

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Кафедра молекулярной физики

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕЩЕСТВА ПО ЕГО ИЗЛУЧАТЕЛЬНО-
ПОГЛОЩАТЕЛЬНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ.
ДЕТЕКТОРЫ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Учебно-методическое пособие

Составители *С.И. Ткаченко*

Ю.Г. Калинин

МОСКВА
МФТИ
2017

УДК 535.33

ББК 32.854

Рецензент

Доктор физико-математических наук А.В. Максимычев

Исследование вещества по его излучательно-поглощательным характеристикам. Детекторы оптического излучения. Учебно-методическое пособие/ Сост.

С.И. Ткаченко, Ю.Г. Калинин. – М.: МФТИ, 2017. 43 с.

Цель пособия – познакомить студентов с методами исследования вещества в разных состояниях по его излучательно-поглощательным характеристикам. В нем кратко изложены основы этих методов с упором на физический смысл и наглядность моделей, используемых для описания процессов, происходящих в исследуемом веществе и диагностическом оборудовании. Как правило, авторы избегали подробных выводов, предполагая, что они должны быть знакомы студентам из курсов общей и теоретической физики. В данном выпуске рассмотрены принципы работы основных типов тепловых детекторов электромагнитного излучения и детекторов, работа которых основана на внешнем фотоэффекте. Кратко описаны также вопросы, принципиально ограничивающие чувствительность приемников и точность измерений.

Пособие предназначено для студентов 3–4 курсов факультетов молекулярной и химической физики и биологической и медицинской физики, изучающих курс «Физические методы исследований», в том числе применительно к направлению «Живые системы».

Ключевые слова: приемники оптического излучения, помехи и шумы

УДК 535.33

ББК 32.854

© Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», 2017 © С.И. Ткаченко, Ю.Г. Калинин, сост., 2017

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
11.1. Флуктуации, помехи и шумы, влияющие на порог чувствительности и точность измерения мощности излучения	4
11.1.1. Флуктуации теплового излучения	5
11.1.2. Тепловой шум	6
11.1.3. Дробовой шум	7
11.1.4. Генерационно-рекомбинационный шум	10
11.1.5. Фликер-шум	11
11.2. Физические основы работы приемников оптического излучения	12
11.2.1. Тепловые приемники излучения	13
11.2.2. Фотоэлектрические приемники излучения	16
11.2.3. Фотоприемники, работающие на внешнем фотоэффекте	20
11.2.4. Фотоэлектронные умножители	27
11.2.5. Темновой ток и шумы фотоумножителей	33
11.2.6. Электронно-оптические преобразователи и электронно-оптические камеры	35
ЛИТЕРАТУРА	45

ВВЕДЕНИЕ

Детекторы электромагнитных волн в спектральном диапазоне от ультрафиолетового до дальнего ИК-излучений, называются оптическими детекторами. Поглощение фотонов чувствительным материалом детектора вызывает либо повышение его температуры, что приводит к изменению физических свойств материала, либо изменение квантового состояния – появление свободных электронов, изменение распределения электронов по уровням и зонам и т.д. По данному признаку все детекторы светового излучения можно разделить на две группы: тепловые и квантовые преобразователи. Квантовые детекторы работают в интервале от УФ до среднего ИК-диапазонов, в то время как тепловые датчики чаще используются в диапазонах среднего и дальнего ИК-излучений, где их эффективность при комнатных температурах намного превышает эффективность квантовых преобразователей.

В основе практически всех твердотельных квантовых детекторов (фотовольтаических и фотопроводящих) лежит квантовая теория излучения, базирующаяся на взаимодействии отдельных фотонов с кристаллической решеткой полупроводниковых материалов. Их принцип действия основан на явлении фотоэффекта, открытом А. Эйнштейном.

11.1. Флуктуации, помехи и шумы, влияющие на порог чувствительности и точность измерения мощности излучения

Предельные возможности измерений в случае слабых потоков излучения зависят как от флуктуаций, присущих любому источнику излучения, так и от шумов, присущих любому приемнику; от них избавиться в принципе невозможно. Можно только так изменять условия эксперимента, чтобы те или иные шумы создавали минимальные ограничения на чувствительность и разрешающую способность аппаратуры. В качестве примера можно привести «борьбу» с тепловыми шумами (см. ниже). Этим шумы принципиально отличаются от помех, т.е. паразитных сигналов, наводящихся на какие-либо элементы приемной аппаратуры от источников электромагнитного излучения самой разнообразной

природы. В качестве примеров можно привести наводящиеся на элементы электронных схем электромагнитные колебания с частотами силовой сети – 50 Гц – и её гармоник, помехи от мощных радиостанций, мощных импульсных магнитных полей на фотоумножители и т.д. Такие проблемы решаются, например, правильными схемотехникой и конструкцией систем питания, тщательным экранированием. Эти вопросы в данном пособии мы не рассматриваем.

11.1.1. Флуктуации теплового излучения

Вопрос о флуктуациях теплового излучения важен при измерении слабых потоков излучения, т.к. флуктуации в этом случае определяют предельные возможности процесса измерений.

Мерой величины флуктуации служит дисперсия – средний квадрат отклонения случайной величины n от среднего значения $\overline{(\Delta n)^2} = \overline{(n - \bar{n})^2} = \overline{n^2} - (\bar{n})^2$. Найдем эту величину для среды, состоящей из системы осцилляторов с квантованными уровнями энергии. Каждый осциллятор может иметь энергию, равную целому числу квантов n (нулевыми колебаниями пренебрежем). Вероятность заселенности каждого уровня пропорциональна $\exp[-nhv/(kT)]$; это, естественно, относится ко всем осцилляторам ансамбля. Введя коэффициент пропорциональности A , можно записать вероятность в виде $p_n = A \exp[-nhv/(kT)]$. Коэффициент A определяется из условия нормировки: сумма вероятностей занятости всех уровней равна 1. Таким образом,

$$A = \frac{1}{\sum \exp[-nhv/(kT)]}. \quad (11.1)$$

Соответственно

$$\bar{n} = \sum np_n = \frac{\sum nx^n}{\sum x^n}, \quad \overline{n^2} = \frac{\sum n^2 x^n}{\sum x^n}, \quad (11.2)$$

здесь $x = \exp[-hv/(kT)]$. Подставляя (11.1) в (11.2), получим

$$\bar{n} = \frac{1}{\exp[hv/(kT)] - 1}, \quad \overline{(\Delta n)^2} = \bar{n}(1 + \bar{n}). \quad (11.3)$$

Эти формулы справедливы не только для равновесного излучения, но и в общем случае (распределение Бозе–Эйнштейна для частиц с нулевой

массой покоя и целочисленным спином). Таким образом, фотоны, падающие на чувствительный элемент приемника излучения, флуктуируют в соответствии с формулой (11.3). В предельном случае $\bar{n} \ll 1$ формула для дисперсии приобретает вид, соответствующий классической статистике Пуассона для случайных величин:

$$\overline{(\Delta n)^2} = \bar{n}. \quad (11.4)$$

Физический смысл того факта, что среднее значение n много меньше единицы, заключается в том, что только у малой части осцилляторов ансамбля заселены уровни, энергия которых больше температуры, то есть в коротковолновой области планковского спектра (см. раздел 6).

В случае $\bar{n} \gg 1$ (энергия заселенных уровней и, соответственно квантов, много меньше температуры) дисперсия может быть записана формулой $\overline{(\Delta n)^2} = \bar{n}^2 = (kT/h\nu)^2$. Умножив \bar{n} на энергию кванта $h\nu$, получим, что среднеквадратичное отклонение равно среднему, т.е. средняя квадратичная флуктуация энергии равна kT . Этот результат относится к длинноволновому ИК-диапазону и радиодиапазону.

Формула для дисперсии числа фотонов служит основой для вычисления радиационного шума, ограничивающего способность приемников излучения обнаруживать и измерять предельно слабые оптические сигналы.

11.1.2. Тепловой шум

В 1928 г. Дж. Б. Джонсон обнаружил, что любой резистор в электронных схемах представляет собой источник флуктуирующего напряжения, которое получило название *шум Джонсона* или *тепловой шум*. Вскоре после этого открытия Найквист развил термодинамическую теорию шума Джонсона, и его имя было также включено в название шума.

Уже первые исследования Джонсона показали, что тепловой шум имеет универсальный характер и не зависит от природы материала резистора и что средний квадрат флуктуирующего напряжения $\overline{U_N^2}$ пропорционален сопротивлению резистора R и температуре T . Спектр шума оказался «белым» в широкой области частот. Иначе говоря, не наблюдалось частотной зависимости напряжения шума, и средний квадрат шумового напряжения был пропорционален эффективной ширине полосы Δf , пропускаемой электронным трактом измерительного устройства. Формула, выведенная Г. Найквистом, имеет вид

$$\overline{U_N^2} = \frac{4Rhf}{\exp[hf/(kT)] - 1} \Delta f, \quad (11.5)$$

где f – характерная частота полосы пропускания. Видно, что в точной формуле (11.5) частотная зависимость шума есть. Однако при выполнении условия $hf \ll kT$ частотная зависимость исчезает – в результате разложения получается простая формула:

$$\overline{U_N^2} = 4kTR\Delta f, \quad (11.6)$$

которая при комнатной температуре остается справедливой до частот порядка 10^{11} Гц. Значение напряжения теплового шума, получаемого на резисторе 1 МОм при температуре 295 К и ширине полосы 1 Гц, вычисленное по формуле (11.6), дает напряжение 0.13 мкВ; при ширине полосы 10 кГц напряжение составит уже 13 мкВ. Это могут быть очень большие шумы, т.к. современная электронная техника, используемая в фотоприемных устройствах, применяется для измерения сигналов порядка 1 нВ в полосе 1 Гц. Именно поэтому входные каскады наиболее чувствительной приемной аппаратуры, в частности для дальней космической связи, работают при низких температурах, вплоть до температуры жидкого гелия (если, естественно, позволяет физика их элементов). Часто шумовые характеристики входных каскадов, например микросхем, характеризуются выражением «эквивалентное шумовое сопротивление», используя это сопротивление, их шумы можно определить по формуле (11.6).

11.1.3. Дробовой шум

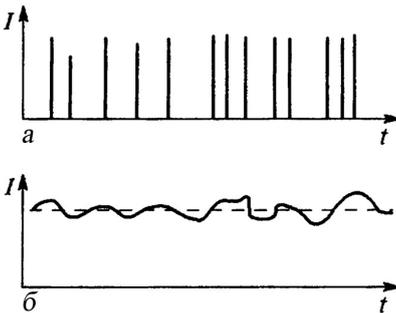


Рис. 11.1. Последовательность случайных коротких импульсов (а) и ее воспроизведение инерционным приемником (б)

Пусть электрический ток создается электронами, эмитируемыми катодом в вакуум. Вылет каждого электрона есть случайное событие, не зависящее от вылета других электронов; к этому процессу можно применять статистику Пуассона. Во внешней цепи должна появиться последовательность одинаковых, но случайно расположенных импульсов, как показано на рис. 11.1а. Инерционность системы регистрации может «растянуть» каждый импульс, и вместо «гребенки» бу-

дет регистрироваться «шумовая дорожка» (см. рис. 11.1б). Количественная характеристика шумового тока определяется дисперсией $(\Delta I)^2 = \overline{I^2} - (\overline{I})^2 = \overline{I_N^2}$.

В данном случае дисперсия тока пропорциональна шумовой мощности. Обычно представляет интерес не вся шумовая мощность, а только та ее часть, которая лежит в полосе пропускания частот измерительной электронной схемы. **Спектральная плотность шума** – это шумовая мощность, отнесенная к единичному интервалу частоты, т.е. мощность в полосе 1 Гц. Измерив шум в полосе 1 Гц в интересующем диапазоне частот, получим спектральную характеристику плотности шума. Если она постоянна во всем диапазоне, т.е. шум «белый», то общий шум можно найти, помножив спектральную плотность на ширину полосы. Если же спектральная плотность шума зависит от частоты, то общий шум можно найти, интегрируя по полосе частот с учетом частотной зависимости пропускания фильтра в измерительном устройстве.

