Московский Государственный Технический Университет

им. Баумана

### Реферат

Фотоэлектронная эмиссия.

Эффективные фотокатоды

###### Дисциплина \_\_\_\_\_\_ ТГРУ

Студент \_\_\_\_\_\_\_\_Григорьев С.А

##### Группа Э8-62

Факультет “Энергомашиностроение”

Москва

Оглавление

*Введение*

**1)***Теория* *фотоэффекта*

**2)***Спектральные характеристики фотокатода*

**3)***Работа выхода*

**4)***Распределение электронов в металле*

**5)***Селективный фотоэффект*

**6)** *Квантомеханическая теория фотоэффекта*

**7)** *Применение*

*8) Основные закономерности фотоэффекта*

*9) Литература*

Введение

\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_

Среди разнообразных явлений в которых проявляется воздействие света на вещество важное место занимает фотоэлектрический эффект т.е. испускание электронов веществом под действием света Анализ этого явления привел к представлению о световых квантах и сыграл чрезвычайно важную роль в развитии современных теоретических представлений. Вместе с тем “фотоэлектрический” эффект используется в фотоэлементах получивших исключительно широкое применение в разнообразных областях науки и техники. Открытие фотоэффекта следует отнести к 1887 г., когда Герц обнаружил что освещение ультрафиолетовым светом электродов искрового промежутка находящегося под напряжением облегчает проскакивание искры между ними. Явление обнаруженное Герцом можно наблюдать на следующем легко осуществимом опыте (рис.1.). Величина искрового промежутка подбирается таким образом, что в схеме состоящей из трансформатора **Т** и конденсатора **С** искра проскакивает с трудом (один-два раза в минуту)Если осветить электроды сделанные из чистого цинка светом ртутной лампы , то разряд конденсатора значительно облегчается: искра начинает проскакивать довольно часто, конечно мощность трансформатора достаточно для быстрой зарядки конденсатора **С**. Поместив между лампой и электродами стекло мы преграждаем доступ ультрафиолетовым лучам и явление прекращается.Систематическое исследование Гальвакса, А.Г. Столетова и др. (1885 г.)выяснили что в опыте Герца дело сводится к освобождению зарядов под действием света попадая в электрическое поле между электродами, заряды эти ускоряются, ионизируют окружающий газ и вызывают разряд. А.Г. Столетов осуществил опыты по фотоэффекту применяв впервые небольшие разности потенциалов между электродами. Схема опытов применяемая Столетовым, изображена на рис.

с

**G**

+ -

Основными результатами исследований Столетова, имеющие значение и в наше время, были следующие заключения:

1) Наиболее эффективно действует ультрафиолетовые лучи.

2)Сила фототока пропорциональна создаваемой освещенности тела (разряжающее действие при прочих равных условиях пропорционально энергии активных лучей, падающих на разряжаемую поверхность.)

3)Под действием света освобождается отрицательные заряды.

Цинковая пластинка, соединенная с электродами и заряженная отрицательно, освещенная ультрафиолетовым светом, быстро разряжает электроскоп, та же пластинка, заряженная положительно сохраняет свой заряд, не смотря на освещение. При тщательном наблюдение с помощью гальванометра большой чувствительности можно заметить, что незаряженная пластинка под действием падающих лучей заряжается положительно, т.е. теряет часть своих отрицательных зарядов, первоначально нейтрализовавших ее положительный заряд. Несколько лет спустя (1898 г). Леонардом и Томсоном были произведены определения  для освобождаемых электронов по отклонению их в электрическом и в магнитном полях. Эти измерения дали для значения **1, 76СГСМ**, доказав, что освобожденные светом отрицательные заряды -электроны.



\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_



Фотоэлектронная эмиссия металлов

Фотоэлектронной эмиссией или внешним фотоэлектрическим эффектом

называется испускание электронов поверхностью твердого тела под действием падающего на него электромагнитного излучения.

Основными законами фотоэффекта можно считать следующие

1) пропорциональность фототока интенсивности светового потока ,



вызывающего фотоэффект ( ) при условии неизменности спектрального



состава излучения (Закон Столетова);

2) наличие длинноволновой (красной) границы области спектра излучения



вырывающего фотоэлектроны из данного фотокатода ; лишь излучения с длиной волны т.е. с частотой могут вырывать фотоэлектроны;



3) независимость кинетической энергии фотоэлектронов от интенсивности света и линейная зависимость максимальной кинетической энергии фотоэлектронов (), вырванного из данного фотокатода светом некоторой частоты , от этой частоты



4) безынерционность фотоэффекта: установлено, что фототок появляется и исчезает вместе с освещением, запаздывая не более чем

