

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
**«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

Ю.В. Мутовин

Методические указания к лабораторной работе

**ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ И ПРОХОЖДЕНИЕ ТОКА В
ВАКУУМЕ**

**Издательство
Томского политехнического университета**

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА: ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ И ПРОХОЖДЕНИЕ ТОКА В ВАКУУМЕ

1. ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Изучение явления термоэлектронной эмиссии и закономерностей прохождения термоэлектронного тока в тормозящих и ускоряющих электрических полях, знакомство с методикой исследования термоэлектронной эмиссии.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Термоэлектронной эмиссией называется явление выхода (эмиссии) электронов из нагретых тел. Этот вид эмиссии был открыт в 1883 году Т.А. Эдисоном и широко используется в современных вакуумных и газонаполненных электронных приборах, в промышленных и исследовательских установках с применением электронных пучков. Первоначально для изготовления эмиттеров-катодов использовали чистые металлы, имеющие высокую температуру плавления (главным образом вольфрам). В настоящее время вольфрамовые катоды применяются лишь в некоторых электронных приборах. На смену вольфрамовым катодам пришли более эффективные пленочные и полупроводниковые катоды.

2.1. Работа выхода электронов с поверхности твердого тела

В отсутствие внешних воздействий свободные электроны в металле совершают хаотическое тепловое движение но, несмотря на слабую связь с атомами, все, же не выходят за пределы объема тела. Выходу электронов из металла при этих условиях препятствуют следующие причины.

Во-первых, у поверхности металла образуется двойной электрический слой. Свободные электроны металла даже при температуре абсолютного нуля обладают значительной энергией и стремятся покинуть металл. Поэтому поверхность металла оказывается всегда окутанной электронами, образующими над ней тонкий отрицательно заряженный слой.

Непосредственно под поверхностью образуется положительно заряженный слой. Это положительные ионы, находящиеся в узлах кристаллической решетки вблизи поверхности. Этот двойной электрический слой образует для электронов потенциальный барьер – $\varphi_i = W_i / e$. Где W_i – максимальное значение энергии электрона в металле при температуре абсолютного нуля (уровень Ферми); e – заряд электрона. Только при этом условии наиболее быстрые электроны, не будут вылетать из металла.

Значение энергии W_i иногда называют внутренней работой выхода металла, которое равно:

$$W_i = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{3n_e}{\pi} \right)^{2/3}, \quad (2.1)$$

где h – постоянная Планка, m – масса электрона, n_e – концентрация электронов в металле, зависящая от рода металла.

Во-вторых, когда электрон приближается к поверхности металла, равнодействующая сил притяжения электронов к ионам, находящимся в узлах кристаллической решетки, в среднем равная нулю при нахождении электронов внутри металла, становится уже отличной от нуля и направлена внутрь металла. Поэтому для выхода за пределы металла электрон должен обладать энергией, достаточной для того, чтобы совершить работу W_0 по преодолению этих сил. Следовательно, величина полной энергии, которой должен обладать электрон для того, чтобы вылететь из металла (полная работа выхода), равняется $W_a = W_i + W_0$.

Энергия $W_0 = W_a - W_i$, необходимая электрону для преодоления сил притяжения к граничным ионам решетки, называется внешней работой выхода (или работой выхода).

Ее величина может быть подсчитана, если силу притяжения между электроном и ионами металла представить, согласно теории электрических отображений, как силу притяжения между электроном, находящимся на расстоянии x от поверхности металла, и индуцированным положительным зарядом, расположенным внутри металла на таком же расстоянии x от поверхности (рис. 2.1). Эта сила, согласно закону Кулона,

равна $F = \frac{e^2}{4x^2}$ и работа, совершаемая против этой силы на пути dx , равна

$$dW = \frac{e^2}{4x^2} dx.$$

Полученным выражением для элементарной работы dW можно воспользоваться для подсчета работы на пути равным $x = r_0$ до бесконечности, где r_0 представляет величину порядка расстояния между атомами. Эта работа будет равна:

$$W_1 = \int_{r_0}^{\infty} \frac{e^2}{4x^2} dx = \frac{e^2}{4r_0}. \quad (2.2)$$



Рис. 2.1

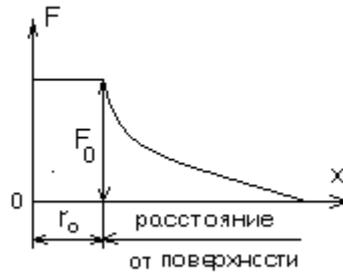


Рис. 2.2

Для подсчета работы, затрачиваемой на участке пути от $x = 0$ до $x = r_0$, предположим постоянство силы, действующей на электрон на этом участке

