пьезоэффект); этот эффект и вносит основной вклад в появление разности потенциалов в приемнике; при растяжении в первом случае и сжатии во втором заряды на поверхности меняют свои знаки на обратные; сжатие и растяжение по оси Z не вызывают пьезоэлектрического эффекта.

Линейность амплитудной характеристики термоупругого элемента в значительной степени зависит от постоянства его пьезокоэффициентов (d_{11} , d_{14} и т. д.). Кварц в этом отношении сохраняет значение пьезокоэффициента d_{11} с погрешностью до 0,1% вплоть до давлений 0,035 Па. При понижении температуры от комнатной до -192°C d_{11} изменяется не более чем на 2%. При температурах выше комнатной d_{11} остается почти постоянным до 200°C , а затем постепенно уменьшается, обращаясь в нуль при $T = 579^\circ\text{C}$. При понижении температуры он вновь появляется при $T = 576^\circ\text{C}$. Пьезомодули кварца равны: $d_{11} = 6,9 \times 10^{-8} \text{ см}^{1/2} \cdot \text{г}^{-1/2} \cdot \text{с}$; $d_{14} = -2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{1/2} \cdot \text{г}^{-1/2} \cdot \text{с}$.

Чувствительность и частотные свойства ПТЭК при гармоническом воздействии лучистого потока. В рассматриваемом случае предполагают, что на приемник, представляющий собой однородное полупространство, падает синусоидально-модулированный неограниченный и равномерный поток излучения. Считаем, что теплофизические характеристики кварца не меняются, а приемный электрод пренебрежимо мало влияет на частотные свойства приемника. Это вполне справедливо для толщин приемного электрода, не больших 0,1 мкм.

При использовании перечисленных допущений дифференциальное уравнение теплопроводности для неограниченного полупространства примет вид и будет одномерным:

$$\left. \begin{aligned} C\gamma \partial v / \partial t &= \lambda \partial^2 v / \partial x^2; \\ \partial v / \partial t &= a \partial^2 v / \partial x^2, \end{aligned} \right\} \quad (7.10)$$

где $v = v(x, t)$ — нестационарное одномерное тепловое поле полупространства; t — время, с; x — координата; C — удельная теплоемкость, Дж/(г·град); γ — плотность, г/см³; λ — коэффициент теплопроводности, Дж/(см·с·град); $a = \lambda / (c\lambda)$ — коэффициент температуропроводности, см²/с.

Для решения уравнения теплопроводности необходимо использовать граничные условия второго рода, т. е. задается тепловой поток через любую точку поверхности тела: входящий тепловой поток — через облученность E и коэффициент поглощения k_{π} , а выходящий — через среднюю мощность излучения. Ввиду емкостного характера приемника интересна только нестационарная составляющая теплового поля; при задании граничных условий для уравнения (7.10) $[v(0, t) = v_{\max} \cos \omega t]$ она равна

$$v(x, t) = v_{\max} \cos(2\pi f t - \sqrt{\pi f / a_{11}} x) e^{-\sqrt{\pi f / a_{11}} x}, \quad (7.11)$$

где a_{11} — коэффициент температуропроводности кристаллического кварца в направлении, перпендикулярном к оптической оси Z , $\text{см}^2/\text{с}$; f — частота модуляции лучистого потока, Гц.

Из теории теплопроводности известно, что при одномерном поле связь между удельным тепловым потоком q и температурой на поверхности при гармоническом воздействии будет

$$q = q_{\max} \cos(2\pi f t). \quad (7.12)$$

Такое представление правомерно, так как приемник не реагирует на постоянную составляющую теплового поля, а модулятор лучистого потока преобразует стационарный поток в нестационарный со сложным спектром отдельных гармонических составляющих. Так как коэффициент преобразования и спектр зависят от конкретного типа модулятора, то целесообразно рассматривать отдельную гармоническую составляющую потока излучения.

Удельный тепловой поток q (в $\text{Вт}/\text{см}^2$) связан с облученностью E через коэффициент поглощения k_{π} :

$$q_{\max} = E_{\max} k_{\pi}. \quad (7.13)$$

Выражение (7.12) с учетом (7.13) будет

$$q = k_{\pi} E_{\max} \cos(2\pi f t). \quad (7.14)$$

Температура полупространства приемника в этом случае также меняется по гармоническому закону, так как уравнение (4.11) линейно, а теплофизические характеристики приемника считаем постоянными, т. е.

$$v(x, t) = v_{\max} e^{-\sqrt{\pi f / a_{11}} x} \cos(2\pi f t - \sqrt{\pi f / a_{11}} x + \varphi), \quad (7.15)$$

где φ — возможный фазовый сдвиг из-за изменения граничных условий.