В соответствии с теоремой Дж. Карсона, спектральная плотность шума при случайных процессах типа эмиссии электронов равна удвоенному произведению средней частоты появления импульсов на квадрат модуля фурье-преобразования формы импульса $F(t)$, т.е. в нашем случае

$$S_I(f) = 2 \frac{\overline{I}}{e} \left| \int_{-\infty}^{\infty} F(t) \exp(-i2\pi f t) dt \right|^2, \quad (11.7)$$

здесь $F(t)$ – форма импульса. Частота, на которой определяется спектральная мощность шума, обозначается f (во избежание путаницы с частотой излучения ν). Физический смысл интеграла в формуле (11.7) следующий: это амплитуда гармонической компоненты, выделяемой из шума фильтром измерительного устройства.

Для вычисления примем, что каждый импульс тока имеет прямоугольную форму с длительностью τ_p и общей площадью, равной заряду электрона. Тогда $F(t) = e/\tau_p$. Пределы интегрирования можно установить от 0 до τ_p , т.к. вне этого диапазона ток равен 0. В этом случае можно написать

$$S_I(f) = 2 \frac{\overline{I}}{e} \left| \int_0^{\tau_p} \frac{e}{\tau_p} \exp(-i2\pi f t) dt \right|^2 = 2 \frac{\overline{I}}{e} \left| \frac{e}{\tau_p} \frac{\exp(-i2\pi f \tau_p) - 1}{i2\pi f \tau_p} \right|^2. \quad (11.8)$$

Так как разброс времени выхода электрона, следовательно и характерное время изменения импульса тока ($\tau_p \sim \Delta/v_e = 10^{-14}$ с, где $\Delta = 10^{-6}$ см – толщина фотокатода, которая выбирается равной толщине поглощающего слоя; $v_e = 10^8$ см/с – характерное значение скорости фотоэлектрона внутри фотокатода с энергией порядка 1 эВ), намного меньше временного разрешения измерительной системы, которое можно обеспечить в настоящее время ($1/2\pi f \sim 10^{-10}$ с), (т.е. $2\pi f\tau_p \ll 1$), выражение для спектральной плотности мощности шума примет простой вид:

$$S_i = 2e\bar{I}, \quad \bar{I}_N^2 = 2e\bar{I}\Delta f \quad (11.9)$$

Это и есть формула Шоттки для дробового шума. Видно, что в широком диапазоне частот шум является белым.

Полезно отметить, что при сохранении указанного соотношения между характерными временами ($2\pi f\tau_p \ll 1$), формула остается справедливой и для других процессов с участием большого ансамбля частиц. Так, хотя указанный выше вывод формулы Шоттки был получен для дробового шума эмиссии электронов в вакуум, она остается справедливой при процессах случайного прохождения электронов или дырок через потенциальные барьеры в p - n -переходах, поэтому ею можно пользоваться при вычислении шумов фотодиодов.

Такую общность можно проиллюстрировать следующим качественным выводом формулы (11.9), не используя теорему Карсона. В случае статистики Пуассона дисперсия числа электронов за время τ равна среднему числу электронов за это время $(\Delta n_\tau)^2 = \bar{n}_\tau$, соответственно дисперсия тока $(\Delta I)^2 = e^2 \bar{n}_\tau / \tau^2$, т.к. $\bar{n}_\tau = \bar{I}\tau/e$ (\bar{I} – среднее значение тока) и, если принять $\Delta f\tau = 1/2$, получим (11.9). При $\bar{I} = 1$ мА и $\Delta f = 1$ Гц получим $\sqrt{\bar{I}_N^2} = 1.8 \cdot 10^{-11}$ А.

Из (11.9) видно, что для уменьшения дробового шума необходимо использовать приемник с минимальной полосой пропускания. С другой стороны, в соответствии с теоремой Котельникова количество принимаемой информации в единицу времени пропорционально ширине полосы приемника, например, пропускную способность частотно-ограниченного канала (конечная полоса пропускания) с аддитивным белым шумом можно записать так:

$$C = \Delta f \log_2 \left(1 + \bar{p} / N_0 \Delta f \right),$$

здесь Δf – ширина полосы пропускания канала; \bar{p} – средняя мощность сигнала на входе в канал и N_0 – средняя мощность шума на единицу ширины полосы.

Поэтому в дальней космической связи для передачи изображений на большие расстояния их сначала тем или иным образом записывают на удаленном космическом аппарате, а затем медленно, иногда одну фотографию в сутки, передают на Землю.

С другой стороны, для регистрации быстроменяющихся сигналов с характерным временем изменения τ необходима полоса пропускания $\Delta f \sim 1/\tau$, это уже накладывает ограничение снизу на величину шума, а следовательно, и величину принимаемого сигнала.

11.1.4. Генерационно-рекомбинационный шум

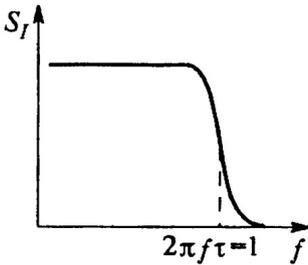


Рис. 11.2. Частотная характеристика генерационно-рекомбинационного шума

В отличие от теплового шума, этот шум возникает только при прохождении тока через полупроводниковый образец, так как он определяется флуктуациями числа свободных носителей заряда и вызванными ими флуктуациями проводимости. Поэтому иногда его называют токовым шумом. Случайные процессы генерации и рекомбинации свободных носителей заряда можно представить как последовательность δ -импульсов, соответствующих мгновенному выбросу носителей заряда в зону проводимости и валентную зону, за которыми следует экспоненциальная релаксация с характерным временем τ , равным времени жизни неравновесного носителя заряда. Фурье-преобразование импульса в этом случае имеет вид

$$S_I(f) = \int_0^{\infty} a \exp(-t/\tau) \exp(-i2\pi f t) dt = a \tau / (1 + i2\pi f \tau).$$

В соответствии с теоремой Карсона частотная зависимость генерационно-рекомбинационного шума выражается функцией

$$S_I(f) = \frac{\tau^2}{1 + (2\pi f \tau)^2}, \quad (11.11)$$

изображенной на рис. 11.2. В области низких частот при $2\pi f\tau \ll 1$ шум оказывается белым, а в области $f = 1/(2\pi\tau)$ имеет место крутой спад и далее асимптотическое убывание до 0. Таким образом, по частотной характеристике этого шума можно определить время жизни неравновесных носителей заряда.

11.1.5. Фликкер-шум

Следующий вид шума в соответствии со своей спектральной характеристикой получил название « $1/f$ -шум», или *фликкер-шум*. В отличие от предыдущих видов шума, для которых механизм возникновения вполне ясен, фликкер-шум может возникать по различным механизмам и до настоящего времени является предметом изучения. Он имеет место не только в полупроводниках, но и в металлических пленках и прослеживается до частот порядка 10^{-5} Гц (приблизительно один цикл в сутки).

Мощность фликкер-шума может быть существенно снижена обработкой поверхности и периметра полупроводниковых элементов и при хорошо отработанной технологии может быть сведена до такого уровня, когда им можно пренебречь.

Суммируя все выше сказанное о шумах, а также учитывая возможность возникновения помех (механические вибрации, наводки сети, помехи радиовещания), можно условно изобразить спектральное распределение шума и помех в реальной измерительной системе (рис. 11.3).

Следует также отметить, что в случае, когда процедура регистрации излучения имеет несколько ступеней, в которых число квантов изменяется, ***самую большую погрешность вносит ступень с минимальным количеством носителей энергии***. В качестве примера можно рассмотреть сцинтилляционный метод регистрации жесткого рентгеновского излучения: рентгеновские кванты высокой энергии падают на сцинтиллятор, в котором генерируется большое число фотонов видимого излучения, регистрируемых затем фотоэлектронным умножителем. Хотя общая энергия фотонов видимого излучения составляет малую часть от рентгеновской энергии, поглощенной в сцинтилляторе, число квантов видимого света может существенно превосходить число рентгеновских, поэтому именно статистика последних и определяет точность измерений.

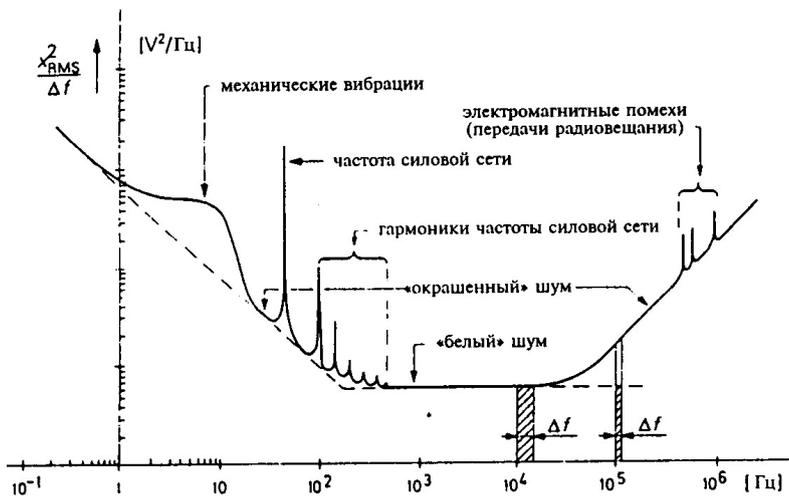


Рис. 11.3. Пример спектрального распределения шума и помех в реальной измерительной системе

11.2. Физические основы работы приемников оптического излучения

Визуальные методы фотометрии с помощью естественного приемника излучения — глаза — могут применяться только в видимом диапазоне спектра и обладают рядом недостатков: субъективный характер измерений, невозможность непрерывного контроля яркости, нестабильность чувствительности глаза (спектральные характеристики видности неодинаковы для дневного и сумеречного зрения и изменяются в результате утомления наблюдателя).

Наиболее универсальными фотоприемниками, которые способны регистрировать практически любую область спектра, являются **электрические приемники излучения**, преобразующие падающий на них лучистый поток в изменение тока или напряжения в цепи; снимаемый с них электрический сигнал может непрерывно записываться, усиливаться, преобразовываться в другой электрический сигнал или опять в оптическое излучение.

При освещении вещества лучистая энергия может поглощаться в нем двумя способами:

1) кристаллической решеткой материала, превращаясь в тепловую энергию решетки, что приводит к нагреву тела. Изменения электрических свойств твердого тела в результате изменения его температуры называются **термоэлектрическими** явлениями;

2) электронами твердого тела, при этом атомы (молекулы) вещества переходят в возбужденное состояние: температура решетки практически не меняется, а средняя энергия электронов увеличивается. Изменения электрических свойств вещества при его освещении в результате оптического возбуждения электронов называются **фотоэлектрическими** явлениями.

11.2.1. Тепловые приемники излучения

Приемники излучения, в которых используются термоэлектрические явления, называются **термоиндикаторами** или **тепловыми** приемниками излучения. Для того чтобы падающее излучение вызывало заметное изменение температуры, чувствительный элемент термоиндикаторов выполняется в виде тонкой пленки материала с зачерненной поверхностью (покрытой сажей или платиновой чернью), обладающей высоким коэффициентом поглощения, не зависящим от длины волны излучения. Так как процесс преобразования лучистой энергии в тепловую не обладает спектральной селективностью, а зависит только от мощности излучения, то термоиндикаторы являются неселективными приемниками излучения.

Наиболее широкое применение имеют следующие термоиндикаторы: термоэлементы или термопары (из двух металлов, сплавов или полупроводниковых материалов, см. рис. 11.4), болометры, терморезисторы. Действие термоэлементов основано на возникновении термоэлектродвижущей силы (термо-ЭДС) между концами двух разнородных материалов при нагревании (облучении) их спая. Термо- ЭДС является мерой разности температур между двумя контактами. Выходное напряжение термопары можно записать в виде степенного ряда от разности температур $T - T_0$, где T_0 – некоторая заданная температура калибровки

$$E_i = a_1(T - T_0) + a_2(T - T_0)^2 + \dots + a_n(T - T_0)^n. \quad (11.12)$$

По мере увеличения n это выражение будет описывать поведение данной термопары все точнее. Каждая термопара (каждая комбинация двух металлов) характеризуется собственным рядом температурно-независимых коэффициентов a_i ($i = 1, \dots, n$). Для большинства материалов требуется примерно восемь коэффициентов, чтобы получить погрешность $\pm 1\%$. Коэффициент a_1 носит название коэффициента Зеебека. При малом

диапазоне температур (от комнатной и до сотен градусов по Цельсию) около $T_2 = 0^\circ\text{C}$ можно воспользоваться следующими значениями коэффициента Зеебека для различных типов термопар: хромель–константан – 61 мкВ/К, хромель–алюмель – 40 мкВ/К, железо–константан – 52 мкВ/К, (87% Pt, 13% Rh)–платина – 6 мкВ/К, медь–константан – 41 мкВ/К, (90% Pt, 10% Rh)–платина – 6 мкВ/К.

