

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

Вакуумная и плазменная электроника

Методические указания к лабораторным работам
для студентов направления

11.03.04 «Электроника и наноэлектроника»

Профиль «Квантовая и оптическая электроника»

28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника»

Профиль: Нанотехнологии в электронике и микросистемной технике

Автор и составитель: Аксенов А.И.

Вакуумная и плазменная электроника = Вакуумная и плазменная электроника: методические указания к лабораторным работам для студентов направления подготовки: 11.03.04 - «Электроника и наноэлектроника» (Профиль: Квантовая и оптическая электроника); 28.03.01 – «Нанотехнологии и микросистемная техника» (Профиль: Нанотехнологии в электронике и микросистемной технике).

Томск 2018. – 86с.

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

Утверждаю

Заведующий кафедрой ЭП

д-р ф.-м. наук, профессор

_____ С.М. Шандаров

«__» _____ 2018г.

Вакуумная и плазменная электроника

Методические указания к лабораторным работам

для студентов направления

11.03.04 «Электроника и наноэлектроника»

Профиль «Квантовая и оптическая электроника»

28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника»

Профиль: Нанотехнологии в электронике и микросистемной технике

Разработал

К.т.н., доцент кафедры ЭП

_____ А.И. Аксенов

«__» _____ 2018 г.

2018

Содержание

Измерение контактной разности потенциалов.....	5
1. Цель работы	5
2. Теоретическая часть.....	5
3. Экспериментальная часть.....	18
4. Рекомендуемая литература.....	22
Исследование термоэлектронной эмиссии	23
1. Введение.....	23
2. Теоретическая часть.....	24
3. Экспериментальная часть.....	38
4. Рекомендуемая литература.....	42
Определение работы выхода из оксидного катода	44
1. Введение.....	60
2. Теоретическая часть.....	60
3. Экспериментальная часть.....	53
4. Рекомендуемая литература.....	59
Исследование вторичной электронной эмиссии	60
1. Введение.....	60
2. Теоретическая часть.....	60
3. Экспериментальная часть.....	66
4. Рекомендуемая литература.....	70
Проверка закона подобия разрядов (закон Пашена)	71
1. Введение.....	71
2. Теоретическая часть.....	71
3. Экспериментальная часть.....	81
4. Рекомендуемая литература.....	83
Приложение	85

Измерение контактной разности потенциалов

1. Цель работы

Целью настоящей работы является освоение методики измерения внешней контактной разности потенциалов между двумя проводящими материалами путем регистрации тока термоэмиссии. Контактная разность потенциалов между электродами существенно влияет на работу электронных приборов, особенно на временную стабильность параметров приборов. Выполнение данной работы позволит закрепить теоретические сведения о контактной разности потенциалов и экспериментально доказать характер влияния внешней контактной разности потенциалов на характеристики и параметры различных электронных приборов.

2. Теоретическая часть

2.1. Работа выхода

Энергетическое состояние свободных электронов металла или энергетический спектр электронов принято изображать энергетической диаграммой (рис.2.1). Основными уровнями этой диаграммы являются:

E_c - дно зоны проводимости - минимальная кинетическая энергия электронов проводимости металла;

E_F - уровень Ферми - энергетический уровень, вероятность заполнения которого равна 0,5, или максимальная кинетическая энергия электронов проводимости при абсолютном нуле температуры;

E_v - уровень вакуума - такая кинетическая энергия электрона, при которой он может преодолеть все силы, связывающие его с данным образцом металла, т.е. при такой кинетической энергии он сможет эмитировать из металла в вакуум.

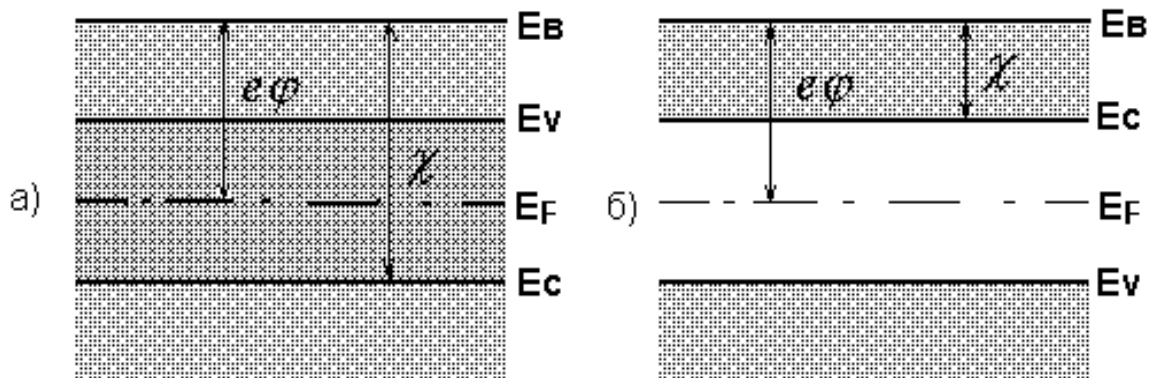


Рис.2.1. Энергетическая диаграмма: а) металл, б) полупроводник

При конечной температуре $T > 0$ с определенной вероятностью $F(E) < 1$ заполнены разрешенные уровни E как ниже, так и выше E_F . Удаление электрона из образца металла, например, путем туннелирования с уровня ниже E_F – к его нагреванию. Удаление электрона с уровня E_F не нарушает термодинамического равновесия образца. Поэтому разность энергий E_B и E_F носит название *термодинамической работы выхода*:

$$E_B - E_F = e\phi \quad (2.1)$$

Все сказанное распространяется и на полупроводники.

Работа выхода вещества определяется экспериментально, является его важнейшим параметром. Результаты экспериментальных исследований дают для одних и тех же веществ различные значения работы выхода, что обусловлено рядом причин. В частности, обнаружено, что различные грани монокристалла имеют несколько различную работу выхода. Кроме того, на работу выхода оказывает существенное влияние наличие на поверхности образца атомов посторонних веществ, которые за счет ионизации или поляризации электрическим полем кристаллической решетки образца создают у ее границы двойной слой электрических зарядов, искажающих форму поверхностного потенциального барьера. Например, адсорбция атомов элементов групп I и II периодической системы, отдающих валентные электроны кристаллу и заряжающихся положительно, приводит к уменьшению работы выхода, тогда как кислород и галоиды вызывают обратный эффект. В

наибольшей степени влияние поверхностных атомов проявляется в случаях, когда они покрывают кристалл моноатомной пленкой. Наконец, работа выхода зависит от температуры образца, так как от температуры зависит положение уровня Ферми : слабо у металлов и сильно - у примесных полупроводников.

2.2. Контакт разнородных металлов

Проведем мысленный эксперимент : возьмем два разнородных металла с работами выхода E_{F1} и E_{F2} и приведем их в соприкосновение (рис. 2.2).

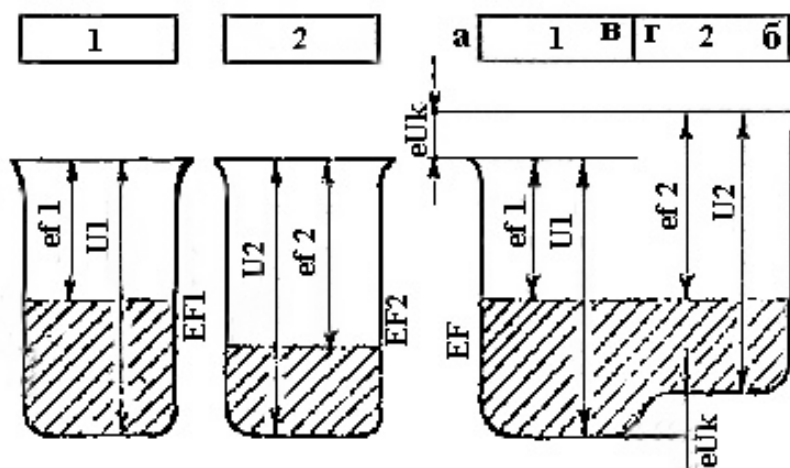


Рис.2.2. Энергетическая диаграмма контакта разнородных металлов.

Между ними начнется интенсивный обмен электронами, поскольку $E_{F1} > E_{F2}$, электроны будут преимущественно протекать (туннелировать под потенциальный барьером) из металла 1 на свободные и ниже расположенные уровни металла 2, который вследствие этого зарядится отрицательно (см. рис. 2.2). Потенциальная энергия электронов тела, заряжающегося отрицательно, возрастает. На энергетической диаграмме это отобразится поднятием всех его энергетических уровней (см. рис.2.2). Для тела, заряжающегося положительно, уменьшение потенциальной энергии электронов отобразится опусканием всех уровней его энергетической диаграммы. При электронном обмене приведенных в контакт образцов это взаимное смещение энергетических уровней будет продолжаться до тех пор, пока не установятся на одной высоте уровни Ферми E_{F1} и E_{F2} с образованием единого для данной

системы уровня Ферми E_F (здесь просматривается полная аналогия с установлением единого уровня жидкости в системе сообщающихся сосудов).

В результате того, что рассматриваемые образцы приобрели различный заряд, между точками вакуума расположенных в непосредственной близости от поверхностей образцов (но вне линии контакта) устанавливается разность потенциалов УК, называемая *внешней контактной разностью потенциалов* (КРП), (см. рис.2.2):

$$U_K = \frac{(\varphi_2 - \varphi_1)}{e} = \varphi_2 - \varphi_1 \quad (2.2)$$

Для возникновения внешней КРП не обязательно приводить образцы в непосредственный контакт. Достаточно создать условия обмена электронами, например, путем термоэлектронной эмиссии. В цепи, состоящей из нескольких последовательно соединенных полупроводников, величина КРП между крайними проводниками не зависит от работы выхода промежуточных проводников.

После соприкосновения образцов и установления единого уровня Ферми обмен электронами определяется разностью кинетических энергий электронов, находящихся на уровне Ферми, т.е. $(E_{F1} - E_{C1}) - (E_{F2} - E_{C2})$. Более быстрые электроны переходят из образца 1 в образец 2, т.к. $(E_{F1} - E_{C1}) > (E_{F2} - E_{C2})$, создавая вдоль линии контакта внутреннюю КРП:

$$U_i = \frac{1}{e} (E_{F1} - E_{F2}), \quad (2.3)$$

если вести отсчет от дна зоны проводимости. Заметим, что энергии E_{F1} и E_{F2} в металлах определяются концентрациями электронов проводимости, следовательно, внутренняя КРП создается в конечном счете за счет диффузии электронов из металла с большей концентрацией электронного газа, в металл с меньшей концентрацией. Равновесие устанавливается тогда, когда диффузионный ток становится равным встречному дрейфовому току, создаваемому полем внутренней КРП. Вследствие высокой концентрации

электронов проводимости в металлах, область локализации внутренней КРП мала - порядка постоянной кристаллической решетки. Потенциальный барьер такой малой ширины электроны свободно преодолевают путем туннелирования, поэтому зона контакта металла не обладает ни значительным сопротивлением, ни вентиляемыми свойствами.

Важным свойством внутренней КРП металлов является ее зависимость от температуры. Это является следствием того, что уровень Ферми в металле хотя и слабо, но зависит от температуры:

$$E_F(T) = E_F(0) \cdot \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_F(0)} \right)^2 \right], \quad (2.4)$$

где $E_F(T)$ - уровень Ферми при температуре T ; $E_F(0)$ - уровень Ферми при абсолютном нуле температуры; k - постоянная Больцмана.

Поэтому для внутренней КРП имеем:

$$U_i = \frac{1}{e} \left[\left(E_{F1}(0) - E_{F2}(0) \right) + \frac{\pi^2}{12} (kT)^2 \cdot \left(\frac{1}{E_{F2}(0)} - \frac{1}{E_{F1}(0)} \right) \right] \quad (2.5)$$

Зависимость $U_i(T)$ является одной из причин появления термоэлектрических эффектов и лежит в основе принципа действия термопары.

Оценку величины уровня Ферми металлов при абсолютном нуле производят по формуле :

$$E_F(0) = \frac{\pi^2 \cdot \hbar^2}{2m_e} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3} = \frac{h^2}{8m_e} \cdot \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3}, \quad (2.6)$$

где h - постоянная Планка - $6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с

$\hbar - h/2\pi = 1,054 \cdot 10^{-34}$ Дж·с

m_e - масса покоя электрона - $9,109 \cdot 10^{-31}$ кг

n - концентрация электронов проводимости металла.

2.3. Контакт металл-полупроводник

Характерными особенностями энергетического спектра невырожденного полупроводника являются :

- 1) расположение уровня Ферми в запрещенной зоне ;
- 2) зависимость положения уровня Ферми от концентрации и типа примесных центров и температуры.

Рассмотрим контакт металла с полупроводником n - типа. На рис.2.3 показаны энергетические диаграммы металла и электронного полупроводника до введения их в контакт. Основными уровнями энергетической диаграммы полупроводника являются:

E_v - потолок валентной зоны;

$E_{сп}$ – дно зоны проводимости;

E_d – примесный уровень, в данном случае уровень доноров;

$E_{FN}(0)$ – положение уровня Ферми при нулевой температуре $T=0$ К;

Для полупроводника n-типа уровень Ферми $E_{FN}(0)$ расположен посередине между уровнями E_d и $E_{сп}$.

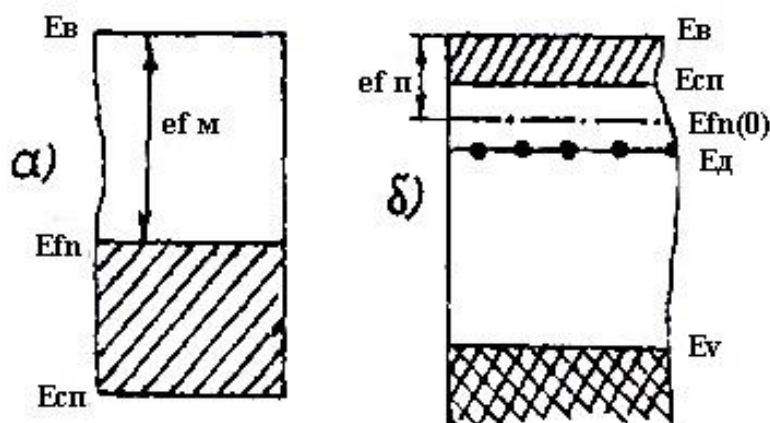


Рис.2.3. Энергетические диаграммы металла и полупроводника n-типа:

- а) диаграмма металла; б) диаграмма полупроводника n-типа

Наиболее часто встречается случай, когда термодинамическая работа выхода металла $e\varphi_m$ больше таковой для полупроводника $e\varphi_n$ (см.рис. 2.3)

После приведения указанных образцов в контакт происходит, как уже отмечалось, перемещение определенной части электронов проводимости из образца с меньшей работой выхода в образец с большей работой выхода $e\varphi$. В результате в системе контактирующих образцов устанавливается единый уровень Ферми и образуется внешняя КРП :

$$U_K = \frac{1}{e}(e\varphi_M - e\varphi_P) = \varphi_M - \varphi_P \quad (2.7)$$

Из-за высокой концентрации электронов проводимости контактный потенциал практически не проникает в толщу металла. Глубина d тем больше, чем больше КРП и чем меньше степень легирования полупроводника (т.е. меньше концентрация электронов последнего):

$$d = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_K}{eN_\delta} \right)^{1/2}, \quad (2.8)$$

где ε - относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;

ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума;

e - заряд электрона; N_δ - концентрация донорных центров.

Обедненный подвижными носителями слой полупроводника толщиной d обладает большим сопротивлением и носит название запирающего слоя. Решение уравнения Пуассона приводит к выводу, что КРП в пределах запирающего слоя распределена по параболическому закону, т.е. все энергетические уровни полупроводника, кроме уровня Ферми, изогнуты по параболе на расстоянии d . Учитывая, что полупроводник n-типа в контакте с металлом при условии $e\varphi_M > e\varphi_P$ заряжается положительно, согласно правилу смещения уровней, данному в подразделе 2.2, считают, что уровни изогнуты вниз. Энергетическая диаграмма контакта металл-полупроводник n - типа приведена на рис.2.4.

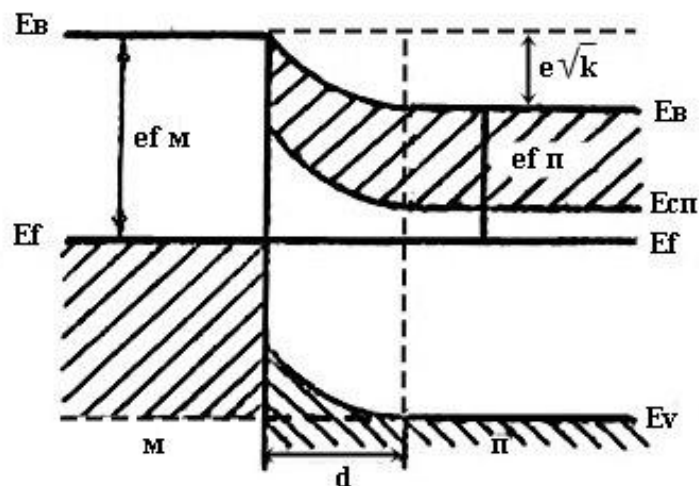


Рис.2.4. Энергетическая диаграмма контакта металл-полупроводник n-типа.

Замечательным свойством запирающего слоя является резкая зависимость его сопротивления от направления приложенной внешней разности потенциалов. Она приводит практически к односторонней (униполярной) проводимости контакта. Контакт легко проводит ток в "прямом" направлении, когда к полупроводнику приложен минус внешнего источника напряжения, и практически не проводит в "обратном" направлении, т.е. в противоположном случае. Такой контакт называют выпрямляющим.

Аналитическое выражение вольт-амперной характеристики (ВАХ) рассматриваемого контакта имеет вид :

$$I = I_{SK} \left(\exp \pm \frac{eU}{kT} - 1 \right), \quad (2.9)$$

знак плюс относится к прямому смещению, минус – к обратному. Ток насыщения I_{SK} обусловлен переносом электронов из металла в полупроводник. По теории Давыдова – Шоттки:

$$I_{SK} = S\sigma \left[\frac{2N_d (eU_K \pm eU)}{\varepsilon \varepsilon_0} \right]^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{eU}{kT}\right), \quad (2.10)$$

где S – площадь контакта;

σ - удельная проводимость полупроводника за пределами запирающего слоя.

Графическое изображение ВАХ контакта металл – полупроводник n-типа показано на рис. 2.5.

Потенциальный барьер контакта металл-полупроводник называется барьером Шоттки. На его основе разработаны диоды Шоттки, отличающиеся монополярной проводимостью, т.е. тем, что ток в них переносится только одним видом носителей. Переключение такого диода с прямого направления на обратное не связано с процессом рекомбинации носителей, поэтому время переключения весьма мало. В современных диодах Шоттки оно доведено до 10^{-11} с. Это позволяет с успехом применять их в импульсной и вычислительной технике, в технике СВЧ.

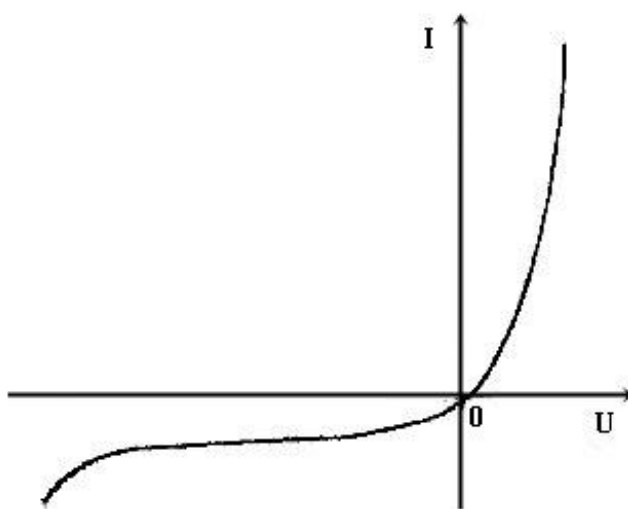


Рис.2.5. Вольтамперная характеристика контакта металл-полупроводник n-типа.

Не меньшее значение в электронной технике имеет контакт невыпрямляющий, т.е. контакт, одинаково проводящий ток в обоих направлениях. Такой контакт принято называть омическим. Контакт металла с полупроводником n-типа будет омическим, если полупроводник в приконтактной области будет сильно вырожденным, т.е. его уровень Ферми займет положение в зоне проводимости. Тогда к этому контакту применимо все сказанное в подразделе 2.2 о контакте разнородных металлов.