Из закона теплопроводности Фурье известно, что

$$q = -\lambda_{11} \partial v(x, t) / \partial x, \quad (7.16)$$

где λ_{11} — коэффициент теплопроводности кристаллического кварца в направлении, перпендикулярном к оси Z . Производная от x от выражения (7.15) для теплового поля

$$\frac{\partial v(x, t)}{\partial x} = v_{\max} \left(-\sqrt{\frac{2\pi f}{a_{11}}} \right) e^{\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} x} \sin \times \\ \times \left(2\pi f t - \sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} x + \varphi + \frac{\pi}{4} \right). \quad (7.17)$$

Или, подставляя (7.17) в (7.16), получим:

$$q = \lambda_{11} v_{\max} \sqrt{\frac{2\pi f}{a_{11}}} e^{-\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} x} \times \\ \times \sin \left(2\pi f t - \sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} x + \varphi + \frac{\pi}{4} \right). \quad (7.18)$$

При $x = 0$, согласно (7.14), $q = E_{\max} k_{\Pi} \cos(2\pi f t)$, следовательно, с учетом (7.18) при $x = 0$:

$$k_{\Pi} E_{\max} \cos(2\pi f t) = \lambda_{11} v_{\max} \sqrt{\frac{2\pi f}{a_{11}}} \sin \left(2\pi f t + \varphi + \frac{\pi}{4} \right). \quad (7.19)$$

Отсюда можно получить выражение для $v_{\max}$ при $\varphi = \pi/4$

$$v_{\max} = \frac{k_{\Pi} E_{\max}}{\lambda_{11}} \sqrt{\frac{a_{11}}{2\pi f}}. \quad (7.20)$$

Подставляя значение $v_{\max}$ в уравнение (7.15) для теплового поля с учетом того, что $\varphi = \pi/4$, получим

$$v(x, t) = \frac{k_{\Pi} E_{\max}}{\lambda_{11}} \sqrt{\frac{a_{11}}{2\pi f}} e^{-\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} x} \cos \left(2\pi f t - \sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} x + \frac{\pi}{4} \right). \quad (7.21)$$

В последнем выражении множитель $e^{-\sqrt{\pi f/a_{11}} x} \cos(2\pi f t - \sqrt{\pi f/a_{11}} x + \pi/4)$ характеризует температурное поле в приемнике. Из анализа множителя следует, что в любой момент времени распределение температур в приемнике получается в виде волны, амплитуда которой уменьшается с глубиной, в соответствии с экспоненциальным множителем $e^{-\sqrt{\pi f/a_{11}} x}$, который при $x \rightarrow \infty$ стремится к нулю. Скорость распределения температурой волны V' находят путем деления длины волны на полный период колебаний температуры. Длину волны определяют из равенства аргумента косинуса нулю в выражении (7.21):

$$2\pi f t - \sqrt{\pi f/a_{11}} x = 0.$$

Для $t = 0$ $x = 0$; для $t = 1/f$ $x = \lambda_{\text{тепл}}$, т. е.

$$\lambda_{\text{тепл}} = x|_{t=1/f} = 2\sqrt{\pi a_{11}/f} = 2\sqrt{\pi a_{11} Z}, \quad (7.22)$$

где $Z = 1/f$ — продолжительность полного колебания температуры. Тогда

$$V' = 2\sqrt{\pi a_{11}/Z} = 2\sqrt{\pi a_{11} f}.$$

Связь между нестационарной составляющей теплового поля и механическим напряжением в кварцевой пластинке можно найти через термоупругий потенциал перемещений F :

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = \frac{1+\mu}{1-\mu} \alpha v(x, y, z, t),$$

где α и μ — коэффициенты линейного расширения и Пуассона. Для одномерного теплового поля

$$\partial^2 F / \partial x^2 = (1 + \mu) \alpha_{11} v(x, t) / (1 - \mu). \quad (7.23)$$

Из определения термоупругого потенциала перемещений

$$\bar{\sigma}_{yy} = -2G \partial^2 F / \partial x^2, \quad (7.24)$$

где $\bar{\sigma}_{yy}$ — термоупругое напряжение; G — модуль сдвига.