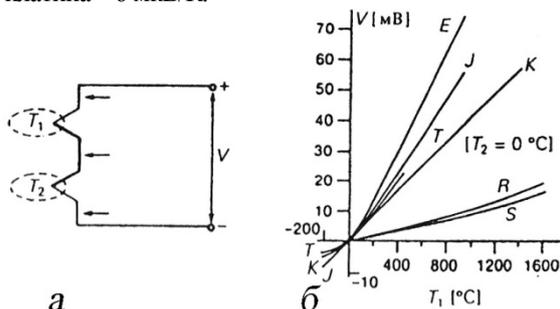


Рис. 11.4. (а) Термопара, образованная двумя контактами разнородных металлов, находящимися при различных температурах T_1 и T_2 ; (б) характеристики некоторых часто применяемых термопар (буквами указаны разные комбинации металлов): E – хромель–константан; J – железо–константан; K – хромель–алюмель; T – медь–константан; R – (87% Pt, 13% Rh)–платина; S – (90% Pt, 10% Rh)–платина

Чувствительность термоэлементов повышается при уменьшении тепловых потерь, для этого уменьшают массу приемного спая и помещают его в вакуум.

Действие **болометра** и **терморезистора** основано на изменении электрического сопротивления элемента, нагревающегося при поглощении излучения. Приемный элемент болометра выполняется в виде тонкой (до нескольких микрон) металлической фольги либо в виде напыленного на диэлектрическую подложку слоя, помещенного в вакуум или газовую среду. В полупроводниковых болометрах используются смеси окислов марганца, никеля, кобальта на связующем веществе, которые наносятся в виде слоя толщиной ≈ 10 мкм, отжигаются и снабжаются контактами из серебряной пасты.

Принципиальная схема включения болометра или терморезистора показана на рис. 11.5. Существенным требованием к схеме является условие

$R_0 \gg R$, т.е. чтобы ток в цепи болометра не изменялся и изменение напряжения на нём определялось только изменением его сопротивления.

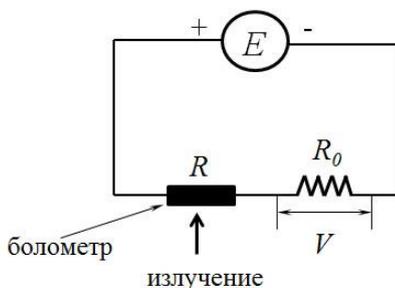


Рис. 11.5. Схема подключения болометра

Часто для увеличения чувствительности болометры включают в мостовую схему в качестве одного из плеч моста, и тогда она определяется как отношение напряжения разбаланса моста к падающему на приемную площадку лучистому потоку; обычно её выражают в В/Вт. Чувствительность болометров зависит от температурного коэффициента сопротивления вещества, который у полупроводниковых мате-

риалов имеет отрицательный знак и примерно на порядок большую величину ($\alpha = -5 \times 10^{-2} \text{ K}^{-1}$ для германия), чем у металлов ($\alpha = 6.2 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ для железа, $3.8 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ для алюминия, $4.3 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ для меди).

Терморезисторы представляют собой объемные полупроводниковые элементы – нелинейные сопротивления с высоким отрицательным температурным коэффициентом.

Обычно термоиндикаторы отличаются большой инерционностью и неприменимы для регистрации временного хода мощности импульсного излучения. Они могут применяться для регистрации постоянного или медленно изменяющегося электромагнитного излучения в широком диапазоне спектра (при этом необходимо учитывать зависимость коэффициента поглощения от длины волны).

При исследованиях мощных коротких импульсов излучения они обычно используются для регистрации интегрального значения энергии излучения за импульс.

Однако, при использовании тонкопленочного болометра без подложки при регистрации мощных импульсов излучения можно добиться временного разрешения порядка 10^{-8} с. Действительно, время изменения сопротивления пленочного болометра соответствует времени его прогрева по всей толщине, которое для металлов с хорошей теплопроводностью – медь, серебро – толщиной в единицы микрон составляет единицы наносекунд. В соответствии с решением уравнения теплопроводности для полу-

бесконечного пространства характерное время выравнивания температуры, обусловленное диффузией тепла на глубину h , с точностью до 10% можно оценить как $\tau = 2c_p \rho h^2 / \kappa$ (здесь c_p – удельная теплоемкость, ρ – массовая плотность; κ – теплопроводность). Для серебра в диапазоне температур от 27 до 1130 °С параметры меняются в следующих диапазонах: $c_p = 235\text{--}310$ Дж/(кг·град); $\rho = (10.5\text{--}9.3) \cdot 10^3$ кг/м³; $\kappa = 430\text{--}174$ Вт/(м·град). Следовательно, для $h = 1$ мкм получим $\tau \sim 16$ нс. Однако необходимо принять во внимание, что при решении уравнения теплопроводности в ограниченной области время, необходимое для выравнивания температуры для достижения той же точности, будет в 6 раз меньше, т.е. $\tau \sim 2.7$ нс.

Улучшение временного разрешения при переходе к более тонким фольгам представляется проблематичным ввиду того, что в этом случае на точности измерений будет сказываться нерегулярность структуры металла, влияющая на существенное отклонение удельного сопротивления и его температурного хода от табличных данных.

Так как время остывания болометра на много порядков больше, то его температура и, следовательно, сопротивление будут возрастать все время, пока длится импульс излучения, т.е. кривая изменения его сопротивления от времени будет соответствовать изменению энергии, поглощенной болометром. Продифференцировав эту зависимость по времени, можно восстановить временной ход мощности излучения. Отметим, что такое временное разрешение болометра может быть достигнуто только при больших потоках мощности излучения (на уровне 10^6 Вт/см²); в противном случае за короткие времена изменение сопротивления будет столь малым, что его сложно будет зарегистрировать.

Малая спектральная селективность термоиндикаторов в видимой области в сочетании со спектральными приборами делает их чрезвычайно удобными для измерения спектрального распределения излучения различных источников световой энергии. С другой стороны, при известном спектре излучателя их удобно использовать для градуировки спектральной аппаратуры.

11.2.2. Фотоэлектрические приемники излучения

Приемники излучения, в которых используются различные фотоэлектрические явления, называются *фотоэлектрическими приемниками излучения*, или *фотоэлектронными приборами*. Фотоэлектронные приборы

– селективные приемники излучения: их выходной электрический сигнал зависит не только от мощности, но и от длины волны излучения.

Фотоэлектрические явления (фотоэффект), лежащие в основе действия фотоэлектрических приемников, можно разделить на два основных вида.

1. **Внешним фотоэффектом**, или **фотоэлектронной эмиссией**, называется испускание электронов веществом под действием падающего на его поверхность излучения. Эмиссия электронов под действием излучения наблюдается во всех агрегатных состояниях; наибольший практический интерес представляет фотоэлектронная эмиссия твердых тел – металлов, полупроводников, диэлектриков. Фотоэлектронная эмиссия может происходить из твердого тела в вакуум, в жидкость (электролит) и в твердое тело (например, из металла в полупроводник или диэлектрик). Здесь будем рассматривать только эмиссию электронов из твердого тела в вакуум.

Переходы электронов, совершаемые в результате поглощения квантов излучения оптического и инфракрасного диапазона (от десятых долей электронвольта до 10–20 эВ), называются *оптическими электронными переходами*. Поглощение веществом таких сравнительно небольших порций энергии вызывает электронные переходы, в которых участвуют электроны, принадлежащие лишь самым верхним энергетическим зонам: валентной зоне, зоне проводимости и промежуточным локальным состояниям. (Рентгеновский фотоэффект, при котором выбиваются глубоко лежащие электроны, характеризуется особыми закономерностями и здесь рассматриваться не будет.) Если в результате поглощения кванта излучения возбужденный электрон окажется на достаточно высоком энергетическом уровне для того, чтобы преодолеть потенциальный барьер (называемый работой выхода) на границе твердого тела с вакуумом, то такой электрон может покинуть вещество и выйти в вакуум.

Поток электронов, испускаемых под действие света одним из электродов вакуумного прибора (фотокатодом) и улавливаемых другим электродом (коллектором электронов или анодом), образует во внешней цепи прибора ток, называемый **фототоком**. Величина фототока I_p зависит от приложенного к диоду напряжения, но для каждой определенной геометрии диода существует значение напряжения, при превышении которого ток фотодиода не растет – анода достигает максимально возможное число фотоэлектронов, т.е. ток фотодиода определяется исключительно током с фотокатода. Такой режим называется *режимом насыщения*, а соответствующее значение тока – *током насыщения*, или *током ограниченной*

эмиссии (см. рис. 11.6). Это справедливо только в том случае, если ток фотокатода много меньше предельного тока, который может быть пропущен через диод; последний определяется *законом Чайльда–Ленгмюра* (законом «трех вторых»). В соответствии с этим законом предельный ток для плоского диода в нерелятивистском случае можно записать следующим образом: $I_p = 4/9\epsilon_0 (2e/m)^{1/2} g V^{3/2}$, здесь V – приложенное напряжение; ϵ_0 – электрическая постоянная; e и m – заряд и масса электрона; $g = s/d^2$ – аспектное отношение; s – площадь фотокатода; d – расстояние между электродами. Обычно в случае фотоприемников токи фотодиода намного меньше предельного.

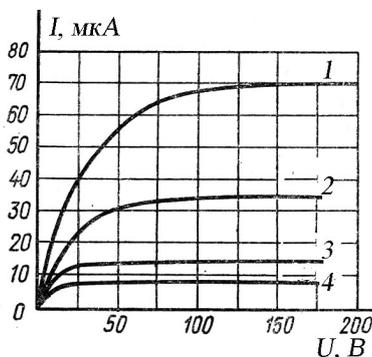


Рис. 11.6. Вольт-амперные характеристики вакуумного фотоэлемента; цифрами указаны линии для разных световых потоков: 1 – 2 лм; 2 – 1 лм; 3 – 0.4 лм и 4 – 0.2 лм

Все изложенное далее относится к режиму насыщения.

Величина фототока зависит от свойств падающего на фотокатод потока излучения и от материала фотокатода. Основными законами внешнего фотоэффекта (справедливыми для любого материала фотокатода) являются следующие экспериментально установленные соотношения:

1. Величина фототока в режиме насыщения прямо пропорциональна интенсивности падающего света, если спектральный состав неизменен (*закон Столетова*).

2. Для каждого вещества существует длинноволновая («красная»)

граница спектра излучения λ_0 , такая что при $\lambda > \lambda_0$ фотоэмиссия не происходит. Эту наибольшую длину волны λ_0 (или наименьшую энергию кванта $h\nu_0$) излучения, еще вызывающего фотоэффект, называют **длинноволновым порогом фотоэффекта**, а соответствующую частоту $\nu_0 = c/\lambda_0$ – **пороговой частотой**.

3. Максимальная начальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой падающего света и не зависит от его интенсивности (*закон Эйнштейна*).

Законы фотоэффекта находят простое объяснение на основании электронной теории твердого тела и квантовой теории излучения. Предполагается, что вероятность того, что один электрон поглотит одновременно два кванта излучения или что энергия одного кванта распределится между несколькими электронами, ничтожно мала. Поскольку каждый фотон взаимодействует с электронами твердого тела независимо от других фотонов, между числом фотоэлектронов и числом падающих квантов света, а следовательно, и его интенсивностью существует прямая пропорциональная зависимость. Закон Эйнштейна представляет собой не что иное, как закон сохранения энергии при фотоэлектронной эмиссии:

$$(m_e v^2/2)_{\max} = h\nu - A_v, \quad (11.13)$$

здесь m_e , v – масса электрона и его скорость; A_v – работа выхода электрона из твердого тела в вакуум. Пороговая частота фотоэффекта ν_0 соответствует такой энергии падающих квантов, при которой максимальная начальная кинетическая энергия электронов равна нулю.