2.4. Методика измерения контактной разности потенциалов

Как отмечено в подразделе 2.2, в цепи, состоящей из нескольких последовательно соединенных проводников, КРП между крайними проводниками не зависит от параметров промежуточных проводников.

Попытка измерить КРП путем присоединения к крайним проводникам вольтметра была бы грубой ошибкой. Показания прибора при этом будут нулевыми, поскольку само присоединение создает два дополнительных контакта со своими КРП таких величин, при которых напряжение на клеммах вольтметра будет отсутствовать. В замкнутой электрической цепи суммарная КРП равна нулю.

В настоящей работе используется метод измерения КРП путем регистрации тока термоэмиссии. При этом катодом должен быть образец с меньшей работой выхода, а анодом - образец с большей работой выхода. Разумеется, оба образца должны находиться в вакууме, а температура катода должна регулироваться в широких пределах,

В качестве контактирующих образцов в данной работе используются катод и анод вакуумного диода. Образцы приводятся в контакт с помощью внешней цепи, включающей в себя источник анодного напряжения. Если в диоде применен прямонакальный катод, то образуется контакт эмитирующего материала катода и материала анода. В случае диода с оксидным катодом - контакт материала анода с полупроводником n -типа.

Оксидный катод представляет собой композицию окислов бария, стронция и калия, легированную донорной примесью атомов бария. Таким образом он является примесным широкозонным электронным полупроводником. Оксидный слой наносится на поверхность металлического зерна. Наибольшая концентрация донорных центров создается в зоне контакта оксида с зерном, так, что в этой зоне оксидный слой является вырожденным полупроводником n -типа. По этой причине контакт оксидного слоя с зерном является омическим. Отмечается лишь повышенное сопротивление контакта и наличие термо - э.д.с. между оксидным слоем и зерном, которая, однако, мала по сравнению с

падением напряжения в оксидном слое, образующегося за счет протекания по нему эмиссионного тока. Из всех контактных явлений в диоде с оксидным катодом наибольшее значение имеет внешняя КРП между оксидным слоем и материалом анода.

Благодаря большой ширине запрещенной зоны ($\Delta E \approx 3,8-4,8$ эВ) положение уровня Ферми оксидного слоя весьма слабо зависит от температуры, поэтому может не наблюдаться температурной зависимости КРП. Однако КРП в вакуумном диоде с оксидным катодом резко зависит от состояния поверхности анода. В частности, испарение бария с катода и его адсорбция анодом приводит к значительному изменению работы выхода анода и, следовательно, к изменению КРП. Необходимо отметить, что по этой причине происходит изменение КРП между катодом и управляющей сетной электронных ламп. Это приводит к сдвигу анодно-сеточных характеристики и является крайне отрицательным фактором. Для устранения этого явления в лампах применяют золотое покрытие управляющей сетки. Адсорбированный барий интенсивно диффундирует в толщу золота, в результате чего поверхность сетки остается свободной от бария и работа выхода сетки, а вместе с ней и КРП, стабилизируются.

Напряжение между электродами в электронных лампах складывается из напряжения, измеряемого непосредственно вольтметром, и контактной разности потенциалов. Оценить величину КРП в вакуумном диоде можно, если знать ее влияние на ход ВАХ диода. При этом совершенно необходимо исключить влияние пространственного заряда эмитированных электронов на процесс эмиссии катода и на движение электронов к аноду. Это достигается таким выбором температуры катода, при котором термоэмиссия настолько мала, что невозможно образование сколько-нибудь существенного пространственного заряда в промежутке анод-катод.

Если напряжение между катодом и анодом в диоде отрицательное, то при отсутствии пространственного заряда величина анодного тока может быть определена из соотношения:

$$I_a = I_{\text{э}} \cdot \exp\left(-\frac{e \cdot U_a}{kT}\right), \quad (2.11)$$

где $I_{\text{э}}$ - ток эмиссии катода; T - температура катода, К; e – заряд электрона; k - постоянная Больцмана.

Так как

$$U_a = U_a' + U_k, \quad (2.12)$$

где U_a' - напряжение, измеряемое вольтметром;

U_k - контактная разность потенциалов между катодом и анодом;

U_a - потенциал анода,

то выражение (2.12) может быть переписано в следующем виде:

$$I_a = I_{\text{э}} \cdot \exp\left(-\frac{e \cdot (U_a' - U_k)}{kT}\right). \quad (2.13)$$

Если $U_a \geq 0$, то все электроны достигают анода и тогда $I_a = I_{\text{э}}$. Из выражения (2.13) видно, что наличие КРП вызывает сдвиг вольт-амперной характеристики по оси абсцисс. Величина этого сдвига зависит от знака и величины КРП.

На рис.2.6 изображены вольтамперные характеристики вакуумного диода для случаев

$$U_K = 0, U_K > 0 \text{ и } U_K < 0$$

В точке А экспоненциальная кривая переходит в прямую, переход осуществляется достаточно плавно, так как полностью исключить влияние объемного заряда практически трудно. Для определения КРП необходимо знать координаты точки А на вольтамперной характеристике. Для точного определения координат следует воспользоваться зависимостью $\ln I_a = f(U_a)$, так как натуральный логарифм экспоненты есть прямая линия, то зависимость $\ln I_a = f(U_a)$ претерпевает в точке А более резкий излом, чем зависимость $I_a = f(U_a)$. На рис. 2.6, б. абсцисса точки А определяется точкой пересечения различных участков характеристики. Ордината точки А дает

логарифм тока эмиссии катода. Тангенс угла наклона прямой обратно пропорционален температуре катода $\operatorname{tg} \alpha = \frac{e}{kT}$.

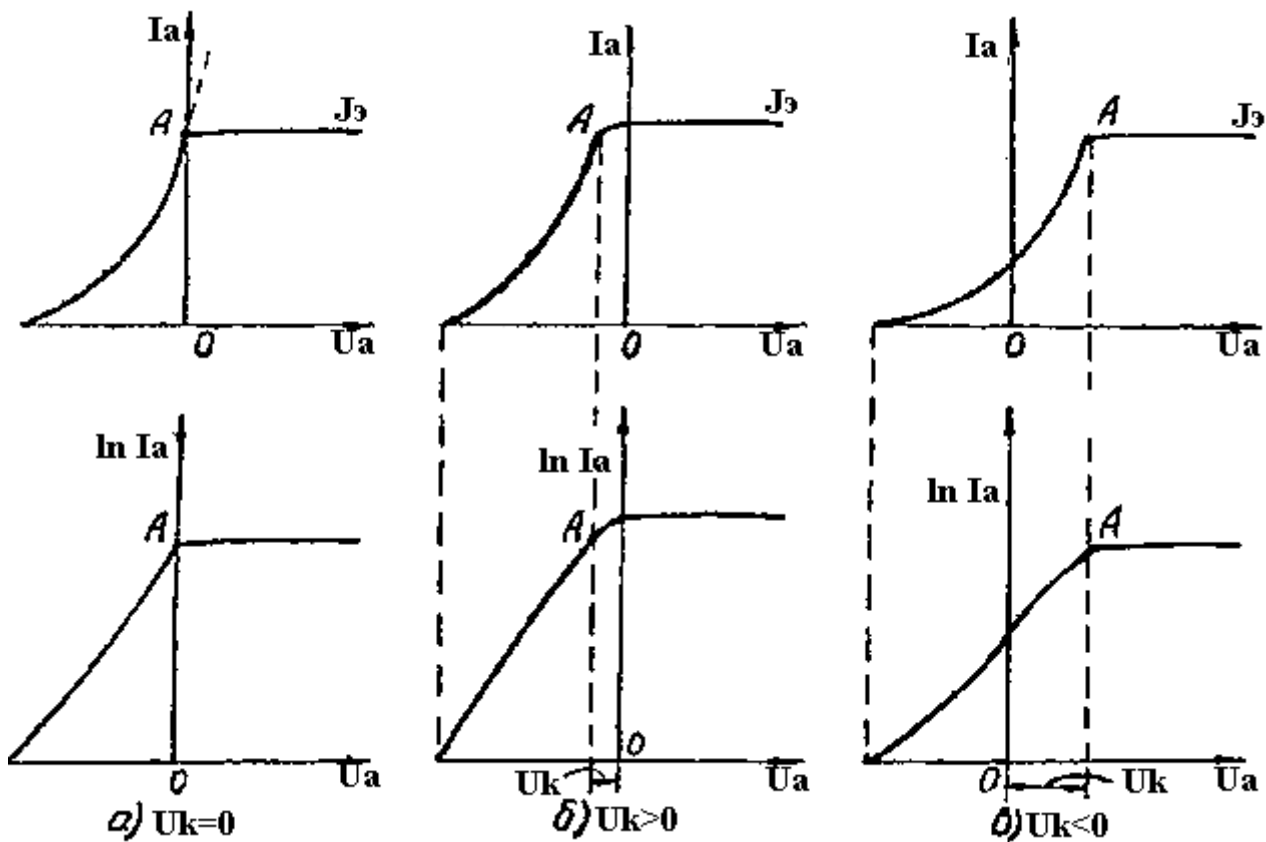


Рис.2.6. Вольтамперные характеристики вакуумного промежутка при $U_k=0$, $U_k<0$ и $U_k>0$.

2.5. Контрольные вопросы

1. Дать определение работы выхода. Перечислить, от чего зависит эта величина.
2. Объяснить возникновение КРП при контакте металл – металл.
3. Объяснить температурную зависимость КРП.
4. Перечислить особенности энергетического спектра электронов полупроводника, привести его диаграмму.
5. Объяснить возникновение КРП при контакте металл – полупроводник.
6. Перечислить следствия, к которым приводит возникновение КРП.

7. Привести аналитический и графический вид ВАХ запирающего слоя.
8. Объяснить характерную особенность барьера и диодов Шотки. Сформулировать преимущества диодов Шотки, перечислить области их применения.
9. Изложить методику измерения КРП.
10. Классифицировать оксидный катод как полупроводник.
11. Объяснить роль КРП в электронных лампах. Изложить способы защиты электронных ламп от проявления КРП.

3. Экспериментальная часть

3.1. Задание

1. Изучить физику процессов при контакте металл-металл и металл-полупроводник.
2. Изучить методику измерения КРП.
3. Разобраться с принципиальной схемой стенда измерения КРП и научиться работать со стендом.
4. Для данных ламп получить экспериментальную зависимость $I_a = f(U_a)$ для нескольких (4-5) значений напряжения накала. Занести данные в табл. 3.1.
5. По данным п.3.1.4. построить зависимости $\ln I_a = f(U_a)$.
6. По точке пересечения возрастающей и горизонтальной частей каждой характеристики определить КРП для каждого значения напряжения накала.
7. По угловому коэффициенту возрастающей части каждой характеристики $\ln I_a = f(U_a)$ определить температуру катода.
8. Предполагая оксидный слой невырожденным, по формуле (2.8) оценить толщину запирающего слоя на границе керн – оксид, в случае оксидного катода на никелевом керне.

9. В том же предположении по формуле (2.10) оценить плотность тока насыщения барьера Шоттки, в случае оксидного катода для каждого значения температуры катода.

Для расчетов принять:

$$N_d \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}, \quad \varepsilon \approx 10;$$

для никеля $\varphi_M = 4.9 \text{ эВ};$

для оксида $\varphi_{II} = 1.3 \text{ эВ};$

$$U = 0; \quad \sigma = 7 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}.$$

Таблица 3.1. Экспериментальная зависимость анодного тока

$U_H = B$				$U_H = B$				$U_H = B$			
$U_a, \text{ В}$	$I_a \cdot 10^{-6}, \text{ А}$	$U_a, \text{ В}$	$\ln I_a$	$U_a, \text{ В}$	$I_a \cdot 10^{-6}, \text{ А}$	$U_a, \text{ В}$	$\ln I_a$	$U_a, \text{ В}$	$I_a \cdot 10^{-6}, \text{ А}$	$U_a, \text{ В}$	$\ln I_a$

3.2. Схема экспериментального определения контактной разности потенциалов

Так как для исключения влияния пространственного заряда зависимость $I_a = f(U_a)$, позволяющая определить КРП, должна сниматься при малых значениях тока эмиссии, а следовательно, и низких температурах катода, то непосредственно измерение анодного тока исследуемого диода затруднено. Для измерения анодного тока в работе используется усилитель постоянного тока, входящий в состав лабораторного стенда. Схема включения исследуемого диода и усилителя постоянного тока (УПТ) изображена на рис.3.1.

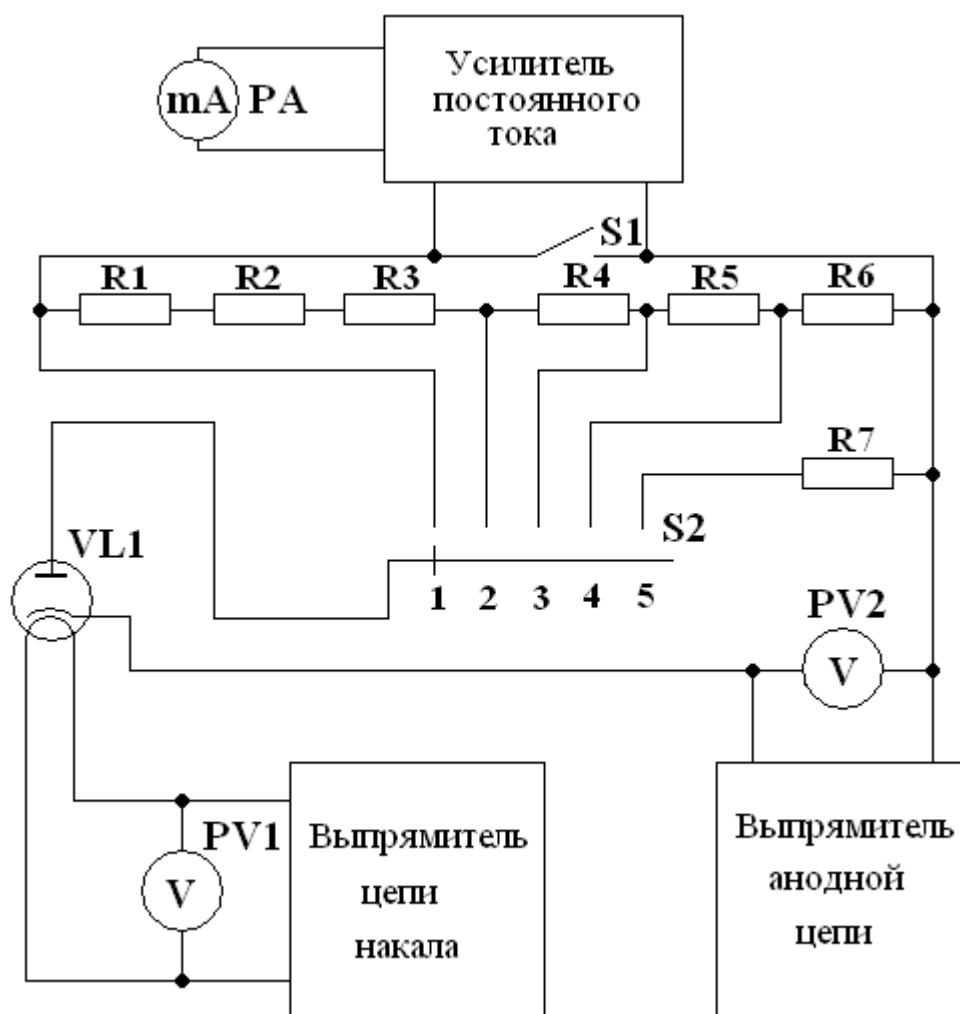


Рис. 3.1 – Схема измерения контактной разности потенциалов

На исследуемый диод VL1 подается анодное напряжение от источника питания E_a , нить накала питается постоянным напряжением U_n . Оба напряжения главно регулируются от 0 до 3 В и регистрируются вольтметрами PV1 и PV2. Цепь тока анода замыкается через набор измерительных резисторов R1 – R6. Протекая по цепочке измерительных резисторов ток анода создает на последних падение напряжения, зависящее от величины I_a и от количества включенных резисторов (закон Ома), Коммутация измерительной цепи анодного тока осуществляется переключателем S1;

в положении 1 - ток протекает через резисторы R1 – R6 (диапазон измерений 10^{-7} А);

в положении 2 - через резисторы R4 – R6 (диапазон измерений $10^{-7} - 10$ А)

в положении 3 - через резисторы R5 – R6 (диапазон измерений $10^{-7} - 10^2$ А);

в положении 4 - через резистор R6 (диапазон измерений $10^{-7} - 10^3$ А);

в положении 5 - производится калибровка УПТ.

в замкнутом положении тумблера S2 производится установка нуля УПТ.

3.3. Порядок выполнения работы и методические указания

3.3.1. Перед началом работы преподаватель проверяет подготовленность студентов к занятию.

3.3.2. Студенты составляют план эксперимента и после его обсуждения с преподавателем производится включение стенда,

3.3.3. Перед снятием каждой зависимости $I_a = f(U_a)$, и при переходе с одного предела измерений на другой необходимо, согласно инструкции по работе с УПТ, провести калибровку а установку нуля последнего.

3.3.4. При обработке результатов и построении зависимостей $I_a = f(U_a)$, необходимо учесть, что напряжение на аноде исследуемого диода не совпадает с показаниями вольтметра и находится из соотношения

$$U_a = E_a - I_a \times R_{1-6} , \quad (3.2)$$

где E_a - показания вольтметра P1; I_a - ток, протекающий через диод и измерительные сопротивления, регистрируемый УПТ ; R_{1-6} - известные измерительные сопротивления :

$$R1 = 10^6 \text{ Ом} , R2 = 10^6 \text{ Ом} , R3 = 4,3 \times 10^5 \text{ Ом} , R4 = 2,44 \times 10^5 \text{ Ом} , \\ R5 = 2,44 \times 10^4 \text{ Ом} , R6 = 2,7 \times 10^3 \text{ Ом} .$$

3.3.5. После изменения напряжения накала необходимо дать возможность катоду прогреться в течение 3-5 мин, и только после этого приступить к снятию следующей зависимости.

3.3.6 Результаты эксперимента занести в таблицу , провести их обработку, построить необходимые графики и определить КРП для трех - четырех значений температур катода исследуемого диода.

3.4. Содержание отчета

Отчет должен содержать .

1. Введение ;
2. Описание установки и методики эксперимента ;
3. Основные расчетные формулы ;
4. Результаты работы и их анализ ;
5. Выводы ;
6. Список литературы.

4. Рекомендуемая литература

1. Фридрихов С.А., Мовкин СМ. Физические основы электронной техники. - М. : Вислая школа, 1982, - 608 с.
2. Соболев В.Д. Физические основы электронной техники.- М.: Высшая школа, 1979.- 448 с.
3. Викулин И.Ы. Стафеев В.И. Физика полупроводниковых приборов. - М.: Сов.радио, 1980, - 296 с.
4. Епифанов Г.И. Физика твердого тела.- М.: Высшая школа, 1977. - 288 с.
5. Никонов Б,П. Оксидный катод,- М.: Энергия, 1979.-240 о.
6. Славников В.С. Общие требования и правила оформления отчета о лабораторной работе : Методические указания.- Томск : Ротапринт ТИАСУРа, 198Э,- 14 с.
7. ГОСТ 22622-77. Материалы полупроводниковые. Термины и определения основных электрофизических параметров.

Исследование термоэлектронной эмиссии

1. Введение

Целью работы является экспериментальное исследование зависимости тока эмиссии от температуры катода и напряженности электрического поля, применение метода прямых Ричардсона и Шоттки для измерения констант термоэмиссии в отсутствие и при наличии нормального к эмиттирующей поверхности внешнего электрического поля.

Термоэлектронной эмиссией называется явление выхода (эмиссии) электронов из нагретых тел. Это явление широко используется в вакуумных и газонаполненных электронных приборах, в промышленных и исследовательских установках с использованием электронных и ионных пучков.

Первоначально для изготовления катодов использовали чистые металлы (главным образом вольфрам). В настоящее время вольфрамовые катоды применяются лишь в некоторых типах приборов. На смену им пришли более эффективные пленочные и полупроводниковые катоды, однако физические процессы в этих катодах сложнее, чем в металлах. В связи с этим целесообразно исследовать термоэлектронную эмиссию из металлического катода, а затем перейти к изучению эмиссии из сложных катодов.

