

ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

Изучение фотоэффекта

к.ф.-м.н., профессор

Гамаюнов Ю.Г.

Саратов, СГУ, кафедра электроники, колебаний и волн

1. Введение

Испускание электронов из твердого (или жидкого) тела в вакуум под влиянием света называется фотоэлектронной эмиссией, внешним фотоэлектрическим эффектом или просто фотоэффектом. Это явление было открыто Г.Герцем в 1887г. и в настоящее время широко используется в различных фотоэлектронных приборах (фотоэлементах, фотоэлектронных умножителях, электронно-оптических преобразователях и т.д.), а также является важным способом изучения энергетической структуры вещества. Наряду с внешним фотоэффектом существует явление внутреннего фотоэффекта, при котором эмиссии электронов за предел тела не происходит, а имеет место поглощение веществом (полупроводником) света, приводящее к возбуждению электронов заполненной зоны или уровней примеси полупроводника. Наиболее широко используются следующие проявления внутреннего фотоэффекта: изменение электропроводности однородного полупроводника (фотопроводимость) и появление электродвижущей силы в неоднородном полупроводнике (фото-ЭДС и р-п переходах).

Целью данной работы является изучение закономерностей внутреннего и внешнего фотоэффекта и исследование характеристики некоторых типов фотоэлементов и фотосопротивлений, работа которых основана на этом явлении.

2. Теоретическая часть

2.1. Внешний фотоэффект

Рассмотрим вначале закономерности фотоэлектронной эмиссии из металлов. На ранней стадии изучения фотоэлектронной эмиссии было установлено, что фототок насыщения пропорционален первой степени интенсивности падающего света (закон Столетова). Однако в дальнейшем оказалось, что эта зависимость характерна только для области слабых световых потоков. С появлением лазеров было экспериментально показано, что фототок более сложно зависит от интенсивности. Другой особенностью фотоэлектронной эмиссии (закон Эйнштейна для фотоэмиссии) является независимость максимальной энергии эмитируемых электронов от интенсивности поглощаемого излучения и существование длинноволновой (красной) границы фотоэффекта: такой длины света λ_0 , при которой фотоэффект исчезает и отсутствует, если $\lambda \geq \lambda_0$. Фотоэлектронная эмиссия является практически безынерционной. Поэтому при низких интенсивностях света временной ход фототока точно повторяет временную зависимость светового потока.

Некоторые из перечисленных закономерностей фотоэффекта находятся в противоречии с основными представлениями волновой теории света. Так, в частности, поскольку амплитуда световых волн определяет мощность светового потока, то должны были бы получить возрастание скорости вырываемых электронов с увеличением интенсивности падающего света. В действительности такой зависимости не существует: с увеличением мощности падающего света возрастает лишь число выбрасываемых электронов, т.е. фототок насыщения. В 1905г. Эйнштейн показал, что основные закономерности фотоэффекта, объясняются, если предположить, что свет поглощается такими же порциями (квантами), какими он испускается. Если энергия поглощенного кванта $h\nu$, то она расходуется на вырывание электронов из металла и сообщение ему кинетической энергии

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + e\varphi, \text{ где} \quad (1)$$

$e\varphi$ - работа выхода электрона из металла.

Из формулы (1) видно, что скорость вылетающих электронов из металла с работой выхода $e\varphi$ определяется только частотой излучения, причем при частоте $\nu = \nu_0$, соответствующей равенству $\nu_0 = \frac{e\varphi}{h}$, скорость вылетающих электронов равна нулю.

Очевидно, что частота ν_0 и определяет красную границу фотоэффекта. Так же естественно объясняется пропорциональность фототока насыщения мощности падающего света. С возрастанием общей мощности светового потока возрастает число отдельных порций энергии $\varepsilon = h\nu$, а следовательно, и число вырываемых в единицу времени электронов. Так как ток пропорционален количеству вырываемых электронов, то тем самым объясняется и пропорциональность тока насыщения мощности светового потока.