Следует отметить, что все вышесказанное, а также всё дальнейшее относится к не слишком большой интенсивности излучения в так называемом *одnofотонном* приближении; при потоках излучения более 1 МВт/см^2 возможно одновременное поглощение нескольких фотонов одним электроном – *многofотонный* фотоэффект, эффекты которого мы здесь рассматривать не будем, т.к. в области весьма больших плотностей излучения сформулированные выше законы внешнего фотоэффекта нуждаются в поправке. Понятие длинноволнового порога фотоэффекта также изменяется: при облучении фотокатода излучением мощного лазера фотоэмиссия может наблюдаться в области длин волн, значительно превышающих порог фотоэффекта, определенный при обычных освещенностях (при двухфотонном фотоэффекте фотоэмиссия может происходить когда $h\nu \geq A_v/2$, при трехфотонном – $h\nu \geq A_v/3$ и т.д.). В случае двухфотонного фотоэффекта фототок пропорционален квадрату интенсивности излучения (трехфотонного – третьей степени и т.д.).

Закон Эйнштейна также не применим и для квантов со слишком большой частотой (энергия которых существенно выше работы выхода). Так, при переходе в рентгеновскую область, при энергии фотонов более нескольких десятков электронвольт увеличивается вероятность многоэлектронных процессов (возбуждения вторичных фотоэлектронов), приводящих к тому, что в энергетическом спектре фотоэлектронов исчезают бы-

стрые электроны: вместо одного быстрого эмитируются два (или более) медленных электрона.

Заметим, что работа выхода для большинства металлов составляет более 5 эВ, поэтому эмиссия электронов наступает только при облучении жестким ультрафиолетовым или мягким рентгеновским излучениями. Малой работой выхода, соответствующей энергии квантов видимого диапазона, обладают химические соединения щелочных и щелочноземельных элементов и некоторые другие соединения (смотри далее). Они разрушаются в атмосфере, и их необходимо изготавливать в вакууме; некоторые из них сохраняют свою работоспособность в инертных газах.

В фотодетекторах на внешнем фотоэффекте (вакуумных или газонаполненных фотоэлементах и фотоумножителях) эмитируемые фотоэлектроны могут собираться на анод, фокусироваться или ускоряться электрическим полем, и таким образом в детекторе формируется электрический ток, величина которого пропорциональна интенсивности падающего излучения.

2. **Внутренний фотоэффект**, заключающийся в переходе электронов в объеме освещенного полупроводника в возбужденное состояние (т.е. на более высокие энергетические уровни) без изменения нейтральности твердого тела, т.е. без выхода электронов за его пределы. Внутренний фотоэффект проявляется, например, в виде изменения концентрации электронов проводимости в полупроводнике при его освещении и, соответственно, в изменении связанных с этим электрических свойств полупроводникового материала. Внутренний фотоэффект используется в большом классе полупроводниковых приемников излучения – в фоторезисторах, фотодиодах, фототриодах и других приборах. Фотоприемники с внутренним фотоэффектом аналогичны соответствующим полупроводниковым приборам (резисторам, диодам, триодам и т.д.), характеристики которых изменяются при освещении.

11.2.3. Фотоприемники, в которых используется внешний фотоэффект

Фотокатоды. Удобной для оценок характеристикой фотокатодов является **квантовый выход** η – среднее число фотоэлектронов, испускаемых фотокатодом при попадании на него одного кванта излучения; $\eta = N_{pe}/N_{ph}$, (здесь N_{ph} и N_{pe} – количество фотонов, падающих на фотокатод, и фотоэлектронов, выбитых ими с катода, соответственно). На рис. 11.7 приведены данные по спектральным зависимостям значений квантового выхода

для наиболее распространенных фотокатодов, которые используются в приборах, регистрирующих излучение.

Важной характеристикой фотокатодов, во многом определяющей чувствительность фотоприборов, является темновой ток, о котором будет сказано далее.

Фотозлементы с внешним фотоэффектом представляют собой двух-электродные электровакуумные приборы, поэтому их часто называют вакуумными фотодиодами. Одним из электродов фотозлемента служит фотокатод, вторым – коллектор фотоэлектронов – анод.

Баллон фотозлемента выполняется либо целиком из стекла, прозрачного в спектральной области чувствительности фотокатода, либо – если фотозлемент предназначен для работы в ультрафиолетовом диапазоне – баллон снабжается окном из прозрачного в этой области материала – увиолиевого стекла, кварца или сапфира.

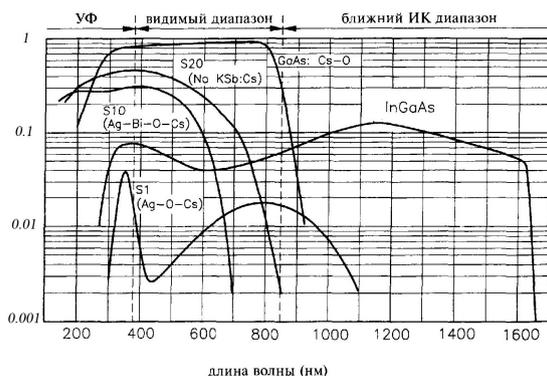


Рис. 11.7. Квантовый выход различных фотокатодов в зависимости от длины волны падающего излучения

Фотозлементы бывают как с массивными непрозрачными фотокатодами, облучаемыми с фронта, так и с полупрозрачными фотокатодами. Они используются в разнообразных измерительных приборах, используемых в фотометрии – для точного измерения световых потоков, обычно слабых, постоянных или медленно изменяющихся по величине (или модулируемых с некоторой определенной частотой). Измеряемые потоки могут иметь различный спектральный состав – непрерывный спектр излучения

или линейчатый. В зависимости от конкретного назначения к спектральной области чувствительности фотоэлемента предъявляются вполне определенные требования, диктующие выбор типа фотокатода и его параметры; обычно фотокатоды таких фотоэлементов являются полупрозрачными, напыляемые на стеклянные баллоны фотоэлементов. В измерительных фотоэлементах принимаются специальные меры для уменьшения токов утечки между выводами катода и анода: увеличивается расстояние между выводами, вводится охранный кольцо.

В связи с потребностями регистрации быстропротекающих (порядка и меньше наносекунд) световых процессов были разработаны специальные конструкции фотоэлементов. Фотоэлементы, предназначенные для этих целей, конструируются по принципу сверхвысокочастотных приборов: однородное сильное электрическое поле и малое расстояние между фотокатодом и анодом обеспечивают малое время пролета электронов от катода к аноду (и малый разброс времен пролета). Приборы имеют коаксиальный выход (отсюда название – фотоэлемент коаксиальный – ФЭК или ФК), малую межэлектродную емкость и низкую индуктивность вводов.

Для возможности регистрации на малочувствительных осциллографах и работы в условиях сильных электромагнитных помех выходной ток фотоэлемента должен достигать в импульсе очень большой величины – порядка долей или нескольких ампер (в этом случае необходимо обеспечить выполнение закона Чайльда–Ленгмюра); благодаря этому обеспечивается большой динамический диапазон измерений, который может достигать несколько порядков величины. При этом из-за большой плотности тока у поверхности фотокатода может образоваться объемный заряд, нарушающий линейную зависимость между анодным током и световым потоком. Для того чтобы обеспечить работу сильноточного импульсного фотоэлемента в режиме насыщения (т.е. в режиме, когда ток зависит линейно от мощности измеряемого светового потока, см. рис. 11.6) и снизить время пролета электронов, анодное напряжение увеличивают до 1–5 кВ, а расстояние между катодом и анодом уменьшают до нескольких миллиметров.

При высоком амплитудном значении фототока между участками фотокатода создается значительное падение напряжения, приводящее к искажениям. Поэтому, а также с целью обеспечения лучшей стабильности параметров фотокатода при больших плотностях тока в импульсе и для улучшения теплоотвода при отборе тока фотокатоды сильноточных им-

пульсных фотоэлементов изготавливают на металлических пластинках. Они освещаются сквозь анод, который обычно изготавливается в виде проволочной сетки (см. рис. 11.8).

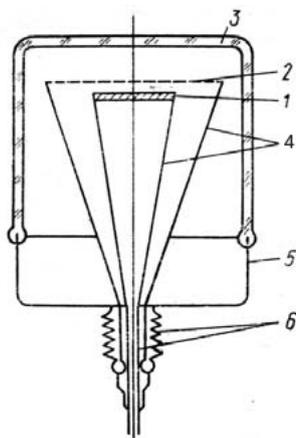


Рис. 11.8. Конструкция сильноточного импульсного фотоэлемента: 1 – фотокатод; 2 – сеточный анод; 3 – входное окно; 4 – согласующий переход равного волнового сопротивления; 5 – металлический корпус; 6 – коаксиальный разъем

Темновые токи и шумы фотоэлементов. Порог чувствительности

Если возможность линейного преобразования больших световых потоков ограничена проводимостью фотокатодов и образованием пространственного заряда, то при необходимости измерять слабые световые потоки, нижний предел их величины определяется уровнем помех или шумов (см. п. 11.1). Источником помех могут быть чисто внешние причины, например посторонние засветки, наводки от посторонних полей на нагрузочном сопротивлении и других элементах измерительной схемы, изменение параметров измерительной схемы, связанное с вибрацией аппаратуры, утечками или плохими контактами. Эти помехи могут быть сведены к минимуму или устранены все тщательной экранировкой аппаратуры и хорошо выполненным монтажом.

Как мы уже говорили выше, шумами называются беспорядочные случайные флуктуации тока и напряжения в измерительной схеме, происхождение которых объясняется дискретностью переносимых зарядов.

Плотность потока электронов n претерпевает случайные статистические флуктуации, мгновенные отклонения от некоего своего среднего значения \bar{n} ($\varepsilon = \sigma_n / \bar{n} = 1 / \sqrt{\bar{n}}$, здесь σ_n – среднеквадратичное отклонение плотности потока электронов n от своего среднего значения \bar{n}). Чем меньше плотность тока, тем отчетливее проявляется его дискретная природа. *Внутренние шумы фотоэлектрической схемы, служащей для регистрации и измерения светового потока, неустранимы.*

Рассмотрим электрическую цепь, состоящую из источника питания, фотоэлемента и последовательно включенного сопротивления нагрузки R ,

которым может служить либо сопротивление измерительного прибора, либо сопротивление усилителя фототока. В отсутствие освещения в цепи фотозлемента течет небольшой ток, называемый *темновым током*. Происхождение его объясняется по крайней мере двумя причинами: 1) конечной величиной сопротивления между электродами фотозлемента, обуславливающего протекание между ними тока утечки; 2) термоэмиссией фотокатода.

Ток утечки по стеклу колбы фотозлемента (по ее наружной и внутренней сторонам) и по цоколю прибора может при напряжении 200–300 В достигать величины 10^{-8} – 10^{-7} А (что может быть существенно больше темнового тока фотокатода – см. ниже).

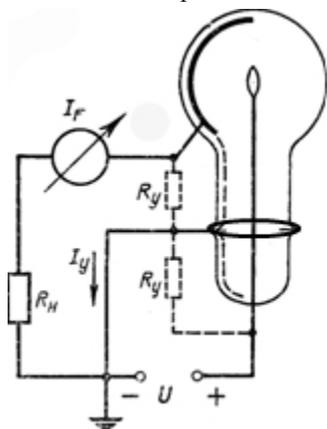


Рис. 11.9. Схема включения фотозлемента с охранным кольцом; здесь I_y и R_y – ток и паразитные сопротивления утечек, I_F – ток фотокатода; U – питание фотозлемента, R_H – сопротивление усилителя

Для понижения тока утечки изготавливают фотозлемента с разнесенными цоколями или вовсе без цоколя, удлиняют пути утечки между электродами специальной конструкцией ножки, принимают меры для уменьшения утечек тока по поверхности стекла, для чего на наружную поверхность баллона наносят специальное влагостойкое покрытие. В конструкции измерительных фотозлементах, используемых в фотометрии, предусматривают специальное охранное кольцо, которое заваривается между выводами катода и анода (на пути токов утечки). Фотозлемент с охранным кольцом и схема его включения показаны на рис. 11.9. Как можно видеть, ток утечки I_y замыкается по охранным кольцу и исключается из измерений в цепи фотокатода. Следует иметь в виду, что сопротивление нагрузки в цепи фотозлемента не должно превышать по величине со-

противление утечки между электродами, в противном случае введение охранного кольца может исказить показания прибора.