В каждом кубическом метре металла содержится около 10^{29} свободных электронов, находящихся в хаотическом движении и, следовательно, непрерывно подходящих к границе металла. И все же, из холодного металла практически нет эмиссии электронов. Объясняется это тем, что на электроны, стремящиеся покинуть металл, действуют силы, препятствующие их вылету.

2. Теоретическая часть

2.1. Природа сил, удерживающих электроны в твердом теле

На электроны, выходящие из металла, действует на границе металл-вакуум тормозящая электрическая сила, величина которой зависит от расстояния между электроном и поверхностью металла. На достаточно больших расстояниях x от катода она может рассматриваться как сила зеркального отображения и в соответствии с законом Кулона определяется из соотношения

$$F_{30} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{4x^2}, \quad (2.1)$$

e - заряд электрона;

x - расстояние от поверхности катода до точки, в которой находится электрон;

ϵ_0 - диэлектрическая постоянная вакуума.

Эта формула справедлива, однако, лишь при расстояниях x , заметно превышающих межатомные расстояния в металле, когда его поверхность можно считать однородной.

На расстоянии порядка постоянной кристаллической решетки d закон изменения силы должен быть иным. Электроны проводимости металла даже при нулевой температуре в соответствии с принципом Паули обладают энергией хаотического (но не теплового) движения порядка 10эВ . Суммарное давление электронной подсистемы металла на его поверхность огромно (10^8Па). Под действием этого давления электроны как бы вытесняются из геометрических границ металлического образца. Таким образом, над граничным слоем узлов кристаллической решетки образуется тончайший, порядка постоянной решетки, слой электронов. Непосредственно под поверхностью металлов возникает положительно заряженный слой. Другими словами, на границе металла образуется двойной электрический слой толщиной d . Шоттки предложил рассматривать его как плоский конденсатор с

расстоянием d между обкладками. В этом случае напряженность электрического поля в интервале расстояний от нуля до d может считаться постоянной. Делая предположение о непрерывности силы F при выходе из двойного слоя Шоттки, получим выражение для этой силы в пределах двойного слоя в виде:

$$F_{dc} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{4d^2}. \quad (2.2)$$

На рис. 2.1 а представлена зависимость силы F от расстояния x над поверхностью металла (кривая 1).

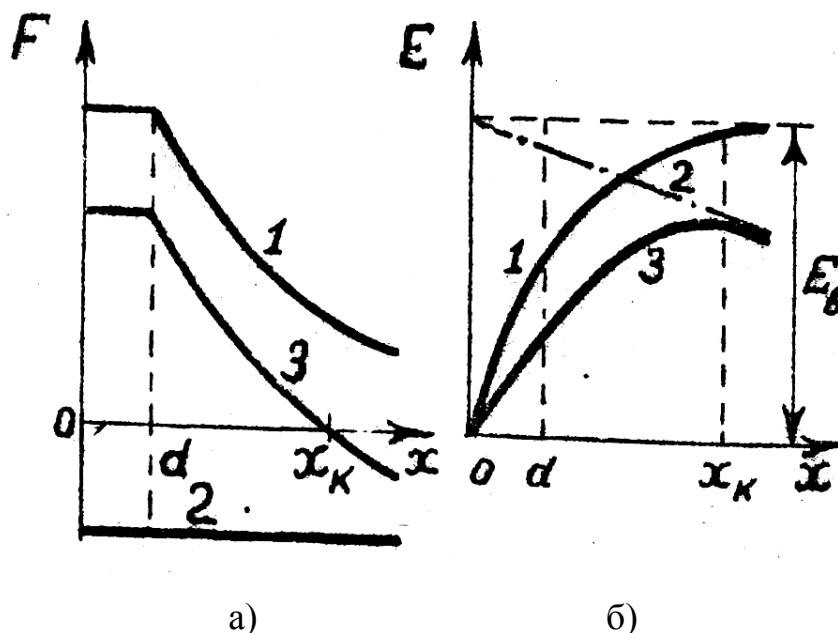


Рис. 2.1 Зависимость силы и энергии связи электрона от расстояния над поверхностью металла

Работа, которую должен совершить электрон, чтобы удалиться на некоторое расстояние x от поверхности металла, равна

$$E = \int_0^x F dx. \quad (2.3)$$

График этой работы или, что тоже самое, изменение потенциальной энергии электрона при удалении от поверхности металла, показано кривой 1 (см. рис. 2.1 б). Теоретически электрон оказывается свободным только при

удалении от поверхности на бесконечно большое расстояние, где сила убывает до нуля. Работа, которую электрон должен при этом совершать, называется полной работой выхода. Она находится так:

$$E_B = \int_0^{\infty} F dx. \quad (2.4)$$

Величина E_B характеризует полную высоту потенциального барьера на границе твердого тела и называется полной работой выхода.

Преодолеть потенциальный барьер на границе твердого тела смогут лишь те электроны, у которых скорость \mathcal{G}_x в направлении оси x , перпендикулярной к поверхности металла, удовлетворяет условию:

$$\frac{m\mathcal{G}_x^2}{2} \geq E_B. \quad (2.5)$$

Эти электроны и составляют ток эмиссии.

2.2. Уравнение термоэлектронной эмиссии металлов

Электроны в металле пребывают в непрерывном беспорядочном движении. Их распределение по энергиям описывается полной функцией распределения Ферми-Дирака:

$$dn(E) = \frac{4\pi(2m)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \cdot \frac{E^{\frac{1}{2}} dE}{e^{\frac{E-E_F}{KT}} + 1}, \quad (2.6)$$

где E - энергия электронов; $dn(E)$ - концентрация электронов металла с энергиями в пределах от E до $E + dE$; m - масса электрона; T - температура; K - постоянная Больцмана; h - постоянная Планка; E_F - энергия Ферми.

Распределение электронов по энергиям в металле при $T = 0K$ показано на рис.2.2 (кривая 1). При $T = 0K$ наибольшая энергия электронов в металле равна E_F .

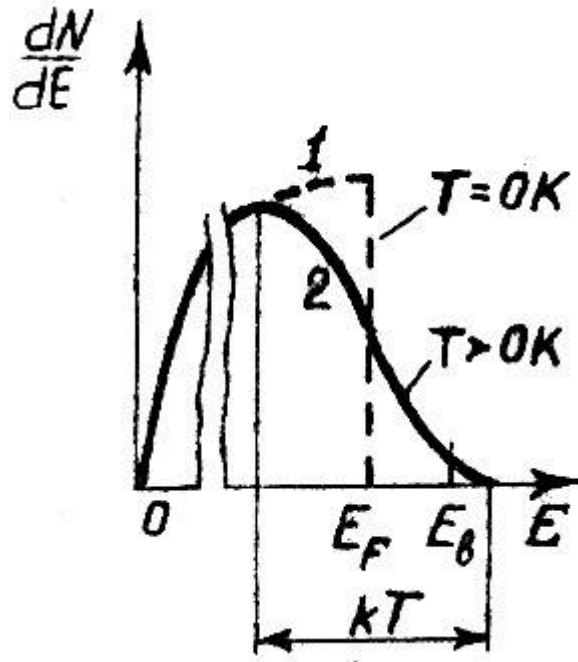


Рис.2.2 Распределение электронов по энергиям

Из рисунка видно, что при $T = 0K$ ни один из электронов металла не имеет энергии, достаточной для совершения работы выхода.

Распределение электронов по энергиям при $T > 0K$ показано кривой 2 (см. рис.2.2). эта кривая свидетельствует о том, что при этой температуре в металле имеются электроны с энергиями $E > E_B$. Среди этой последней группы электронов имеются, очевидно, и такие электроны, у которых скорость в направлении оси x , перпендикулярной к поверхности металла, такова, что для них

$$E_x \geq E_B, \quad E_x = \frac{m v_x^2}{2}.$$

Расчет плотности термоэлектронного тока j с поверхности металла приводит к следующему выражению:

$$j = \frac{4\pi e m K^2}{h^3} \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{E_B - E_F}{kT}} \quad (2.7)$$

или

$$j = A_0 T^2 e^{-\frac{e\phi}{kT}}, \quad (2.8)$$

где $A_0 = \frac{4\pi emK^2}{h^3} = 120,4 \cdot 10^4 \frac{A}{m^2 \cdot град^2}$ - константа, одинаковая для всех металлов; $e\varphi = E_B - E_F$ - термодинамическая работа выхода, определяемая расстоянием от уровня Ферми до вершины потенциального барьера; e - заряд электрона.

Соотношения (2.7) и (2.8) называются формулой Ричардсона-Дешмана. Из этой формулы видно, что плотность термоэлектронного тока определяется температурой излучающей поверхности и работой выхода. Так как обе эти величины стоят в показателе экспоненты, то зависимость тока от них оказывается очень сильной. Так, повышение температуры вольфрамового катода с $1000K$ до $2500K$ вызывает увеличение тока эмиссии примерно в 10^{16} раз. Уменьшение работы выхода на $3эВ$ вызывает увеличение плотности тока при $T = 1000K$ примерно в 10^{14} раз. Предэкспоненциальный множитель в (2.7) называют константой Ричардсона. Как следует из выражения (2.8), константа Ричардсона не должна зависеть от природы металла. В действительности же у разных металлов она различна, что связано с различной степенью прозрачности D их потенциальных барьеров для потенциальных волн, преломляющихся при вылете электронов из металла в вакуум.

С учетом сказанного

$$j = A_0 \bar{D} T^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{e\varphi}{kT}}, \quad (2.9)$$

где \bar{D} - среднее значение коэффициента прозрачности барьера для вылетающих электронов, $A = A_0 D$.

Следует отметить, что входящие в уравнение (2.8) константы A и $e\varphi$ нельзя точно рассчитать на основе физических соотношений и поэтому они определяются экспериментально. Одним из методов их определения является метод прямой Ричардсона.

2.3. Метод прямой Ричардсона

Если уравнение (2.8) поделить на T^2 и затем прологарифмировать левую и правую части уравнения, то получится выражение

$$\ln \frac{j}{T^2} = \ln A + \frac{e\varphi}{K} \cdot \frac{1}{T}. \quad (2.10)$$

Это выражение показывает, что зависимость

$$\ln \frac{j}{T^2} = f\left(\frac{1}{T}\right) \quad (2.11)$$

должна графически изображаться прямой, как это показано на рис.2.3. Эта прямая называется прямая Ричардсона.

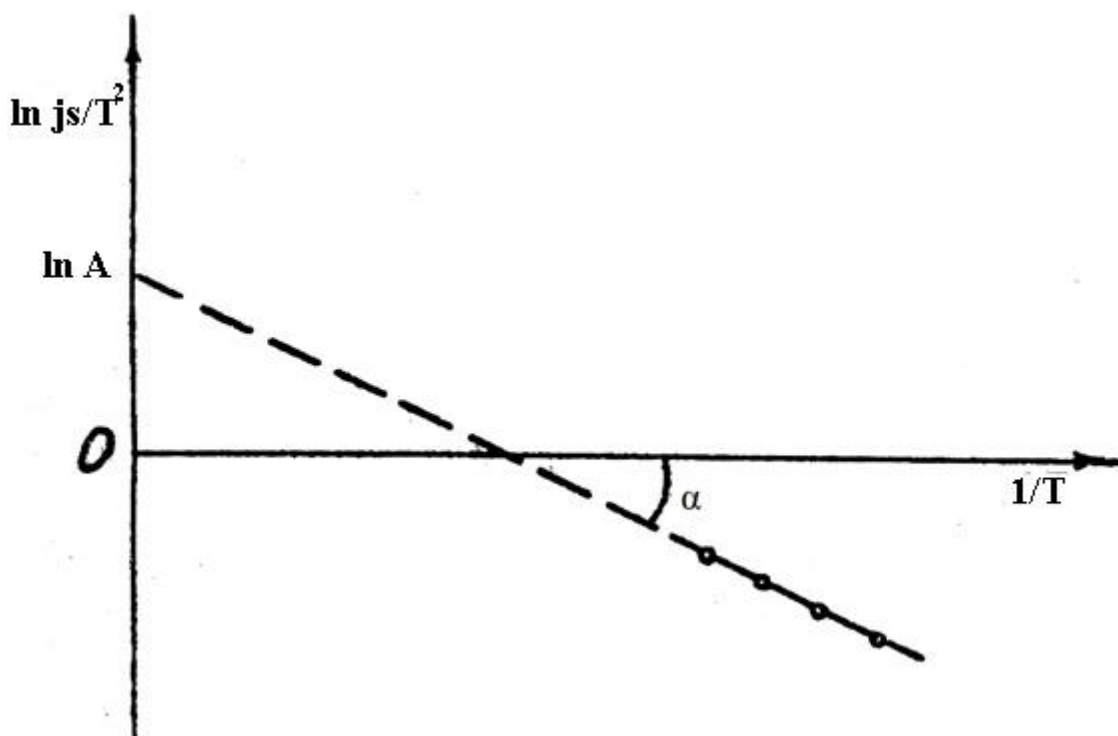


Рис.2.3. Прямая Ричардсона.

Отрезок, отсекаемый на оси ординат, представляет собой $\ln A$, а угол наклона к оси абсцисс зависит от работы выхода:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\ln \frac{j_1}{T_1^2} - \ln \frac{j_2}{T_2^2}}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} = \frac{e\varphi}{K}, \quad (2.12)$$

где T_1 и T_2 любые две температуры на интервале температур, в котором проводится исследование зависимости (2.11).

Таким образом, построение прямой Ричардсона позволяет определить константы термоэлектронной эмиссии катода A и $e\varphi$. Термодинамическая работа выхода $e\varphi$, измеряемая в электрон-вольтах, связана с потенциалом выхода φ , измеряемым в вольтах, соотношением

$$e\varphi = K \operatorname{tg} \alpha \quad ,$$

где $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ - заряд электрона.

Поэтому

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{e\varphi}{K} = 11600\varphi; \quad \varphi = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{11600}. \quad (2.13)$$

2.4. Влияние внешнего ускоряющего электрического поля на термоэлектронную эмиссию металлов. Эффект Шоттки

Выше указывалось, что на выходящий из металла электрон действует сила F , препятствующая его выходу (кривая 1, см. рис.2.1 а). Работа, совершенная электроном против силы F , определяет потенциальный барьер на границе металла (кривая 1, см. рис.2.1 б).

Если около поверхности катода имеется внешнее ускоряющее однородное электрическое поле с напряженностью ε , то оно действует на электрон, покидающий катод, с силой $F = e\varepsilon$. Эта сила изображена прямой 2 (см. рис.2.1 а).

Тогда результирующая сила, действующая на электрон, $F_{\text{эр}}$ представляется кривой 3 (см. рис.2.1 а). В результате потенциальный барьер меняет форму и снижается на величину ΔE (кривая 3 см. рис.2.1 б).

Действительно, внешнее поле, действуя на электрон с постоянной силой $F = e\varepsilon$, уменьшает на величину $e\varepsilon_x$ совершаемую электроном работу при перемещении его на расстояние x от катода. Построив прямую 2, имеющую ординаты $e\varepsilon_x$ и вычитая ее ординаты из ординат кривой 1, получим кривую 3

потенциального барьера при наличии максимума на некотором расстоянии x_k от катода. Это значит, что при $x = x_k$ сила зеркального отображения равна силе ускоряющего поля:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{4x_k^2} = e\epsilon. \quad (2.14)$$

Отсюда координаты вершины потенциального барьера

$$x_k = \frac{1}{4} \cdot \sqrt{\frac{e}{\pi\epsilon_0\epsilon}}. \quad (2.15)$$

За точкой x_k преобладает ускоряющая сила внешнего поля.

Полная работа выхода в отсутствии электрического поля, как было показано выше, находится из соотношения (2.4). Работа выхода при наличии электрического поля может быть выведена как

$$E = \int_0^{x_k} F_{\text{эп}} dx. \quad (2.16)$$

Тогда

$$\Delta E = E_B - E = \int_0^{\infty} F dx - \int_0^{x_k} F dx + \int_0^{\infty} e\epsilon dx = \int_{x_k}^{\infty} F dx + \int_0^{x_k} e\epsilon dx. \quad (2.17)$$

Подставляя в (2.17) значение силы зеркального отображения (2.1) и, после интегрирования, значение x_k из (2.15), получим

$$\Delta E = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{e^3 \epsilon}{\pi\epsilon_0}}. \quad (2.18)$$

Воспользовавшись уравнением Ричардсона-Дешмана (2.7), можно найти плотность тока эмиссии при наличии внешнего ускоряющего поля, если подставить в него вместо $e\phi$ новую работу выхода $e\phi - \Delta E$:

$$j_{\text{эп}} = j_0 e^{\frac{1}{2KT} \sqrt{\frac{e^3 \epsilon}{\pi\epsilon_0}}}, \quad (2.19)$$

где $j_{эп}$ - плотность тока при наличии поля; j_0 - плотность тока эмиссии при отсутствии поля, рассчитываемая по уравнению Ричардсона-Дешмана. Это уравнение является выражением «закона Шоттки».

Прологарифмировав выражение (2.19), получим:

$$\ln j_{эп} = \ln j_0 + B\sqrt{\varepsilon}, \quad (2.20)$$

где $B = \frac{1}{2KT} \sqrt{\frac{e^3}{\pi\varepsilon_0}}$

Таким образом, построение зависимости логарифма плотности тока эмиссии катода от $\sqrt{\varepsilon}$ должно дать прямую линию, изображенную на рис. 2.4, отсекающую на вертикальной оси $\ln j_0$ и идущую под углом β к горизонтальной оси,

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\ln j_{эп} - \ln j_0}{\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1}} = B = \frac{1}{2KT} \sqrt{\frac{e^3}{\pi\varepsilon_0}}. \quad (2.21)$$

Эта прямая называется прямой Шоттки.

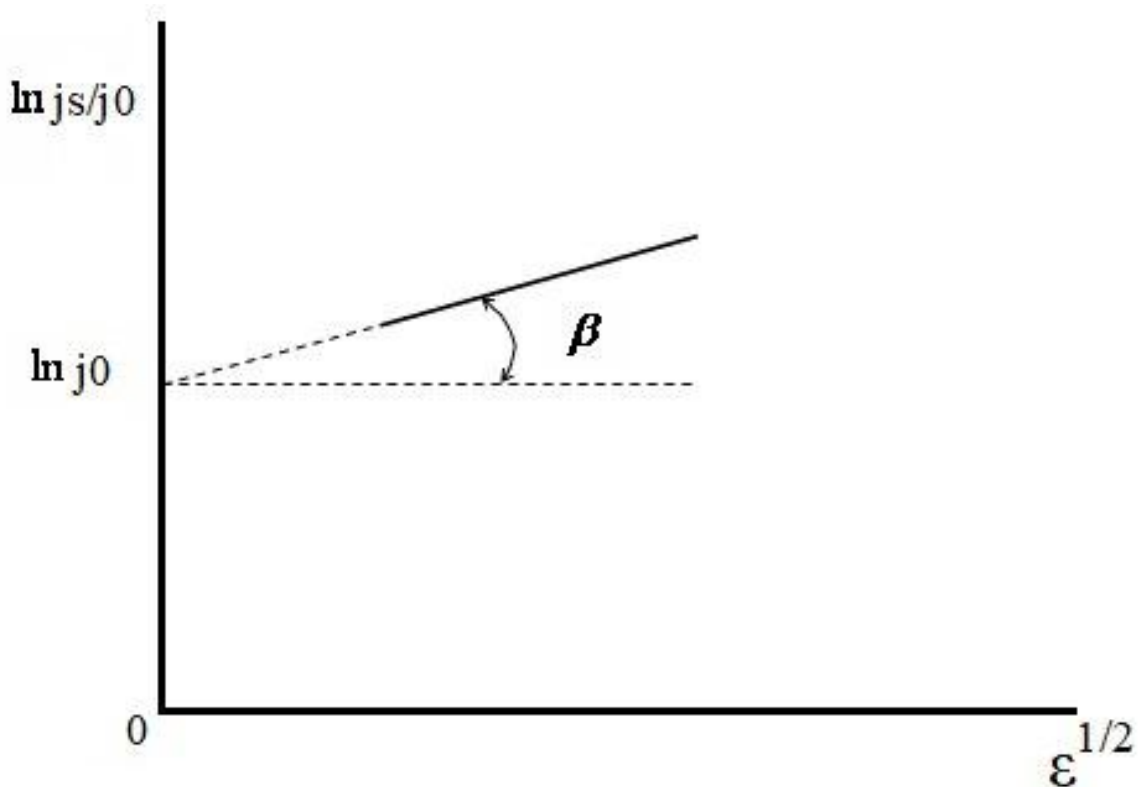


Рис. 2.4. Прямая Шоттки

Определение экспериментальным путем угла наклона прямой Шоттки позволяет рассчитать температуру катода.