Подставив выражение (7.21) в (7.23), а (7.23) в (7.24), получим

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{yy} = \bar{\sigma}_{zz} = & - \frac{k_{\Pi} E_{\max} (1 + \mu) 2G \alpha_{11}}{\lambda_{11} (1 - \mu)} \sqrt{\frac{a_{11}}{2\pi f}} \times \\ & \times e^{-\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} x} \cos\left(2\pi f t - \sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} x + \frac{\pi}{4}\right). \end{aligned}$$

Зная поле термоупругих напряжений, определяем поле поляризации кристалла кварца. В данном случае необходимо вычислить только одну составляющую поля поляризации $\vec{P}_x$:

$$\vec{P}_x = d_{11} \bar{\sigma}_{xx} - d_{11} \bar{\sigma}_{yy} + d_{14} \bar{\sigma}_{yz},$$

где d_{11} и d_{14} — пьезомодули кварца. Если учесть одномерность поля термоупругих напряжений, то

$$\begin{aligned} \vec{P}_x = & -d_{11} \bar{\sigma}_{yy} = \frac{2k_{\Pi} E_{\max} (1 + \mu) G \alpha_{11} d_{11}}{\lambda_{11} (1 - \mu)} \sqrt{\frac{a_{11}}{2\pi f}} \times \\ & \times e^{-\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} x} \cos\left(2\pi f t - \sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} x + \frac{\pi}{4}\right). \end{aligned}$$

Напряжение V между обкладками плоского конденсатора, состоящего из термоупругого элемента из кристаллического кварца X -среза,

$$\begin{aligned} V = & \frac{\int_0^h 4\pi \vec{P} dx}{\epsilon} = k_1 k_{\Pi} E_{\max} \sqrt{\frac{a_{11}}{2\pi f}} \times \\ & \times \int_0^h \cos\left(2\pi f t + \frac{\pi}{4} - \sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} x\right) e^{-\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} x} dx, \end{aligned}$$

где ε — диэлектрическая проницаемость кристаллического кварца;
 h — толщина кварцевой пластинки;

$$k_1 = \frac{8\pi(1+\mu)G\alpha_{11}d_{11}}{\varepsilon\lambda_{11}(1-\mu)}.$$

Обозначив $\beta = -\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}}$; $\alpha = 2\pi f t + \frac{\pi}{4}$, найдем

$$V = \frac{k_1 k_n E_{\max} \int_0^h e^{\beta x} \cos(\beta x + \alpha) dx}{\sqrt{2} \beta}. \quad (7.25)$$

Интеграл выражения (7.25) можно взять по частям, тогда

$$V = -k_1 k_n E_{\max} \frac{e^{\beta h} [\cos(\beta h + \alpha) + \sin(\beta h + \alpha)] - (\cos \alpha + \sin \alpha)}{2\sqrt{2} \beta^2}.$$

С учетом того, что

$$\frac{\cos \alpha + \sin \alpha}{\sqrt{2}} = \cos \frac{\pi}{4} \cos \alpha + \sin \frac{\pi}{4} \sin \alpha = \cos\left(\alpha - \frac{\pi}{4}\right).$$

имеем

$$\begin{aligned} V &= -k_1 k_n E_{\max} \frac{e^{\beta h} \cos\left(\beta h + \alpha - \frac{\pi}{4}\right) - \cos\left(\alpha - \frac{\pi}{4}\right)}{2\beta^2} = \\ &= -k_1 k_n E_{\max} a_{11} \frac{\cos(2\pi f t) - \exp\left(-\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} h\right) \cos\left(2\pi f t - \sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} h\right)}{2\pi f} = \\ &\quad \left[1 - \exp\left(-\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} h\right) \cos\left(\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} h\right)\right] \times \\ &\quad \times \cos(2\pi f t) - \exp\left(-\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} h\right) \times \\ &\quad \times \sin\left(\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} h\right) \sin(2\pi f t) \\ &= -k_1 k_n E_{\max} a_{11} \frac{A \sin(\omega t + \varphi)}{2\pi f}, \end{aligned} \quad (7.26)$$

где

$$\begin{aligned} A &= \sqrt{\exp\left(2\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} h\right) - 2\exp\left(-\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} h\right) \cos\left(\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} h\right) + 1}; \\ \operatorname{tg} \varphi &= \frac{\cos\left(\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} h\right) - \exp\left(\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} h\right)}{\sin\left(\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} h\right)}. \end{aligned}$$

В окончательном выражении (7.26) для амплитудно-фазочастотной характеристики сомножитель $1/f$ характеризует нарастание электрической разности потенциалов на ПТЭК с уменьшением частоты на холостом ходу, что присуще тепловым приемникам. Сомножитель в числителе искажает идеальную частотную характеристику $1/f$ холостого хода ПТЭК.