на



Качественное объяснение с волновой точки зрения на первый взгляд не представляет трудности. В самом деле это объяснение могло бы выглядеть так ; падающая электромагнитная волна вызывает вынужденные колебания электронов в металле; при резонансе между собственным периодом колебания электронов и периода падающей волны амплитуда электрона становится настолько большой что он может вырваться за пределы поверхности металла. Очевидно, что если эта картина верна, то кинетическая энергия с какой электрон покидает метал, должна заимствоваться у падающей волны, и поэтому естественно следует ожидать, что энергия фотоэлектрона должна находиться в прямой зависимости с интенсивностью падающего света. Многочисленные опыты показали, что энергия фотоэлектронов абсолютно не зависит от интенсивности света, повышение интенсивности увеличивает лишь число фотоэлектронов и при том в количестве строго пропорциональном интенсивности - но не их скорости. Последнее зависит от частоты падающего света, а именно, с увеличением частоты линейно возрастает энергия фотоэлектронов. Все эти законы фотоэффекта представляются непонятными с точки зрения волновой природы света. Независимость энергии фотоэлектронов от интенсивности света пытались объяснить тем, что свету приписывалось роль “спускового механизма ” т.е. предполагалось, что электрон набирает свою энергию не за счет падающей волны, но за счет тепловых движений в металле, так что роль света сводится только к освобождению электрона. Однако при этом остается совершенно не понятным влияние частоты света и кроме того, если бы это было верно фотоэффект должен был бы сильно зависеть от температуры металла. Объяснение основных закономерностей фотоэффекта было дано на основе фотонной теории света (Эйнштейна, 1905 г.). Фотон, обладающий энергией поглощается электроном фотокатода в единичном акте взаимодействия, повышая его энергию на величину Если до поглощения фотона кинетическая энергия электрона была , где граница Ферми, а – положительная или отрицательная добавка, то после поглощения его энергия станет равной Если импульс такого электрона будет направлен к поверхности, то, потеряв по пути энергию , электрон может достигнуть поверхности металла и вылететь из катода.



После преодоления на поверхности металла потенциального порога электрон унесет с собой кинетическую энергию, равную



или учитывая, что



.



наибольшей кинетической энергией при данном , очевидно, будут обладать те электроны, для которых потери по пути равны нулю т.е.



. (1)



Если пренебречь энергией теплового возбуждения электрона , то



(2)



(уравнение Эйнштейна). при по этой теории фотоэффект невозможен. Таким образом, значение определяет наименьшую частоту фотоактивных фотонов (красную границу фотоэффекта для данного катода). Уравнение (2) теперь можно записать в виде



. (3)



Соотношение Эйнштейна (2) лежит в основе ряда фотоэлектрических методов измерения работы выхода фотокатодов. Например, величину χ можно определить, измеряя в сферическом конденсаторе (при ) истинную разность потенциалов катод-коллектор, при которой фототок прекращается. Действительно (с учетом контактной разности потенциалов)



следовательно,



т.е. при заданном можем вычислить и далее определить из соотношения



или



т.е.

(4)



Закон Эйнштейна как показала экспериментальная проверка, строго выполняется для любых фотокатодов, в том числе и для сложных) Для металлов закон Эйнштейна впервые подтвердил на опыте Р.Милликен, и в свое время исследование было выполнено П.И.Лукирским и С.С. Прилежаевым, которые применили метод тормозящего поля между сферическими электродами, ранее разработанный П.И.Лукирским.

Пусть в системе двух концентрических сферических электродов эмиттером служит внутренняя сфера, рассмотрим электрон, вылетевший из точки А под прямым углом к радиусу ОА, и предположим сначала, что напряжение между электродами отсутствует. Электрон движется с постоянной скоростью, и по мере приближения к наружному электроду радиальная составляющая скорости растет, а составляющая, перпендикулярная к радиусу , уменьшается, и в точке прибытия В



(5)



Если между электродами приложено напряжение, то электрическое поле радиально и оно изменяет только компонента а остается такой же, как при отсутствии поля. Значит, в точке прибытия электрона энергия, связанная с составляющей , равна



, (6)



где К­—полная энергия электрона. Формула дает часть полной энергии, которая не измеряется

в методе тормозящего поля между сферическими электродами. Если , то и, подавно, , и измеряемая часть энергии равна



, (7)



т.е. при можно с большой степенью точности измерять распределения полных энергий электронов. Неизменяемая часть энергии будет наибольшей для электронов, начальная скорость которых направлена по касательной к поверхности эмиттера. Для всех других электронов ошибка будет еще меньше. Формула (7) остается верной и для системы, в которой внутренняя сфера заменена несферическим катодом достаточно малого размера. рис. показаны результаты измерения вольт-амперной характеристик для меди при трех длинах волн. Из спектрально разложенного потока излучения выделяются монохроматический пучок лучей, который направляется на внутреннюю сферу. Ток (очень слабый) измеряется гальванометром. Форму измеренных вольт-амперных характеристик истолковать нетрудно. Горизонтальный участок − это ток насыщения, текущий в ускоряющем поле. На рис.4 масштаб выбран так, что ордината, изображающая ток насыщения для всех длин волн одинакова. В точке, где начинается понижение кривых, происходит переход от ускоряющего поля к тормозящему, и в этой точке напряжение батареи компенсирует контактную разность потенциалов и истинное напряжение



.



Для точек пересечения характеристик с осью абсцисс выполняется соотношение

зап Фэм



где Uзап - величина запирающего напряжения и Фэм- работа выхода эмиттера. Таким образом, на основании закона Эйнштейна задерживающий потенциал, при котором ток прекращается, линейно зависит от частоты , причем по углу наклона прямой можно определитьh (если е считать известным ). На рис.3 показаны прямые для Al и Cu,



**Рис 3**

причем для H получается 6, 61 эрг сек, т.е. превосходное подтверждение закона Эйнштейна.