Следует отметить, что при выводе закона Шоттки не учитывалось сужение потенциального барьера, которое имеет место при наличии внешнего ускоряющего поля. При сильных электрических полях ширина потенциального барьера становится настолько малой, что ток эмиссии возрастает за счет просачивания электронов сквозь потенциальный барьер (туннельный эффект).

Это ограничивает предел применимости закона Шоттки при больших напряженностях электрического поля.

2.5. Методика измерений

Для построения прямой Ричардсона надо экспериментальным путем определить плотность тока эмиссии при нескольких температурах катода из исследуемого металла. При этом встречается ряд трудностей при измерении как плотности тока эмиссии, так и температуры катода.

Температура катода может быть измерена с помощью оптического пирометра. При этом надо учитывать, что реальный катод представляет собой не абсолютно черное, а серое тело, и вводить поправочный коэффициент в данные пирометрирования.

Температура катода может быть определена расчетным путем по изменению электрического сопротивления катода с изменением его температуры. Неточность этого метода состоит в том, что температурный коэффициент α в уравнении

$$R_T = R_0(1 + \alpha T) \quad (2.22)$$

строго говоря, не является постоянным коэффициентом, а изменяется с температурой.

Кроме того, концы катода всегда имеют температуру более низкую, чем средняя часть из-за охлаждения вводами. Следовательно, рассчитывается

средняя температура катода, заниженная по сравнению с температурой средней рабочей части.

В данной работе температура катода определяется по графику зависимости температуры катода от удельной мощности, подводимой к нити накала.

Удельная мощность рассчитывается по формуле

$$P = \frac{I_n U_n}{\pi l d}, \quad (2.23)$$

где P - удельная мощность, Вт; I_n - ток накала, А; U_n - напряжение накала, В; l - длина катода, м; d - диаметр катода, м.

Вторым методом, по которому в данной работе можно косвенным путем определить температуру нити накала, является метод единичного катода. Его физическая сущность аналогична методу «удельной мощности», однако, расчеты несколько упрощены.

Единичным катодом называется металлический катод, однородный по составу и физическим свойствам, диаметром в 1 см и длиной в 1 см. Параметры такого излучателя для различных металлов просчитаны и сведены в таблицы. Просчитана, в том числе, и зависимость температуры от тока накала единичного катода $T_k = f(I'_H)$.

Температуру катода в работе можно определить, если ток накала катода пересчитать на ток накала единичного катода по формуле:

$$I'_H = \frac{I_H}{\frac{3}{d_k^2}}, \quad (2.24)$$

где I'_H - ток накала единичного катода, А; I_H - ток накала исследуемого катода, А; d - диаметр исследуемого катода, см.

T_k находим по графику $T_k = f(I'_H)$ (приложение 1).

Плотность тока эмиссии можно определить путем измерения тока на анод, окружающий исследуемый катод, и деления этого тока на величину

поверхности катода. При этом надо иметь ввиду, что ток эмиссии зависит от поданного на анод напряжения U_a , как это показано на рис.2.5.

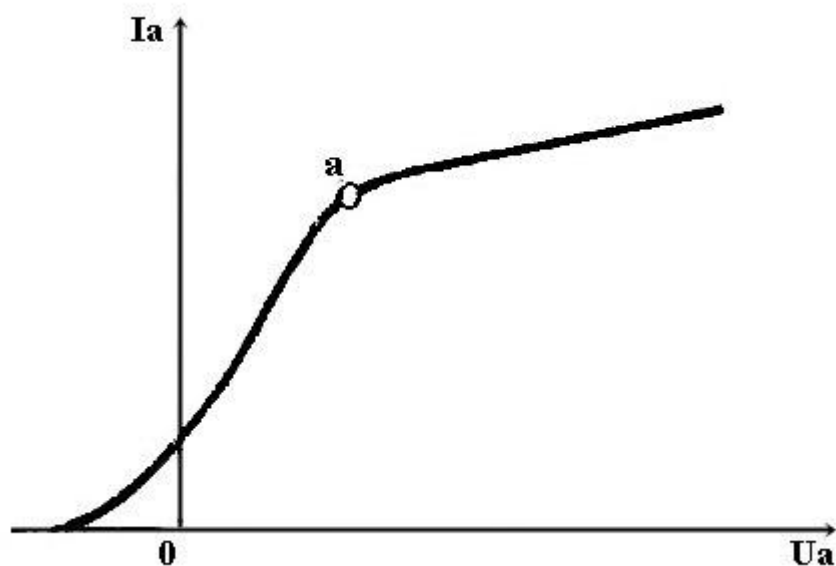


Рис.2.5. Зависимость тока от напряжения на аноде

Участок кривой $0a$, соответствующий малым анодным напряжениям, характерен тем, что на анод приходят не все эмитируемые катодом электроны, а только часть их, тем большая, чем больше U_a . Точка « a » (при данной температуре катода T) характерна тем, что все эмитируемые катодом электроны попадают на анод, т.е. анодный ток I_a равен току эмиссии катода. При изменении температуры катода меняется положение точки « a ». Вправо от точки лежит участок «насыщения», где ток мало меняется при увеличении U_a . Возрастание тока на этом участке вызвано увеличением эмиссии катода под действием появляющегося около катода при больших U_a положительного электрического поля (эффект Шоттки).

Таким образом, для определения тока эмиссии $I_{\text{э}}$ надо определить анодный ток, соответствующий точке перегиба « a » вольтамперной характеристики вакуумного диода.

Некоторая трудность определения плотности тока эмиссии возникает в связи с тем, что площадь катода S , фактически эмитирующая электроны,

оказывается неопределенной из-за охлаждения концов нити. Эта трудность устраняется, если анодом окружить только равномерно нагретую часть нити, а по краям катода расположить охранные кольца 3, как это показано на рис. 2.6.

Анодное напряжение подается как на анод, так и на кольца, благодаря чему электрическое поле в пространстве катод – анод оказывается по длине нити однородным. При этом на анод течет электронный поток со средней части нити. Измеряя ток на аноде и деля его на площадь поверхности катода, заключенной внутри анода, можно определить плотность тока эмиссии катода.

В следствии малых диаметров катода и анода, насыщение вольтамперной характеристики обычно наступает в диапазоне $10V$ анодного напряжения. Поэтому для точного нахождения точки перегиба характеристики измерения следует проводить, изменяя анодное напряжение с интервалами $0,5 - 1V$.

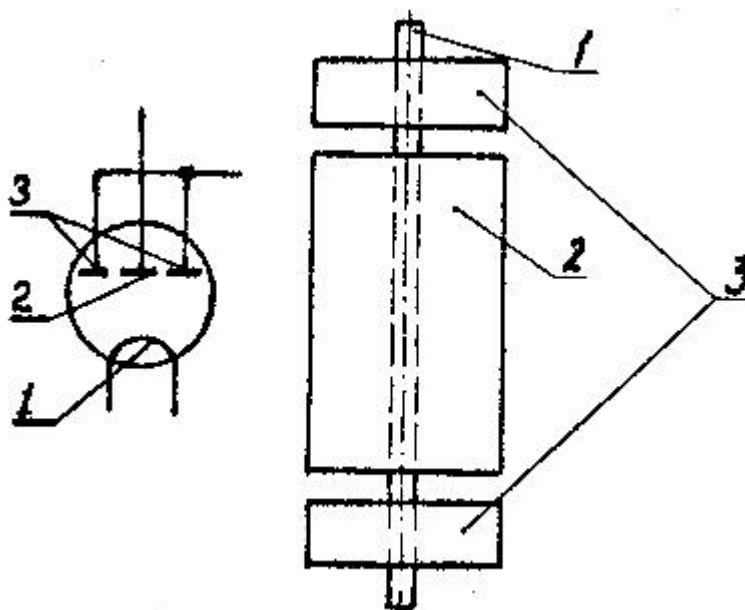


Рис. 2.6. Устройство экспериментального диода.

1 - катод, 2 – анод, 3 – охранные кольца

Относительно измерения тока вакуумного диода при больших напряжениях на аноде, когда имеет место эффект Шоттки, необходимо сделать следующие замечания. В диоде с коаксиальными электродами, который используется в настоящей работе, электрическое поле у катода не является постоянным, как предполагалось при выводе уравнения Шоттки, а убывает от

катода к аноду. Напряженность электрического поля в точке, отстоящей на расстоянии r от оси цилиндра, находится из соотношения:

$$\varepsilon = \frac{U \ln r}{r \ln \frac{r_K}{r_a}}, \quad (2.25)$$

где U - напряжение между электродами; r_K - радиус катода; r_a - радиус анода.

Однако если учесть, что расстояние x_K , определяющее положение вершины потенциального барьера при действии внешнего поля, мало (порядка нескольких постоянных решетки) и напряженность поля на нем можно считать постоянной, то полученное выражение для эффекта Шоттки может быть использовано и в случае неравномерного поля, которое имеется между коаксиальными цилиндрами.

2.6. Контрольные вопросы

1. Каково происхождение силы зеркального отображения, действующей на электрон над поверхностью металла?
2. Какова природа возникновения двойного электрического слоя Шоттки непосредственно над поверхностью металла?
3. Дать разъяснение понятию полной или внешней работы выхода из металла.
4. Какова форма потенциального барьера на границе металл – вакуум?
5. По какому закону распределены электроны металла по энергиям?
6. Записать и объяснить уравнение Ричардсона–Дешмана для плотности тока термоэлектронной эмиссии металлов.
7. Какие факторы определяют величину тока эмиссии металлического катода?
8. Как измерить температуру катода и каковы возможные причины погрешностей измерения?
9. Как измерить ток эмиссии катода?

- 10.Какая площадь катода и почему берется в расчет при определении плотности тока эмиссии?
- 11.Как зависит плотность тока термоэлектронной эмиссии от напряженности внешнего электрического поля?
- 12.Как зависит наклон прямой Шоттки от температуры катода?
- 13.Как определяется напряженность электрического поля у поверхности катода в коаксиальном диоде?

3. Экспериментальная часть

3.1. Задание

- 3.1.1 Выписать из справочника паспортные данные, необходимые размеры и составить эскиз активной части электродов исследуемого диода.
- 3.1.2 Составить и собрать схему для снятия характеристик исследуемого диода.
- 3.1.3 Снять вольтамперные характеристики исследуемого диода при четырех-пяти значениях тока накала. Результаты эксперимента занести в табл.3.1.

Таблица 3.1. Экспериментальное определение зависимости

$I_n = \quad , A$		$I_n = \quad , A$		$I_n = \quad , A$		$I_n = \quad , A$		$I_n = \quad , A$	
$U_n = \quad , B$		$U_n = \quad , B$		$U_n = \quad , B$		$U_n = \quad , B$		$U_n = \quad , B$	
U_a, B	I_a, mA	U_a, B	I_a, mA	U_a, B	I_a, mA	U_a, B	I_a, mA	U_a, B	I_a, mA

- 3.1.4 Построить семейство вольтамперных характеристик. По точкам перегиба характеристик найти токи эмиссии. Рассчитать плотность тока эмиссии.

- 3.1.5 Рассчитать температуру катода для каждого значения тока эмиссии.
- 3.1.6 Построить прямую Ричардсона и определить константы A и $e\phi$.
- 3.1.7 Для токов, больших тока эмиссии, рассчитать напряженность электрического поля ε у катода при различных (не менее трех) напряжениях анода. Данные по пп. 3.1.4, 3.1.5 и 3.1.7 занести в табл.3.2.

Таблица 3.2. Обработка результатов эксперимента

$P_H, Вт$	$I'_H, А$	$j_0, А/м^2$	$\varepsilon, кВ/м$	$\sqrt{\varepsilon}, (В/м)^{1/2}$	$j_{ЭН}, А/м^2$	$T_{расч}, К$	$T_{эксп}, К$

- 3.1.8 Построить прямые Шоттки для разных мощностей накала.
- 3.1.9 По наклону прямых Шоттки вычислить температуру катода при разных мощностях накала. Сравнить ее с температурой, определенной по п.3.1.5. данные занести в табл.3.2
- 3.1.10 построить график зависимости $j = f(T)$.

3.2. Схема для снятия вольтамперных характеристик диода и определение тока эмиссии

Схема для снятия вольтамперных характеристик диода и определения тока эмиссии приведена на рис.3.1. Регулируемое напряжение накала подается на катод исследуемого диода и ток накала измеряется амперметром $PA2$. Напряжение на анод, исследуемого диода, подается от регулируемого выпрямителя и регулируется вольтметром $PU1$. В анодную цепь лампы включен многопредельный токовый прибор $PA1$. Охранные кольца присоединены к выпрямителю, минуя измерительный прибор. Выбор диапазона регулирования анодного напряжения осуществляется переключателем $S4$. Исследуемые диоды включаются в схему тумблерами $S1 - S3$.

Схема для исследования термоэмиссии

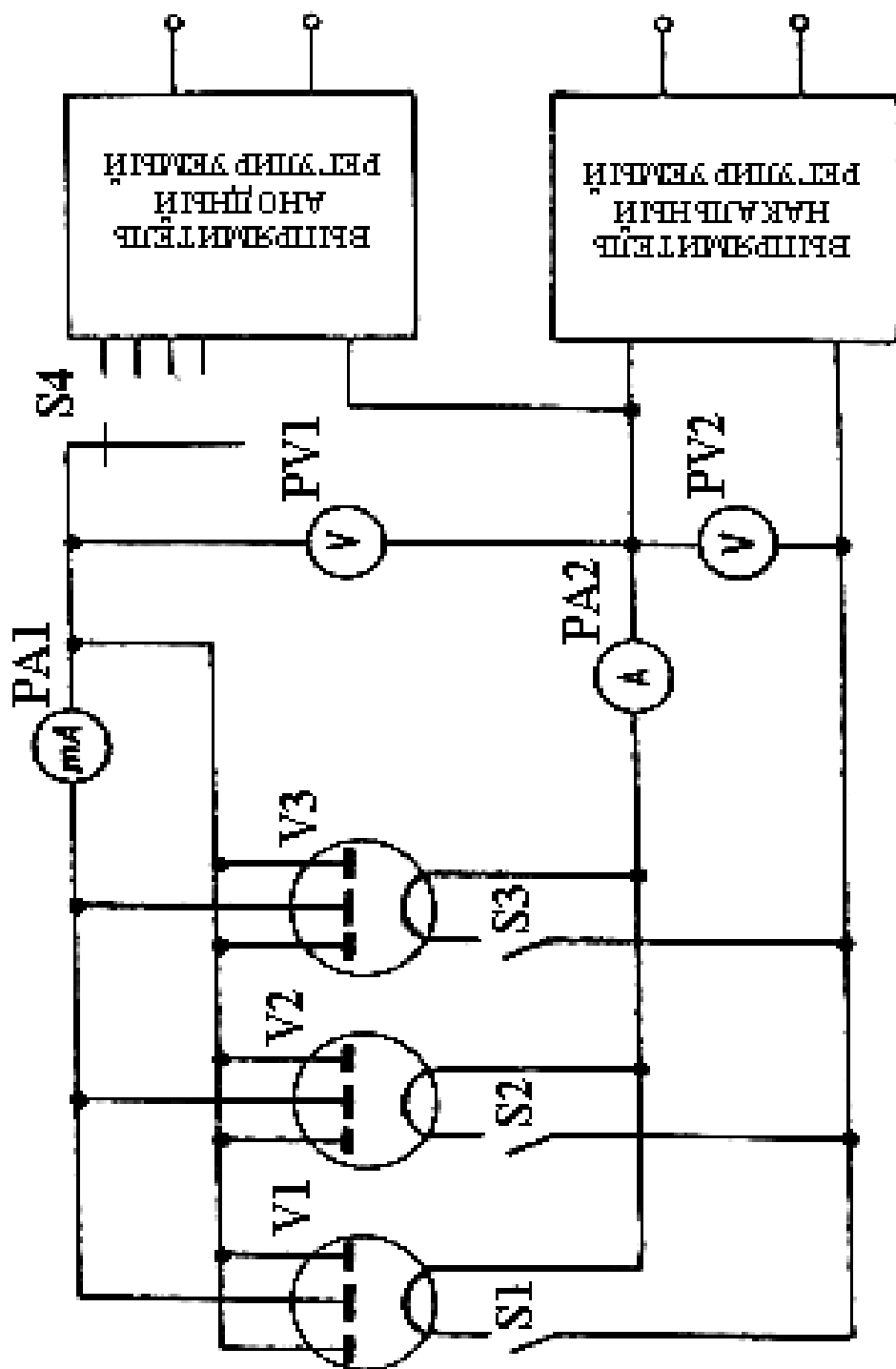


Рис.3.1

3.3. Порядок выполнения работы

3.3.1. Перед началом работы преподаватель проверяет подготовленность студентов к заданиям. С заданием и теорией по этой работе студенты знакомятся заранее.

3.3.2. После ознакомления со схемой лабораторного стенда студенты составляют план проведения экспериментальных исследований.

3.3.3. Перед началом эксперимента необходимо оценить пределы изменения измеряемых величин и установить соответствующие шкалы на приборах.

3.3.4. Включать стенд можно только после проверки преподавателем готовности бригады к работе.

3.3.5. При снятии характеристик необходимо следить, чтобы токи и напряжения не превышали предельно допустимых значений, приведенных в паспортных данных каждого диода.

3.3.6. Категорически запрещается производить смену исследуемого диода без снятия напряжений анода и накала.

3.3.7. Так как на аноде исследуемого диода напряжение может достигать $600V$, при проведении эксперимента необходимо, безусловно, соблюдать правила безопасности при работе на электроустановках.

3.4. Содержание отчета.

Отчет должен содержать:

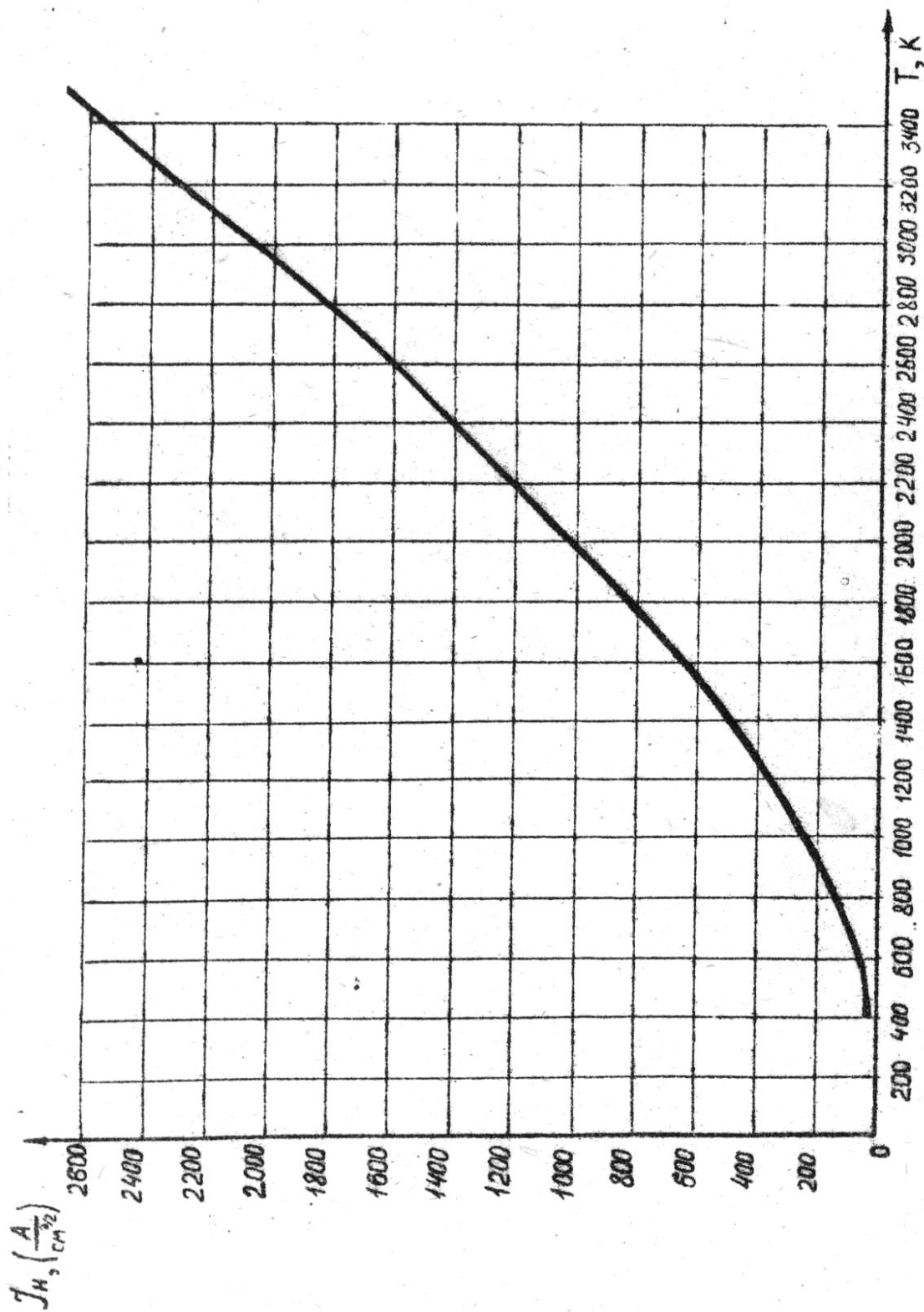
1. титульный лист;
2. введение;
3. описание установки; методики эксперимента;
4. основные расчетные формулы;
5. результаты работы и их анализ;
6. выводы;
7. список литературы.

