

5.10. Фотоэмиссионные датчики

В датчиках этого типа преобразование оптического сигнала в электрический происходит в результате явления фотоэмиссии, или внешнего фотоэффекта. Внешний фотоэффект состоит в освобождении из твердого тела (служащего мишенью для излучения и представляющего собой фотокатод) электронов, число которых пропорционально числу падающих фотонов. Первичные электроны, эмиттируемые фотокатодом, образуют ток катода, который затем либо непосредственно собирается анодом (в вакуумном фотоэлементе), либо служит источником дальнейшего процесса умножения, который приводит к усилению первичного тока путем ударной ионизации молекул газа (в газополном фотоэлементе) или за счет вторичной эмиссии (в фотоэлектронном умножителе).

5.10.1. Механизм фотоэмиссии.

Фотоэмиссионные материалы

В явлении внешнего фотоэффекта имеются три стадии:

- 1) освобождение поглощенным фотоном электрона внутри материала;
- 2) перемещение освобожденного электрона к поверхности;
- 3) эмиссия электрона с поверхности.

В случае полупроводника с собственной проводимостью для освобождения электрона требуется, чтобы энергия падающего фотона была по меньшей мере равна ширине E_g запрещенной зоны; однако этой энергии недостаточно для обеспечения выхода электрона из твердого тела.

Движение электронов случайно и происходит во всех направлениях; лишь небольшая часть их достигает поверхности. Кроме того, во время движения электроны соударяются либо с другими электронами, либо с фонами, что приводит в той или иной степени к потере энергии первичных электронов.

Эмиссия электрона с поверхности становится возможной лишь в том случае, если он способен преодолеть потенциальный барьер, отделяющий полупроводник от внешнего пространства; высота барьера равна энергии электронного сродства E_d .

Квантовый выход η (среднее число эмиттируемых электронов на один упавший фотон) редко превышает 30% и обычно бывает менее 10%. Величина квантового выхода в спектральной области определяет выбор материала для фотокатода. Фотокатоды изготавливаются, главным образом, из соединений щелочных металлов и тройных соединений A_3B_5 .

Соединения щелочных металлов. Из таких материалов выделим:

- $AgOCs$, чувствительный в инфракрасной области спектра;
- $CsSb$, $(Cs)Na_2KSb$, K_2CsSb , чувствительные в видимой области и в ближнем ультрафиолете¹⁾;
- Cs_2Te , Rb_2Te , CsI , порог чувствительности которых находится в ультрафиолетовой области.

Квантовый выход фотокатодов из этих материалов в зависимости от типа фотокатода составляет от 1 до 20%.

5.10.2. Ток эмиссии катода

Различают два типа конструкции фотокатода (рис. 5.46):

- 1) фотоэмиссионный слой наносится на металлическую подложку, катод помещается в замкнутый баллон, при освещении поверхности катода электроны испускаются с той же стороны поверхности (катод работает «на отражение»);
- 2) тонкий ($\approx 100 \text{ \AA}$) фотоэмиссионный слой наносится на внутреннюю поверхность баллона, первичные электроны испускаются со стороны, противоположной освещаемой стороне (катод работает «на просвет»). Эта вторая конструкция используется чаще, так как она позволяет более точно и удобно расположить фотокатод относительно падающего излучения.

Темновой ток. Главным источником темнового тока I_{k0} является термоэлектронная эмиссия катода; зависимость этого тока от температуры описывается законом Ричардсона

$$I_{k0} = ACT^2 \exp \left\{ \frac{-W_s}{kT} \right\},$$

где A — площадь фотокатода, м^2 ; C — константа, $C = 1,20 \cdot 10^6$ (в системе МКСА); W_s — работа выхода, равная разности энергий вакуума и уровня Ферми в фотоэмиссионном материале.

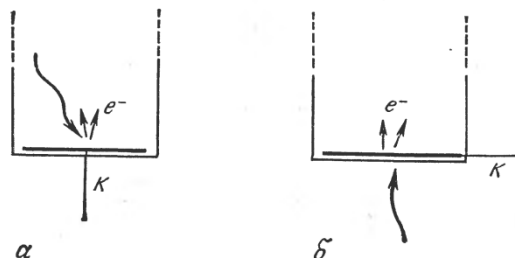


Рис. 5.46 Типы фотокатодов.