Строгая теория фотоэлектронной эмиссии должна основываться на квантовомеханическом рассмотрении возбуждения светом электронов в металле и учитывать процесс фотовозбуждения, процесс прохождения электрона через поверхность в вакуум. До сих пор такой теории не создано, хотя попытки описать процесс фотоэмиссии, состоящий из нескольких стадий, предпринимались рядом авторов. Первая феноменологическая теория фотоэмиссии из металлов, не потерявшая своего значения до настоящего времени, была создана Р. Фаулером. Эта теория основывалась на предположении о том, что электроны в металле являются свободными, в фотоэмиссии участвуют электроны с энергиями, близкими к энергии уровня Ферми (энергия уровня Ферми соответствует максимальной энергии электрона в металле при $T = 0$). Согласно Фаулеру, в приповерхностном слое металла некоторая доля свободных электронов

увеличивает свою энергию на $h\nu$ вследствие облучения монохроматическим излучением частоты ν , энергия остальных электронов остается прежней. При этих допущениях электронный газ около поверхности металла можно рассматривать как состоящий из двух компонент возбужденного и не возбужденного электронного газа. Возбужденная компонента газа и вызывает фототок. Плотность фототока описывается формулой

$$i = cAT^2 f(\mu) \quad (2)$$

где c – отношение числа возбуждаемых фотонами в 1см^3 металла электронов к общей концентрации электронов проводимости; A – константа, равная $120\text{А}\cdot\text{см}^{-2}\text{град}^{-2}$;

$$f(\mu) = \begin{cases} e^\mu - \frac{e^{2\mu}}{2^2} + \frac{e^{3\mu}}{3^2} - \frac{e^{4\mu}}{4^2} + \dots, & \text{если } \mu \leq 0 \\ \frac{\pi^6}{6} + \frac{\mu^2}{2} - \left(e^{-\mu} - \frac{e^{-2\mu}}{2^2} + \frac{e^{-3\mu}}{3^2} - \dots \right), & \text{если } \mu \geq 0 \end{cases}$$

$\mu = \frac{h(\nu - \nu_0)}{kT}$, k - постоянная Больцмана. Из формулы (2) видно, что при $\nu \leq \nu_0$, т.е. для частот, меньших граничной частоты ν_0 ,

$$i = cAT^2 \left(e^{-\frac{h(\nu - \nu_0)}{kT}} - \frac{1}{2^2} e^{-\frac{2h(\nu - \nu_0)}{kT}} + \dots \right)$$

и фототок в этом случае стремится к нулю лишь при $T \rightarrow 0$. При больших температурах резкость красной границы фотоэффекта начинает пропадать. Так, при $\nu = \nu_0$ фототок квадратично возрастает с температурой:

$$i = cAT^2 \frac{\pi^2}{12}$$

Если $\nu \geq \nu_0$ то

$$i = cA \left[\frac{\pi^2}{6} T^2 + \frac{h^2(\nu - \nu_0)^2}{2k^2} - T^2 \left(\frac{e^{-\frac{h(\nu - \nu_0)}{kT}}}{1^2} - \frac{e^{-\frac{2h(\nu - \nu_0)}{kT}}}{2^2} + \dots \right) \right]$$

и при $T \rightarrow 0$

$$i = \frac{cAh^2(\nu - \nu_0)^2}{2k^2} \quad (3)$$

Из формулы (3) следует, красная граница фотоэффекта строго существует только при $T \rightarrow 0$. Полученные температурные зависимости фотоэффекта хорошо согласуются с экспериментом. Зависимость фототока от частоты излучения или длины световой волны,