Так как $R_{\text{гт}} > 10^{12}$ Ом, им можно пренебречь. Модуль комплексного напряжения в этом случае

$$|\dot{V}_{\text{вх}}| = |\dot{V}_{\text{пр}}| 2\pi f R_{\text{вх}} C_{\text{пр}} / \sqrt{1 + 4\pi^2 f^2 R_{\text{вх}}^2 (C_{\text{вх}} + C_{\text{пр}}^2)^2}, \quad (7.27)$$

а фазовый сдвиг от реакции электрической цепи

$$\varphi_0 = \arctg \{1/[2\pi f R_{\text{вх}} (C_{\text{вх}} + C_{\text{пр}})]\},$$

С учетом формул (7.26) и (7.27) получим следующее общее выражение для вольтовой чувствительности:

$$S_V = \frac{V_{\text{вх}}}{\Phi_{\text{max}}} = \frac{k k_{\Pi} \left[\exp \left(-2 \sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} h \right) - 2 \exp \left(-\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} h \right) \cos \left(\sqrt{\frac{\pi f}{a_{11}}} h \right) + 1 \right]^{1/2} C_{\text{пр}} R_{\text{вх}}}{B [1 + 4\pi^2 f^2 R_{\text{вх}}^2 (C_{\text{вх}} + C_{\text{пр}})^2]^{1/2}},$$

где $k = k_1 a_{11}$; B — площадь приемной площадки. В полученном выражении отсутствует множитель $1/f$, так как в данном случае спад частотной характеристики апериодического звена первого порядка $R_{\text{вх}} (C_{\text{вх}} + C_{\text{пр}})$, складываясь с ростом интегрирующей характеристики ПТЭК, обеспечивает равномерность чувствительной характеристики в широком диапазоне. Вольтовая чувствительность с уменьшением площадки увеличивается. Это справедливо до $d:h = 10:1$, так как при меньшем соотношении диаметра пластинки и толщины появятся поперечные деформации, уменьшающие $\bar{\sigma}_{yy}$. Площадь ПТЭК из условия максимальной вольтовой чувствительности следует брать $B_{\text{min}} = 10^2 h^2$.

Список литературы

1. Авдеев С. П. Основы проектирования сканирующих оптико-электронных приборов наблюдения: Учеб. пособие. — Л.: ЛИТМО, 1978. — 66 с.
2. Аксененко М. Д., Бараночников М. Л. Приемники оптического излучения: Справочник. — М.: Радио и связь, 1987. — 57 с.
3. Аксененко М. Д., Бараночников М. Л., Смолин О. В. Микроэлектронные фотоприемные устройства. — М.: Энергоатомиздат, 1984. — 208 с.
4. Аксененко М. Д., Красновский Е. А. Фоторезисторы. — М.: Сов. радио, 1973. — 53 с.
5. Алексеев В. И. Авиационная инфракрасная техника и светотехника. — Л.: ВВИА им. Н. Е. Жуковского, 1963. — 207 с.
6. Амброзьяк А. Конструкция и технология полупроводниковых фотозлектрических приборов. — М.: Сов. радио, 1970. — 389 с.
7. Андреев В. И., Долгинов Л. И., Третьяков Д. Н. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. — М.: Сов. радио, 1975. — 170 с.
8. Анисимова И. И., Глуховский Б. М. Фотозлектронные умножители. — М.: Сов. радио, 1974. — 61 с.
9. Барбе Д. Ф. Приборы с зарядовой связью для формирования сигналов изображения//Тр. ин-та электротехники и радиоэлектроники. — 1975. — Т. 63. — № 1. — С. 45.
10. Барковский А. Г., Гаванин В. А., Зайдель И. Н. Вакуумные фотозлектрические приборы. — М.: Энергия, 1976. — 343 с.
11. Берченко Н. Н., Матвеев А. В. Многоцветные ИК-приемники/Зарубежная электронная техника. — 1979. — № 16. — С. 46—56.
12. Богданов Э. О. Фоторезисторы и их применение. — Л.: Энергия, 1978. — 143 с.
13. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1970. — 855 с.
14. Брамсон М. А. Инфракрасное излучение нагретых тел. — М.: Наука, 1964. — 207 с.
15. Бузанова Л. Б., Глиberman А. Я. Полупроводниковые фотоприемники. — М.: Энергия, 1976. — 62 с.
16. Ван Дер Зил. Шумы при измерениях: Пер. с англ. — М.: Мир, 1979. — 282 с.
17. Воронкова Е. Н., Гречушников Б. Н., Дислер Г. И. Оптические материалы для инфракрасной техники. — М.: Наука, 1965. — 335 с.
18. Вуль А. Я. Быстродействующие фотоприемники со спектральным диапазоном чувствительности 1,0—1,5 мкм//Электронная техника. Сер. 2. Полупроводниковые приборы. 1980, вып. 5 (140). — С. 49—61.
19. Выбор и расчет схем включения позиционно-чувствительных и многоэлементных фотоприемников: Учеб. пособие/А. Л. Андреев, Г. Г. Ишанин, В. Л. Мусяков, Г. В. Польщиков. — Л.: ЛИТМО, 1987. — 68 с.
20. Вычислительная оптика: Справочник/Под ред. М. М. Русинова. — Л.: Машиностроение, 1984. — 423 с.
21. Гада Н. Ф. Измерение параметров приборов оптоэлектроники. — М.: Радио и связь, 1981. — 203 с.
22. Глубокоохлаждаемый болометр из стеклогуглерода/В. В. Фурин, Е. В. Суслов, Е. С. Банин и др.//Тепловые приемники излучения. — Л.: ГОИ, 1974. — С. 115—121. (Материалы Всесоюз. семинара по тепловым приемникам излучения).