а — фотоэмиссия на отражение; б — фотоэмиссия на просвет.

Чувствительность. На больших длинах волн предельная чувствительность зависит от свойств фотокатода и определяется квантовым выходом η . В области коротких длин волн ограничения, напротив, связаны с поглощением в материале баллона или окна, которое определяется коэффициентом пропускания $T(\lambda)$. В ультрафиолете этот предел определяется свойствами материала LiF, пропускающего излучение по меньшей мере до 0,1 мкм (рис 5.47).

Спектральная характеристика фотокатода зависит как от фотоэмиссионного материала, так и от материала баллона и обычно обозначается буквой S с соответствующим условным индексом n , т. е. S_n . Примеры материалов фотокатода приведены в табл. 5.4.

Падающий монохроматический поток $\Phi(\lambda)$ с длиной волны λ соответствует потоку n_i фотонов в секунду:

$$n_i = \Phi(\lambda)/h\nu = \Phi(\lambda) \lambda/hc.$$

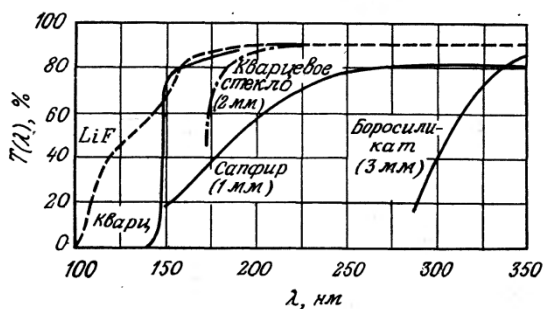


Рис. 5.47. Зависимость коэффициента пропускания $T(\lambda)$ различных материалов для окон от длины волны.

Число n_t фотонов, прошедших через окно и достигших фотокатода, определяется выражением

$$n_t = T(\lambda) n_i.$$

Квантовый выход на длине волны λ равен $\eta(\lambda)$, а число первичных электронов, ежесекундно эмиттируемых из фотокатода и образующих ток катода I_k , составляет $n_e = \eta(\lambda) n_t$, откуда $I_k = q n_e$ (здесь q — заряд электрона, $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл).

Приведенные выше соотношения позволяют выразить ток фотокатода следующей формулой:

$$I_k = \frac{q\eta(\lambda) T(\lambda) \lambda}{hc} \Phi(\lambda).$$

Ток фотокатода пропорционален падающему потоку, а спектральная чувствительность с учетом пропускания баллона равна:

$$S_k(\lambda) = \frac{\Delta I_k}{\Delta \Phi(\lambda)} = \frac{\eta(\lambda) T(\lambda) \lambda}{hc}$$

На рис. 5.48 показана спектральная чувствительность различных фотокатодов в зависимости от λ (с учетом пропускания

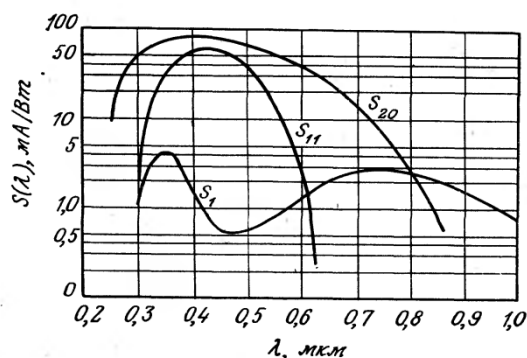


Рис. 5.48. Спектральная чувствительность различных фотокатодов (с учетом материала окна вакуумного баллона).

излучения окном баллона). Порядок величины спектральной чувствительности в максимуме $S_k(\lambda_p)$ составляет от 10 до 100 мА/Вт.

Чувствительность при различных значениях падающего потока остается постоянной, пока средний ток не превосходит некоторой максимальной величины, указываемой разработчиком и зависящей от свойств фотокатода. При высокой плотности тока нагрев фотокатода может вызывать временное или необратимое изменение характеристик фотоэмиссии катода.