вызывающий фотоэффект, принято представлять спектральными характеристиками. Для большинства чистых металлов эти кривые монотонно возрастают с увеличением ν , начиная с $\nu \sim \nu_0$. Такие характеристики носят название нормальных характеристик, а фотоэффект – нормального фотоэффекта. Однако для некоторых фотокатодов спектральная характеристика имеет максимум в той или иной области частот. Фотоэффект в этом случае называют селективным. Например, для щелочных металлов и бария характерно появление селективного фотоэффекта. Селективному фотоэффекту дается следующее объяснение. Вблизи порога фотоэффекта ($\nu = \nu_0$) световые кванты обладают энергией, достаточной лишь для вырывания фотоэлектронов с уровней энергий, лежащих непосредственно под уровнем Ферми. При увеличении частоты поглощаемого металлом света фотоэлектроны могут выходить со все большего числа уровней. Фототок непрерывно возрастает, пока энергия световых квантов не достигнет величины, соответствующей полной высоте потенциального барьера, т.е. пока квант света не будет в состоянии вырвать электрон с любого, в том числе и самого низшего энергетического уровня в металле, что соответствует частоте ν , при которой энергия кванта $h\nu$ будет равна глубине потенциального барьера W_a ($W_a = h\nu$). В то же время уменьшается вероятность поглощения электроном кванта с дальнейшим ростом частоты. Поэтому максимальное число фотоэлектронов покидает поверхность катода при значении $h\nu$, близком к W_a . Для натрия $W_a \sim 4\text{эВ}$, что соответствует сравнительно близкой области ультрафиолетового спектра. У других металлов, кроме щелочных и щелочноземельных, W_a много больше (например, для Ni, $W_a \sim 16\text{эВ}$). Это приводит к тому, что для большинства металлов максимум селективного фотоэффекта может лежать в области далекого ультрафиолета и при обычных частотах светового потока не наблюдается, т.е. при этих частотах имеет место нормальный фотоэффект.

Явление внешнего фотоэффекта находит практическое применение в фотоэлементах. Простейший тип вакуумного фотоэлемента представляет собой небольшой откачанный стеклянный баллон, одна половина которого покрыта изнутри светочувствительным слоем. В зависимости от того, для какой спектральной области предназначен фотоэлемент, употребляются разные слои: серебряный, калиевый, цезиевый, сурьмяно-цезиевый и т.д. Этот слой служит катодом. Анод берется обычно в виде кольца. Между анодом и катодом прикладывается напряжение и при падении света на фотокатод в цепи фотоэлемента возникает ток.

Важной характеристикой фотоэлементов является спектральная чувствительность S_λ , которая определяется как отношение фототока насыщения к мощности, падающего на фотокатод монохроматического излучения. На рис. 1 представлена типичная спектральная характеристика фотоэлемента СЦВ-3 в относительных единицах.

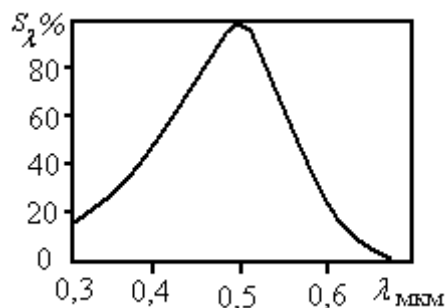


Рис 1. Спектральная характеристика фотоэлемента СЦВ-3 в относительных единицах

Имеются также фотоэлементы, наполненные каким-либо инертным газом при небольшом давлении. Это ведет к увеличению чувствительности фотоэлемента, так как при достаточной разности потенциалов между катодом и анодом каждый фотоэлектрон может ионизовать атомы газа и, следовательно, создавать лишние электроны. По этой причине вольтамперная характеристика газонаполненных фотоэлементов имеет участок насыщения в области небольших ускоряющих напряжений (ионизация отсутствует), который при дальнейшем увеличении напряжения исчезает, так как начинается усиление первичного фототока за счет ионизации столкновением. Можно поэтому ввести коэффициент газового усиления G как отношение фототока при текущем значении ускоряющего напряжения к фототоку насыщения в области небольших ускоряющих напряжений. Чувствительность газонаполненных фотоэлементов выше, чем у вакуумных, и достигает 100 мкА/лм.