23. **Горохов В. А.** Принципы построения схем с фотодиодами и фототранзисторами для регистрации малых световых сигналов//Полупроводниковые приборы и их применение/Под ред. Я. А. Федотова. — М.: Сов. радио, 1963. — С. 40—45.

24. **Горохов В. А.** Работа фотодиодов в вентильном режиме//Полупроводниковые приборы и их применение/Под ред. Я. А. Федотова. — М.: Сов. радио, 1961. — Вып. 7. — С. 28—30.

25. **Гороховский Ю. Н., Баранова Ю. П.** Свойства черно-белых фотографических пленок. — М.: Наука, 1970. — 385 с.

26. **Гранитов Г. И.** Физика полупроводников и полупроводниковые приборы. — М.: Сов. радио, 1977. — 132 с.

27. **Грезин А. К., Зиновьев В. С.** Микрокриогенная техника. — М.: Машиностроение, 1977. — 232 с.

28. **Гончаренко Е. Н.** Количественная оценка рассеянного света в приборах типа фотографической камеры//Оптико-механическая пром-ть. — 1971. — № 9. — С. 26—28.

29. **Грязин Г. Н.** Устройства включения, управления и питания фотоэлектронных приборов и источников излучения//Тр. ин-та ЛИТМО. — 1977. — С. 15—20.

30. **Гуревич М. М.** Фотометрия (теория, методы и приборы). — Л.: Энергоатомиздат, 1983. — 266 с.

31. **Данилов В. А., Шер Э. М.** Тепловые приемники излучения на экструзированных термозлементах малого сечения//Тепловые приемники излучения. Л.: ГОИ, 1981. — С. 76—78. (Материалы Всесоюз. семинара по тепловым приемникам излучения).

32. **Джемисон Дж. Э.** Физика и техника инфракрасного излучения: Пер. с англ. — М.: Сов. радио, 1965. — 642 с.

33. **Жигарев А. А., Шамаев Г. Г.** Электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы. — М.: Высш. школа, 1982. — 372 с.

34. **Зигель Р., Хауэлл Дж.** Теплообмен излучением: Пер. с англ. — М.: Мир, 1975. — 274 с.

35. **Зотов В. Д.** Полупроводниковые устройства восприятия оптической информации. — М.: Энергия, 1976. — 151 с.

36. **Излучательные свойства твердых материалов:** Справочник/Под ред. А. Е. Шейдлина. М.: Энергия, 1974. — 168 с.

37. **Измерение энергетических параметров и характеристик лазерного излучения/Под ред. А. Ф. Катюка.** — М.: Радио и связь, 1981. — 284 с.

38. **Изнар А. Н.** Электронно-оптические приборы. М.: Машиностроение, 1977. 257 с.

39. **Изнар А. Н., Павлов А. В., Федоров Б. Ф.** Оптико-электронные приборы космических аппаратов. — М.: Машиностроение, 1972. — 267 с.

40. **Ишанин Г. Г.** Неселективный приемник излучения ОКГ на основе термоупругого эффекта в кристаллическом кварце//Импульсная фотометрия. — Л.: Машиностроение, 1972. — С. 110—115.

41. **Ишанин Г. Г.** Об использовании пьезоприемников для фотометрирования оптических квантовых генераторов//Изв. вузов. — 1967. — Т. 10. — № 8. — С. 4 (Приборостроение).