5.10.3. Вакуумный фотоэлемент

Фотокатод и анод помещаются внутрь баллона с прозрачным окном; внутри баллона поддерживается вакуум порядка $10^{-6} \div 10^{-8}$ мм рт. ст. Форма и расположение этих электродов таковы, чтобы обеспечить прием максимального потока фотокатодом (фотокатод не должен затеняться анодом) и сбор анодом практически всех электронов, эмиттируемых фотокатодом (рис. 5.49).

Вольт-амперная характеристика. Обычная схема включения фотоэлемента показана на рис. 5.50, а. Зависимость анодного тока I_a от напряжения анод — катод представлена на рис. 5.50, б. На этих кривых видны две области:

1. Область пространственного заряда, где ток быстро возрастает с увеличением напряжения V_{ak} . Часть электронов, эмиттируемых фотокатодом, образует пространственный заряд, который, отталкивая вновь эмиттируемые электроны, стремится ограничить анодный ток. Влияние пространственного заряда уменьшается по мере роста напряжения.

2. Область насыщения, где ток лишь очень слабо зависит от напряжения V_{ak} : все носители заряда, эмиттируемые катодом,

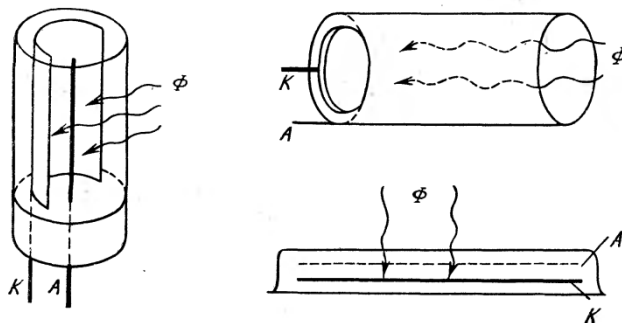


Рис. 5.49. Примеры конструкции вакуумных фотоэлементов с внешним фотоэффектом.

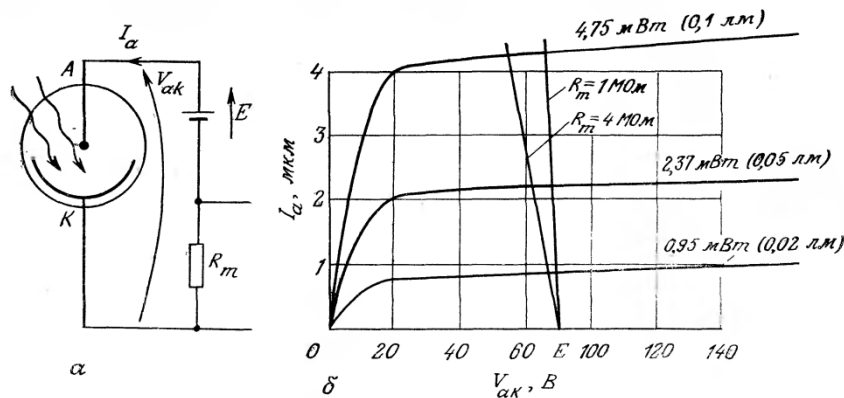


Рис. 5.50. Вакуумные фотоэлементы с внешним фотоэффектом.

а — принципиальная схема включения; б — статические характеристики и прямая нагрузки, источник $T_c = 2850 \text{ K}$.

дом, собираются анодом. Ток I_a в этой области зависит практически только от падающего потока; наблюдаемое очень небольшое увеличение тока объясняется а) понижением работы выхода за счет эффекта Шоттки и б) током ионов остаточного газа, возникающих в результате соударения молекул газа с электронами, ускоренными напряжением V_{ak} .

Именно области насыщения должна соответствовать нагрузочная прямая сопротивления R_m , уравнение которой $I_a = (E_s - V_{ak})/R_m$ (рис. 5.50, б).

Учитывая нагрузку R_m и паразитную (в основном, межэлектродную) емкость C_p , фотоэлемент можно представить эквивалентной электрической схемой, показанной на рис. 5.51.