**Рис 4. В**ольт-амперная характеристика для Cu



Этот опыт доказывает также, что энергия фотона в металле может переходить к одному из свободных электронов. В этом состоит особенность фотоэлектрического поглощения света в металлах. Положение начало вольт-амперной характеристики, т.е. точка ее пересечения с осью абсцисс ---, не зависит от работы выхода металла-эмиттера. Если обозначить напряжение батареи, при котором через Uзб, то



зап)ист=uзб+uкн=Фэм,



uкн=(Фа-Фэм),



то

uзб= Фа),



т.е. при заданной частоте и одном и том же металле коллектора-анода вольт-амперные характеристики для различных металлических эмиттеров начинаются из одной и той же точки на оси абсцисс.



Вольт-амперная характеристика на участке тормозящего поля представляет собой интегральную кривую распределения электронов по энергиям. В самом деле, абсциссы этой кривой в некотором масштабе равны энергии электрона, а анодный ток, отложенный по оси ординат:

Ia=e,



где dNW -число электронов с энергиями в интервале от W до W+dW.Анодный ток Ia, таким образом, пропорционален числу электронов, энергии которых превращают величинуW1=eUa. Кривая, выражающая связь между энергией W1 и числом частиц, имеющих энергию, превышающую W1, называется интегральной кривой распределения, Чтобы получить обычную кривую распределения, нужно продифференцировать графически интегральную кривую распределения. Это сделано на рис.5



**рис 5.**

для интегральной кривой, измеренной при Как видно, максимальные энергии фотоэлектронов для металла, даже при освещении ультрафиолетовым светом, только немного превышают 1эв, а наиболее вероятная энергия (максимум кривой), грубо говоря, вдвое меньше.



Фотографические свойства эмиттеров принято характеризовать несколькими величинами. Величина называется чувствительностью катода. В этой формуле j-падающий на фотокатод поток лучистой энергии определенной длины волны, а фототок, вызванный этим потоком. Умножая числитель и знаменатель на время t, получим в числителе количество электричества, унесенное фототоком за время t, а в знаменателе энергию, упавшую за то же время на фотокатод. Обычно чувствительность измеряют в кулонах на калорию (к.кал -1). Чувствительность фотокатода можно также выразить в виде отношения числа электронов nе испускаемых фотокатодом, к числу фотонов n р, упавших на его поверхность за то же время. Величину n en р называют квантовым выходом , т.е.



В этом случае размерность - электрон на квант (эл/кв). Если часть энергии излучения, упавший на фотокатод, отражается от него или проходит насквозь, то для оценки эффективности фотокатода физически более целесообразно его чувствительность относить не к падающей, а к поглощенной энергии (или в случае квантового выхода, не к числу падающих, а поглощенных квантов энергии ). Чувствительность фотокатода и квантовый выход зависят от длины волны падающего излучения. Зависимости и или же называются спектральными характеристиками фотокатода.



Практически для фотоэлементов больший интерес представляет полный фототок, возникающий при освещении сплошным спектром, даваемым раскаленным телом, например, спиралью лампы накаливания. Характеристика фотокатода в этом случае называется интегральной чувствительностью (размерность в микроамперах на люмьен (мкллм -1)).Интегральная чувствительность, очевидно, определяется спектральной характеристикой фотокатода и спектральным составом излучения. Обычно интегральная чувствительность фотокатода определяется при использовании стандартного источника облучения. Таким источником является вольфрамовая нить накала лампы при температуре ее, равной 2770К (яркостная температура при этом равна 2848К ).

Рассмотрим кратко основы экспериментальной техники фотоэлектрических измерений. Для определения зависимостей требуется получение монохроматических потоков излучение различных длин волн и измерение их интенсивности. Тип источника излучения зависит от исследуемой спектральной области. В видимой части спектра (1.5 эв3, 1эв) обычно пользуются лампами накаливания, дающий непрерывный спектр. В области ближнего ультрафиолета () ;



(3, 1эв 5, 63 ) широкое распространение имеет ртутная кварцевая лампа, излучающая линейчатый спектр, содержащий большое количество спектральных линий. В области вакуумного ультрафиолета (6, 2эв12, 3эв), как правило, используется искровой разряд.(это область спектра получило свое название в связи с тем, что излучение этих волн сильно поглощается в воздухе. Поэтому работать с этими излучениями этих длин волн можно лишь в аппаратуре, в которой давление воздуха меньше 10 -4-10 -5тор.). Монохроматизация излучение длин волн, больших 1200, может быть осуществлена с помощью призменных спектрографов. При этом в качестве оптических материалов в видимой части спектра используется обычно стекло, в области ближайшего ультрафиолета до кварц. Могут применятся и другие материалы, например, кристаллы NaCl.В интервале длин волн используются кристаллы LiF. Излучение с более короткими длинами волн поглощается любыми известными оптическими материалами. Поэтому проведение исследований в коротковолновой области вакуумного ультрафиолета требует использования спектрографов с отражающими диспергирующими системами, например, с вогнутой дифракционной решеткой. Измерение интенсивностей потоков излучения обычно осуществляется с помощью специально калиброванных термопар, термостолбиков и фотоумножителей. В ряде случаев абсолютные значения фототоков при использующихся интенсивностях излучения малы и их измерение требует применения высокочувствительных измерителей тока. В ряде случаев абсолютные значения фототоков при данных интенсивностях излучения малы и их измерение требует применения высокочувствительных измерителей тока. Рассмотрим результаты экспериментальных исследований спектральных характеристик фотокатодов из массивных металлов. Для щелочных, а также некоторых щелочноземельных металлов красная граница лежит в видимой части спектра ; для подавляющего же большинства металлов она находиться в ультрафиолетовой области. Более детальные исследования фотоэффекта с различных металлов показали, однако, что при T >0 резкой красной границы не существует. В действительности фототок в области , близких к , асимптотически приближается к нулю и определение из экспериментальной зависимости , строго говоря, выполнено быть не может. Лишь специальная математическая обработка экспериментальных данных позволяет найти. Отсутствие резкой красной границы при Т > 0 легко понять, если учесть распределение по энергиям электронов внутри твердого тела. Пренебрежение величиной, .сделанное выше, является точным лишь при Т=0.При Т > 0 величина может быть больше нуля. Это приведет, во-первых, к фотоэффекту электронов с уровней энергии E > , который может происходить и при, а во-вторых, к наличию в фотоэмиссии электронов с кинетическими энергиями, большими, чем.. Однако число электронов в металле с энергиями мало. Поэтому и вероятность фотоэлектрического поглощения при мала, и фототок также мал. При для всех металлов их квантовый выход возрастает при увеличении ; около красной границы рост фототока определяется зависимостью