42. **Ишанин Г. Г., Мусяков В. Л., Данилов В. А.** Фотоприемники на внешнем фотоэффекте: Учеб. пособие. — Л.: ЛИТМО, 1981. — 72 с.

43. **Ишанин Г. Г., Мусяков В. Л., Данилов В. А.** Фотоприемники на внутреннем фотоэффекте: Учеб. пособие. — Л.: ЛИТМО, 1981. — 72 с.

44. **Ишанин Г. Г., Польщиков Г. В.** Измерительный приемник излучения на термоупругом эффекте в кварце//Приборы и техника эксперимента. — 1973. — № 5. — С. 206—208.

45. **Ишанин Г. Г., Польщиков Г. В.** Измерительный приемник излучения на основе термоупругого эффекта в кристаллическом кварце//Тепловые приемники излучения. — Л.: ГОИ, 1980. — С. 111. (Материалы Всесоюз. семинара по тепловым приемникам излучения).

46. **Карашев Т. Б., Наушкин А. П.** Полупроводниковые приемники ИК-

- излучения с внутренним фотоэффектом//Зарубежная радиоэлектроника. — 1975. — № 11. — С. 86—105; № 12. — С. 29—50.
47. Кеннеди А., Линден И., Содерман А. Высококачественные приемники ИК-излучения с внутренним фотоэффектом//Зарубежная радиоэлектроника. — 1975. — № 12. — С. 50—76.
48. Климков Ю. М. Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами. — М.: Сов. радио, 1973. — 246 с.
49. Ковтонюк Н. Ф. Электронные элементы на основе структур полупроводник—диэлектрик. — М.: Энергия, 1976. — 176 с.
50. Козелкин В. В., Усольцев И. Ф. Основы инфракрасной техники. — М.: Машиностроение, 1974. — 332 с.
51. Козырев Б. П. Работы ЛЭТИ по тепловым приемникам излучения для активометрии и радиометрии//Тепловые приемники излучения. — Л.: ГОИ, 1972. — С. 3—11. (Материалы Всесоюз. семинара по тепловым приемникам излучения).
52. Кокс Дж. Т., Хасс Г. Просветляющие покрытия для видимой и инфракрасной областей спектра: Пер. с англ.//Физика тонких пленок. — Т. 2. — М.: Мир, 1967. — С. 186.
53. Коротков В. П., Панкратов К. А. Полупроводниковые охлаждаемые болометры//Оптико-механическая пром-сть. — 1974. — № 2. — С. 29.
54. Котюк А. Ф. Измерение энергетических параметров и характеристик лазерного излучения. — М.: Радио и связь, 1981. — 284 с.
55. Кременчугский Л. С., Райцина О. В. Пирозлектрические приемники излучения. — Киев: Наук. думка, 1979. — 381 с.
56. Креспалова В. В., Лазарева Н. Л., Пурьев Л. Т. Оптические измерения. — М.: Машиностроение, 1987. — 264 с.
57. Криксунов Л. З. Справочник по основам инфракрасной техники. — М.: Сов. радио, 1978. — 396 с.
58. Крилова Т. Н. Интерференционные покрытия. — Л.: Машиностроение, 1973. — 224 с.
59. Кузнецов А. Ю., Ушаков А. Б. Физические принципы действия полупроводниковых многоэлементных приемников оптического излучения. — М.: ЦНИИ Электроника, 1973. — 95 с.
60. Лазарев Л. П. Инфракрасные и световые приборы самонаведения и наведения летательных аппаратов. — М.: Машиностроение, 1976. — 568 с.
61. Литвинов В. С., Рохлин Г. Н. Тепловые источники излучения. — М.: Энергия, 1975. — 167 с.
62. Ллойд Дж. Системы самонаведения: Пер. с англ. — М.: Мир, 1988. — 414 с.
63. Марков М. М. Приемники инфракрасного излучения. — М.: Наука, 1968. — 300 с.
64. Маршак И. С. Импульсные источники света. — М.—Л.: Госэнергоиздат, 1963. — 271 с.
65. Маслов В. А. Болометр для абсолютных измерений оптического излучения//Тепловые приемники излучения. — Л.: ГОИ, 1974. — С. 36—42. (Материалы Всесоюз. семинара по тепловым приемникам излучения).
66. Носов Ю. Р. Оптоэлектроника. — М.: Сов. радио, 1977. — 232 с.
67. Носов Ю. Р., Шилин В. А. Полупроводниковые приборы с зарядовой связью. — М.: Сов. радио, 1976. — 138 с.
68. Павлов А. В. Оптико-электронные приборы. — М.: Энергия, 1974. — 376 с.
69. Павлов В. А., Черников А. И. Приемники автоматических оптико-электронных приборов. — М.: Энергия, 1972. — 231 с.
70. Панкратов Н. А., Зайцев Г. А., Хребтов И. А. Сверхпроводящие болометры для длинноволновой инфракрасной спектроскопии//Тепловые приемники излучения. — Л.: ГОИ, 1974. — С. 122—133.
71. Панкратов Е. А., Коротков Б. Е. Полупроводниковые охлаждаемые болометры//Оптико-электронная пром-сть, 1974. — № 2. — С. 10—14.
72. Пилат И. М., Ветошников В. С., Хохлачев К. И. Термоэлектрический приемник излучения на анизотропных термоэлементах//Тепловые приемники