2.2. Внутренний фотоэффект

Как уже отмечалось, наряду с внешним фотоэффектом существует явление внутреннего фотоэффекта, при котором происходит изменение внутреннего электронного состояния некоторых веществ (полупроводников, диэлектриков). При облучении их светом эмиссия электронов за пределы твердого тела отсутствует, но имеет место возбуждение электронов заполненной зоны или электронов на уровнях примесей полупроводника, что приводит к увеличению концентрации электронов в зоне проводимости и, следовательно, к увеличению электропроводности. Фотоэлементы этого типа носят название фотоэлементов с внутренним фотоэффектом или фотоспротивлений. Различают собственную и примесную фотопроводимость. В первом случае при поглощении фотонов

генерируются пары электрон - дырка. Появление добавочных (неравновесных) электронов в зоне проводимости и добавочных (неравновесных) дырок в валентной зоне увеличивает электропроводность кристалла. Это увеличение пропорционально интенсивности света.

Во втором случае в результате поглощения света электроны в полупроводнике *n*-типа переводятся с донорных уровней в зону проводимости, а в полупроводнике *p*-типа электроны из валентной зоны переходят на уровни акцепторов. В итоге возникает или электронная, или дырочная фотопроводимость. После прекращения освещения концентрация неравновесных носителей уменьшается по закону:

$$n = n_0 + \Delta n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),$$

где n_0 – равновесная концентрация;

Δn – первоначальное её увеличение при освещении;

τ – время жизни носителей, t - текущее время.

Характеристики фотосопротивлений сильно зависят от температуры. Они не обладают температурной устойчивостью, поэтому область их применения в основном ограничивается регистрацией излучений в различных областях спектра.

Особый интерес представляет явление «внутреннего фотоэффекта» в запирающем слое. Примером служит меднозакисный фотоэлемент, схематично представленный на рис.2.

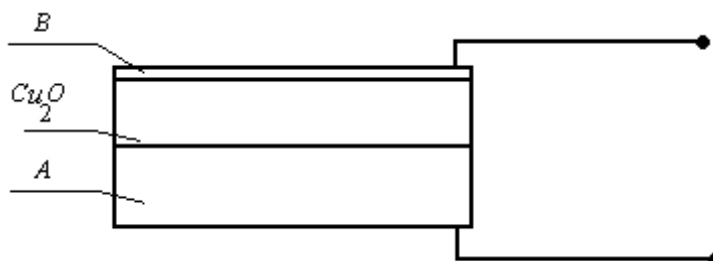


Рис.2. Разрез меднозакисного фотоэлемента

На медную пластину *A*, служащую одним из электродов, наносится тонкий слой окиси меди, а затем очень тонкий, прозрачный для света слой *B*, например, из золота. Этот слой служит вторым электродом. Если соединить оба электрода и осветить через прозрачный электрод Cu_2O , то возникает электрический ток в направлении от меди к окиси меди. Действие прибора сводится в следующем: под влиянием света в слое Cu_2O появляются фотоэлектроны. Пограничный слой между Cu и Cu_2O обладает выпрямляющим свойством: он позволяет электронам проходить лишь в направлении от Cu_2O в Cu . В результате высвобожденные светом электроны могут двигаться через слой лишь в одном направлении, создавая в цепи ток. Кроме меднозакисных фотоэлементов, имеются также серно-серебрянные, селено-свинцовые, теллуру-свинцовые. Чувствительность

фотоэлементов с запирающим слоем монет достигать 1мА/лм. Особенностью этих фотоэлементов является то, что они создают в цепи ток без приложенной извне электродвижущей силы. Поэтому они являются преобразователями световой энергии в электрическую. Однако коэффициент их полезного действия пока низок и не превышает единиц процентов.