Вторая составляющая темнового тока – ток термоэмиссии фотокатода, описываемый формулой Ричардсона, – является неотъемлемым физиче-

ским свойством катода. Только охлаждением фотоэлемента или уменьшением размеров фотокатода можно понизить величину термотока. Плотность тока термоэмиссии при рабочей температуре определяется типом фотокатода. Среди фотоэлементов, чувствительных в видимой области спектра, наибольшим термотоком характеризуются приборы с серебряно-кислородно-цезиевым фотокатодом, наименьшим – с бищелочными фотокатодами $(\text{Na}_2\text{K})\text{Sb}$ или $(\text{K}_2\text{Cs})\text{Sb}$. Еще меньшей термоэмиссией обладают фотокатоды, чувствительные в ультрафиолетовой области спектра, – теллуриды щелочных металлов или их галоидные соединения $(\text{Cs}_2\text{Te}, \text{Rb}_2\text{Te}, \text{KBr}, \text{CsBr})$.

В современных фотокатодах, применяемых для регистрации световых потоков в оптической области, плотность темного тока составляет от 10^{-17} до 10^{-11} А/см² в зависимости от его типа (см. табл. 1).

Эмиссия электронов с фотокатода представляет собой статистический процесс; отклонения мгновенного значения тока от среднего называются статистическими флуктуациями эмиссионного тока или *дробовым эффектом эмиссионного тока*, который можно записать аналогично (11.9); в этом случае \bar{I} – средний ток эмиссии катода.

Таблица 1

Параметры основных технических фотокатодов для ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областей спектра.

тип фотокатода	λ_0 , нм	η	I_t , А/см ²
Ag-O-Cs	1200–1500	0,003–0,005	10^{-13} – 10^{-11}
Cs ₃ -Sb	620–700	0,2–0,25	10^{-16} – 10^{-15}
Bi-Ag-O-Cs	780–800	0,1	10^{-14}
(K ₂ Cs)Sb	650–700	0,3–0,4	10^{-17}
Rb ₂ Te	440	0,2–0,25	10^{-18} – 10^{-17}
KBr	160	0,07–0,2	10^{-18} – 10^{-17}
CsBr	180	0,1–0,4	10^{-18} – 10^{-17}

В таблице используются следующие обозначения: λ_0 – порог («красный») фотозффекта, η – квантовый выход в максимуме чувствительности, I_t – плотность термотока при комнатной температуре

Дробовой эффект электронной эмиссии не позволяет регистрировать с помощью фотоэлемента сколь угодно малые световые потоки. Мини-

мальный световой поток, который может быть обнаружен и измерен с помощью фотоэлемента, должен создавать фототок сигнала, по крайней мере, равный току шума. Величина светового потока, создающего на фотоприемнике сигнал, равный по мощности шуму, называется порогом чувствительности фотоприемника F . Если шум создается только дробовым эффектом электронной эмиссии, пороговый сигнал фотоэлемента равен $I_b = \sqrt{e/\tau \bar{I}}$.

Из формулы (11.9) видно, что дробовой шум можно уменьшить увеличением длительности измерения, т.е. увеличением интервала τ (и, соответственно, уменьшая временное разрешение измерений). Поэтому при измерении очень слабых световых потоков обычно пользуются гальванометрами или усилителями постоянного тока с большой постоянной времени, применяют накопление заряда за длительный промежуток времени. Так как низкочастотные усилители с узкой полосой пропускания обладают рядом преимуществ по сравнению с усилителями постоянного тока (они более надежны, более стабильны в работе, не имеют дрейфа нуля), то часто измеряемый световой поток специально модулируют. Если фотоэлемент используется для измерения светового потока, промодулированного с определенной постоянной частотой f , то уменьшить уровень шума можно применяя узкополосный (резонансный) усилитель, настроенный на эту частоту.

Другим источником шума, создаваемого фотоэлементом, являются медленные колебания фототока, связанные с непостоянством чувствительности фотокатода. Флуктуации чувствительности происходят в результате диффузионных и миграционных процессов в объеме и на поверхности катода, приводящих к тому, что величина работы выхода в каждой точке катода и в каждое мгновение может отличаться от среднего значения. Процессы диффузии и миграции атомов щелочных металлов протекают медленно, поэтому шум, с ними связанный, проявляется только в области низких частот. Низкочастотный шум называют *эффектом мерцания* или *фликер-эффектом*. Из-за фликер-эффекта при приеме постоянных или модулированных с низкой частотой световых сигналов ($f < 100$ Гц) уровень шума фотоэлемента оказывается выше дробового шума.

Помимо шума, создаваемого на входе усилителя флуктуационными колебаниями тока эмиссии фотоэлемента, само усилительное устройство вносит шум. Источником шума усилителя являются флуктуации

падения напряжения на входном сопротивлении нагрузки R_H , т.е. тепловой шум (11.6). Суммарный шум фотоэлемента и усилителя (измерительной схемы) можно написать следующим образом:

$$\overline{U_N^2} = \overline{U_I^2} + \overline{U_T^2} = 2eR_H^2 \Delta f (\bar{I} + 2kT/eR_H). \quad (11.14)$$

Из этих двух составляющих полного шума дробовой шум эмиссионного тока связан с величиной сигнала и уменьшается при его уменьшении; тепловой шум усилителя никак от величины сигнала не зависит и остается неизменной при его уменьшении. Величина этого шума зависит только от параметров усилителя – от величины входного сопротивления R_H . Возможен такой режим работы фотоэлектронного устройства, когда шум усилителя много меньше шумов фотоэлемента, поэтому перестает влиять на его пороговую чувствительность, следовательно, может быть исключен из расчетов. Такой режим является *оптимальным режимом работы фотоэлемента*, предназначенного для измерения предельно малых световых потоков. В этом случае, сравнивая тепловой и дробовой шумы, можно написать

$$\bar{I}R_H \gg 2kT/e. \quad (11.15)$$

При комнатной температуре правая часть (11.15) равна 0.05 В.

11.2.4. Фотоэлектронные умножители

На рис. 11.6 видно, что для увеличения выходного напряжения (усиления регистрируемого сигнала) необходимо увеличивать сопротивление нагрузки R_H . Однако есть два обстоятельства, препятствующие такому решению. Первое – увеличение тепловых шумов на сопротивлении (см. 11.13) и второе, связанное с регистрацией импульсных процессов. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

Допустим, надо зарегистрировать световой импульс, формирующий на фотокатоде импульс фототока с амплитудным значением 10^{-10} А, и имеется приемное устройство (усилитель) с порогом чувствительности 10^{-3} В. Тогда необходимая величина $R_H = 10^7$ Ом, а так как паразитная емкость и входная емкость усилителя C_p составляют величину не менее 10 пФ, то полоса пропускания системы, определяемая величиной $R_H C_p = 10^{-4}$ с, не превышает 10 кГц, что может оказаться совершенно недостаточным для регистрации световых потоков с характерным временем изменения меньше 10^{-4} с. Поэтому для регистрации слабых, в том числе и импульсных световых потоков, широко применяются *фотоэлектронные умножители*.

Принцип действия фотозлектронных умножителей. Для усиления слабых электронных потоков может быть использовано явление вторичной электронной эмиссии. Прибор, содержащий кроме фотокатода и анода один или несколько электродов, являющихся эмиттерами вторичных электронов, называется **фотозлектронным умножителем (ФЭУ)**. Эмиттеры вторичных электронов называют **динодами**. Принципиальная схема ФЭУ показана на рис. 11.10.

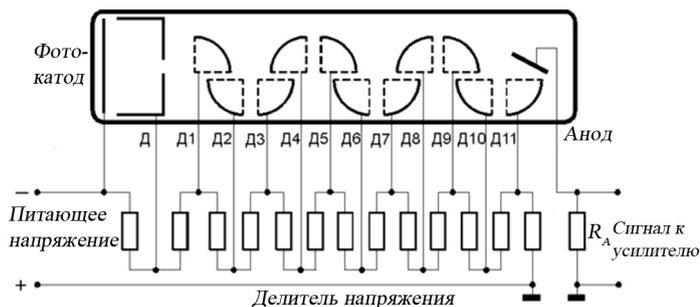


Рис. 11.10. Принципиальная схема ФЭУ с делителем напряжения

Падающее на фотокатод (ФК) излучение вызывает фотоэлектронную эмиссию. Число электронов, эмитируемых в единицу времени фотокатодом n_k в случае однофотонного поглощения, пропорционально интенсивности излучения F . Электроны покидают фотокатод под различными углами к его поверхности и с различными начальными скоростями. Для того чтобы собрать их на первый динод $Д_1$, площадь которого может быть значительно меньше площади фотокатода, необходима фокусирующая электронно-оптическая система. Она состоит из ряда электродов $Д$, образующих электростатические линзы. Пространство между фотокатодом и первым динодом называют входной камерой ФЭУ. Во входной камере осуществляется фокусировка и ускорение фотоэлектронов, направляемых на первый динод. Из-за несовершенства камеры часть фотоэлектронов может попадать на фокусирующие электроды или на нерабочую часть первого динода (с которой вторичные электроны не попадают на следующий динод). Эти электроны в дальнейшем не умножаются динодной системой. Качество электронно-оптической системы входной камеры характеризуется **коэффициентом сбора электронов γ_k** , представляющим собой от-

ношение числа фотоэлектронов, достигающих первого динода, к общему числу эмитированных фотокатодом электронов. У современных ФЭУ этот коэффициент близок к 1.

Фотоэлектроны, падая на первый динод, вызывают вторичную электронную эмиссию. Количество вторичных электронов, покидающих первый динод, равно $n_k \gamma_k \sigma_1$, где σ_1 – коэффициент вторичной эмиссии первого динода, зависящий от материала динода и напряжения катод–первый динод (т.е. от энергии первичных электронов). Вторичные электроны направляются на второй динод, умноженный поток электронов со второго – на третий и т.д. Напряжение на электроды ФЭУ подается таким образом, чтобы между каждой парой динодов создавалось электрическое поле, ускоряющее электроны от предыдущего динода к последующему. Форму динодов и их взаимное расположение выбирают такими, чтобы поле между двумя соседними динодами, образующими каскад ФЭУ, обеспечивало сбор как можно большей части электронов, эмитированных с каждого предыдущего i -го динода на $(i+1)$ -й динод. Из-за несовершенства конструкции динодной системы на каждом каскаде практически всегда происходит некоторое рассеяние электронов, что может привести к уменьшению усиления ФЭУ. Это учитывается введением *коэффициента эффективности каскада* γ_i , равного отношению числа электронов, попадающих на $(i+1)$ -й динод, к числу электронов, вышедших с i -го динода. Эффективность каскада современных ФЭУ 0.7–0.95.

Таким образом, количество электронов, попадающих на второй динод, равно $n_k \gamma_k \sigma_1 \gamma_1$, на третий динод $n_k \gamma_k \sigma_1 \gamma_1 \sigma_2 \gamma_2$ и т.д. Соответственно число электронов n_m , собираемых анодом, равно произведению

$$n_m = n_k \gamma_k \prod_{i=1}^m \sigma_i \gamma_i, \quad (11.16)$$

где m – число каскадов умножения. Произведение

$$M = \frac{n_m}{n_k} = \gamma_k \prod_{i=1}^m \sigma_i \gamma_i \quad (11.17)$$

называют *коэффициентом усиления ФЭУ*. Если предположить, что коэффициент усиления всех динодов одинаков, т.е. $\sigma_1 = \sigma_2 = \dots = \sigma$, а $\gamma_k = \gamma_i = 1$, получим приближенно $M = \sigma^m$ или $I_a = I_k \sigma^m$, где I_a – ток в анодной цепи ФЭУ, I_k – ток эмиссии фотокатода. Видим, что коэффициент усиления сильно зависит от значения коэффициента вторичной электронной эмиссии, а следовательно, от приложенного напряжения. На рис. 11.11

показана зависимость σ для одного из наиболее часто применяющихся материалов, используемых для покрытия динодов, от энергии электронов, т.е. от напряжения между динодами. Как правило, величина напряжения между динодами равна 200–400 В.