4. Рекомендуемая литература

1. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. – М.: Наука, 1966. – 564 с.
2. Соболев В.Д. Физические основы электронной техники. – М.: Высш. школа, 1979. – 448 с.
3. Капцов Н.А. Электроника. – М.: Госиздательство техникотеоретической литературы, 1956. – 467 с.
4. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники. – М.: Высшая школа, 1982. – 608 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ЗАВИСИМОСТЬ ТЕМПЕРАТУРЫ ЕДИНИЧНОГО ВОЛЬФРАМОВОГО КАТОДА ОТ ТОКА НАКАЛА



Определение работы выхода из оксидного катода

1. Введение

Целью настоящей работы является определение работы выхода электрона из оксидного катода.

Среди различных методов определения работы выхода электрона из твердого тела широкое распространение получил калориметрический метод, основанный на измерении потерь энергии электрона на термоэлектронную эмиссию. При отборе от катода тока эмиссии каждый уходящий к аноду электрон уносит энергию, равную сумме термодинамической работы выхода и кинетической энергии электрона, покидающего катод. Так как энергию на преодоление потенциального барьера и кинетическую энергию движения вне катода электрон получает за счет тепловых колебаний решетки, то каждый эмитированный электрон охлаждает решетку, а следовательно, и катод [1 - 4].

Для того, чтобы разобраться в сущности калориметрического метода и специфике применения его к оксидному катоду, рассмотрим сначала какова физико-химическая структура оксидного катода, а затем определим чему равен ток эмиссии с его поверхности [1- 3].

2. Теоретическая часть

2.1. Оксидный катод, его структура и энергетическая диаграмма

В настоящее время оксидный катод широко применяется в производстве различного рода вакуумных и газонаполненных приборов. Широкое использование оксидного катода объясняется тем, что он имеет ряд преимуществ по сравнению с катодами из чистых металлов и пленочными катодами.

Удельная эмиссия оксидного катода на порядок превышает эмиссию вольфрама и тарированного вольфрама и может достигать при температуре 1100 K величины 25 A/cm^2 .

Оксидный катод обладает высокой эффективностью, определяемой отношением тока эмиссии к мощности накала катода. Оксидный катод имеет эффективность порядка 20 mA/W , а в ионных приборах (тиратронах) даже порядка 150 mA/W . Эффективность же вольфрамового катода около 1 mA/W .

Оксидный катод можно изготавливать в виде катода косвенного накала (с отдельным подогревателем). Это обеспечивает эквипотенциальность катода, а также позволяет делать катоды с развитой эмиссионной поверхностью для применения в сильноточных приборах.

Оксидный катод состоит из металлического ядра (подложки), покрытого слоем окислов щелочноземельных металлов. В качестве ядра наиболее часто используют никель и вольфрам. Оксидное покрытие состоит из смеси окислов бария и стронция (BaO и SrO – двухкомпонентный оксид) или из окислов бария, стронция и кальция (BaO , SrO и CaO – трехкомпонентный оксид).

На ядро наносится оксидная паста, состоящая из карбонатов этих металлов (BaCO_3 и др.), замешанных на связывающем веществе – биндере. В таком виде катод монтируется в прибор. При прокаливании катода во время откачки прибора карбонаты разлагаются на окислы и газ CO_2 , который откачивается из прибора. Смесь окислов при длительном нагревании превращается в твердый раствор ($\text{Ba, Sr, Ca} \text{ O}$), который по диэлектрическим свойствам представляет собой диэлектрик. Далее катод активируется. Катод кратковременно нагревается до температуры порядка 1300 K , превышающей нормальную рабочую температуру на 200 K . При этом происходит частичное восстановление бария из окислов. Атомы бария, распределяясь в толще оксида и на его поверхности, превращают оксид в полупроводник с электронной проводимостью. Поэтому современные теории оксидного катода построены на рассмотрении его как примесного донорного полупроводника.

На рис.2.1 предоставлена зонная схема оксидного катода. Запрещенная зона ΔE оксида довольно широкая ($\Delta E=3,8 - 4,8 \text{ эВ}$). Примесный уровень расположен вблизи дна зоны проводимости E_C на расстоянии θ от нее.

В таком полупроводнике вывод электронов в вакуум может происходить с различных уровней разрешенных зон и с примесного уровня. Из рисунка (см.рис.2.1) видно, что переход электрона со дна зоны проводимости на нулевой уровень в вакууме (вершину потенциального барьера, удерживающего электрон в твердом теле) требует затраты работы $f_{вн}$, с примесного уровня – $f_{пр}$, с уровня Ферми (E_F) – f_T , с различных уровней валентной зоны f_1, f_2 и т.д. Работа $f_{вн}$ называется внешней работой выхода, работа f_T – термодинамической работой выход.

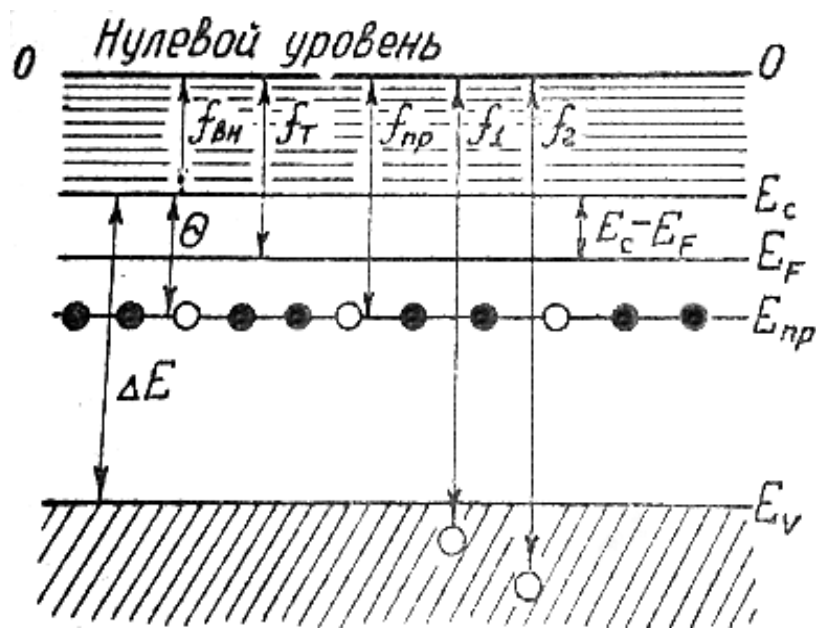


Рисунок 2.1 – Зонная схема оксидного катода

Работу, которую необходимо совершить для удаления электрона с энергии, соответствующей уровню Ферми, на такое расстояние от тела, где можно пренебречь его воздействием на электрон (нулевой уровень, см.рис.2.1) называют термодинамической работой выхода f_T (или просто работой выхода $e\phi$).

При $T > 0$ в твердом теле появляются электроны на уровнях выше уровня Ферми, но и в этом случае работу выхода отсчитывают от уровня E_F . При этом учитывают, что удаление электронов с энергией, меньшей E_F , нарушает равновесие в кристалле и вызывает переход быстрых электронов на освободившиеся уровни с выделением энергии и нагревом кристалла. Таким

образом, затраченная работа не является работой выхода в чистом виде – часть ее расходуется на нагрев тела. Удаление же электронов с энергией $E > E_F$ вызывает, наоборот, переход оставшихся электронов на более высокие уровни с отбором энергии от решетки и ее охлаждением, так что удаление электронов из тела происходит не только за счет затраченной работы, но и частично и за счет внутренней энергии кристалла.

Только при удалении электрона с уровня Ферми равновесие в кристалле не нарушается.

2.2. Термоэлектронная эмиссия оксидного катода

Чтобы найти, чему равен ток эмиссии с поверхности оксидного катода, учтем, что оксид представляет собой примесный широкозонный полупроводник, электронный газ в зоне проводимости которого невырожден [3,4]. В квантовой механике невырожденной называется такая система, число разрешенных энергетических состояний в которой больше или равно числу частиц системы.

Число электронов, кинетическая энергия которых превосходит внешнюю работу выхода $f_{вн}$, в невырожденном полупроводнике равно

$$n = \frac{2 \cdot (2 \cdot \pi \cdot m_e^* \cdot k \cdot T)^{3/2}}{h^3} \cdot \exp\left(-\frac{E_C - E_F + f_{вн}}{k \cdot T}\right) = \frac{2 \cdot (2 \cdot \pi \cdot m_e^* \cdot k \cdot T)^{3/2}}{h^3} \cdot \exp(-f_T / k \cdot T) \quad , (2.1)$$

где m_e^* - эффективная масса электрона;

k – постоянная Больцмана;

h – постоянная Планка;

T – температура;

E_C – дно зоны проводимости;

E_F – уровень Ферми;

$f_T = E_C - E_F + f_{\text{вн}}$ – термодинамическая работа выхода (см.рис.2.1),

Из них каждую секунду с площади полупроводника в 1м^2 будет выходить лишь те электроны, которые движутся перпендикулярно этой площади со скоростью v_x и находятся внутри полупроводника на расстоянии $x \leq v_x$ от нее, где $\langle v_x \rangle$ среднее значение составляющей скорости движения электронов, перпендикулярной к поверхности полупроводника

$$\langle v_x \rangle = \sqrt{\frac{k \cdot T}{2 \cdot \pi \cdot m_e^*}} \quad (2.2)$$

Поэтому плотность тока эмиссии, определяется числом электронов, ежесекундно вылетающих с 1м^2 поверхности полупроводника будет равна

$$j = e \cdot n \cdot \langle v_x \rangle = \frac{2 \cdot (2 \cdot \pi \cdot m_e^* \cdot k \cdot T)^{3/2}}{h^3} \cdot \exp(-f_T/k \cdot T) \cdot \left(\frac{k \cdot T}{2 \cdot \pi \cdot m_e^*}\right)^{1/2} =$$

$$\frac{2 \cdot (2 \cdot \pi \cdot m_e^* \cdot e \cdot k^2)}{h^3} \cdot T^2 \cdot \exp(-f_T/k \cdot T) \quad (2.3)$$

Соотношение (2.3) называется формулой Ричардсона – Дешмана. Из формулы (2.3) следует, что ток эмиссии от T и f_T , возрастая с увеличением температуры и уменьшением работы выхода. Следует, однако, обратить внимание на то, что сама термодинамическая работы выхода зависит от температуры, поскольку с температурой изменяется положение уровня Ферми в твердом теле [3-5].

Положение уровня Ферми в донорском полупроводнике в области температур, когда носители в зоне проводимости появляются за счет перехода с примесного уровня, определяется формулой

$$E_F = \frac{E_C - E_{\text{пр}}}{2} - \frac{k \cdot T}{2} \ln \frac{2 \cdot (2 \cdot \pi \cdot m_e^* \cdot k \cdot T)^{3/2}}{N_{\text{пр}} \cdot h^3}, \quad (2.4)$$

где $N_{\text{пр}}$ – концентрация примесных атомов,

Формула (2.4) определяет положение уровня Ферми в оксиде в области рабочих температур катода.

Подставив в формулу (2.3) $f_T = E_C - E_F + f_{BH}$ и воспользовавшись выражением (2.4) для E_F , получим уравнение эмиссии из полупроводникового катода

$$j = A \cdot \sqrt{\frac{h^2}{2}} \cdot \left(\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot m_e^* \cdot k}\right)^{3/4} \cdot \sqrt{N_{пр}} \cdot T^{5/4} \cdot \exp\left(-\frac{f_{BH} - \frac{\theta}{2}}{k \cdot T}\right), \quad (2.5)$$

где $\theta = E_C - E_{пр}$;

$A = 120,4 \text{ А}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^2)$ – универсальная постоянная для всех термокатодов.

Из выражения (2.5) следует, что температура входит в выражение плотности тока эмиссии в предэкспоненциальном множителе не во второй степени, как в уравнении Ричардсона – Дешмона, а в более низкой степени из-за снижения уровня Ферми с ростом температуры. Величину $\theta/2$, входящую в показатель экспоненты, называют эффективной работой выхода катода.

2.3. Калориметрический метод определения работы выхода

В данной работе используется калориметрический метод определения термодинамической работы выхода f_T . Этот метод основан на том, что при отборе от катода тока эмиссии каждый уходящий к аноду электрон уносит энергию, равную сумме термодинамической работы выхода и кинетической энергии электрона вне твердого тела. Так как энергию электрон получает за счет тепловых колебаний решетки, то каждый эмитированный электрон охлаждает решетку, а следовательно, и катод в целом.

Средняя кинетическая энергия электронов, участвующих в хаотическом движении в накаливаемом катоде равна

Средняя кинетическая энергия электронов, участвующих в хаотическом движении в накаливаемом катоде равна $\frac{3}{2}kT$, на каждую степень свободы

приходится энергия, равная $\frac{1}{2}kT$. Кинетическая теория газов и статистика электронов в твердом теле позволяет найти среднюю энергию электронов, покидающих катод перпендикулярно его поверхности (направление x) за единицу времени. При этом средняя энергия электрона в направлении y и z (декартова система координат) останется неизменной

$$\langle \bar{E}_y \rangle = \langle \bar{E}_z \rangle = \frac{k \cdot T}{2}.$$

Однако в направлении x покинуть катод смогут только те электроны, скорость которых совпадает с направлением оси x из катода в вакуум [1,3,4,5], при этом кинетическая теория определяет среднюю энергию электрона по оси x как

$$\langle \bar{E}_x \rangle = k \cdot T.$$

Средняя энергия такого электрона будет

$$\langle E \rangle = \langle \bar{E}_x \rangle + \langle \bar{E}_y \rangle + \langle \bar{E}_z \rangle = 2 \cdot k \cdot T. \quad (2.6)$$

Отсюда следует, что каждый эмитированный электрон охлаждает катод, уменьшая энергию ионной решетки на величину

$$f_T + 2 \cdot k \cdot T.$$

Если вблизи катода будет существовать облако пространственного заряда, то возвращающиеся обратно на катод электроны передадут ему энергию $f_T + 2kT$ и охлаждения катода наблюдаться не будет.

Все эмитированные электроны можно собрать на специальный электрод, называемый коллектором или анодом, если подать на него положительное напряжение относительно катода. Убыль электронов из катода компенсируется электронами, притекающими к нему по проводнику, имеющему температуру T_0 , за счет источника напряжения. Они возвращают катоду энергию, равную $2kT_0$. Таким образом, если анодный ток равен I_a , то потеря энергии катодом в результате термодинамической эмиссии за одну секунду составляет

$$\frac{I_a}{e} \cdot [f_T + 2 \cdot k \cdot (T - T_0)], \quad (2.7)$$

где e – заряд электрона;

T – температура катода;

T_0 – температура проводников схемы.

Следовательно, для поддержания температуры катода на постоянном уровне, необходим дополнительный подогрев.

Рассмотрим принципиальную схему калориметрического определения работы выхода.

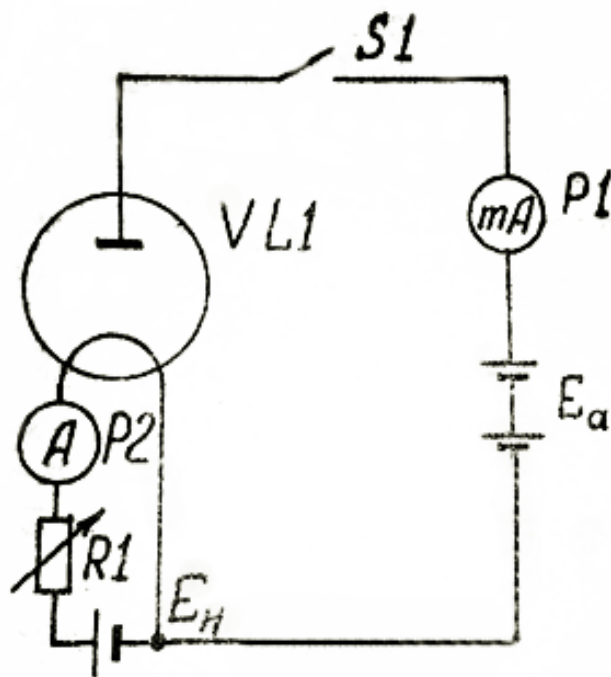


Рисунок 2.2 – Принципиальная схема

Для достижения достаточной точности и упрощения условий эксперимента в калориметрическом методе целесообразно использовать оксидный катод прямого накала. В качестве экспериментального образца возможно применение некоторых типов электронных ламп. Катод нагревается до температуры $1000 - 1100\text{K}$ током накала I_n от специального источника напряжения E_n , на анод подается напряжение от источника E_a .

Нагретый катод теряет энергию не только из-за эмиссии электронов, но также за счет излучения и теплопроводности держателей катода. Причем эти потери энергии много больше, чем потери на термоэмиссию электронов.

Однако, если поддерживать температуру катода постоянной, эти потери также будут постоянными и на условия эксперимента не повлияют.

Разомкнем анодную цепь. Заряд электронов, покинувших катод, не будет теперь компенсироваться зарядом электронов, поступающих из анодной цепи. Вследствие этого катод зарядится положительно и будет притягивать назад эмитированные электроны, так что число электронов, покидающих катод в единицу времени вследствие термоэмиссии будет равно числу электронов, возвращающихся в него из окружающего теперь катод электронного облака. Таким образом, потери энергии катода на эмиссию останутся равными нулю. Для поддержания той же самой температуры катода потребуется теперь меньшая на величину (выражения (2.7)) мощность, т.е. меньшей на величину ΔI_n ток накала катода. Если сопротивление катода при температуре T равно R_n , то требуемое уменьшение тока ΔI_n можно определить из соотношения

$$I_n^2 \cdot R_n - (I_n - \Delta I_n)^2 \cdot R_n = \frac{I_a}{e} \cdot [f_T + 2 \cdot k \cdot (T - T_0)], \quad (2.8)$$

Левую часть выражение (2.8) можно представить в виде

$$I_n^2 \cdot R_n - (I_n - \Delta I_n)^2 \cdot R_n = 2 \cdot I_n \cdot \Delta I_n \cdot R_n - (\Delta I_n)^2 \cdot R_n, \quad (2.9)$$

Так как ΔI_n всегда много меньше I_n , то второй член в правой части выражения (2.9) много меньше первого и его можно отбросить. Тогда из выражения (2.8) и (2.9) получаем:

$$f_T = \frac{2 \cdot e \cdot I_n \cdot \Delta I_n \cdot R_n}{I_a} - 2 \cdot k \cdot (T - T_0), \quad (2.10)$$

Таким образом, для определения работы выхода электронов нужно измерить часть тока накала ΔI_n , необходимую для компенсации потери энергии катода на термоэлектронную эмиссию, ток накала I_n , сопротивление катода R_n , температуру катода T и анодный ток I_a до разрыва цепи.

2.4. Контрольные вопросы

2.4.1. Каковы основные достоинства и недостатки оксидных катодов по сравнению с катодами из чистых металлов?

2.4.2. Дать определения понятия «эффективность катода».