***iф***



Качественно указанное возрастание Y с h легко объяснить из следующих простых соображений. При h >h интервал энергий электронов в металле, которые могут быть возбуждены светом до энергий , достаточных для вылета из фотокатода, тем шире, чем больше , если, однако, при этом E1, где E1 уровень дна зоны проводимости в металле. Поэтому при увеличении частоты света вероятность поглощения, сопровождающегося переходами электронов на уровни , при том же общем числе поглощенных фотонов увеличится, а следовательно и сила фототока, как правило, будет возрастать. Кроме того, поглощение с данной начальной энергией E фотона большей энергии обусловливает немалую вероятность выхода такого электрона из более глубоких слоев фотокатода. Интервал частот излучений, с которыми проводились исследования, прилегающий к , как правило, невелик и составляет примерно 0, 5. В большей спектральной области вблизи красной границы исследованы щелочные и отчасти щелочноземельные металлы (Ba), для которых .Для них, в отличие от остальных металлов, спектральные характеристики в этой области энергий фотонов имеют максимум. Примеры эксперемтально полученных спектральных характеристик вблизи красной границы для ряда металлов показаны на рис.(слева). Данные, полученные в разных экспериментах, а иногда даже и в одной и той же работе, не всегда хорошо согласуются между собой (рис. результаты для Be). Это объясняется тем, что квантовый выход металлический эмиттеров вблизи красной границы очень чувствителен к чистоте поверхности и изменяется в десятки и даже сотни раз в процессе очистки и обезгаживания эмиттера. Абсолютные значения квантового выхода для чистых металлов в рассматриваемом интервале имеют порядок 10 -510 -3 *элвл* и, очевидно, зависят от , для *эв* *элкв*.Спектральную характеристику с монотонным ростом Υ при увеличении принято называть нормальной характеристикой, а фотоэффект в этом случае **−** нормальным. Если же спектральная характеристика имеет максимум, фотоэффект обычно называют селективным.



Спектральные характеристики квантового выхода при *эв* для ряда металлов приведены на рис. (справа).Основные отличительные особенности квантового выхода в вакуумном ультрафиолете состоят в следующем. Для всех исследованных металлов численные значения **Υ** при *эв* порядка 10-2 - 10-1 эл/кв и, следовательно, в (10÷100) раз превышают величины Υ в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра. Области высоких значений Υ предшествует сильный рост Υ в интервале hν≈(9÷12) эв. Согласно начало этого роста Υ при hν≈(9÷10) эв совпадает с областью, в которой заметно уменьшается отражающая способность металлов и начинается значительный рост поглощения. После быстрого роста Υ, как правило, наблюдается довольно пологий максимум, после которого следует спад кривой Υ( hν); в особенности отчетливо этот максимум обнаруживается для фотоэффекта с пленок. Начало спада Υ совпадает примерно с областью, где поглощение начинает уменьшаться и существенно возрастает способность металлов пропускать излучение.



В области вакуумного ультрафеолета квантовый выход значительно менее чувствителен к состоянию поверхности, чем в области, прилегающей к красной границе. Прогрев металлов обычно уменьшает Y лишь примерно в 10 раз. пленки, напыленные в измерительном приборе, в большинстве случаев характеризуются в 1, 5÷2 раза более низкими значениями Y, чем пленки тех же металлов в атмосфере. Так же как и в длинноволновой области, имеется разброс (примерно в пределах одного порядка ) в значениях Y, измеренных разными авторами.

Целый ряд исследований посвящен выяснению влияния температуры катода на фототок. Первоначальные опыты с естественным светом давали неясные результаты и в общем устанавливали слабую зависимость iф от Т, если изменение температуры не вызвало изменения состояния поверхности, агрегатного состояния или фазовых превращений. Изучение фотоэффекта вызываемого монохроматическим светом, несомненно, установило температурный эффект. При этом фототок iф слабо меняется с Т для ν νо и резко возрастает с повышением температуры при ν~νo(и в особенности для ν<νo). Примером могут служить данные для Рd, приведенные на рис.6



**Рис 6.**

Поведение тока было таково, как будто νo уменьшалось с ростом температуры. Эффективная красная граница смещалась в область меньших ν с ростом Т, и вид спектральной характеристики в области ν≈νo существенно менялся ; кривая iф(ν) в этой области спектра делалась положе и определение νо становилась весьма не определенным.