Темновой ток. Темновой ток вызывается двумя главными причинами:

- термоэлектронной эмиссией катода (разд. 5.10.2);
- токами утечки между электродами, которые можно свести к минимуму путем конструирования, увеличения расстояния между выводами электродов и тщательного предохранения схемы от появления между электродами проводящего слоя

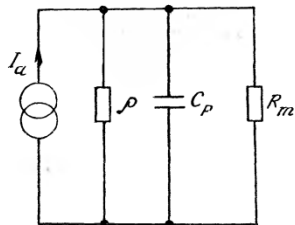


Рис. 5.51. Эквивалентная электрическая схема фотоэлемента.

(например, воды). Темновой ток имеет порядок $10^{-8} \div 10^{-13} \text{ A}$.

Чувствительность. Анодный ток в области насыщения практически равен току эмиссии катода; формула для спектральной чувствительности анодного тока и ее величины такие же, как для тока эмиссии катода (разд. 5.10.2).

При этом наблюдается отличная линейность, а спектральная чувствительность в максимуме составляет от ~ 10 до $\sim 100 \text{ mA/Вт}$. Температурный коэффициент чувствительности обычно очень мал.

Быстродействие. Время пролета электронов тем меньше, чем выше напряжение V_{ak} ; это время может быть менее 10^{-9} с . Поэтому обычно быстродействие определяется не временем пролета, а электрическими постоянными времени фотоэлемента и связанной с ним электрической схемы. Соответствующая принципиальная эквивалентная схема показана на рис. 5.51; учитывая, что $R \gg R_m$, можно вывести следующие соотношения:

- время запаздывания $\tau = R_m C_p$;
- время нарастания t_m или спада t_c измерительного сигнала $t_m = t_c = 2,2 R_m C_p$;
- граничная частота $f_c = 1/2\pi R_m C_p$.

Применения. Возможность выбрать тип фотокатода, согласовав его с рабочей спектральной областью, линейность и слабая зависимость от температуры — главные достоинства вакуумных фотоэлементов с внешним фотоэффектом, в связи с чем они особенно подходят для фотометрии. Кроме того, возможность обеспечить в определенных типах фотоэлементов весьма большие выходные токи в максимуме позволяет принимать и измерять мощные импульсы светового потока, например, от импульсных ламп или лазеров.

5.10.4. Газонаполненные фотоэлементы

Такие фотоэлементы устроены так же, как и вакуумные, но баллон наполнен разреженным газом — обычно аргоном — при небольшом давлении ($10^{-1} \div 10^{-2}$ мм рт. ст.).

При достаточно большом анодном напряжении электроны, эмиттируемые фотокатодом, инициируют процессы ударной ионизации атомов газа. В результате получается эффект умножения тока эмиссии фотокатода с коэффициентом умножения $5 \div 10$.

Вольт-амперные характеристики (рис. 5.53, а). В области напряжений ≤ 20 В семейство характеристик рассматриваемых фотоэлементов такое же, как и для вакуумных приборов, и электроны, эмиттируемые фотокатодом, ускоряются недостаточно, чтобы ионизировать газ. С увеличением анодного напряжения выше 20 В возникает процесс умножения, который далее значительно интенсифицируется (рис. 5.53, б). Анодное напряжение ограничивают величиной примерно 90 В, чтобы предотвратить начало самостоятельного разряда, приводящего к разрушению фотокатода.

Свойства газонаполненных фотоэлементов. Чувствительность этих фотоэлементов в $5 \div 10$ раз выше, чем у вакуумных, и она возрастает с увеличением падающего потока, вследствие чего возникает нелинейность. Кроме того, чувствительность с течением времени уменьшается из-за деградации фотокатода под действием бомбардировки положительными ионами.