2.4.3. Объяснить последовательность технологических операций при изготовлении оксидного катода.

2.4.4. Нарисовать и объяснить зонную энергетическую диаграмму оксидного катода.

2.4.5. Дать определение термодинамической работы выхода. В чем различия между внешней и термодинамической работой выхода?

2.4.6. В чем различие между термоэлектронной эмиссией из полупроводникового и металлического катодов?

2.4.7. Почему эмиссия электронов из катода приводит к его охлаждению?

2.4.8. В чем состоит сущность калориметрического заряда вблизи катода на точности определения работы выхода?

2.4.9. Как сказывается влияние пространственного заряда вблизи катода на точности определения работы выхода?

2.4.10. Почему в данной работе применяется лампа с катодом прямого накала?

2.4.11. Как практически в работе осуществляется компенсация потерь энергии на термоэмиссию?

2.4.12. В чем смысл применения миллиамперметра *P4* в дополнение к прибору *P3*?

3. Экспериментальная часть

3.1. Методика проведения эксперимента

Для определения работы выхода электрона нужно произвести измерение величин I_n , ΔI_n , R_n и T . Что касается температуры катода, то ее достаточно знать приблизительно, так как обычно второй член в правой части выражения (2.8) в 10 – 20 раз меньше первого, и ошибка в определении температуры мало скажется на точности определения работы выхода. В условиях работы примем $T_k=1100\text{ K}$, $T_0=300\text{ K}$, $T_k-T_0=800\text{ K}$.

После размыкания анодной цепи ток накала нужно уменьшить таким образом, чтобы температура катода осталась той же, что и до размыкания. Так как сопротивление керна прямонакального катода зависит от его температуры, то для достижения равенства значений температуры достаточно убедиться в том, что сопротивление керна не изменилось. Изменение сопротивления нити накала (керн прямонакального катода) при размыкании и замыкании анодной цепи весьма малы, поэтому измерения этих величин необходимо производить с помощью возможно более чувствительного метода, например, мостового. Измерение остальных величин не представляет трудностей.

Для измерения электрического сопротивления нити накала и фиксации восстановления первоначальной температуры катода в работе используется мост Уинстона на постоянном токе, одним из плеч моста включено сопротивление нити накала R_n .

Мост уравнивается при замкнутой цепи анода с помощью декадных сопротивлений, индикатором служит чувствительный нуль-гальванометр. При размыкании анодной цепи температура и, следовательно, сопротивление нити накала возрастает и мост разбалансируется.

Чтобы вернуть температуру нити к прежнему значению следует уменьшить теперь ток накала. Уменьшение тока накала производится до тех пор, пока мост вновь не уравнивается.

Чтобы на уравнивании моста при замкнутой анодной цепи не сказывалось дополнительное падение напряжения на нити накала из-за протекания по ней анодного тока, в работе используется лампа, имеющая отвод от середины нити. К этому отводу и присоединяется «минус» источник анодного напряжения. Однако, отвод обычно не может разделить нить на абсолютно равные части. Поэтому при протекании анодного тока по нити между ее концами возникает все же некоторая дополнительная разность потенциалов. Она приводит к ошибке в установлении равновесия моста.

При изменении направления тока накала знак этой ошибки изменяется. Поэтому работу выхода электрона следует определять как среднее значение результатов, полученных при разных направлениях тока накала.

В работе используется электронная лампа типа **2П1П** с оксидным катодом прямого накала, включенная как диод (управляющая и экранная сетки соединения с анодом). Следует обратить внимание на то обстоятельство, что облако пространственного заряда, окружающее катод, рассасывается и перестает влиять на точность определения работы выхода лишь при достаточно больших напряжениях на аноде. При выполнении работы следует установить U_a больше **6 В**.

3.2. Схема экспериментальной установки

Схема установки для определения работы выхода представлена на рис.3.1. Источником анодного напряжения служит стабилизированный выпрямитель, напряжение на аноде изменяется потенциометром **R6**. Ток анода и напряжение измеряются приборами **P1** и **P2**. Сопротивление плеч моста **R3** и **R4** в 10 раз больше сопротивления R_n и **R1** соответственно. Поэтому при разомкнутом тумблере **S4** 10/11 тока, потребляемого от генератора, идет через нить накала и плечо **R1**. Мост уравнивается при замкнутом положении тумблера **S3** помощью декадных сопротивлений **R3**.

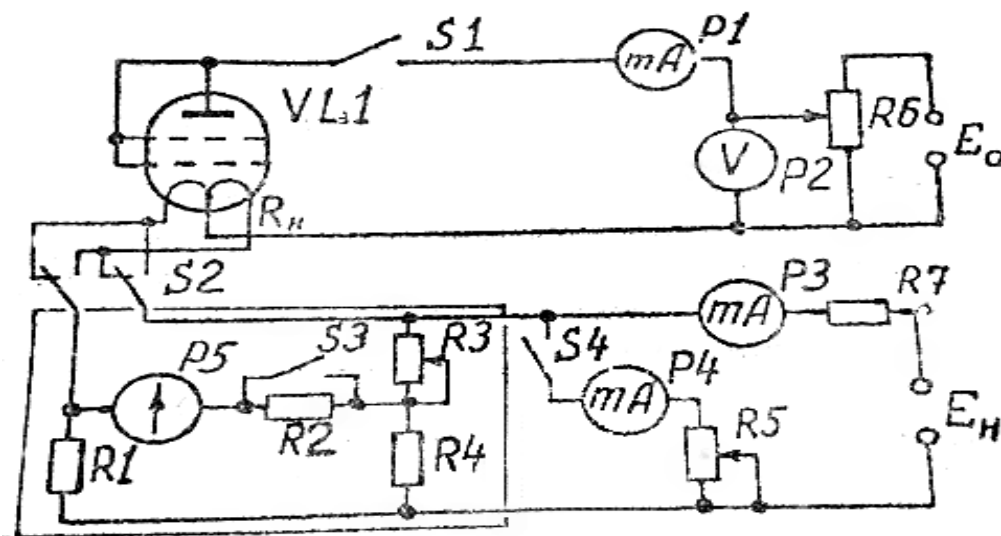


Рисунок 3.1 – Принципиальная схема установки

При размыкании анодной цепи тумблером *S1* температура и, следовательно, сопротивление нити накала возрастает и мост разбалансируется. Чтобы вернуть температуру нити к прежнему значению следует уменьшить теперь ток накала. Это осуществляется ответвлением части тока накала через замкнутый тумблер *S4* и переменный резистор *R5*. Величина тока, показываемая прибором *P4*, равна уменьшению тока накала ΔI_n . Величину ΔI_n следует фиксировать в тот момент, когда мост вновь будет уравновешен вращением ручки резистора *R5*.

3.3. Задание

3.3.1. Рассмотреть зонную энергетическую диаграмму оксидного катода, ознакомиться с явлением термоэлектронной эмиссии из него.

3.3.2. Уяснить сущность калориметрического метода измерения работы выхода.

3.3.3. Изучить принципиальную схему измерения работы выхода и ознакомиться с устройством и работой на стенде.

3.3.4. Произвести для нескольких (трех – четырех) значений тока накала измерения сопротивления нити и вычислить работу выхода. Результаты опыта и вычислений поместить в табл.3.1.

3.3.5. Вычислить среднее значение работы выхода и среднеквадратическую ошибку по формулам

$$f_{T_{\text{ср}}} = \frac{\sum_{i=1}^n f_{T_i}}{n}, \quad \sigma = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^n (f_{T_i} - f_{T_{\text{ср}}})^2}}{n-1},$$

где f_{T_i} – результат i -го измерения;

n – число измерений.

Таблица 3.1 – Результаты измерений

$I_{н}, mA$	№	$I_{а}, mA$	«S2»	$R_{н}, Ом$	$\Delta I_{н}, mA$	$f_T, Дж$
42	1		+			
	2		-			
	3		+			
	4		-			
44	5					
	6					
И т.д.						

3.4. Порядок выполнения работы

3.4.1. Доложить преподавателю порядок выполнения работы, произвести включение стенда.

3.4.2. Поставит тумблер **S1** в положение ВКЛЮЧЕНО, тумблер **S4** в положение ВЫКЛЮЧЕНО, тумблер **S2** ПОЛЯРНОСТЬ ТОКА НАКАЛА может находиться в любом положении. Установить значение сопротивления плеча **R3**, равным 30 Ом, учитывая соотношение сопротивлений **R1** и **R2**, определяемых положение штекеров **B** и **T** **$B \rightarrow 10 : T \rightarrow 1000$** .

3.4.3. Установить значение анодного напряжения 6 – 10 В. Установить первое значение тока накала (по указанию преподавателя), дать лампе прогреться 1 – 2 мин.

3.4.4. Уравновесить мост с помощью декадных сопротивлений, еще раз уравновесить мост при нажатой кнопке **S3** ТОЧНО. Определить значение **R_н**, все показания приборов занести в табл.3.1.

3.4.5. Разомкнуть цепь анодного тока, включить цепь компенсации $S2$ и произвести уравнивание моста резистором $R5$, значение ΔI_n занести в таблицу.

3.4.6. Изменить полярность тока накала и произвести измерения по п.п. 3.4.4 и 3.4.5.

3.4.7. Изменить значение тока накала и проделать измерения по п.п. 3.4.4, 3.4.5, 3.4.6. Интервал изменения тока накала и количество фиксированных значений его согласуются с преподавателем.

3.4.8. Обработать результаты измерений по п.п. 3.3.4 и 3.3.5. Произвести оформление отчета.

3.5. Содержание отчета

Рекомендации по оформлению отчета приведены в работе. Отчет должен содержать следующие основные разделы:

- 1) введение;
- 2) описание принципиальной схемы и методики эксперимента;
- 3) основные расчетные формулы;
- 4) результаты работы и их обсуждение;
- 5) выводы;
- 6) список литературы, используемой студентом при подготовке к работе.

Текст отчета должен быть лаконичным, без грамматических ошибок, почерк аккуратный и разборчивым.

Выводы должны отразить степень понимания студентом проделанной работы.

4. Рекомендуемая литература

1. Кацман, Ю.А. / Электронные лампы // Ю.А. Кацман – М.: Высшая школа, 1979. – 303с.
2. Царев, Б.М. / Расчет и конструирование электронных ламп // Б.М. Царев – М. – Л.: Госэнергоиздат, 1972. – 670с.
3. Гапонов, В.И. / Электроника // В.И. Гапонов Ч.1. – М.: Госиздат физ.-мат. лит-ра, 1960. – 516с.
4. Фридрихов, С.А. / Физические основы электронной техники // С.А. Фридрихов, С.М. Мовнин – М.: Высшая школа, 1982. – 608 с.
5. Соболев, В.Д. / Физические основы электронной техники // В.Д. Соболев – М.: Высшая школа, 1979. – 448с.

Исследование вторичной электронной эмиссии

1. Введение

Цель настоящей работы: изучить физику явления вторичной электронной эмиссии, исследовать зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии первичных электронов, определить энергетический спектр вторичных электронов.

При бомбардировке поверхности кристаллов (металлов, проводников или диэлектриков) ускоренными электронами наблюдается встречный поток эмитируемых кристаллом электронов, называемых вторичными электронами. Это явление носит название вторичная электронная эмиссия.

Теоретически исследования вторичной электронной эмиссии затруднены из-за сложности явления, а для практики вторичная эмиссия долгое время имела значение только как побочное и, большей частью, нежелательное явление в электронных приборах. Повышение интереса к вторичной электронной эмиссии было связано с разработкой и практическим применением метода каскадного усиления электронных токов с помощью вторичной эмиссии в таких приборах, как фотоэлектронные умножители, передающие электронно-лучевые трубки и Оже-спектрометры.

2. Теоретическая часть

2.1. Коэффициент вторичной эмиссии

Экспериментально установлены следующие закономерности вторичной электронной эмиссии чистых металлов. Число вторичных электронов N_2 пропорционально для данного металла эмиттера числу первичных электронов N_1 :

$$N_2 = \sigma \cdot N_1, \quad I_2 = \sigma \cdot I_1,$$

где I_1 - ток первичных электронов; I_2 - ток вторичных электронов; σ - коэффициент вторичной эмиссии.

Коэффициент вторичной эмиссии σ показывает сколько вторичных электронов приходится на один первичный электрон.

2.2. Зависимость σ от энергии первичных электронов

Коэффициент σ зависит от энергии первичных электронов (рис. 2.1).

С ростом энергии первичных электронов σ быстро растет и при энергиях порядка 400–600эВ для металлов достигает максимума. Дальнейшее увеличение энергии первичных электронов вызывает уменьшение σ . Величина коэффициента вторичной эмиссии зависит от типа кристалла, а у металлов σ сравнительно не велико ($\sigma = 0,5 \div 2$).

Основная масса первичных электронов настолько глубоко проникает в металл. Двигаясь в металле быстрее, электроны теряют часть энергии при фоновых взаимодействиях, а другую отдают электронам кристалла.

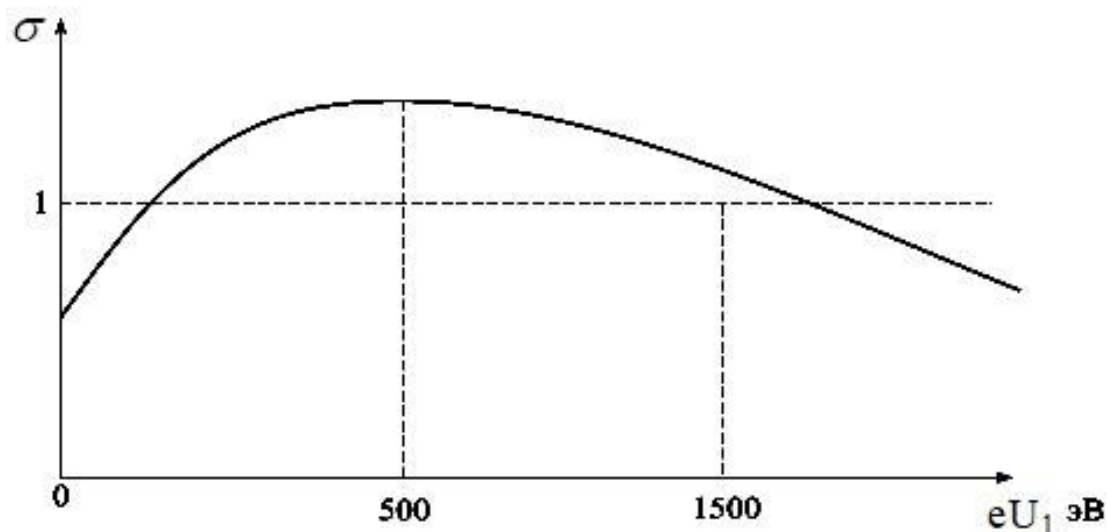


Рис.2.1. Зависимость σ от энергии первичных электронов

Основную часть энергии первичные электроны отдают электронам глубоких энергетических уровней, там где скорость первичных электронов мала. При этом происходит так называемый межзональный переход вторичных электронов, получивших энергию от первичных, на свободные уровни энергии зоны проводимости. Вероятно, что появлению таких вторичных электронов внутри кристалла способствуют и кванты рентгеновского излучения,

возникающие при обратных переходах электронах на освобождающиеся глубинные уровни. Беспорядочно двигаясь в металле, вторичные электроны взаимодействуют с валентными электронами, постепенно теряют энергию, и значительная их часть при подходе к поверхности металла обладает энергией, недостаточной для преодоления потенциального барьера. Часть вторичных электронов, которые сохраняют при движении к поверхности достаточно большую энергию, преодолевают потенциальный барьер из кристалла. Они и составляют группу истинно вторичных электронов. Часть первичных электронов отражается от потенциального барьера без потерь энергии и входит в состав тока вторичных электронов.

Для вторичной электронной эмиссии важны два элементарных процесса:

1. Движение первичных электронов в кристалле эмиттера, сопровождающееся передачей энергии вторичных электронов;
2. Движение вторичных электронов, сопровождающееся потерей энергии при столкновении с другими электронами.

Сопоставление этих двух процессов объясняет зависимость σ от энергии первичных электронов.

С ростом энергии первичных электронов в кристалле растет число вторичных электронов, создаваемых каждым первичным электроном. Это ведет к увеличению вторичной эмиссии.

С другой стороны первичный электрон, теряя энергию, теряет скорость. Его ионизирующая способность растет. Поэтому основную часть своей энергии первичный электрон отдает электронам кристалла в конце пути. Чем больше энергия первичных электронов, тем глубже они проникают в кристалл эмиттера и создают там вторичные электроны. Выход вторичных электронов при этом затрудняется, так как возрастают их энергетические потери при движении в кристалле. Это ведет к уменьшению коэффициента вторичной эмиссии.

При небольших энергиях первичных электронов с увеличением их энергии σ увеличивается, при больших энергиях первичных электронов вторичные электроны теряют большую часть энергии и не могут выйти в

вакуум – это ведет к уменьшению σ . Это подтверждается экспериментами по исследованию зависимости σ от угла падения первичных электронов θ (рисунок 2.2), отсчитываемого от нормали к поверхности эмиттера.

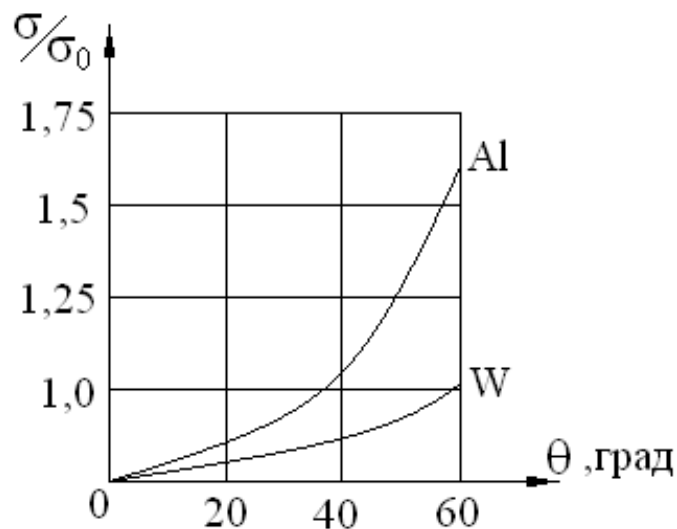


Рис. 2.2 Зависимость σ от угла падения первичных электронов.

Увеличение σ по сравнению с σ_0 (коэффициентом вторичной эмиссии при перпендикулярном к поверхности эмиттера пучка первичных электронов) объясняется тем, что чем больше угол θ , тем ближе к поверхности создаются вторичные электроны при том же пути, пройденном в кристалле эмиттера первичным электроном.

2.3. Торможение первичных электронов и эмиссия истинно вторичных электронов

Физические представления о процессе торможения первичных электронов основаны на допущении, что первичный электрон теряет энергию в основном малыми порциями, например, на возбуждение плазмонов и ионизацию верхних атомных оболочек, что справедливо при условии $E_p \geq 13z^2$ эВ, где z – порядковый номер элемента. В этом случае справедлив закон торможения Бете, согласно которому потери энергии на единицу пути

пропорциональны логарифму энергии электрона. В соответствии с этим законом глубина проникновения первичного электрона задается формулой:

$$L = \frac{10^{-6} \cdot A}{\rho \cdot z} \cdot E_p^{1,4}, \quad (2.3)$$

где L – глубина проникновения [м];

ρ – плотность вещества [кг/см³], $\rho = 8,9$ г/см³;

E_p – энергия первичного электрона [КэВ];

A – атомный вес [атомные единицы массы], $A = 63,54$;

z – атомный номер элемента, $z = 29$.

Заметим, что L обратно пропорциональна электронной плотности мишени, поскольку величина $\frac{\rho \cdot z}{A}$ есть относительная электронная плотность вещества.

2.4. Распределение вторичных электронов по энергиям.