Ценную информацию о механизме фотоэффекта могут дать результаты исследований по энергетическим распределениям фотоэлектронов. Эти исследования проводились либо методом отклонения в магнитном поле, либо методом задерживающего потенциала. Как показали еще одни из первых исследований в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра, энергетический спектр фотоэлектронов эмитированных металлами непрерывен и занимает область от нуля до некоторого максимального значения Емах, определяемого соотношением Эйнштейна. Было показано, что при hν, близких к hνo, энергетический спектр фотоэлектронов слабо зависит от природы металла. Он изображается плавной кривой с максимумом рис.C ростом hν постепенно увеличивается относительное число медленных электронов, но общий характер кривой сохраняется

(см. рис 7. Кривые 1, 2 и 3).



**Рис7.**

Начиная с некоторого значения hν, характер кривых распределения усложняется, значительно возрастает относительная доля медленных электронов и существенно уменьшается количество фотоэлектронов с энергиями и близкими к ним. Для К, например, такое изменение энергетического спектра по наблюдается при hν ~ - E1. Появление большого относительного количество медленных электронов в спектре фотоэлектронов при достаточно больших hν объясняется обычно несколькими возможными причинами:

1) Большими потерями энергии, связанными с возбуждением фотоэлектронами при их движении к поверхности плазменных колебаний

2) Потерями энергии при взаимодействии с электронами проводимости, превращающими быстрые внутренние первичные фотоэлектроны в медленные; некоторые из возбужденных электронов проводимости также принимать участие в фотоэмиссии в качестве медленных фотоэлектронов; таким образом, при этом механизме один поглощенный фотон достаточной энергии может способствовать возникновению двух медленных фотоэлектронов;

3) Одновременном возбуждением при поглощении одного кванта излучения двух электронов; в этом случае, как и в предыдущем, некоторые из фотонов достаточной энергии могут создавать два фотоэлектрона. Энергетический спектр фотоэлектронов по данным подтвержденным в последние годы в работе, также существенно меняется при переходе к очень тонким металлическим пленкам. Так, согласно при hν=3, 38 эв энергетический спектр электронов для пленки толщиной в 8 атомных слоев заметно отличается от такового для пленки толщиной 40 атомных слоев рис.8



**Рис 8**

Для тонких пленок количество медленных электронов уменьшается и возрастает число электронов с энергиями, близкими к максимальной, так как потери энергии, приводящие к превращению быстрых фотоэлектронов в медленные, на более коротком пути к поверхности в тонком фотокатоде уменьшаются.

Вопросы о виде спектральных характеристик фотокатодов, о распределении фотоэлектронов по энергиям и о температурной зависимости фототока лежат вне рамок первоначальной теории Эйнштейна. Рассмотрение их требует уточнения теории фотоэффекта. Решение задачи построения такой детальной теории принципиально должно было бы вестись по следующему плану : прежде всего следует выяснить при данной температуре Т распределение электронов в металле по различным состояниям; далее, выяснить вероятность поглощения электроном, находящимся в некотором состоянии, фотона частоты ν и определить состояние, в которое электрон при этом переходит. Затем требуется найти функцию распределения возбужденных электронов по состояниям. Далее следует определить для электронов, возбужденных в глубине металла, вероятности прохождения ими пути от места возбуждения до поверхности, а также потери энергии на этом пути. Затем надо найти выражение для потока электронов с данной энергией, падающих на потенциальный порог на границе металла, и определить вероятность прохождения ими через этот порог. Наконец, помножив число электронов с заданной энергией, падающих изнутри на 1см2 поверхности фотокатода за 1 сек, на вероятность выхода, можно найти для данной частоты фотоэлектронов с заданной энергией вне металла (кривую распределения фотоэлектронов по энергиям). В заключение, интегрируя по всем энергиям, можно найти полный фототок как функцию Т и ν (спектральные характеристики для различных Т).

\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_

*Работа выхода*

Понятие работы выхода как меры энергии связи электронов с твердым телом возникло уже на ранних стадия развития электронной теории металлов. Для объяснения существования электронного газа внутри металла необходимо было допустить наличие у границ металла некоего поля сил f(x), направленных внутрь металла и препятствующих вылету свободных электронов во внешнее пространство. При удаления электрона из металла совершается работа против этих сил работа выхода :

(1)



Таким образом, в классической теории металлов работа выхода равнялось скачку потенциальной энергии электрона на границе металла.