3. Экспериментальная часть

3.1. Описание экспериментальной установки. Обработка результатов

Для экспериментального исследования фотоэмиссии используются фотоэлементы: вакуумный СЦВ-3, газонаполненный ЦГ-3, работающие на внешнем фотоэффекте и фотосопротивление ФСК, работающее на внутреннем фотоэффекте. В работе необходимо получить основные характеристики этих элементов: вольтамперные, световые, спектральные, по которым можно судить о закономерностях явления фотоэмиссии. Для измерений используется установка, электрическая схема которой представлена на рис.3. Вольтамперные характеристики фотоэлементов СЦВ-3 и ЦГ-3 снимаются при двух значениях освещенности. Световой поток создается электрическими лампочками EL2, EL3 и EL4, EL5, которые включаются в отдельности или попарно. Ввиду того, что лампочки расположены симметрично относительно фотоэлементов и имеют одинаковые электрические параметры, можно полагать, что при их попарном включении световой поток равен

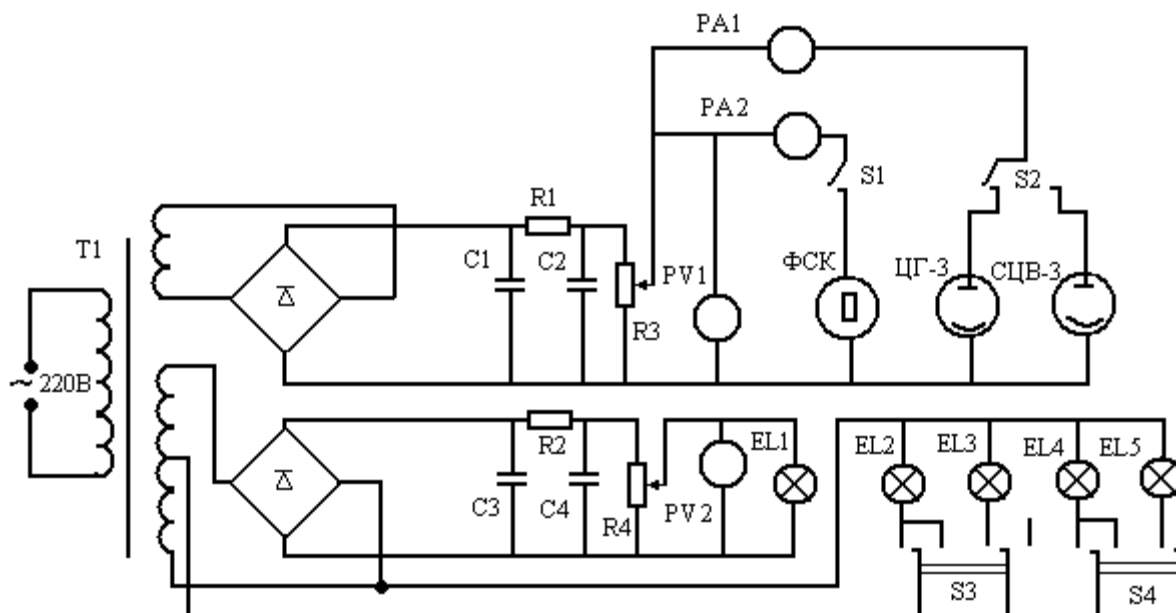


Рис.3. Схема электрическая принципиальная для изучения фотоэмиссии

удвоенному значению потока, создаваемого одной лампой. Включение в схему вакуумных фотоэлементов и лампочек накаливания осуществляется переключателями S2, S3, S4, а фотосопротивления - переключателем S1. Для изменения светового потока, создаваемого электрической лампочкой EL1 и падающего на фотосопротивление, служит переменное сопротивление R4, с помощью которого изменяют напряжение нити накала лампочки и, следовательно, температуру нити. Напряжение на фотоэлементах и фотосопротивлении измеряется вольтметром PVI, а токи приборами PA1 и PA2. Напряжение нити накала измеряется вольтметром PV2. Необходимое напряжение питания создается трансформатором T1, выпрямителем, собранном на диодах VD1 – VD8, сглаживающими фильтрами C1, R1, C2 и C3, R2, C4. При снятии спектральной характеристики фотоэлемента СЦВ-3 необходимо иметь монохроматическое излучение. С этой целью используются светофильтры. Обсудим методику получения спектральной характеристики фотоэлемента. В соответствии с законом Столетова ток насыщения $i(\lambda)$ фотоэффекта при облучении светом