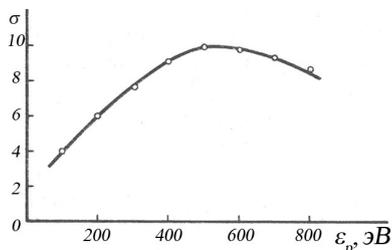


Рис. 11.11. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии первичных электронов для SbCs-эмиттера

между всеми каскадами ФЭУ, для чего используется равномерный делитель напряжения с одинаковыми сопротивлениями R_d , как это показано на рис. 11.10. Ток ФЭУ в постоянном режиме не превышает нескольких миллиампер (часто 100 мкА) – большие токи могут привести к разрушению электродов, а также требуют слишком больших токов через делитель.

В случае работы с короткими (микросекунды и короче) световыми импульсами, когда крайне желательно увеличить фототок ФЭУ, схема питания дополняется конденсаторами, которые подключаются параллельно резисторам делителя, расположенным вблизи анода (см. рис. 11.12). Это позволяет получить значения импульсных токов ФЭУ значительно больше, чем постоянный ток через делитель. Для этого необходимо, чтобы за время импульса напряжение между динодами не изменялось, так как в противном случае сигнал будет искажен. Емкость конденсаторов рассчитывают в соответствии с соотношением $C_n \gg Q/U_H = I_d \tau / U_H$; в этом случае за время импульса фототока τ заряд не успевает стечь с конденсатора и напряжение между динодами сохраняется.

Для того чтобы подать на электроды ФЭУ необходимый для фокусировки и ускорения электронов потенциал, обычно пользуются делителем напряжения. Чтобы во время регистрации излучения напряжение на динодах, а следовательно, и коэффициент усиления не изменялись, ток, протекающий через делитель, должен быть намного больше анодного тока ФЭУ. В большинстве случаев рабочее напряжение делится равномерно

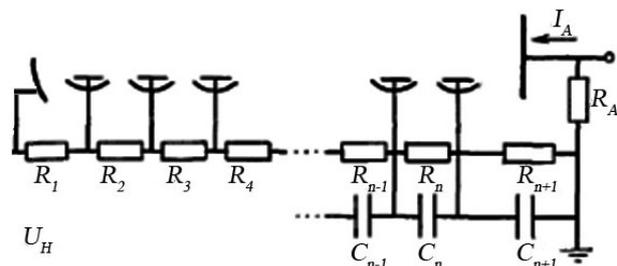


Рис. 11.12. Принципиальная схема ФЭУ с делителем напряжения, дополненным емкостями

Из выражения (11.16) видно, что количество электронов, достигающих в единицу времени анода ФЭУ, а следовательно, и анодный ток, равный $I_a = en_m$, прямо пропорционален числу электронов n_k , испускаемых фотокатодом (и тем самым интенсивности падающего на фотокатод излучения), и превышает это число в M раз. Для современных ФЭУ при среднем коэффициенте вторичной эмиссии, равном 4, и числе каскадов, равном 12, коэффициент усиления составляет $M \approx 10^7$. Такой коэффициент усиления достаточен для того, чтобы измерить в анодной цепи ФЭУ импульсы напряжения, вызванный единичным электроном, вышедшим из фотокатода. Это обстоятельство позволяет использовать ФЭУ в качестве счетчика фотонов. Естественно, для этого поток фотоэлектронов должен быть больше, чем поток электронов термоэмиссии. Например, для темнового тока 10^{-15} A/cm^2 поток термоэлектронов составляет 10^4 электронов в секунду. Таким образом, поток фотоэлектронов 10^5 в секунду может быть зарегистрирован, поэтому с учетом квантового выхода $\eta = 0.1$ может быть зарегистрирован поток фотонов 10^6 в секунду.

Перечислим общие требования к материалам для динодов.

1. Материал должен обладать высоким коэффициентом вторичной эмиссии при небольших энергиях первичных электронов ($\sim 100 \text{ эВ}$), поскольку это дает возможность получить высокое усиление ФЭУ при не слишком высоком напряжении питания.

2. Материал должен обладать минимальной термоэлектронной и фотозлектронной эмиссией для того, чтобы диноды не служили источником паразитной эмиссии, повышающей уровень шума ФЭУ.

3. Материал должен быть термостойким и обладать высокой стабильностью при электронной бомбардировке; его вторично-эмиссионные свойства не должны изменяться со временем.

Широко используются диодные системы с распределенным эмиттером (рис. 11.13а). Такая система состоит из трубки (канала) из непроводящего материала, внутренняя поверхность которой покрыта эмитирующим слоем с высоким сопротивлением (10^7 – 10^8 Ом). Если к слою на концах трубки приложить разность напряжения, то из-за падения напряжения на нем внутри трубки создается осесимметричное продольное электрическое поле. Благодаря наличию нормальной к оси трубки составляющей начальной скорости вторичные электроны, образующиеся на входе канала, при движении вдоль трубки испытывают по крайней мере одно столкновение с ее внутренней поверхностью, если отношение длины трубки к диаметру достаточно велико (не меньше 10). При достаточно большом отношении длины канала к диаметру (~ 50) электроны многократно ударяются о его стенки, поэтому распределенный диод заменяет многокаскадную диодную систему, так как каждое столкновение электрона с поверхностью трубки эквивалентно одному каскаду умножения. Коэффициент усиления такого диода может достигать величин 10^5 – 10^6 при рабочем напряжении на концах канала 1.5–2 кВ.

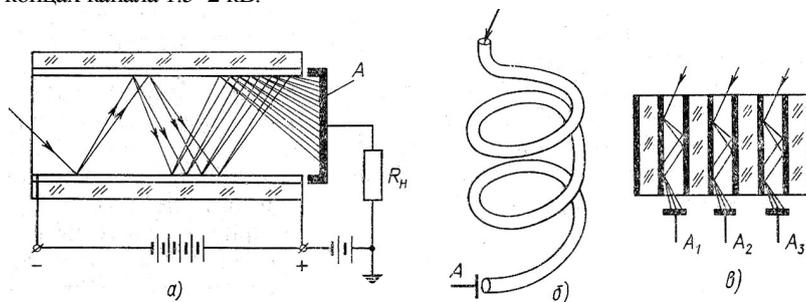


Рис. 11.13. Диодные системы с распределенным эмиттером: а – прямая трубка; б – спиральная трубка; в – многоканальная система; А – анод

Большим достоинством канальной системы является простота конструкции, возможность создания весьма малогабаритных ФЭУ; существенным недостатком является крайне малый анодный ток. Частично это компенсируется применением многоканальных систем с использованием па-

кета каналов, показанных на рис. 11.13в. Кроме того, каналные диодные системы не нуждаются в делителе напряжения.

Недостатками прямых каналов являются сильная оптическая и ионная обратная связь (см. ниже). Поэтому трубке придают обычно изогнутую форму и форму пространственной спирали (рис. 11.13б). Второй недостаток, присущий и прямым, и изогнутым каналам, – низкая эффективность эквивалентного каскада умножения, объясняющаяся тем, что часть вторичных электронов выходит под такими углами к оси трубки, что они попадают в тормозящее поле, и не участвуют в дальнейшем процессе умножения. Третий недостаток – большой разброс времен пролета электронов из-за отсутствия их фокусировки. Недостатки каналных систем могут быть устранены, если воспользоваться магнитной фокусировкой электронов. Использование для управления движением электронов магнитных полей не нашло применения в промышленных ФЭУ из-за сложности их эксплуатации и больших габаритов.

11.2.5. Темновой ток и шумы фотоумножителей

Если на фотоэлемент или ФЭУ, полностью защищенный от излучений, подать напряжение питания, то, несмотря на отсутствие фотоэмиссии с катода, в его анодной цепи будет протекать ток. Этот ток называют темновым. Темновой ток можно разделить на следующие составляющие:

1. **Термоток** с фотокатода I_{tk} , усиленный умножающей системой с коэффициентом усиления M , а также термотоки с диодов I_{td} , усиливаемые с тем меньшим коэффициентом, чем больший номер диода.

2. **Ток утечки** между выводом анода и другими электродами ФЭУ (возникает из-за проводящих пленок между электродами на внутренних стенках баллона, определяется качеством и чистотой технологических операций при изготовлении).

3. **Ток автоэлектронной эмиссии** с диодов и других электродов прибора (возникает при наличии острых краев диодов и других компонентов ФЭУ, можно исключить округлением всех краев).

4. Ток, возникающий в результате ионной и оптической обратной связи, развивающийся в ФЭУ из-за его неидеальной конструкции.

Обратная оптическая и ионная связи возникают в результате возбуждения и ионизации атомов остаточных газов и газов, десорбирующихся с электродов под действием электронной бомбардировки: на пути между диодами электроны претерпевают соударения с атомами остаточных

газов. При этом могут происходить следующие процессы: а) ионизация атома с освобождением электрона и образование положительного иона; б) возбуждение атома с последующим излучением фотона.

Положительные ионы, ускоряясь к катоду, могут вызвать на его поверхности ионно-электронную эмиссию. Эмитированные электроны умножаются диодной системой и создают на выходе ФЭУ паразитный ток. Это явление называется *ионной обратной связью*.

Возникающее в результате возбуждения атомов остаточного газа излучение может также попасть на фотокатод и вызвать паразитную фотоэмиссию. Усиленный диодной системой фототок представляет собой паразитный ток *оптической обратной связи*. Излучение может возникать не только в междиодном пространстве, но и в результате бомбардировки стеклянных стенок колбы рассеянными электронами. Особенно сильно это проявляется при работе ФЭУ в режиме больших анодных токов, когда в результате расталкивающего действия объемного заряда электроны отклоняются от своих расчетных траекторий и попадают на стенки колбы через зазоры между диодами.

При больших плотностях тока ($\approx 1 \text{ мА/см}^2$) на последних каскадах может возникать катодолуминесценция материала диодов. Возникающее при этом излучение также может попадать на фотокатод ФЭУ и также вызывать оптическую обратную связь. Удельный вес отдельных составляющих полного темнового тока зависит от конструкции ФЭУ, технологии его изготовления и напряжения питания.

При надлежащем выборе напряжения питания, конструкции и технологии изготовления ФЭУ величина темнового тока может быть существенно понижена. Однако темновой ток, определяемый термоэлектронной эмиссией, принципиально не может быть исключен полностью, и минимальная величина темнового тока ФЭУ определяется термоэлектронной эмиссией фотокатода, усиленной диодной системой.

Как и в фотоэлементах, величины фототока и темнового тока ФЭУ претерпевают статистические флуктуации. Флуктуации или дробовой шум анодного тока ФЭУ определяют минимальную величину светового потока, который может быть зарегистрирован.

В отличие от фотоэлементов, собственный шум которых определяется только флуктуациями фотоэлектронной и термоэлектронной эмиссии фотокатода, в ФЭУ эти процессы усложняются вторичной электронной эмиссией, которая также характеризуется статистическими флуктуациями

величины σ . Ток в анодной цепи можно рассматривать как поток зарядов, равных eM в единицу времени: $I_a = eM/\tau$. Соответственно при постоянном значении усиления M дисперсию анодного тока можно написать как

$$\overline{(\Delta I_a)^2} = 2(eM)I_a \Delta f = 2e(I_k + I_{tk}) \Delta f M^2 = \overline{(\Delta I_k)^2} M^2, \quad (11.18)$$

здесь $(I_k + I_{tk})$ – ток эмиссии фотокатода, состоящий из фототока и тока термоэмиссии; ΔI_k – суммарные флуктуации тока катода.