В зоммерфельдовской модели металла понятие работы выхода несколько усложнилось. Интеграл выражения (1) определял так называемую внешнюю работу выхода Wa, равную полной глубине потенциального ящика металла. Однако даже при температуре электронного газа Т=0, в отличие от классической теории, считалось что не все электроны обладали кинетической энергией, равной нулю, но распределялись по энергиям от нуля до некоторой максимальной Wi равной границе распределения Ферми. Поэтому наименьшая энергия, которую необходимо сообщить одному из электронов в проводимости при Т=0 для удаления его из металла, оказалось равной

χ=Wa−Wi (2)



Если энергию покоящегося электронов вне металла положить равной нулю, то



поэтому (3)



т.е. работа выхода равна взятой с обратным знаком полной энергии верхнего электронного уровня E max в металле, занятого электроном при температуре электронного газа Т=0; в свою очередь уровень E max равен уровню электрохимического потенциала Eo электронного газа. Однако и это определение работы выхода не вполне удовлетворительно. Реальный металл не представляет собой потенциального ящика с гладким дном, т.е.U≠const= -Wa, но внутри металла потенциал поля, в котором находится каждый электрон, есть периодическая функция координат, определяемая структурой решетки, а также состоянием всех остальных электронов. Можно дать следующее определение энергии связи электрона в твердом теле, в частности, в металле, не зависящее от конкретной модели этого тела. Сам факт стационарного существования электронов внутри него свидетельствует, что система из N p ионов и N e=N p электронов внутри металла, находящихся в равновесии при температуре Т=0, обладает меньшей энергией, чем те же N p ионов с Ne’= N e - n электронами при той же температуре также в состоянии равновесия. Обозначая энергию первой системы через E(Np, Ne), а второй - через E (Np, Ne), можно записать изменение энергии при удалении одного электрона, т.е. работу выхода при Т=0, в следующем виде :

. (4)



Это определение работы выхода аналогично определению работы ионизации нейтрального не возбужденного атома. При T>0 определение (4) делается неоднозначным.

*Распределение электронов по энергиям в твердом*

*теле (металлы).*

При построении электронной теории твердого тела требуется определить, какое число dN электронов в теле находится в квантовых состояниях, соответствующих некоторому интервалу энергий dE, иначе говоря, надо найти закон распределения электронов по энергиям. Функция f(e) характеризующая это распределение, определяется, во-первых, вероятностью ω(E) заполнения квантового состояния с энергией Е электроном:



f(E) (1)



Функция зависит от свойств частиц, образующих систему. системы тождественных частиц согласно квантовой механики подчиняются принципу неразличимости; для частиц со спином, равным (фермионы ), в частности для электронов, из этого принципа вытекает принцип Паули. При температуре Т=0 равновесным распределением любых частиц распределение, соответствующее минимуму полной энергии. Для фермионов это условие будет выполнено, если ими будут заняты квантовые состояния, соответствующие самым низким энергетическим уровням; число этих состояний Z, очевидно, равно N. При T >0 равновесное состояние соответствует минимуму свободной энергии. Для системы ферминов это условие удовлетворяется, если вероятность ω(E) равна



, (2)



где E0 − так называемый электрохимический потенциал системы (часто его называют также уровнем электрохимического потенциала или уровнем Ферми). Величина E0 для системы электронов в некотором теле, взятая с обратном знаком, называется также работой выхода этого тела и обозначается через χ или eϕ, т. е. −E0=χ=eϕ. Формулу (2) принято называть формулу Ферми. Из (1), учитывая (2), получим

(3)



Распределение электронов по энергиям, даваемое формулой, называется распределением Ферми. Для того чтобы написать формулу этого распределения в явном виде, требуется знать электрохимический потенциал системы E0 и закон распределения плотности состояний электронов Электрохимического потенциала E0 вычисляется из условия нормировки:



где N− полное число электронов системы.

\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_

*Селективный фотоэффект*

Для большинства чистых металлических фотокатодов сила фототока почти не зависит от характера поляризации света; лишь распределения фотоэлектронов по направлениям вылета несколько отличны при фотоэффекте, вызываемом светом, поляризованным параллельно и перпендикулярно к плоскости падения. Спектральная характеристика в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра плавно поднимается с ростом частоты падающего света. В 1894 Эльстер и Гейтель, исследуя фотоэффект с поверхности сплава калия и натрия, жидкого при комнатной температуре, обнаружили две новые особенности в этом явлении. *Во-первых*, спектральная характеристика после подъема с уменьшением длины световой волны достигла максимума и затем падала. Наличие наибольшей чувствительности фотокатода при некоторой длине волны получило название спектральной селективности. *Во-вторых*, фототок оказался существенно зависящим от поляризации падающего света. Введем следующие обозначения. Разложим электрический вектор световой волны, падающего на поверхность фотокатода под некоторым углом к ней, на две компоненты: во-первых, на электрический вектор, который колеблется в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения; будем обозначать такой свет через ; *во-вторых*, на электрический вектор, который колеблется в плоскости падения и, следовательно, имеет составляющую, перпендикулярную к поверхности фотокатода; будем обозначать такой свет через .



Было показано, что при наклоном падение световой волны фототок, вызываемый светом , значительно меньше фототока, вызванного светом той же интенсивности, что и свет .Эта зависимость фотоэффекта называется поляризационной селективностью или векториальным эффектом.



На рис.9 (а, б) показаны

**Рис 9 (а)**



Зависимость фотоэффекта от длины волны электрического вектора

колеблющегося в плоскости падения

**Рис 9 (б)**



Зависимость фотоэффекта от длины электрического вектора

колеблющегося в плоскости параллельной плоскости падения

спектральные характеристики фотоэффекта для и с жидкого сплава натрия и калия. Можно видеть, что спектральная селективность обусловлена светом. Векториальный эффект существенно зависит от угла падения света. На рис. показана зависимость фототока от угла падения для света си.Следует заметить, что исследование векториального эффекта требует достаточно гладкой поверхности фотокатода, так как при наличии шероховатости поляризованный свет будет иметь различную поляризацию по отношению к плоскости падения на различно ориентированных элементах поверхности шероховатого фотокатода. Наилучшими объектами для подобных исследований являются поверхности жидких фотокатодов. Первоначальное объяснение селективного фотоэффекта связывалось с особой ориентацией атомов в фоточувствительном слое, с ионизационными потенциалами атомов этого слоя, со специальными условиями прохождения электронов сквозь потенциальный барьер на границе и др.