Распределение вторичных электронов по энергиям исследуют с помощью метода тормозящего поля. Типичная кривая распределения вторичных электронов по энергиям представлена на рис. 2.2

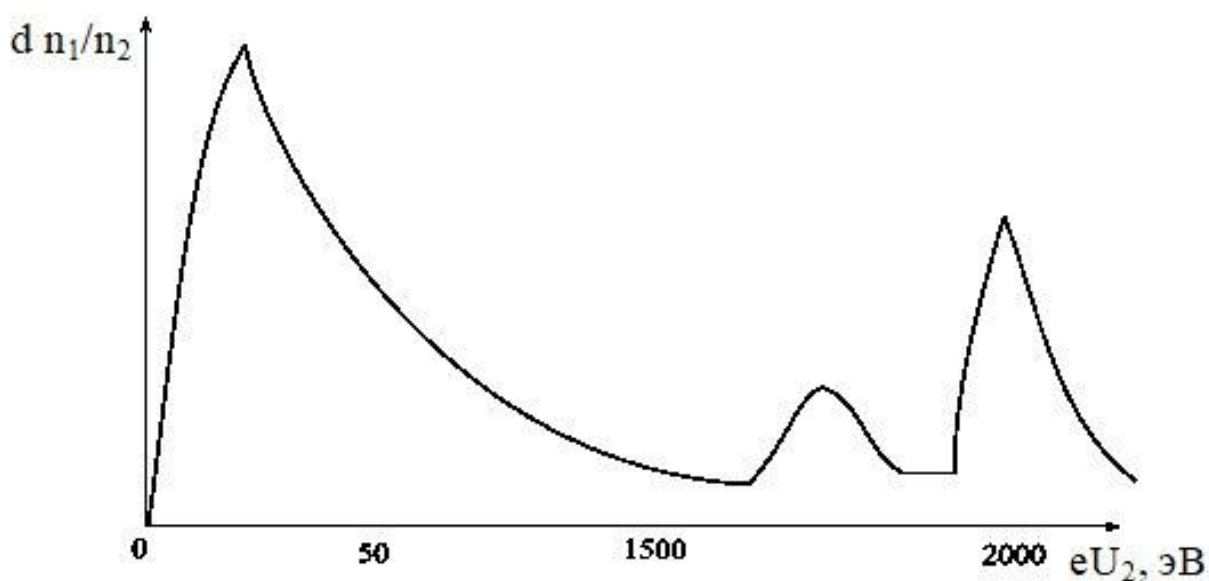


Рис.2.2 Распределение вторичных электронов по энергиям

Широкий пик, максимум которого приходится на энергию порядка $5 \div 15 \text{ эВ}$, соответствующий истинно вторичным электронам. Этот пик не зависит от энергии первичных электронов. Узкий пик, соответствующий энергии первичных электронов, показывает наличие во вторичном токе упруго отраженных от эмиттера первичных электронов. При изменении энергии первичных электронов этот пик соответственно перемещается.

Существенной особенностью вторичной электронной эмиссии является ее независимость от эффективной работы выхода материала эмиттера. Причина в том, что первичные электроны имеют большую энергию (сотни электрон-вольт). Энергия образующихся вторичных электронов намного превышает работу выхода, и разница работ выхода на $1 - 2 \text{ эВ}$ существенного значения не имеет.

Вторичная эмиссия наблюдается с поверхности металлов, диэлектриков и полупроводников. Все перечисленные группы кристаллов не пригодны в качестве материалов для вторичных эмиттеров. Металлы и полупроводники имеют малые σ , а диэлектрики, заряжаясь при бомбардировке первичными электронами, неспособны поддерживать определенный потенциал на поверхности. В приборах в качестве вторичных эмиттеров используются полупроводники с широкой запрещенной зоной. Необходимая величина проводимости обеспечивается легированием донорной примесью. Такими являются сплавные вторичные эмиттеры ($\text{AgMg}, \text{CuMg}, \text{Al}, \text{AgBeSi}$ и др.). После специальной термической обработки в окислительной среде (активирования) на поверхности кристалла образуется тонкий слой окиси щелочного металла (MgO и BeO) с избыточным числом атомов металла. Оптимальная толщина окиси составляет $\approx 100 \text{ нм}$. У этих кристаллов $\sigma = 8 \div 15$. Коэффициент вторичной эмиссии стабилен, слабо зависит от температуры и плотности тока. Такие эмиттеры применяются во всех приборах использующих σ .

2.5. Контрольные вопросы

2.5.1. Что такое σ ?

2.5.2. Как σ зависит от энергии первичных электронов, почему?

2.5.3. Какой ток протекает в цепи динода?

2.5.4. Что происходит на поверхности кристалла диэлектрика, если $\sigma > 1$?

2.5.5. Что изменится, если $\sigma < 1$?

2.5.6. Как σ зависит от эффективной работы выхода материала динода?

2.5.7. Объясните распределение вторичных электронов по энергиям.

2.5.8. Способы увеличения σ .

2.5.9. Почему не учитывается влияние σ на ток анода в цепи динода?

2.5.10. Объясните зависимость σ от угла падения первичных электронов.

2.5.11. Объясните особенность вторичной эмиссии с полупроводников.

3. Экспериментальная часть

3.1. Схема для снятия характеристик

Закономерности и способности вторичной электронной эмиссии исследуются в пентоде, имеющем специальный электрод с большим коэффициентом вторичной эмиссии (динод). Принципиальное устройство лампы представлено на рис.3.1.

В лампе подогревный термокатод, (1 – подогреватель, K – катод оксидный, $C1$ – первая сетка управляющая). На $C1$ подается небольшое отрицательное напряжение относительно катода. Меняя напряжение на $C1$, изменяем количество электронов проходящих через $C1$. $C2$ – вторая сетка (экранирующая) она имеет положительный потенциал относительно катода, $C3$ – антидинаatronная сетка, она имеет потенциал катода.

Динод D , предназначен для получения вторичных электронов, он имеет положительный потенциал относительно катода, однако его потенциал должен быть ниже потенциала анода обычно на 30–50%. Динод располагается в системе электродов за сетками рядом с анодом.

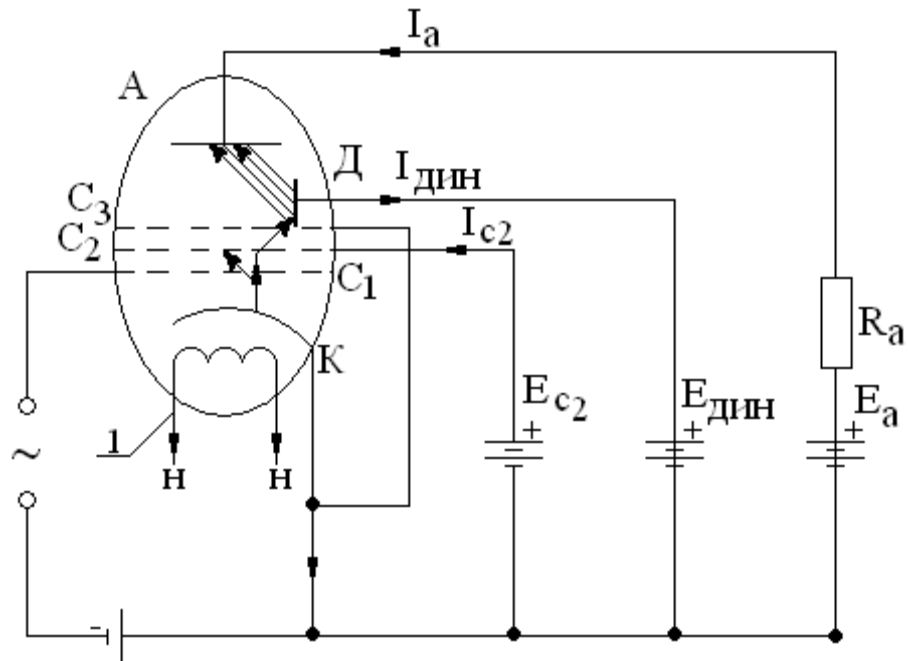


Рис. 3.1 Принципиальная схема питания пентода с внутренним усилением тока за счет вторичной эмиссии.

Конструктивно система электродов выполнена так, ток электронов, проходящих через плоскость последней третьей сетки системы электродов, не мог попасть на анод, минуя динод. Попадающие на динод электроны, имеющие кинетическую энергию, соответствующую напряжению динода, выбивают из него вторичные электроны, которые потом под действием более высокого потенциала анода переходят на анод. Динод выполнен из материала с коэффициентом вторичной эмиссии $\sigma = 4 \div 5$. В качестве материала для изготовления динода используют бериллиевую или магниевую бронзу. Если считать, что все электроны, прошедшие третью сетку попадают на динод, то будем считать их первичными электронами и обозначать I_1 . Вторичные электроны, покидая кристалл, создают ток вторичных электронов I_2 , при этом $I_2 = I_1 \sigma$. Во внешней цепи динода протекает ток $I_d = I_2 - I_1 = I_1(\sigma - 1)$, причем ток протекает в противоположном направлении. Анод притягивает к себе вторичные электроны, и в его цепи протекает ток $I_a = I_2$. Интересно проследить распределение электронов между динодом и анодом. Для этого на все

электронно подаем одинаковое постоянное напряжение, а на аноде напряжение меняем.

На рис.3.2 представлены качественные характеристики $I_\delta = f(U_a)$ и $I_a = f(U_a)$.

Пока U_a меньше U_δ , анодный ток практически отсутствует, так как вторичные электроны не могут уйти от динода на анод. Ток в цепи динода практически равен току первичных электронов, потому что сколько вторичных электронов вышло из динода, столько же вернулось на динод. Вторичные электроны не участвуют в создании тока. Когда U_a становится больше U_δ , кривая тока анода круто поднимается вверх до значения $I_a = I_1\sigma$ и потом переходит в почти горизонтальный участок.

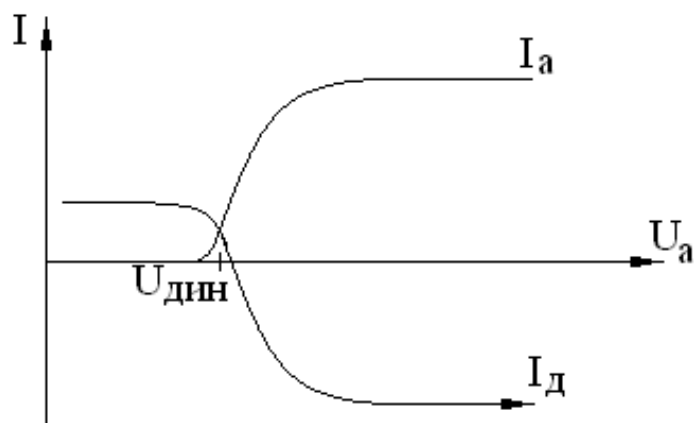


Рис. 3.2 Характеристики динодного и анодного токов по анодному напряжению.

Учитывая, что напряжение на диноде постоянное, σ также остается величиной постоянной и $\sigma > 1$. С ростом U_a , когда $U_a > U_\delta$, вторичные электроны уходят на анод, и ток в цепи динода резко уменьшается и переходит в противоположный знак. Ток в цепи динода равен $I_\delta = I_1(\sigma - 1)$, и тоже остается почти постоянным далее.

При приближении значения U_δ к U_a в связи с прекращением перехода вторичных электронов с динода на анод появляются довольно протяженные

падающие участки токов, т.е. участки с отрицательными значениями внутреннего сопротивления.

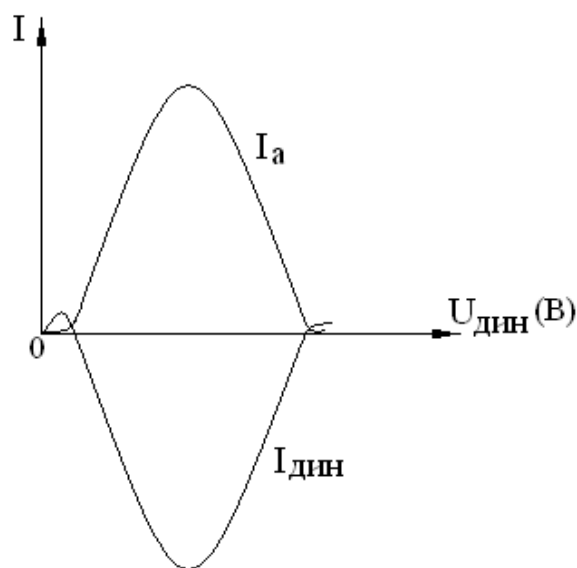


Рис. 3.3 Анодно-диодная и диодная характеристики пентода со вторичной эмиссией

3.2. Задание

3.2.1 Изучить закономерности и особенности вторичной эмиссии.

3.2.2 Разобраться в схеме для вторичной электронной эмиссии. Подробная схема питания представлена на стенде.

3.2.3 Записать паспортные данные исследуемого прибора, зарисовать цоколевку.

3.2.4 Снять зависимость коэффициента вторичной эмиссии σ от энергии первичных электронов.

3.2.5 Методом задерживающего потенциала снять зависимость I_{l2} от напряжения на аноде.

3.2.6 По данным 3.2.5 путем графического дифференцирования рассчитать энергетический спектр вторичных электронов.

3.3. Порядок выполнения работы

3.3.1. Перед началом работы преподаватель проверяет готовность студента к занятиям.

3.3.2. Включить стенд только после проверки преподавателем.

3.3.3. При выполнении пункта п.3.2.4 необходимо учитывать, что ток в цепи динода является алгебраической суммой токов первичных и вторичных электронов. Регистрацию токов вторичных электронов производят в цепи анода, а ток вторичных в цепи динода с учетом σ .

3.3.4. При выполнении пункта п. 3.2.5 потенциал анода относительно динода менять от $+50B$ до отрицательного значения, при котором ток на анод полностью прекращается. Измерения проводят для трех значений энергии первичных электронов.

3.3.5. Эксперименты по п. 3.2.4 и 3.2.5 проделать не менее трех раз, исходные зависимости построить по средне статическим значениям измеренных величин.

3.4. Содержание отчета

3.4.1. Титульный лист.

3.4.2. Паспортные данные и цоколевка исследуемого прибора.

3.4.3. Описание установки и методики эксперимента.

3.4.4. Основные расчетные формулы.

3.4.5. Результаты работы и их обсуждение.

3.4.6. Выводы.

3.4.7. Литература.

4. Рекомендуемая литература

1. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники. – М.: Высшая школа, 1982. – 608 с.
2. Соболев В.Д. Физические основы электронной техники: Учебник для вузов. – М.: Высш. школа, 1979. – 448 с.
3. Бронштейн И.М., Фейман В.С. Вторичная электронная эмиссия. – М.: Наука, 1969. – 407с.

4. Клейнер Э.Ю. Основы теории электронных ламп. – М.: Высшая школа, 1974. –

Проверка закона подобия разрядов (закон Пашена)

1. Введение

Целью настоящей работы является экспериментальная проверка закона подобия разрядов (закон Пашена) или зависимости потенциала зажигания самостоятельного разряда от произведения давления газа на расстояние между электродами в разрядной двухэлектродной трубке.

2. Теоретическая часть

2.1. Классификация разрядов в газе

Прохождение электрического тока в газовой среде называется электрическим газовым разрядом. В процессах, определяющих прохождение тока в газе, участвуют электроны, положительные и отрицательные ионы, нейтральные атомы и молекулы, и кванты электромагнитного излучения.

Электрические разряды в газе подразделяют на несамостоятельные и самостоятельные.

Несамостоятельные разряды требуют для своего поддержания внешнего источника ионизации при постоянно существующем электрическом поле между электродами. Источниками ионизации могут быть: ионизирующее излучение, фотоны различных энергий, пучки заряженных частиц.

В самостоятельных разрядах появление заряженных частиц, необходимых для поддержания разряда, обусловлено наличием электрического поля между электродами и процессами, проходящими в самом приборе при протекании тока разряда.

Для определения газа напряжение зажигания самостоятельного разряда U_3 зависит не от давления P и расстояния между электродами d в отдельности, а от их произведения $U_3 = f(Pd)$. Этот закон экспериментально установлен Пашеном в 1856 г. и теоретически обоснован Таундсендом.

2.2. Развитие несамостоятельного разряда

В теории Таундсенда сделаны следующие допущения: первое – ток разряда столь мал, что можно пренебречь искажением электрического поля в разрядном промежутке объемным зарядом электронов и ионов. Тогда при плоских электродах поле будет однородным. Второе – отношение напряженности электрического поля между электродами к давлению газа $\frac{E}{P}$ достаточно велико, т.е. электроны и ионы двигаются преимущественно вдоль направления электрического поля.

Под действием на катод излучения с поверхности катода выходит за одну секунду n_0 электронов, при этом плотность электрического тока с катода равна:

$$j_0 = en_0 \quad (2.1)$$

Каждый электрон при движении от катода к аноду на расстоянии, равном средней длине свободного пробега, приобретает энергию в электрическом поле и может ионизировать атомы газа, если эта энергия равна или больше энергии ионизации. Созданные при акте ионизации новые электроны также направляются к аноду, тоже набирают энергию и тоже ионизируют газ. Таким образом, число электронов нарастает в направлении анода, развивается электронная лавина. Механизм образования электронной лавины показан на рис. 2.1.

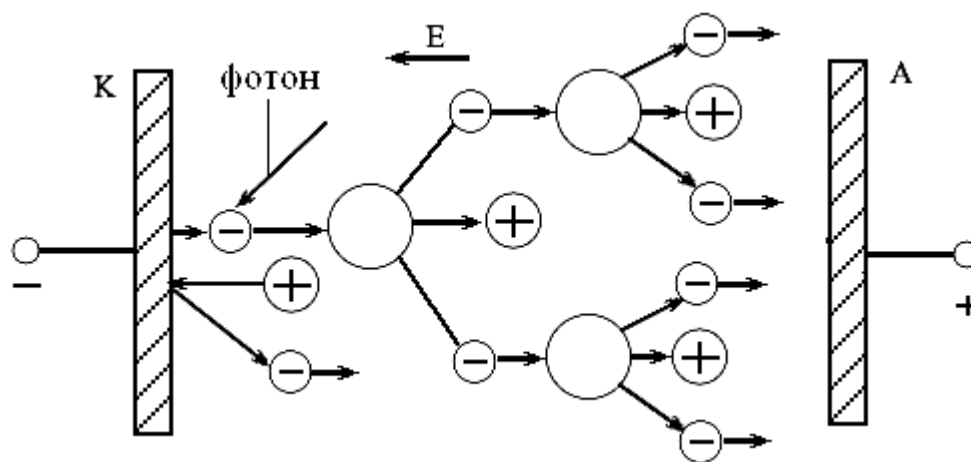


Рис. 2.1. Механизм образования лавины

Для характеристики ионизирующей способности электронов Таунсенд вводит коэффициент α , называемый коэффициентом объемной ионизации, который показывает, сколько ионизаций производит электрон на 1 м. пути при столкновениях с атомами газа. В случае однородного электрического поля закон нарастания электронной лавины имеет вид:

$$n = n_0 \cdot e^{\alpha \cdot x}, \quad (2.2)$$

где n - число электронов, проходящих в одну секунду через площадь в 1см^2 , параллельную электродам; α - коэффициент объемной ионизации; x - расстояние этой площадки от катода.

Тогда закон нарастания электронного тока можно записать:

$$j_e = j_0 e^{\alpha \cdot x}, \quad (2.3)$$

где j_e - плотность электронного тока на расстоянии x от катода.

Появляющиеся при ионизации газа положительные ионы движутся к катоду, образуя ионную составляющую тока j_i . Плотность полного тока в любом сечении разрядного промежутка должна быть равна сумме плотностей электронного и ионного токов:

$$j = j_e + j_i. \quad (2.4)$$

При этом к аноду течет чисто электронный ток, величина которого согласно выражению (2.2) равна:

$$j_{ea} = j_0 e^{\alpha \cdot d}, \quad (2.5)$$

где d - расстояние между анодом и катодом. Входящая в уравнение (2.5) величина $e^{\alpha \cdot d}$ называется коэффициентом газового усиления.

Сравнение расчетов по уравнению (2.5) с экспериментальными данными показывает, что экспериментальный коэффициент газового усиления значительно больше расчетного. Тогда Таунсенд учел ионизацию молекул газа положительными ионами при их движении к катоду. Однако, оказалось, что характеризующий этот процесс коэффициент β – коэффициент объемной ионизации ионами в большинстве случаев весьма мал и учет ионизации ионами не объясняет расхождения между расчетом и экспериментом.

Тогда Таунсенд учел вторичные процессы на катоде. Положительные ионы газа, проходя на катод, вызывают вторичную электронную эмиссию с его поверхности. Так как при ионизации создается равное количество положительных ионов и новых электронов, то число ионов, созданных электронами в первой лавине во всем межэлектродном промежутке равно:

$$n_{i1} = n_0 (e^{\alpha \cdot d} - 1). \quad (2.6)$$

Попадая на катод, эти ионы выбивают из него $\gamma \cdot n_{i1}$ вторичных электронов. При этом γ - коэффициент вторичной эмиссии под действием ионной бомбардировки, показывающий отношение числа выбитых из катода электронов к числу прошедших на катод ионов. Величина коэффициента γ в условиях несамостоятельного разряда мала (порядка 0,01-0,001).