излучения. — Л.: ГОИ, 1974. — С. 3—7. (Материалы Всесоюзн. семинара по тепловым приемникам излучения).

73. Пляц О. М. Справочник по электровакуумным полупроводниковым приборам и интегральным схемам. — Минск.: Вышш. школа, 1976. — 297 с.

74. Полтарапавлова Г. С., Удалов Н. П. Фоторезисторы. — М.: Энергия, 1977. — 150 с.

75. Полупроводниковые приборы: диоды, тиристоры, оптоэлектронные приборы: Справочник/А. В. Баяков, А. Б. Гитцевич, А. А. Зайцев и др.; Под общей ред. Н. Н. Горюнова. — М.: Энергия, 1982. — 400 с.

76. Полянин О. В., Ушаков Е. В. Оптико-электронные устройства. — М.: Энергия, 1969. — 163 с.

77. Пресс Ф. П. Формирование видеосигнала в приборах с зарядовой связью. — М.: Радио и связь, 1981. — 130 с.

78. Приборы с зарядовой связью: Пер. с англ./В. Д. Бейкер, Д. Ф. Барб, Х. К. Буркс и др.; Под ред. Д. Ф. Барба. — М.: Мир, 1982. — 235 с.

79. Приборы с зарядовой связью: Пер. с англ./Дж. В. Бартон, Д. Дж. Барт, Д. Д. Барси и др.; Под ред. М. Хоувза и Д. Морган. — М.: Энергоиздат, 1981. — 367 с.

80. Проектирование оптико-электронных приборов/Под ред. Ю. Г. Якушкова. — М.: Машиностроение, 1981. — 262 с.

81. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. — М.: Физматгиз, 1963. — 421 с.

82. Свечников С. В., Смовак Г. А., Каганович Э. Б. Фотопотенциометры и функциональные фоторезисторы. — М.: Сов. радио, 1978. — 167 с.

83. Секен К., Темпсет М. Приборы с переносом заряда: Пер. с англ./Под ред. В. В. Поспелова, Р. А. Сурица. — М.: Мир, 1978. — 327 с.

84. Соболева Н. А., Меламид А. Е. Фотоэлектронные приборы. — М.: Вышш. школа, 1974. — 374 с.

85. Справочник по полупроводниковым диодам, транзисторам и интегральным схемам/Н. Н. Горюнов, А. Ю. Клейман, Н. Н. Комков и др. Под общей ред. Н. Н. Горюнова. — М.: Энергия, 1979. — 744 с.

86. Схемы автоматики с фоточувствительными и излучающими полупроводниковыми приборами/Р. Г. Воронин, А. К. Гребнев, А. И. Кривоногов и др. — М.: Энергия, 1972. — 100 с.

87. Твердотельное телевидение: телевизионные системы с переменными параметрами на ПЭС и микропроцессорах/Л. И. Хромов, Н. В. Лебедев, А. К. Цыцулин, А. Н. Куликов. Под ред. И. А. Росселевича. — М.: Радио и связь, 1986. — 184 с.

88. Топорец А. С. Отражение света шероховатой поверхностью//Оптико-механич. пром-сть. — 1979. — № 1. — С. 34—46.

89. Фукс-Рабинович Л. И., Елифанов М. В. Оптико-электронные приборы. — Л.: Машиностроение, 1979. — 358 с.

90. Фурман Ш. А. Тонкослойные оптические покрытия. — Л.: Машиностроение, 1977. — 263 с.

91. Хадсон Г. Л. Инфракрасное излучение. — М.—Л.: Энергия, 1964. — 172 с.

92. Хекфорд Г. Л. Инфракрасные системы. — М.: Мир, 1972. — 534 с.

93. Цуккерман С. Т., Гридин А. С. Управление машинами при помощи оптического луча. — Л.: Машиностроение, 1969. — 197 с.