Существенными для понимания селективного фотоэффекта оказались работы Айвса и его сотрудников. В них было учтено то очевидное теперь положение, что *фототок должен быть пропорционален не количеству световой энергии, падающей на фотокатод, и не количеству ее, поглощенному во всей толще этого катода, а количеству, поглощенному в том слое его, из которого выходят фотоэлектроны*. Количество поглощенной в этом слое энергии пропорционально поглощательной способности слоя для света частоты , используемой в опыте, и плотности световой энергии в этом слое(а не потоку, падающему на поверхность). Естественно поэтому, что лишь световое поле в этом тонком поверхностном слое и определяет силу фототока.



\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_

*Квантомеханическая теория фотоэффекта*

Основы квантомеханической теории фотоэлектронной эмиссии металлов были созданы И. Е. Таммом и С. П. Шубиным и впоследствии уточнены и дополнены Митчелом и другими исследователями. Об исходных положениях теории Тамма-Шубина-Митчела и ее результатах мы здесь скажем только очень немного.

При построении теории прежде всего надо было выяснить, каким образом свободные электроны металла могут поглощать фотоны. Дело в том, что совершенно не связанный электрон не может целиком поглотить фотон, так как при этом нельзя одновременно удовлетворить законам сохранения энергии и сохранения импульса.

Например, для наиболее простого случая поглощения фотона покоящимся электроном эти два закона можно записать так



где v скорость электрона после акта поглощения. Но эти два уравнения несовместимы при любых v<c, откуда и следует, что фотоэлектрическое поглощение (так можно назвать случай, когда фотон поглощается целиком) фотона электроном, несвязанным ни с каким третьим телом, невозможно. Это можно показать и в общем случае.

Но фотоэлектрическое поглощение возможно для электронов связанных в атоме или кристалле. В частности, связью для свободных электронов металла служит их взаимодействие с периодическим полем внутри кристалла и с полем в поверхностном слое, т.е. с поверхностным потенциальным барьером. Соответственно этим двум видам связи фотоэлектронная эмиссия разделяется на поверхностную, возникающую в граничном слое толщиной порядка 10 -7см, и объемную, возникающую внутри решетки кристалла. Расчет показал, что фотоэлектронной эмиссии металла главную роль играет поверхностная компонента, несмотря на то, что с поверхностном слое поглощается только очень небольшая доля энергии падающего света. Что же касается объемной компоненты эмиссии, то она делается заметной только при частотах, много больших граничной. Экспериментальное подтверждение этого результата теории можно видеть в опытах по определению глубины зарождения фотоэлектронов. Если измерять фототок с пленок металла различной толщины (толщина пленки увеличивается путем осаждения на нее новых слоев металла ), то оказывается, что, начиная с толщины в 10-15 атомных слоев, как фототок, так и распределение скоростей фотоэлектронов перестают зависеть от толщины пленки, оставаясь такими же, как для массивного металла. В то же время свет проникает в металл гораздо глубже, так как пленки толщиной даже в 100 атомных слоев еще проницаемы для света. Это доказывает, что подавляющее большинство фотоэлектронов заражается в поверхностном слое металла. Теория Тамма - Шубина - Митчелла позволяет вычислить фотоэлектронный ток, найти его зависимость от поляризации и определить вид спектральной характеристики, а также распределение скоростей фотоэлектронов. Качественное совпадение с экспериментом во всех отношениях получается хорошее, и в некоторых случаях можно говорить даже о количественном соответствии теории и эксперимента.Следует отметить, что оптические свойства металлов недостаточно изучены и это препятствует получению хороших количественных результатов.

*Применение*

В настоящее время на основе внешнего и внутреннего фотоэффекта строится бесчисленное множество приемников излучения, преобразующих световой сигнал в электрический и объединенных общим названием -*фотоэлементы.* Они находят весьма широкое применение в технике и научных исследованиях. Самые разные объективные и оптические измерения немыслимы в наше время без применения того или иного типа фотоэлементов. Современная фотометрия, спектрометрия и спектрофотометрия в широчайшей области спектра, спектральный анализ вещества, объективное измерение весьма слабых световых потоков, наблюдаемых, например, при изучении спектров комбинационного рассеяния света, в астрофизике, биологии, и т.д. трудно представить себе без применения фотоэлементов; регистрация инфракрасных спектров часто осуществляется специальными фотоэлементами для длиноволновой области спектра. Необычайно широко используется фотоэлементы в технике: контроль и управления производственными процессами, разнообразные системы связи от передачи изображения и телевидения до оптической на лазерах и космической техники представляют собой далеко не полный перечень областей применения фотоэлементов при решении разнообразнейших вопросов в современной промышленности и связи. Огромное разнообразие задач, решаемых с помощью фотоэлементов, вызывало к жизни чрезвычайно большое разнообразие типов фотоэлементов с различными техническими характеристиками. Выбор оптимального типа фотоэлементов для решения каждой конкретной задачи основывается на знании этих характеристик. Очень важным достоинством вакуумных фотоэлементов является их высокая постоянство и линейность связи светового потока с фототоком. Поэтому они длительное время преимущественно использовались в объективной фотометрии, спектрометрии, и спектрофотометрии и спектральным анализе в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Главным недостатком вакуумных фотоэлементов при световых измерениях следует считать малость электрических сигналов, вырабатываемых этими приемниками света. Последний недостаток полностью устраняется в фотоэлектронных умножителях (ФЭУ), представляющих как бы развитие фотоэлементов. ФЭУ были впервые построены в 1934 г.