Быстродействие ограничивается увеличением времени пролета, определяемого соударениями электронов с атомами газа,

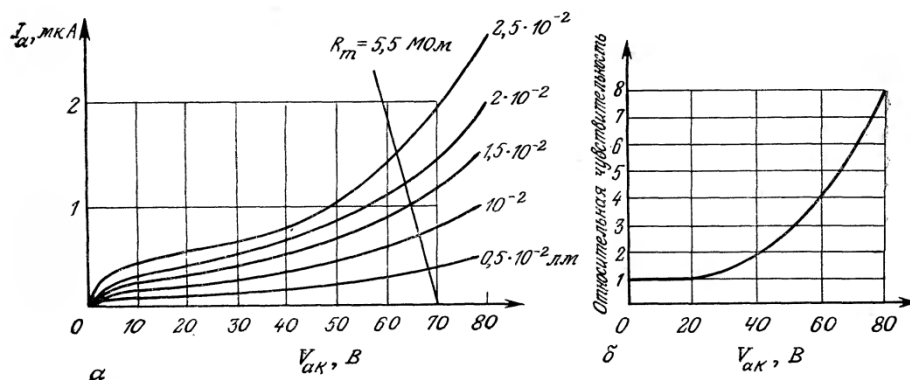


Рис. 5.53. Газонаполненные фотоэлементы с внешним фотоэффектом.

а — статические характеристики и прямая нагрузки; б — влияние анодного напряжения на чувствительность.

и малой подвижностью положительных ионов. Полоса пропускания составляет от $\sim 10^3$ до $\sim 10^4$ Гц, что соответствует времени нарастания или спада измерительного сигнала порядка миллисекунд.

Из-за нелинейности, посредственной стабильности и плохой частотной характеристики фотоэлементы этого типа предпочитают не применять, заменяя их фототранзисторами.

5.10.5. Фотоэлектронные умножители

Принцип действия и устройство. Высокоэнергичные электроны, бомбардируя поверхность твердого тела, могут, в свою очередь, выбить электроны из поверхности; это явление называется вторичной электронной эмиссией. Когда число эмиттируемых поверхностью электронов превосходит число упавших, появляется возможность усиления первоначального сигнала. Это явление используется в фотоэлектронных умножителях.

Первичный электронный сигнал состоит из электронов, эмиттированных фотокатодом, находящимся в вакууме, под действием падающего излучения. Эти электроны обычно фокусируются электростатическим полем на первый из последовательно расположенных электродов — динодов, покрытых материалом, для которого вторичная электронная эмиссия значительна. Потенциалы к последовательно расположенным динодам подводятся от резистивного моста; от динода к диноду они возрастают таким образом, что вторичные электроны, вылетевшие из k -го динода, фокусируются на $(k+1)$ -м диноде, причем каждый из электронов в свою очередь выбивает из динода несколько вто-

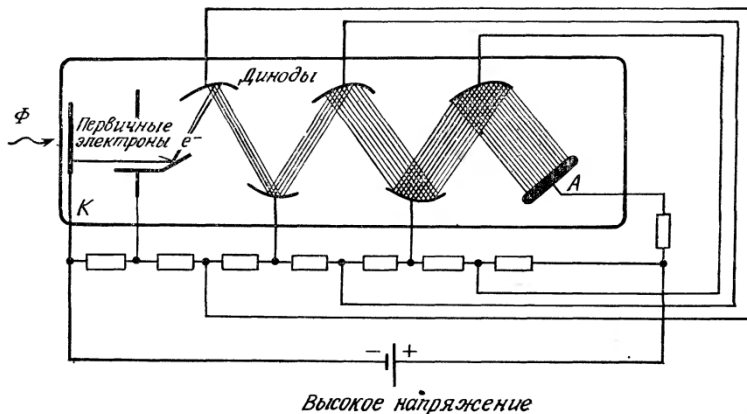


Рис. 5.54. Принципиальная схема фотоумножителя.

ричных электронов (рис. 5.54). Если каждый электрон, бомбардируя динод, выбивает в среднем δ вторичных электронов и система содержит n динодов (с одинаковым приращением потенциала), то в принципе достигается умножение числа первичных электронов на коэффициент $M = \delta^n$. В действительности не все эмиттируемые фотокатодом электроны достигают первого динода, так что эффективность сбора характеризуется коэффициентом η_c , который меньше единицы; кроме того, не все электроны, испускаемые динодом, достигают следующего динода, так что эффективность переноса электронов характеризуется коэффициентом η_t , который также меньше единицы.