Однако в реальных ФЭУ величина коэффициента усиления M не сохраняется строго постоянной, а претерпевает статистические флуктуации вокруг среднего значения $M = \sigma^m$, так как процесс вторичного электронного умножения, так же как термо- и фотоэмиссия, является статистическим процессом. Полная дисперсия анодного тока, определяющая собственный шум ФЭУ, равна сумме дисперсий двух независимых составляющих: усиленной флуктуаций эмиссионного тока фотокатода и дисперсии, связанной с флуктуациями вторичной эмиссии:

$$\overline{(\Delta I_a)^2} = \overline{(\Delta I_k)^2} M^2 + \overline{(\Delta I_k)^2} M^2 \beta_m = \overline{(\Delta I_k)^2} M^2 \frac{\sigma}{\sigma - 1}, \quad (11.19)$$

здесь β_m – квадратичная вариация числа электронов ($\beta_m = D(M)/M^2$) на выходе диодной системы, состоящей из m диодов, при падении на первый диод одного электрона. Действительно, для нее в случае пуассоновского распределения можно написать: $\beta_m = (\sigma^m - 1)/[\sigma(\sigma - 1)]$.

Среднеквадратичное значение напряжения шума, складывающегося из собственного шума ФЭУ и шума усилителя и анодного сопротивления

$$U_n^2 = 2e(I_k + I_{tk}) \Delta f M^2 \beta_m R_A^2 + 4kT(R_A + R) \Delta f, \quad (11.20)$$

здесь R_A и R – нагрузочное сопротивление в цепи анода и эффективное сопротивление усилителя соответственно. При правильно выбранной схеме второй член много меньше первого.

Порогом чувствительности ФЭУ называется величина светового потока, создающая в анодной цепи ФЭУ сигнал, равный шуму.

11.2.6. Электронно-оптические преобразователи и электронно-оптические камеры

Для получения изображения объекта в статике или с временным разрешением эффективными приборами являются *электронно-оптические преобразователи* (ЭОП). ЭОП – это вакуумные приборы, сначала преобразующие оптическое изображение в электронный аналог, т.е. в электронное изображение, которым можно эффективно управлять электрическим полем (усиливать, отклонять по координате и т.д.), после чего оно проеци-

руется на люминесцентный экран, где снова преобразуется в оптическое изображение. При этом может также происходить трансформация спектра излучения объекта, в частности, из инфракрасного в видимый – приборы «ночного видения», ночные прицелы, а также из рентгеновского в видимый – приборы для флюорографии и т.д. В зависимости от назначения и конструкции ЭОПов изображения можно рассматривать глазом (оптический прицел, прибор ночного видения и т.д.), а также фотографировать на пленку, ПЗС-матрицу и т.д.

Эмиссия электронов с поверхности фотокатода в каждой его точке пропорциональна интенсивности падающего в эту точку света, в силу чего пространственное распределение эмитированных электронов равно $n_e(x,y) = \mu n_p(x,y)$, здесь $n_e(x,y)$ и $n_p(x,y)$ – средние значения пространственных плотностей эмитированных электронов и падающих на фотокатод фотонов соответственно, μ – квантовый выход фотокатода. Таким образом, эмитированное фотокатодом электронное изображение с точностью до случайных флуктуаций повторяет изображение оптическое. Динамический диапазон фотокатода превышает несколько миллионов. Это означает, что эмиссия с пространственно разрешаемого участка изображения пропорциональна количеству фотонов падающего света в пределах от единиц до миллионов электронов. Однако при малом числе эмитированных электронов эта пропорциональность определяется статистикой фотоэлектронов и выполняется только в среднем. Спектральные характеристики фотокатодов приведены выше на рис. 11.7.

Таким образом, непосредственно у поверхности фотокатода формируется электронный аналог, спроецированного на фотокатод оптического изображения; его необходимо перенести на экран электронно-оптического преобразователя. Эту задачу выполняет электронная оптика – специальная конфигурация электрических полей, собирающая все электроны, эмитированные какой-либо точкой фотокатода в сопряженную с ней точку анода, где расположен люминесцентный экран, который служит для преобразования электронного изображения в оптическое. Такие экраны состоят из осажденного люминофора (часто сине-фиолетового свечения, лежащего в максимуме чувствительности большинства детекторов излучения) и вакуумно-напыленной поверх него пленки алюминия толщиной ~ 50 – 100 нм. Алюминиевые пленки такой толщины практически прозрачны для электронов с энергией 10 кэВ и фактически непрозрачны для света. Роль этих пленок двояка: во-первых, они формируют электрическое поле в районе

экрана и, во-вторых, они отражают свечение люминофора в направлении детектора излучения, чем с одной стороны повышают эффективность регистрации, а с другой экранируют фотокатод от паразитной засветки. *Энергетическая эффективность экрана*¹ при облучении его электронами с энергией в диапазоне 10–20 кВ (при такой разности потенциалов между фотокатодом и экраном обычно работают однокаскадные ЭОПы) составляет 10–15%. Поэтому каждый электрон с энергией, лежащей в указанных пределах, рождает в зависимости от напряжения питания и эффективности экрана ~ 300–1000 фотонов со средней энергией 2.75 эВ, что соответствует максимуму спектральной плотности излучения люминофора сине-зеленого свечения. Спектр излучения и время свечения выходного экрана зависят от используемого люминофора. Применяется большое количество разных типов люминофоров, характеристики некоторых из них представлены на рис. 11.14.

Наиболее «быстрые» люминофоры имеет следующие параметры (PhotekLtd.):

- ZnO(Ga): пик эмиссии 390 нм, время спада яркости до уровня 10% – 2 нс, эффективность 0.5 лм/Вт;
- CdS(In): пик эмиссии 530 нм, время спада яркости до уровня 10% – 2 нс, эффективность 2.0 лм/Вт.

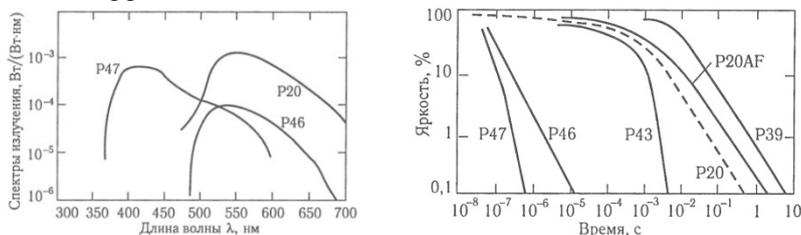


Рис. 11.14 а) Спектры излучения некоторых люминофоров экранов ЭОП; б) спад яркости свечения люминофоров ЭОП в зависимости от времени. Для P46 и P47 время отсчитывается от экспозиции в 1 мкс (по данным проспекта фирмы DEP Delft Instruments)

¹ Энергетическая эффективность экрана вводится по определению, как отношение мощности фотонного потока, излучаемого экраном, к мощности потока электронов, облучающих экран [Вт/Вт].

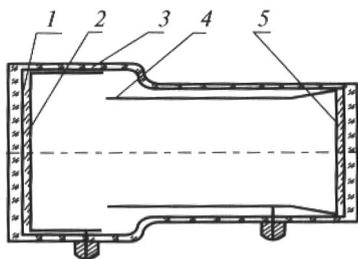


Рис. 11.15. Электронно-оптический усилитель света

Принципиальная схема ЭОПа с электростатической фокусировкой приведена на рис. 11.15. С помощью внешнего объектива изображение проецируется на полупрозрачный фотокатод 2 (используются те же типы фотокатодов, что и в фотоумножителях). Для достижения высокого разрешения сопротивление фотокатодов должно быть минимальным, поэтому фотокатод часто

формируют на полупрозрачной металлической подложке 1. Последняя необходима, чтобы избежать падения напряжения вдоль фотокатода при больших импульсных световых нагрузках, поскольку собственное сопротивление (R) большинства фотокатодов чрезмерно велико. Кроме того, эта подложка обеспечивает малое время установления электрического поля в импульсном режиме (характерное время зарядки емкости катод–анод C).

Коэффициент усиления ЭОПа, то есть отношение количества фотонов, излученных люминофором экрана, к количеству фотонов, пришедших на фотокатод, может быть вычислен по формуле

$$\eta = \mu \varphi eU / \overline{h\nu_{out}}, \quad (11.21)$$

здесь μ – квантовый выход фотокатода, φ – энергетическая эффективность экрана, U – разность потенциалов между фотокатодом и анодом ЭОПа, $\overline{h\nu_{out}}$ – средняя энергия фотонов в джоулях, эмитированных экраном. Расчетный коэффициент усиления света $\eta \sim 30\text{--}50$, однако в обычных стандартных однокаскадных усилителях света он составляет 20–30.

Следует отметить, что характерное время процессов фотоэмиссии составляет 10^{-14} с, и оно практически никогда не лимитирует быстрдействие ЭОПов. Роль поверхностей линз оптического объектива, изменяющих направление распространяющихся лучей, в электронной оптике играют эквипотенциальные поверхности электрического поля; необходимое для переноса электронного изображения с фотокатода на экран поле формируется системой электродов, в простейшем случае всего двумя электродами – это электроды 3 и 4 на рис. 11.15. Существуют электростатические преобразователи, у которых размер фотокатода может в несколько раз превосходить размер экрана 5, например, приборы для рентгеновской флюорографии. Коэффициент усиления у них обычно на порядок превы-

шает обычные, но при этом уменьшается пространственное разрешение по объекту.

В приборах с электростатической фокусировкой с плоскими катодом и анодом невозможно получить одинаково хорошее пространственное разрешение в центре и на краю поля зрения. Другими словами, плоскости фотокатода и экрана оказываются оптически сопряженными лишь в приосевой области. В то же время всегда существуют поверхности, например, две сферические или сфера-плоскость, которые могут быть оптически сопряжены с помощью электрических полей. Однако в этом случае возникла другая трудность – как спроецировать оптическое изображение на сферическую поверхность без геометрических искажений и неоднородности пространственного разрешения по полю зрения? Кардинально решить указанные проблемы оказалось возможным только при использовании так называемых «стекловолоконных шайб».

Волоконно-оптические пластины (ВОП-окна или стекловолоконные шайбы), используемые как входные и/или выходные окна современных электронно-оптических преобразователей, состоят из миллионов предельно плотно упакованных светопроводящих волокон, ориентированных параллельно оптической оси прибора рис. 11.16. Шаг этой растровой структуры соответствует наружному диаметру отдельных двухслойных светопроводящих стекловолокон и составляет в современных приборах 5–10 мкм. Переданное такой структурой изображение будет состоять из отдельных световых точек (пикселей) со световым диаметром 3–8 мкм, однако их плотность составит 10^6 – $4 \cdot 10^6$ см⁻².

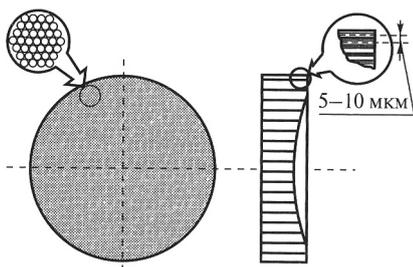


Рис. 11.16. Стекловолоконная шайба

Благодаря ВОП удастся достичь большего пространственного разрешения, так как отсутствует распространение света в стороны за счет многократного отражения. Фоторегистрация со световолоконного выхода производится контактным способом, то есть фотоэмульсионная пленка фоточувствительным слоем прижимается к стекловолоконной пластине экрана.

Это также обеспечивает лучшее разрешение по сравнению с фотографиче-

рованием с экрана. Одновременно повышается чувствительность регистрации, так как большая часть света, вышедшего из ВОП, поглощается в фотопленке. Опволоконный вход и выход ЭОП позволяет состыковывать их друг с другом, создавая кадровые регистраторы с большими коэффициентами усиления по свету.

В настоящее время выпускается несколько десятков различных типов электронно-оптических преобразователей, предназначенных для научных исследований, различающихся как по конструкции, так и по функциональному назначению – усилители света или времяанализирующие приборы. Некоторые из них, в зависимости от способа питания могут выполнять ту или другую из указанных функций. Например, рассмотренный выше электростатический ЭОП (рис 11.15) бипланарный ЭОП (см. далее) может использоваться как усилитель света при статическом режиме питания, а также и для высокоскоростного фотографирования при импульсном питании.