Итак, вторая электронная лавина развивается в результате выхода из катода уже не n_0 электронов, а n_{02} :

$$n_{02} = n_0 + \gamma \cdot n_0 (e^{\alpha \cdot d} - 1). \quad (2.7)$$

Аналогично рассуждая, можно получить для третьей лавины:

$$n_{03} = n_0 + \gamma \cdot n_{02} (e^{\alpha \cdot d} - 1). \quad (2.8)$$

и для k - ой лавины:

$$n_{0k} = n_0 + \gamma \cdot n_{0k-1} (e^{\alpha \cdot d} - 1). \quad (2.9)$$

Установление стационарного разряда характеризуется тем, что каждая последующая лавина воспроизводит предыдущую. Тогда можно записать:

$$n_{0k} = n_{0k-1} = n. \quad (2.10)$$

Уравнение (2.9) можно записать:

$$n = n_0 + \gamma \cdot n (e^{\alpha \cdot d} - 1). \quad (2.11)$$

Решая уравнение (2.11) относительно n получим:

$$n = \frac{n_0}{1 - \gamma (e^{\alpha \cdot d} - 1)}. \quad (2.12)$$

Тогда число электронов, достигающих анода в каждой лавине при стационарном разряде, равно:

$$n_{e0} = n_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (2.13)$$

Переходя к плотности тока, получим уравнение газового усиления:

$$j = j_{e0} = j_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (2.14)$$

В разряде наряду с вторичной эмиссией электронов из катода под действием ионной бомбардировки есть эмиссия электронов под действием возбужденных и быстрых нейтральных атомов. Все эти процессы характеризуются коэффициентом γ , который определяет суммарную вторичную электронную эмиссию катода, отнесенную к одному положительному иону.

2.3. Условие перехода несамостоятельного разряда в самостоятельный

Проанализируем уравнение (2.14). Когда $\gamma(e^{\alpha d} - 1) \leq 1$, знаменатель представляет собой сколь угодно малую конечную величину. Тогда, при $j_0 = 0$, где j_0 - плотность фототока с катода под действием фотонов, получим $j_{ea} = 0$.

Такой разряд, который гаснет, если нет начальной эмиссии с катода, называется несамостоятельным.

Плотность разрядного тока j_{ea} при прекращении действия фотонов, т.е. при $j_0 = 0$ может иметь конечное значение, если выполняется соотношение:

$$1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 0. \quad (2.15)$$

Уравнение (2.15) – условие, при котором происходит переход несамостоятельного разряда в самостоятельный:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = \mu, \quad (2.16)$$

где μ - коэффициент ионизационного нарастания.

Тогда условие зажигания самостоятельного разряда записывается:

$$\mu = 1 \quad (2.17)$$

Разряд становится самостоятельным, если каждый вышедший из катода электрон, создает столько положительных ионов ($e^{\alpha d} - 1$), что они, подойдя к катоду, снова вызовут эмиссию по крайней мере одного электрона.

На рис.2.2 представлена наиболее типичная характеристика разряда, которая в зависимости от различных условий (внешняя цепь, геометрия электронов и т.д.) может сильно меняться. По оси абсцисс откладывается ток разряда в логарифмическом масштабе ($\ln I$), так как на протяжении характеристики ток меняется от микроампер до ампер. В этой характеристике 1 - несамостоятельный разряд, 2 - переходная область к тлеющему разряду, 3 - нормальный тлеющий разряд, 4 - аномальный тлеющий разряд, 5 - переходная область к дуговому разряду, 6 - дуговой разряд. В данной работе исследуются условия зажигания самостоятельного тлеющего разряда.

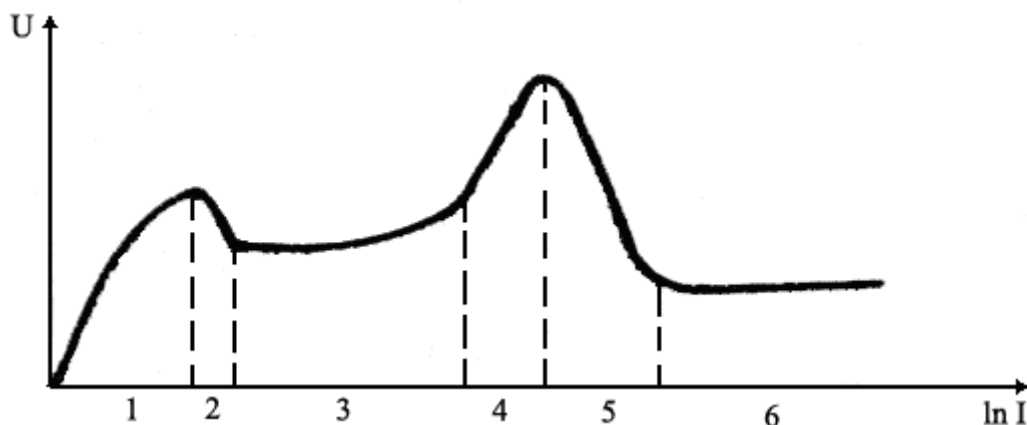


Рис. 2.2. Вольтамперная характеристика разряда

2.4. Зависимость напряжения зажигания самостоятельного разряда от давления газа и расстояния между электродами

Напомним, что Таунсенд в теории пренебрегает влиянием объемных зарядов электронов и ионов на распределение электрического поля между электродами. Такое пренебрежение справедливо лишь в момент зажигания разряда, так как объемные заряды при этом невелики. Однако после зажигания разряда в большинстве случаев появляются значительные объемные заряды, наличие которых необходимо учитывать при анализе различных форм разряда.

Известно, что для данного газа коэффициент объемной ионизации α должен зависеть от напряжения электрического поля E . Очевидно, он должен зависеть и от давления газа, поскольку оно определяет число столкновений электронов с атомами газа на 1 м пути. Зависимость α от напряженности электрического поля и давления газа в теории Таунсенда записывается как

$$\frac{\alpha}{P} = Q_{eo} \cdot \exp\left(-\frac{eU_i Q_{eo}}{E P}\right), \quad (2.18)$$

где Q_{eo} - эффективное сечение взаимодействия (число столкновений электрона с атомами газа на пути в 1 м при давлении 133,3 Па); U_i - потенциал ионизации газа.

Из-за грубых допущений уравнение (2.18) правильно отражает качественный характер зависимости α от E и P , оно не дает количественного совпадения с экспериментальными данными. На практике используют полуэмпирическое уравнение:

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp\left(-\frac{B}{E P}\right), \quad (2.19)$$

где A и B - постоянные, экспериментально определяемые для данного газа (приложение).

Приняв в уравнение (2.19) постоянной напряженность электрического поля E , можно найти зависимость α от давления газа (рис.2.3)

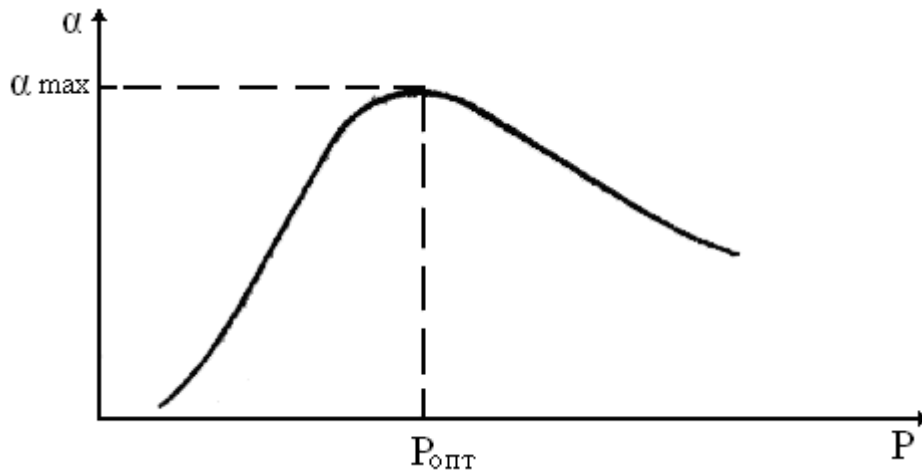


Рис. 2.3. Зависимость α от давления P

С ростом давления α увеличивается, достигая максимума при некотором оптимальном давлении и потом падает.

Коэффициент γ должен зависеть от энергии, с которой положительные ионы бомбардирует поверхность катода:

$$\gamma = \Psi\left(\frac{E}{P}\right). \quad (2.20)$$

Зависимость α от E и P в общем виде:

$$\alpha = P \cdot f\left(\frac{E}{P}\right). \quad (2.21)$$

Поставив уравнения (2.20 и 2.21) в уравнение (2.15), получим следующую запись условия самостоятельного разряда:

$$1 - \Psi\left(\frac{E}{P}\right) \left[\exp\left(P \cdot f \cdot d \cdot \left(\frac{E}{P}\right)\right) - 1 \right] = 0. \quad (2.22)$$

При плоских электродах распределение потенциала по длине разрядного промежутка в момент, предшествующий зажиганию разряда, линейно. Тогда E можно записать:

$$E = \frac{U_3}{d}, \quad (2.23)$$

где U_3 - напряжение зажигания самостоятельного разряда.

Тогда условие зажигания можно записать:

$$\Psi\left(\frac{U_3}{P \cdot d}\right) \left[\exp\left(P \cdot f \cdot d \cdot \left(\frac{U_3}{P \cdot d}\right)\right) - 1 \right] = 1. \quad (2.24)$$

Важнейшая особенность этого уравнения состоит в том, что давление газа P и расстояние между электродами d входят в него в виде произведений. Каждому значению произведения соответствует определенное значение U_3 , при котором развивается самостоятельный разряд.

Таким образом, напряжение зажигания самостоятельного разряда является функцией произведения давления и расстояния между электродами. Эта зависимость была установлена экспериментально Пашеном еще до появления теории Таунсенда, получила название закона Пашена. Закон Пашена выполняется для всех газов в интервале давлений $0,133 - 20 \cdot 10^3 \text{ Па}$ и для расстояний от единиц миллиметров до нескольких сантиметров.

На рис.2.4 показаны характерные кривые, соответствующие закону Пашена.

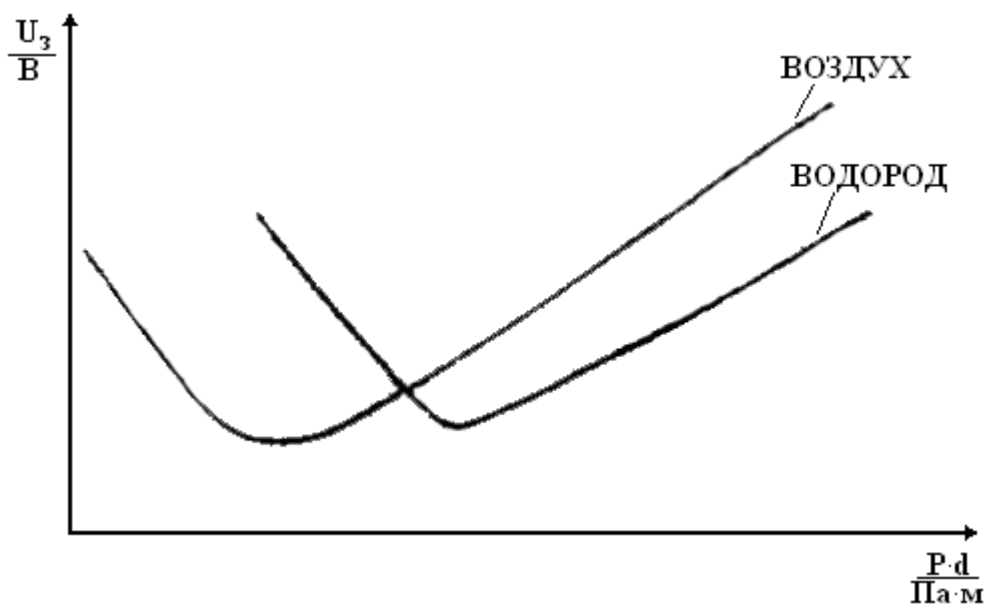


Рис. 2.4. Кривые Пашена

На каждой кривой имеется минимум при некотором оптимальном значении произведения Pd . Наличие минимума связано с характером зависимости α от давления газа. При увеличении давления и постоянном расстоянии между электродами происходит, с одной стороны, увеличение

числа столкновений электрона с атомами газа на единице пути, что является предпосылкой увеличения α , а с другой стороны, происходит уменьшение средней длины свободного пробега $\bar{\lambda}$, на которой электрон приобретает энергию от поля. Последнее является фактором, ведущим к уменьшению α . При малых давлениях преобладает влияние первого фактора и U_3 растет с увеличением давления, а при больших давлениях преобладает влияние второго фактора и U_3 уменьшается. Если давление остается постоянным, а d увеличивается, то при малых расстояниях будет больше сказываться увеличение расстояния, на котором развивается лавина, а при больших расстояниях – уменьшение напряженности электрического поля E , вызывающее уменьшение α .

Так как коэффициент γ зависит от материала катода, то кривые Пашена для одного и того же газа идут тем ниже, чем меньше работа выхода катода.

2.5. Контрольные вопросы

1. Какой разряд называется несамостоятельным?
2. Чем отличается самостоятельный разряд от несамостоятельного?
3. Как формулируется закон развития лавины?
4. Объясните значение трех коэффициентов Таунсенда.
5. Как коэффициент α зависит от давления?
6. Как коэффициент α зависит от напряженности электрического поля?
7. Каково условие зажигания самостоятельного разряда?
8. Объясните ход кривой Пашена при изменении давления.
9. Объясните ход кривой Пашена при изменении расстояния между электронами.
10. Объясните как кривая Пашена зависит от рода газа.
11. Объясните почему минимальное значение Pd зависит от материала катода
12. Почему коэффициент β , не учитывается в законе Пашена?

3. Экспериментальная часть

3.1. Задание

1. Разобраться в электрической и вакуумной схемах установки.
2. Изучить инструкцию по технике безопасности к данной работе.
3. Закрывать натекаТЕЛЬ, отсоединив вакуумную систему от атмосферы.
4. Установить нулевое значение напряжения, переключить предел измерения вольтметра на 1500 В.
5. Установить между электродами одно из крайних расстояний.
6. Включить вакуумный насос (под наблюдением преподавателя).
7. Измерить вакуум в разрядной трубке.
8. Включить электрическую схему установки (под наблюдением преподавателя).
9. Снять зависимость $U_{\text{з}} = f(P \cdot d)$ при изменении α и при $P = \text{const}$.
После каждого измерения разряд погасить, снимая напряжение между электродами.
10. Снять семейство зависимостей $U_{\text{з}} = f(P \cdot d)$ при изменении P при шести – восьми значениях d .

3.2. Описание схемы измерений

При изучении зависимости напряжения зажигания $U_{\text{з}}$ от произведения давления газа на расстояние между электродами Pd используется источник постоянного напряжения 1,5 кВ.

При работе надо строго соблюдать руководство данного описания и общие правила техники безопасности.

Источник постоянного напряжения (рис.3.1) состоит из повышающего трансформатора $T1$, выпрямителя с удвоением напряжения на диодах $V1, V2$ и из конденсаторов $C1, C2$ сглаживающего фильтра. Автотрансформатор $T2$ позволяет регулировать величину напряжения на первой обмотке трансформатора $T1$ и, следовательно, величину высокого напряжения.

Для исследования зависимости напряжения зажигания от давления газа и расстояния между электродами используется газоразрядная трубка Λ , смонтированными в нее подвижными электродами. Откачка газа из трубки производится форвакуумным насосом $BH-1$, измерение давления осуществляется с помощью термомпарного вакуумметра $BT-2$ и манометрического датчика ($ЛМ-2$). Давление регулируется в необходимых пределах с помощью натекателя. В качестве рабочего газа используется воздух или другой газ, напускаемый в трубку из отдельного баллона. В цепь разрядной трубки включен резистор $R2$, ограничивающий величину тока при разряде. Измерение напряжения зажигания U_z осуществляется вольтметром $PV1$, а индикация разрядного тока миллиамперметром $PA1$. Момент зажигания разряда следует фиксировать по максимальному отклонению стрелки вольтметра и по начальному отклонению стрелки миллиамперметра.

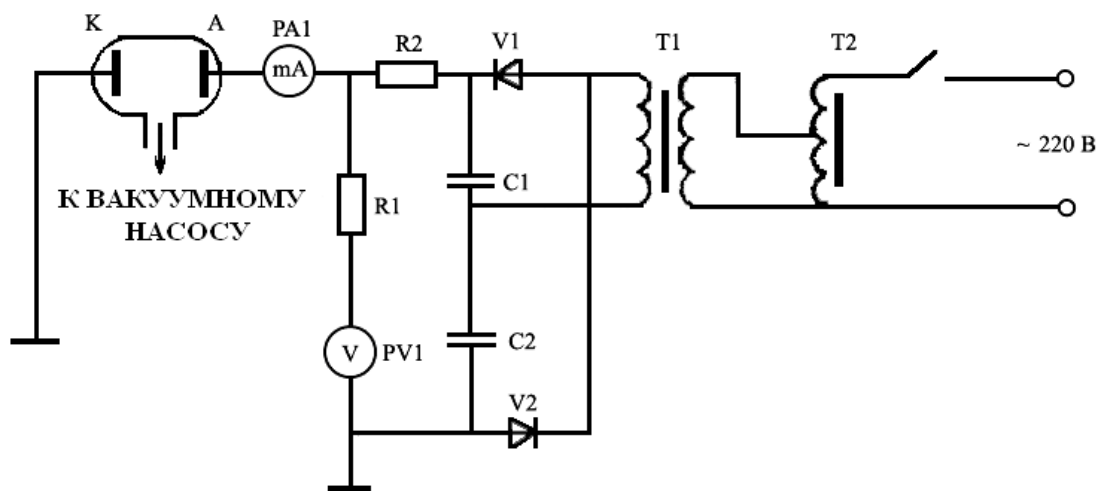


Рисунок 3.1 – Схема для измерений

3.3. Порядок проведения работы и методические указания

1. Перед началом работы преподаватель определяет подготовленность студентов к проведению работы. С заданием и теорией по этой работе студент обязан ознакомиться заранее.
2. Категорически запрещается перемещение электродов, переключения в схеме без снятия напряжения.

3. Каждый раз при снятии напряжения зажигания напряжение на электроды подавать, начиная с нулевого.
4. Включение и выключение вакуумной установки производить только под наблюдением лаборанта или преподавателя.

3.4. Обработка результатов измерений

1. Построить семейство кривых Пашена $U_z = f(P \cdot d)$ при изменении P для нескольких значений d .
2. Построить семейство кривых Пашена $U_z = f(P \cdot d)$ при изменении d для нескольких значений P .
3. Определить минимальное значение потенциала зажигания для каждой кривой.
4. Провести анализ экспериментальных результатов и написать отчет.

3.5. Содержание отчета

Отчет должен содержать:

1. введение;
2. схему для снятия характеристик;
3. семейство кривых Пашена;
4. выводы;
5. список используемой литературы.

4. Рекомендуемая литература

1. Капцов Н.А. Электроника. – М.: Госиздат. техн.-теор.лит., 1956. – 467 с.
2. Гапонов В.Н. Электроника. Ч.1. – М.: Физматгиз, 1960.- 603 с.
3. Сливков И.Н., Михайлов В.И. и др. Электрический пробой и разряд в вакууме. – М.: Атомиздат, 1966. – 420 с.
4. Соболев В.Д. Физические основы электронной техники. – М.: Высшая школа, 1979.-448 с.

Приложение

Постоянные в выражении для потенциала зажигания самостоятельного разряда U_3

$$U_3 = \frac{B \cdot Pd}{\ln \frac{A \cdot Pd}{C}}$$

Где

$$C = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)$$

Газ	A, м ⁻¹	B, $\frac{1}{\text{мм рт. ст.}}$	γ
Воздух	1460	$3,65 \cdot 10^4$	0,02
Азот	1240	$3,42 \cdot 10^4$	-
Вода	1290	$2,89 \cdot 10^4$	-
Аргон	1360	$2,35 \cdot 10^4$	0,10

Примечание. *мм рт. ст.* = 133,322 Па