Поэтому более точное выражение для M имеет вид:

$$M = \eta_c (\eta_t \delta)^n.$$

Порядок величин в этом выражении: n , число динодов, — от 5 до 15; δ , коэффициент вторичной эмиссии, — от 5 до 10; η_c и η_t , эффективности сбора и переноса, превышают 90%; M — коэффициент усиления фотоумножителя, составляет от 10^6 до 10^8 .

Форма динодов, их расположение в пространстве, а также конфигурация фокусирующей системы (рис. 5.55) должны обеспечивать высокую эффективность сбора и переноса электронов, эмиттируемых фотокатодом и динодами, а также выравнивание времени пролета электронов, поскольку разброс по этому параметру ограничивает быстродействие фотоэлектронного умножителя.

Основная схема включения. Для построения измерительной схемы с использованием фотоумножителя нужно определить схему питания динодов и выбрать анодную нагрузку R_m .

Схема питания динодов. Она предназначена для подвода к каждому диноду надлежащего потенциала и состоит из резистивного моста-делителя, к которому приложено высокое напряжение. Каждый динод подсоединяется к определенной точке делителя (рис. 5.57).

Разность потенциалов между динодами зависит от типа фотоумножителя и требуемого усиления; она может изменяться от нескольких десятков до нескольких сотен вольт. Напряжение V_{kd_1} между катодом и первым динодом должно выдерживаться с большей точностью, так как прежде всего от него зависят эффективность сбора электронов, эмиттируемых фотокатодом, а следовательно, и пропорциональность тока падающему потоку.

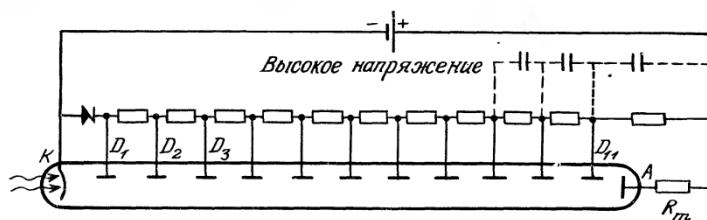


Рис. 5.57. Питание динодов фотоумножителя.

Поэтому напряжение V_{kd_1} часто стабилизируют диодом Ценера, так что оно сохраняется неизменным, когда высокое напряжение изменяют для регулировки усиления. Ток I , проходящий через делитель, должен быть существенно больше среднего анодного тока I_a , чтобы протекающий через диноды и обусловленный их вторичной электронной эмиссией ток не оказывал заметного влияния на распределение потенциалов динодов и, следовательно, на усиление. Часто устанавливают $I > 100I_a$, обычно между 0,1 и 1 мА.

По этой же причине в случае мощных импульсных потоков выгодно шунтировать резисторы, обеспечивающие питание последних динодов, конденсаторами, поскольку ток в этих резисторах особенно велик. Следует учесть, что при этом вводится время запаздывания, которое устанавливает предел частоты повторения импульсов сигнала.

Заземлен может быть либо анод, либо катод. В первом случае измеряемый сигнал, выделяющийся на анодной нагрузке, можно использовать непосредственно в измерительной установке; эта схема пригодна для измерения медленно меняющейся освещенности. Во втором случае анодная нагрузка должна быть присоединена к измерительной установке через конденсатор, и схему можно применять только при быстро меняющемся потоке; в случае заземления катода наблюдается уменьшение флуктуаций темнового тока и, следовательно, собственного шума фотоумножителя.

Величина высокого напряжения, которая обычно заключена между 700 и 3000 В, определяет усиление M фотоумножителя; поэтому высокое напряжение должно быть стабилизировано. На практике принимают

$$dM/M = n(dV_{HT}/V_{HT}),$$

где n — число динодов. При $n=10$ необходима стабильность M на уровне 1%, и, следовательно, напряжение V_{HT} должно быть стабилизировано с точностью 0,1%.

Анодный темновой ток. Анодный ток I_{a0} в отсутствие падающего потока вызывают следующие причины:

— термоэлектронная эмиссия фотокатода, которая главным образом и создает темновой ток фотокатода I_{k0} ;

— токи утечки между различными электродами (их можно уменьшить до пренебрежимо низкого уровня, устраняя влажность или загрязнение на поверхности трубки). При этих условиях

$$I_{a0} = MI_{k0},$$

где M — усиление фотоумножителя.