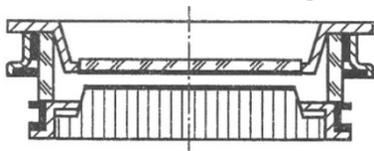


Рис. 11.17. Планарный ЭОП ПП-1В

Внутренние поверхности окон нанесены соответственно многощелочной фотокатод и люминофор; расстояние между ними 1.5–2 мм. Наружные металлические кольца являются электродами, на которые подается напряжение

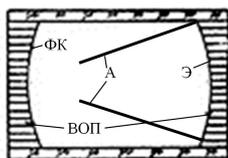


Рис. 11.18. Схема ЭОП со сферическими стекловолоконными шайбами (ВОП) в качестве фотокатода (ФК) и экрана (Э); А – анод

«фотокатод–экран» 5–10 кВ. Приборы с прямым переносом изображения могут использоваться в качестве предусилителя и электронного затвора в комплексе с другими фотоэлектронными приборами. Отличительной особенностью бипланаров является отсутствие геометрических искажений преобразуемого изображения.

Возможны варианты изготовления бипланаров с волоконно-оптическими пластинами и на выходе, и на входе (рис. 11.18). То есть вход излучения осуществляется также контактным способом, например, с предыдущего каскада, имеющего волоконно-оптический выход.

Возможны варианты изготовления бипланаров с волоконно-оптическими пластинами и на выходе, и на входе (рис. 11.18). То есть вход излучения осуществляется также контактным способом, например, с предыдущего каскада, имеющего волоконно-оптический выход.

Возможны варианты изготовления бипланаров с волоконно-оптическими пластинами и на выходе, и на входе (рис. 11.18). То есть вход излучения осуществляется также контактным способом, например, с предыдущего каскада, имеющего волоконно-оптический выход.

Для увеличения коэффициента преобразования в ЭОП-ах различных конструкций между фотокатодом и экраном помещают микроканальные пластины (МКП), служащие усилителем фотоэлектронного потока (см. например, рис. 11.17.).

МКП представляет собой многоканальную систему, подобную изображенной на рис. 11.13в, внутренний диаметр каналов в которой составляет порядка 10 мкм. Конструктивно она напоминает стекловолноконную шайбу, только набранную не из стекловолокон, а из тонких капилляров, сделанных из свинцового стекла; характерная толщина такой шайбы – 0.5–1 мм. Для подачи напряжения на входы и выходы каналов на поверхности шайбы напыляют тонкий слой металла (рис. 11.19а).

Чтобы избежать прохождения электронов сквозь канал без столкновения со стенками, параллельный набор капилляров располагают по отношению к плоскости шайбы под углом, немного отличающимся от 90°. (см рис. 11.19б)

При напряжении на МКП 1000–1200 В коэффициент усиления составляет 10^3 – 10^4 ; для достижения большего коэффициента усиления иногда используют две последовательно расположенные пластины. Казалось бы, таким образом можно достичь коэффициента усиления до 10^8 . Однако следует учесть, что при работе в статическом режиме питания, как это обычно и бывает при использовании МКП в качестве усилителя, предельный заряд, который может быть снят с одного канала за импульс, составляет $\sim 10^4$ электронов. Это определяется емкостью канала, работающей в какой-то степени аналогично емкости в диодах ФЭУ (рис. 11.12) – за время импульса можно снять только небольшую часть заряда запасенного в конденсаторе; в противном случае напряжение на канале сильно уменьшится. Отсюда следует, что сильно «разгонять» коэффициент усиления не имеет смысла, так как быстро наступает насыщение. Несколько смягчает ситуацию тот факт, что электроны из одного канала первой МКП попадают в несколько каналов второй, так что реально используемый коэффициент усиления двух МКП в ЭОПах, используемых как регистраторы и усилители импульсов света порядка 10^5 ; его дальнейшее увеличение приводит к резкому уменьшению динамического диапазона – переход в режим «да – нет». Некоторого увеличения усиления можно достичь при импульсном питании МКП, на поверхности которой предварительно нанесены хорошо проводящие металлические слои; при этом ограничение на ток в канале определяется только создающимся им пространственным заря-

дом (аналогично вакуумному диоду). Это позволяет за импульс снять большой заряд.

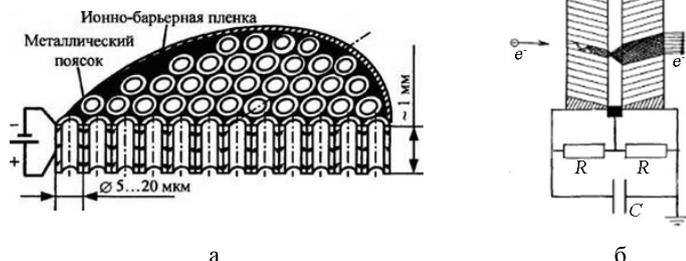


Рис. 11.19. Схема соединения отдельных сплошных динодов в микроканальной пластине (а) и схема «шевронного» подключения двух МКП для разрушения оптической и ионной обратной связи (б)

Как уже было сказано выше, с помощью описанных приборов при подаче на них импульса питания можно получить один кадр (его экспозиция будет равна длительности импульса питания). Для временного анализа явлений (получения нескольких кадров, разнесенных во времени) необходимо использовать несколько таких приборов в сочетании с какой-нибудь оптической схемой деления и задержки света, например с помощью полупрозрачных зеркал (рис. 11.20).



Рис. 11.20. Оптическая схема многокадровой регистрации

Более универсальными, но и более сложными являются ЭОПы, позволяющие производить непрерывную развертку изображения (хронографию процесса), кадрование (получение нескольких кадров в разные моменты времени исследуемого процесса), осуществлять круговую развертку. В том случае, если синхронизовать детектор с приходящим сигналом по какой бы то

ни было причине сложно, используют «ждущий» режим, т.е. непрерывно осуществляется круговая развертка, причем время обхода ок-

ружности должно быть заведомо больше, чем ожидаемая длительность исследуемого импульса. Нечто подобное происходит в современных широкополосных цифровых осциллографах, где запись сигналов в ячейках памяти происходит все время, а по сигналу синхронизации визуализируются значения в ячейках.

В качестве кадрирующих регистраторов и хронографов используются электронно-оптические преобразователи, схема которых приведена на рис. 11.21.

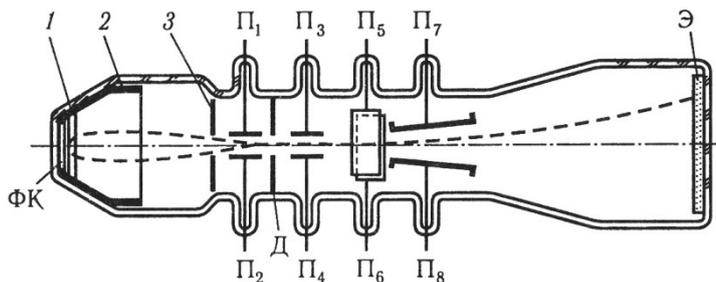


Рис. 11.21. Схема однокамерного ЭОП ПИМ-3 с электростатической фокусировкой электронного изображения. На рисунке используются следующие обозначения: 1 – колба; 2, 3 – электроды электростатической линзы; ФК – фотокатод; Э – люминесцентный экран; П1, П2 – первая пара пластин затвора; П3, П4 – вторая пара пластин затвора (компенсирующая); П5, П6 и П7, П8 – пластины горизонтального и вертикального отклонений; Д – щелевая диафрагма затвора

Управление изображением осуществляется с помощью двух пластин горизонтального и вертикального отклонений. Для кадрирования изображения используется затвор; первая пара пластин смещает электронный пучок за край щели диафрагмы затвора, вторая компенсирует искажения изображения при подаче напряжения на первую пару; для этого на них подаются напряжения противоположных знаков. В режиме многокадровой съемки изображение помещается в выбранное начальное место экрана, затвор производит кадрирование, затем при закрытом затворе подается смещающее напряжение на отклоняющие пластины, затвор открывается на время второго кадра, который находится уже в другом месте экрана, и так далее. На экране появляется несколько кадров процесса. Используя пластины горизонтального отклонения, можно заполнить кадрами весь экран. Элек-

тронно-оптическая камера, работающая в таком режиме, называется «лупой времени».

Отметим, что в режиме кадровой развертки пространственное разрешение ЭОП зависит от длительности кадра: при микросекундной длительности оно мало отличается от «статического», при переходе в наносекундный диапазон оно в 2–3 раза ниже. Это связано с возрастающими токовыми нагрузками, что приводит к нарушению эквипотенциальности фотокатода и электрическому расталкиванию электронов в электронном пучке.

Представляет интерес сравнить преимущество и недостатки работы «лупы времени» и системы кадровой регистрации, состоящей из отдельных ЭОПов. Преимущество «лупы времени» состоит в простоте оптической схемы, простоте и мобильности изменения (в определенных электроникой пределах) длительности кадров и промежутков между ними.

Недостатками такой схемы (кроме сложности электроники, особенно в наносекундном диапазоне) являются

- 1) малое число элементов в каждом кадре (что приводит к пропорциональному ухудшению пространственного разрешения по объекту), так как несколько кадров размещаются на одном экране;
- 2) сложности в исследовании явлений, которые сопровождаются сильными перепадами интенсивности излучения и масштабов наблюдаемого объекта, так как чувствительность каждого канала и масштабирование изображения в них одинаковы.

Наоборот, в «модульной» схеме, обладая некоторой априорной информацией, можно заранее задавать чувствительность и масштаб каждого канала.

В хронографическом режиме работы ЭОП достижение временного разрешения порядка 10^{-9} с не представляет труда. Продвижение же в пикосекундную область, прежде всего, связано с уменьшением влияния разброса начальных скоростей фотоэлектронов вдоль оси прибора на время пролета ими промежутка «фотокатод–экран». Для уменьшения разброса скоростей фотоэлектронов требуется повышать напряженность электрического поля около катода. В настоящее время достигнуто временное разрешение 0.2–0.5 пс.

На рис. 11.22 приведена схема одной из современных электронно-оптических трубок, предназначенных для работы в хронографическом режиме.

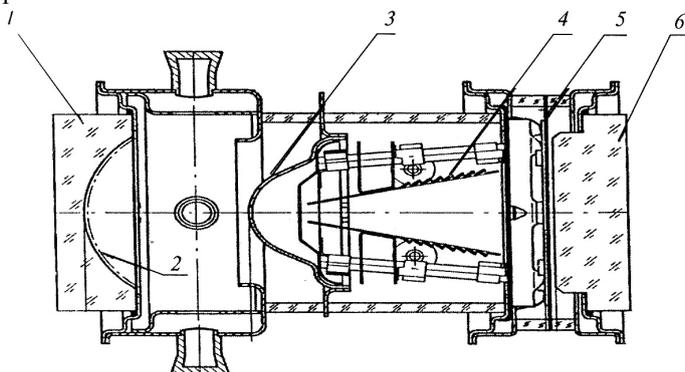


Рис. 11.22. Времяанализирующий ЭОП PV201:

- 1 – стекловолоконное входное окно; 2 – фотокатод; 3 – анод;
4 – отклоняющие пластины; 5 – микроканальная пластина;
6 – выходное стекловолоконное окно

ЛИТЕРАТУРА

1. Квантовая электроника: маленькая энциклопедия / Отв. ред. М.Е. Жаботинский. М.: Сов. энциклопедия, 1969.
2. Гольдин Л.Л., Новикова Г.И. Квантовая физика. Вводный курс. М.: Институт компьютерных исследований, 2002.
3. Соболева Н.А., Меламид А.Е. Фотоэлектронные приборы: учебное пособие. М.: Высшая школа, 1974.
4. Курбатов Л.Н. Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра. М.: МФТИ, 1999.
5. Фрайден Дж. Современные датчики: справочник. М.: Техносфера, 2005.
6. Пергамент М.И. Методы исследований в экспериментальной физике: учебное пособие. Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2010.
7. Анисимов С.И., Бендерский В.А., Фаркаш Д. Нелинейный фотоэлектрический эффект в металлах под действием лазерного излучения // УФН. 1977. Т. 122. С. 185.

8. Свалухин А.И. Введение в пространственно-временную регистрацию. Снежинск: издательство РФЯЦ – ВНИИТФ, 2010.
9. Клаассен К. Основы измерений. Датчики и электронные приборы: учебное пособие. Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2008.