Фотоэлектроны, эмитируемые с фотокатода ФК под действием электрического поля, ускоряются и попадают на первый промежуточный электрод Э1. Падая на него, фотоэлектроны вызывают эмиссию вторичных электронов, причем в определенных условиях эта вторичная эмиссия может в несколько раз превышать первоначальный поток фотоэлектронов. Конфигурация электродов такова, что большинство фотоэлектронов попадает на электрод Э1, а большинство вторичных электронов попадает на следующий электрод Э2, где процесс умножения повторяется, и т.д. Вторичные электроны с последнего из электродов, а их бывает до 10-15, собираются на анод. Общий коэффициент усиления таких систем достигает 107 108, а интегральная чувствительность ФЭУ достигает тысяч ампер на люмен. Это, конечно, не означает возможности получения больших токов, а свидетельствует лишь о возможности измерения малых световых потоков. Очевидно, те же технические характеристики, что и у вакуумных фотоэлементов, а также коэффициент усиления и его зависимость от питающего напряжения полностью характеризуют ФЭУ.

В настоящее время последние повсеместно вытесняют вакуумные фотоэлементы. К недостаткам ФЭУ следует отнести необходимость применения источника высоковольтного и стабилизированного питания, несколько худшую стабильность чувствительности и большие шумы. Однако путем применения охлаждения фотокатодов и измерения не выходного тока, а числа импульсов, из которых каждый соответствует одному фотоэлектрону, эти недостатки могут быть в значительной степени подавлены. Большим преимуществом всех приемников света, использующих внешний фотоэффект, является то обстоятельство, что их фототок не изменяется при изменении нагрузки. Это означает, что при малых значениях фототока можно применить практически сколь угодно большое сопротивление нагрузки и тем самым достичь значения падения напряжения на нем, достаточно удобного для регистрации и усиления. С другой стороны, заменяя сопротивление на емкость, можно было измеряя напряжение на этой емкости, получать величину, пропорциональную усредненной величине светового потока за заданный интервал времени. Последние чрезвычайно важно в тех случаях, когда необходимо измерить световой поток от нестабильного источника света – ситуация, типичная для спектро-ананалитических измерений.

\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_

Основные закономерности фотоэффекта

Фотоэлектронная эмиссия подчиняется следующим закономерностям.

1) Фотоэлектронный ток пропорционален интенсивности светового потока (**закон Столетова**).

2) Кинетическая энергия фотоэлектронов не зависит от интенсивности светового потока, при этом максимальное значение энергии фотоэлектронов определяется **законом Эйнштейна**

,

где - работа выхода вещества.

Из закона Эйнштейна следует наличие **длинноволновой (красной) границы** фотоэлектронной эмиссии, которая определяется условием

Здесь - минимальная энергия кванта, при которой происходит вырывание фотоэлектронов из материала; соответствующая этой энергии максимальная длина волны

Строго говоря, это соотношение справедливо только при температуре абсолютного нуля. При более высоких температурах энергетическая граница фотоэффекта становится нерезкой из-за размытия уровня Ферми.

Температурная зависимость фотоэлектронного тока вблизи описывается **законом Фаулера**. Однако в большинстве прикладных задач этот фактор можно не учитывать.

3) При интенсивных световых потоках (создаваемых, например, с помощью лазеров) линейная зависимость фотоэлектронного тока от интенсивности светового потока может нарушаться, т.е. нарушается закон Столетова. Возможно также нарушение закона Эйнштейна из-за возникновения **многофотонной фотоэлектронной эмиссии**, обусловленной поглощением одним электроном нескольких фотонов. При освещении материалов солнечным излучением такие процессы имеют малую вероятность.

Основной характеристикой внешнего фотоэффекта является **спектральная зависимость квантового выхода** - зависимость числа эмиттируемых фотоэлектронов, приходящихся на один фотон, от энергии фотонов (или от длины волны). На рис. 6.7 в качестве примера показана такая спектральная зависимость квантового выхода для окиси индия. Спектральные зависимости квантового выхода и потоки фотоэлектронов с поверхности для разных материалов достаточно близки. Для большинства материалов плотность тока фотоэлектронной эмиссии при освещении их Солнцем за пределами земной атмосферы составляет ~(1-5).10-5 А/м2.

***Литература***

1. ***Э.В.ШПОЛЬСКИЙ.***

***Атомная физика 1984 г.***

1. ***А.Н.ДОБРЕЦОВ, М.В.ГОМОЮНОВА***

***Эмиссионная электроника 1966 г.***

1. ***И.В.ГАПОНОВ.***

***Электроника 1960 г.***

1. ***Г.С.ЛАНДСБЕРГ.***

***Оптика 1976 г.***

1. ***Ю.С. ПРОТАСОВ, С.Н. ЧУВАШЕВ***

***Физическая электроника*****2001 г.**