с длиной волны λ может быть представлен в виде $i(\lambda) = \beta S_\lambda \Phi(\lambda)$, где S_λ – чувствительность фотоэлемента на длине волны λ , $\Phi(\lambda)$ – световой поток, падающий на фотоэлемент, β – коэффициент пропорциональности. Так как световой поток $\Phi(\lambda)$ является частью потока световой энергии $E(\lambda)$, испускаемого накаленной вольфрамовой нитью лампочки на длине световой волны λ в интервале $\Delta\lambda$, можно считать, что $\Phi(\lambda) = KE(\lambda) = Kr'_{\lambda T} \Delta\lambda S$, где K -коэффициент пропорциональности, $r'_{\lambda T}$ - испускательная способность вольфрамовой нити накала, нагретой до температуры T , на длине волны λ в интервале $\Delta\lambda$ длин волн, определяемого полосой пропускания светофильтра, S – площадь поверхность нити. Будем полагать, что $\Delta\lambda = \varepsilon\lambda$, где ε – некоторый коэффициент пропорциональности. Поэтому $\Phi(\lambda) = K\varepsilon r'_{\lambda T} \lambda S$. Величину $r'_{\lambda T}$ в свою очередь можно выразить через испускательную способность $r_{\lambda T}$ абсолютно черного тела: $r'_{\lambda T} = r_{\lambda T} a_T$, где a_T – поглощательная способность вольфрама. Поглощательная способность вольфрама относительно слабо зависит от λ , а определяется в значительной мере температурой (рис.4). Таким образом, чувствительность фотоэлемента на длине волны λ выражается формулой:

$$S_\lambda = \frac{i(\lambda)}{K\varepsilon r_{\lambda T} \lambda a_T S}$$

Нетрудно видеть, что зависимость чувствительности S_λ фотоэлемента от длины световой волны определяется функцией $f(\lambda) = \frac{i(\lambda)}{r_{\lambda T} \lambda}$, в которой ток насыщения $i(\lambda)$ можно найти из вольт-амперной характеристики фотоэлемента при монохроматическом

облучении, т.е. на каждой длине волны. В выражении для функции $f(\lambda)$ остается тогда неизвестной $r_{\lambda T}$ -

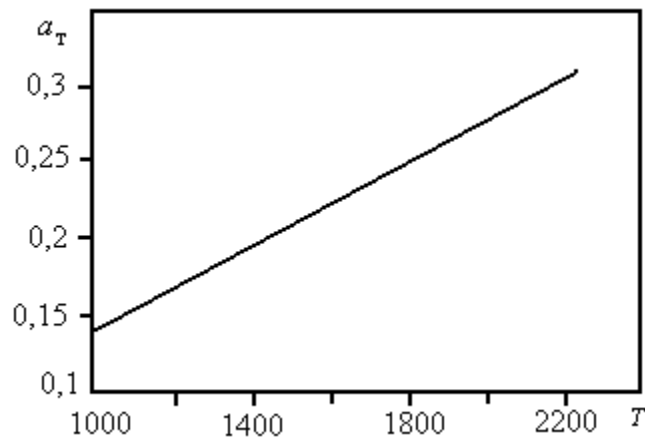


Рис.4. Зависимость поглотительной способности вольфрама от температуры

испускательная способность абсолютно черного тела. Излучение абсолютно черного тела хорошо изучено и описывается формулой Планка:

$$r_{\lambda T} = 2\pi hc^2 \frac{\lambda^{-5}}{e^{hc/\kappa T \lambda} - 1},$$

где h – постоянная Планка, c – скорость света, κ – постоянная Больцмана, T – температура по абсолютной шкале. При расчетах удобно использовать формулу Планка, записанную в приведенных координатах, зависимость между которыми представлена на рис.5. Формула имеет вид:

$$\eta = 143,32 \xi^{-5} \left(e^{4,9651/\xi} - 1 \right)^{-1},$$

где $\eta = \frac{r_{\lambda T}}{r_{\lambda_{\max}}}$, $\xi = \frac{\lambda}{\lambda_{\max}}$.

Нормировка величин проведена к максимальной излучательной способности $r_{\lambda_{\max}}$ абсолютно черного тела и к соответствующей длине волны λ_{\max} , при которой излучательная способность максимальна. Если температура нити накала известна, то расчет $r_{\lambda T}$ сводится к следующим простым операциям: вначале в соответствии с законом Вина определяют длину волны λ_{\max} , на которую приходится максимальное излучение, и максимальную излучательную способность $r_{\lambda_{\max}}$ абсолютно черного тела:

$$\lambda_{\max} = \frac{2886}{T} \text{ мкм}, \quad r_{\lambda_{\max}} = 1,301 \cdot 10^{-15} T^5 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \text{ мкм}}$$

Затем для каждого значения λ определяют приведенное значение ξ после чего из формулы для распределения Планка в приведенных координатах находят значение η .

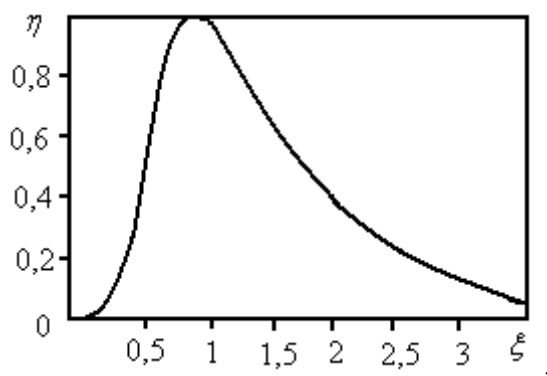


Рис.5. Кривая распределения Планка в приведенных координатах

Искомую величину $r_{\lambda T}$, которую следует использовать для вычисления функции $f(\lambda)$, определяют тогда из формулы $r_{\lambda T} = \eta r_{\lambda_{max}}$.

Спектральные характеристики фотоэлементов удобно изображать в единицах относительной чувствительности, т.е. величиной, равной отношению чувствительности S_{λ} на длине волны λ к максимальной чувствительности S_m , которой обладает фотоэлемент на некоторой длине волны λ_m . С учетом ранее введенных обозначений тогда можно записать:

$$\frac{S_{\lambda}}{S_m} = \frac{f(\lambda)}{f(\lambda_m)}.$$

Таким образом, вычислив функцию $f(\lambda)$ для каждой длины волны λ и определив длину волны λ_m , при которой $f(\lambda)$ достигает максимума, находят относительную чувствительность фотоэлемента делением текущих значений $f(\lambda)$ на значение $f(\lambda_m)$. По зависимости относительной чувствительности от длины волны можно оценить и красную границу фотоэффекта. Очевидно, ей будет соответствовать наибольшая длина волн, при которой

которой $\frac{S_{\lambda}}{S_m} \rightarrow 0$. При исследовании спектральных характеристик фотоэлемента

величины фототоков, регистрируемых прибором РА1 на различных длинах волн монохроматического излучения, отличаются очень сильно. Это вынуждает проводить измерения на различных шкалах электроизмерительного прибора, предварительно переключив его на новый предел измерения токов. При установке светофильтров следует обращать внимание на состояние их поверхности: она должна быть чистой, чтобы избежать искажений которые ошибочно могут быть интерпретированы как особенности спектральной характеристики фотоэлемента.