94. Шатлов В. А. Теория фотографического процесса. — М.: Книга. — 1981. — 104 с.

95. Шишловский А. А. Прикладная физическая оптика. — М.: Физматгиз, 1961. — 104 с.

96. Шоль К., Марфан И. Приемники инфракрасного излучения: Пер. с англ. — М.: Мир, 1969. — 300 с.

97. Энштейн М. И. Измерение оптического излучения в электронике. — М.: Энергия, 1975. — 446 с.

98. Якушенок Ю. Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов. — М.: Машиностроение, 1989. — 360 с.

Оглавление

Введение	3
Часть I. Источники излучения	5
<i>Глава 1. Источники некогерентного излучения</i>	<i>—</i>
§ 1.1. Тепловые источники излучения	—
§ 1.2. Люминесцентные и газоразрядные источники излучения	12
§ 1.3. Импульсные источники излучения	25
§ 1.4. Светодиоды	28
§ 1.5. Естественные источники излучения	36
<i>Глава 2. Прохождение оптического излучения через различные среды и оптические системы</i>	<i>42</i>
§ 2.1. Виды взаимодействия оптического излучения с различными средами. Основные положения	—
§ 2.2. Прохождение излучения через атмосферу	48
§ 2.3. Пропускание атмосферы в спектральных интервалах	57
§ 2.4. Прохождение и рассеивание излучения в оптических системах	66
Часть II. Приемники излучения	73
<i>Глава 3. Классификация приемников излучения, их параметры и характеристики</i>	<i>—</i>
§ 3.1. Классификация приемников излучения	—
§ 3.2. Параметры и характеристики приемников излучения	76
§ 3.3. Пересчет параметров приемников излучения	92
<i>Глава 4. Приемники излучения на основе внутреннего фотоэффекта</i>	<i>95</i>
§ 4.1. Принцип действия приемников излучения на основе внутреннего фотоэффекта	—
§ 4.2. Фоторезисторы	97
§ 4.3. Фотодиоды	112
§ 4.4. Приемники излучения с внутренним усилением фототока	125
§ 4.5. Приемники излучения на основе многокомпонентных систем	133
§ 4.6. Многоцветные ПИ, фоторезисторы и фотодиоды с СВЧ-смещением	137
§ 4.7. Координатные ПИ	139
<i>Глава 5. Приемники излучения на основе внешнего фотоэффекта</i>	<i>145</i>
§ 5.1. Физические основы и принцип действия	—
§ 5.2. Электровакуумные фотоэлементы и фотоэлектронные умножители	146
§ 5.3. Диссекторы	159
§ 5.4. Электронно-оптические преобразователи	161

Глава 6. Многоэлементные приемники излучения	166
§ 6.1. Многоэлементные приемники излучения на основе фото- диодов и фоторезисторов	—
§ 6.2. Многоэлементные фотоприемные устройства на основе приборов с зарядовой связью	178
§ 6.3. Многоэлементные приемники излучения на основе прибо- ров с зарядовой инжекцией	202
Глава 7. Тепловые приемники излучения	205
§ 7.1. Термозлементы	206
§ 7.2. Болометры	210
§ 7.3. Оптико-акустические приемники излучения	217
§ 7.4. Пироэлектрические приемники	219
§ 7.5. Радиационные калориметры	223
§ 7.6. Приемники на основе термоупругого эффекта в кри- сталлическом кварце	226
Список литературы	235

Учебное издание

ИШАНИН Геннадий Григорьевич,
ПАНКОВ Эрнст Дмитриевич,
АНДРЕЕВ Андрей Леонидович,
ПОЛЬЩИКОВ Георгий Владимирович

ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Редактор Г. С. Выдревич
Технический редактор Т. П. Малашкина
Художественный редактор А. Н. Волкогонова
Переплет художника Н. В. Зимакова
Корректор Н. Б. Старостина

ИБ № 6084

Сдано в набор 08.05.91. Подписано в печать 30.09.91. Формат 60×90¹/₁₆.
Бумага офсетная № 2. Гарнитура литературная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 15,0. Усл. кр.-отт. 15,0. Уч.-изд. л. 15,95.
Тираж 8500 экз. Заказ 282. Цена 4 р. 10 к.

Издательство «Политехника», 191065, Санкт-Петербург, ул. Дзержинского, 10.

Типография № 6 ордена Трудового Красного Знамени
издательства «Машиностроение» при Государственном комитете СССР по печати.
193144, Санкт-Петербург, ул. Моисеенко, 10.