Темновой ток I_{a0} является, следовательно, функцией усиления M , величины приложенного высокого напряжения и его распределения между различными динодами, а также тока I_{k0} ,

зависящего от температуры фотокатода. Охлаждение до -20°C позволяет обычно значительно уменьшить ток I_{k0} ; при охлаждении I_{k0} уменьшается в $10\div 100$ раз по сравнению со своим значением при комнатной температуре.

Ток I_{a0} может испытывать медленный дрейф после резких изменений либо напряжения питания (особенно при регулировке напряжения), либо принимаемого потока.

Кроме тока I_{a0} на выходе наблюдаются также ложные импульсы тока, связанные с электронной эмиссией катода, которые вызываются космическим излучением, радиоактивным излучением стекла, разрядами в трубке и бомбардировкой катода или динодов ионами остаточного газа.

Чувствительность. Анодный ток I_a получается в результате усиления (с коэффициентом усиления M) с помощью системы динодов тока I_k фотокатода:

$$I_a = MI_k.$$

Коэффициент усиления M зависит от свойств материала, которым покрыты диноды, от конфигурации, расположения и числа динодов, а также от величины высокого напряжения V_{HT} , которое приложено к фотоумножителю (рис. 5.59).

Для монохроматического потока $\Phi(\lambda)$ фототок катода зависит главным образом от квантового выхода $\eta(\lambda)$ фотоэмиссионного материала и пропускания $T(\lambda)$ окна:

$$I_k = \frac{q\eta(\lambda)T(\lambda)\lambda}{hc} \Phi(\lambda).$$

Следовательно, для данного фотоумножителя

$$I_a = M(V_{HT}) \frac{q\eta(\lambda)T(\lambda)\lambda}{hc} \Phi(\lambda).$$

В области, где ток I_a не превосходит оговоренного в паспорте максимально допустимого значения, коэффициент усиления M не зависит от I_a и фотоумножитель имеет линейную характеристику; его анодная спектральная чувствительность $S_a(\lambda)$ определяется формулой

$$S_a(\lambda) = \frac{\Delta I_a}{\Delta \Phi(\lambda)} = M(V_{HT}) \frac{q\eta(\lambda)T(\lambda)\lambda}{hc},$$

т. е.

$$S_a(\lambda) = M(V_{HT}) S_k(\lambda),$$

где $S_k(\lambda)$ — спектральная чувствительность фотокатода. Величины в формуле имеют следующий порядок: M — от 10^5 до 10^8 ; $S_k(\lambda_p)$ — от 10 до 100 мА/Вт; $S_a(\lambda_p)$ — от 10^3 до 10^7 А/Вт. Здесь λ_p — длина волны, соответствующая максимуму спектральной чувствительности.

Высокая чувствительность фотоумножителя делает его особенно подходящим для измерения очень слабых световых потоков; можно осуществлять счет фотонов, но необходимо безусловно предотвращать воздействие на фотоумножитель окружающего света, даже очень слабого, поскольку анодный ток под действием такого света существенно превышает максимально допустимый.

В заключение нужно отметить, что на стабильность анодного тока могут влиять:

а) медленный дрейф после воздействия первого светового сигнала;

б) усталость, проявляющаяся в уменьшении чувствительности в результате длительного протекания сравнительно большого анодного тока (этого эффекта можно избежать, ограничивая средний анодный ток величиной, не превышающей 1 мкА).

Температурные вариации чувствительности по величине и по знаку зависят от материала фотокатода и от длины волны; по порядку величины они составляют от $\pm 0,1$ до 1% на $^{\circ}\text{C}$. При решении прецизионных фотометрических задач фотоумножитель следует помещать в термостабилизируемый замкнутый объем.

Применение фотоумножителей. Преимущества фотоумножителей прежде всего связаны с их высокой чувствительностью, минимальным шумом и высоким быстродействием. Эти качества особенно подходят для обнаружения оптических сигналов очень малого уровня, непрерывных или импульсных, в таких областях, как астрономическая радиометрия, спектрофотометрия, лазерная телеметрия излучения, оптическая локация, лидары.