При изучении световых характеристик фотосопротивления используется градуировочная кривая источника излучения (рис.6), по которой определяют температуру нити накала лампочки в зависимости от напряжения накала. Затем из уравнения Стефана-Больцмана вычисляют энергетическую светимость R_3 , имеющую смысл световой энергии, испускаемой с единицы поверхности светящимся телом на всех длинах волн:

$$R_3 = a_T \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5,71 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \text{град}^4}$

Величину a_T определяют из графика рис.4 для каждого значения температуры нити накала лампочки. Таким образом, устанавливая различные напряжения на фотосопротивлении и изменяя напряжение нити накала лампочки, снимают зависимость тока i , протекающего

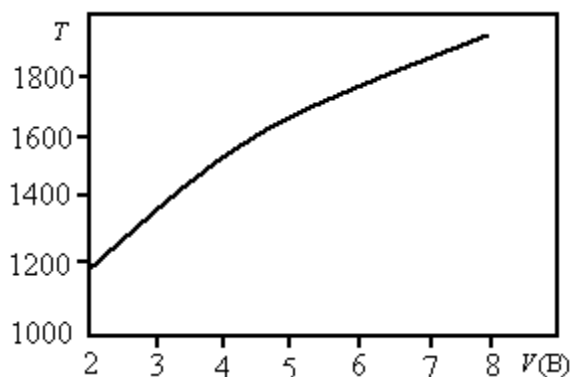


Рис.6. Градуировочная кривая зависимости температуры нити накала от напряжения накала

через фотосопротивление, и определяют зависимость $i = f(R_3)$ для каждого напряжения на фотосопротивлении, которая, очевидно, будет являться световой характеристикой фотосопротивления.

Задание

1. Снять вольтамперные характеристики вакуумного и газонаполненного фотоэлементов в интервале напряжений от 0 до 300В при двух значениях освещенности.
2. Выяснить зависимость фототока от освещенности. Для газонаполненного фотоэлемента определить коэффициент газового усиления.
3. Снять спектральную характеристику вакуумного фотоэлемента и сравнить её с типовой. Температура нити накала $T=2070$ К. Оценить красную границу фотоэффекта.

4. Снять световые характеристики фотосопротивления при ускоряющих напряжениях 20В, 40В, 60В.

Литература

1. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники. / С.А. Фридрихов, С.М. Мовнин. М.: Высшая школа, 1982. С.468-479.
2. Радиофизическая электроника /Под редакцией Н.А.Капцова. М.: МГУ. 1960. С.50-52,125-142.
3. Гамаюнов Ю.Г. Пособие к лабораторным работам по физической электронике. / Ю.Г. Гамаюнов, Ю.П. Радин, А.А. Кипчатов. Саратов:Изд. СГУ, 1987. С.88-103.

Контрольные вопросы

1. Что такое внутренний и внешний фотоэффект?
2. Расскажите об основных закономерностях внешнего фотоэффекта.
3. Как можно объяснить закономерности внешнего фотоэффекта, используя представления о корпускулярной природе света?
4. В чем проявляется несостоятельность волновой теории света при объяснении основных закономерностей внешнего фотоэффекта?
5. Какая модель фотоэмиссии используется в теории Фаулера? Какие основные результаты получены в рамках этой теории?
6. Оцените красную границу фотоэффекта для натрия, приняв работу выхода $\sim 2,2$ эВ.
7. Оцените частоту, соответствующую максимуму спектральной характеристики для натрия, приняв глубину потенциального барьера ~ 4 эВ.
8. Расскажите о внутреннем фотоэффекте.
9. Почему в данной работе нельзя исследовать спектральные характеристики фотоэлемента, не привлекая для расчетов формулу Планка, ограничиваясь только измерениями фототоков на соответствующих длинах волн, пропускаемых светофильтрами.
10. Расскажите об особенностях экспериментальной установки, методике проведения измерений и обработке результатов измерений.