Кроме того, возможность выбрать сочетание фотокатод — окно позволяет согласовать кривую спектральной чувствительности со спектром исследуемого излучения.

Однако значительные габариты, хрупкость, высокая стоимость и необходимость питания хорошо стабилизированным высоким напряжением ограничивают возможность применения фотоэлектронных умножителей.

5.11. Тепловые приемники излучения

5.11.1. Основные характеристики

В рассмотренных выше оптических датчиках преобразование оптического сигнала в электрический осуществляется за счет фотоэлектрического эффекта в результате воздействия

света. Энергия фотонов прямо передается освобождаемым электронам.

В случае тепловых приемников излучения первичным процессом является преобразование энергии поглощенного света в энергию теплового возбуждения решетки, которое вызывает повышение температуры приемника, приводящее к изменению его электрических свойств.

К электрическим величинам, тепловые вариации которых могут с успехом использоваться для измерения потока излучения, относятся:

а) сопротивление металлического или полупроводникового элемента (болометры);

б) термо-э. д. с., т. е. возникновение э. д. с. в электрической цепи, состоящей из двух проводников с различными свойствами (эффект Зеебека);

в) спонтанная электрическая поляризация пироэлектриков.

Поглощению излучения содействует чернение приемной поверхности соответствующим покрытием (например, платиновой чернью), излучательная способность которого ϵ близка к 1. Поглощение для такого покрытия остается достаточно большим в длинноволновой спектральной области (перекрывается несколько порядков длин волн — обычно весь инфракрасный спектр, λ составляет от 0,8 мкм до 1 мм). Эти характерные свойства тепловых приемников излучения определяют специфическую область их применения.

5.11.2. Соотношение между нагревом приемника и падающим на него потоком излучения

Общий баланс переноса энергии на уровне приемника излучения описывается уравнением

$$K(dT/dt) = e\Phi - G_0(T - T_a),$$

где K — теплоемкость приемника, G_0 — коэффициент теплопередачи между приемником с температурой T и окружающей средой с температурой T_a , Φ — поток излучения, часть которого e поглощается приемником.

Это уравнение позволяет рассчитать нагрев $\Delta T = T - T_a$ приемника.

В случае постоянного потока $\Phi = \Phi_0$ решение уравнения переноса энергии дает

$$\Delta T = \frac{e\Phi_0}{G_0} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_t}\right) \right\},$$

где τ_t — тепловая постоянная, определяемая выражением $\tau_t = K/G_0$.

5.11.3. Болометр. Метрологические характеристики

Речь идет о резистивном датчике температуры (разд. 6.3), который позволяет измерить поглощенный тепловой поток благодаря изменению сопротивления, вызванному нагревом. Чувствительный элемент, металлический или полупроводниковый, имеет форму ленты, тонкой пленки или пластинки, поверхность которой, подвергаясь воздействию излучения, зачернена.

Изменения сопротивления, вызванные поглощением потока излучения, измеряются одним из общих методов, описанных в гл. 3. В частности, применение моста Уитстона позволяет компенсировать вариации окружающей температуры путем дифференциального включения второго болометра, идентичного измерительному, но не подвергающегося облучению.

Нагрев ΔT болометра обычно слабый, так что изменение сопротивления ΔR является малым по сравнению с темновым сопротивлением болометра R_0 . При таких условиях можно написать

$$\Delta R = \alpha_R R_0 \Delta T,$$

и напряжение разбаланса моста Уитстона, четыре сопротивления которого в состоянии равновесия одинаковы, выражается формулой

$$v_m = \frac{E_s}{4} \frac{\Delta R}{R_0} = \frac{E_s}{4} \alpha_R \Delta T.$$

Величины, характеризующие метрологические свойства болометров, составляют: чувствительность в полосе пропускания — от 1 до 100 В/Вт; тепловое запаздывание — от 1 до 10 мс; обнаружительная способность D^* при 300 К в пределах полосы пропускания — от 10^8 до 10^9 см·Гц^{1/2}·Вт⁻¹.