(рис. 2.2). Эта сила равна $F_0 = \frac{e^2}{4r_0^2}$, и выражение для вычисления работы на участке от $x = 0$ до значения $x = r_0$ будет иметь следующий вид:

$$W_2 = \frac{e^2}{4r_0}. \quad (2.3)$$

Следовательно, вся работа выхода будет равна

$$W_0 = W_1 + W_2 = \frac{e^2}{2r_0}. \quad (2.4)$$

Измеряя работу выхода в электровольтах и обозначая ее в этом через произведение $-e\varphi_0$, будем иметь

$$\varphi_0 = \frac{W_0}{e} = \frac{e}{2r_0}. \quad (2.5)$$

Из выражения (2.5) видно, что величина работы выхода обратно пропорциональна межуатомному расстоянию r_0 . Это подтверждается данными экспериментального определения работы выхода, показывающими, что у металлов щелочных и щелочноземельных, имеющих большее значение r_0 , величина работы выхода меньше, чем у других металлов. Вследствие того, что электрон, выходя из металла, должен совершить некоторую работу, следует, что потенциал внутри φ металла не равен потенциалу внешнего пространства около поверхности металла. Поэтому на границе металл-вакуум имеет место скачок или более или менее быстрое изменение потенциала. Графическое изображение распределения потенциала в пространстве около поверхности металла показано на рис. 2.3.



Рис. 2.3

Непосредственно на поверхности металла имеется относительно большое изменение потенциала (участок AB), соответствующее падению потенциала в двойном электрическом слое (φ_i). В левой части рисунка (т.е. внутри металла) для области значений от нуля до энергии W_i показаны уровни энергии занятые электронами. Выше энергии W_i расположены уровни, не занятые электронами при $T = 0$.

Вне металла кривая BC показывает изменение потенциала поля электрического изображения. Полная кривая ABC показывает форму потенциального барьера.

Высота потенциального барьера φ_a определяет полную энергию, которую электрон должен иметь для вылета из металла. Потенциал $\varphi_0 = \varphi_a - \varphi_i$ определяет работу выхода электрона.

2.2. Уравнения и константы термоэлектронной эмиссии

При нагревании металла или полупроводника скорости и соответственно энергии некоторых электронов проводимости увеличиваются настолько, что эти электроны оказываются в состоянии преодолеть силы, удерживающие их, и, совершая требуемую работу выхода, вылетают с поверхности. Чем выше температура твердого тела, тем большее количество электронов имеет значительную энергию и в состоянии покинуть твердое тело. Следовательно, с повышением температуры растет количество испускаемых электронов, иначе говоря, увеличивается ток электронной эмиссии.

Если считать, что твердое тело (катод) нагрет равномерно и все электроны, эмитируемые катодом, участвуют в создании тока термоэмиссии (так называемый ток насыщения), а внешнее электрическое поле не очень велико и не влияет на работу выхода, то для чистых металлов плотность термоэмиссионного тока описывается уравнением Ричардсона-Дэшмана:

$$j_{es} = \frac{I_{es}}{S_k} = AT^2 e^{-\frac{e\varphi_0}{kT}}, \quad (2.6)$$

где j_{es} – ток катода насыщения; S_k – площадь катода; A – постоянная; T – абсолютная температура; φ_0 – работа выхода в вольтах; e – заряд электрона; k – постоянная Больцмана.

Постоянные A и φ_0 характеризуют металл, из которого изготовлен катод, и не зависят от других факторов. Например, для вольфрама они соответственно равны $75 \cdot 10^4 \text{ A}/\text{m}^2 \text{K}^2$ и 4.54 В.

Наряду с металлическими катодами на практике нашли широкое применение полупроводниковые оксидные катоды. Они имеют ряд преимуществ по сравнению с катодами из чистых металлов. Главное, из которых, значительно более высокая удельная эмиссия электронов. Основой оксидного катода является металлический kern, изготовленный из специальных сортов никеля или вольфрама. На этот kern наносится оксидное покрытие, которое состоит из смеси окислов бария и стронция. При нагреве часть молекул окиси бария разлагается, и атомы бария диффундируют к поверхности катода. Для полупроводникового соединения (окиси бария) они представляют собой донорную примесь.

Таким образом, эмитирующая поверхность оксидного катода представляет собой полупроводник n-типа. Закономерности термоэлектронной эмиссии оксидных катодов сложнее, чем у чистых металлов, но их изучение имеет большое практическое значение.

Потенциальная диаграмма электронного полупроводника (т.е. n-типа), показана на рис. 2.4. Внешний потенциальный барьер, обусловленный силами притяжения между электроном и его электрическим изображением, показан кривой AB . Выходить из полупроводника в вакуум могут только те электроны, которые находятся в зоне проводимости и имеющие энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера $W_0 = e \cdot \varphi_0$.

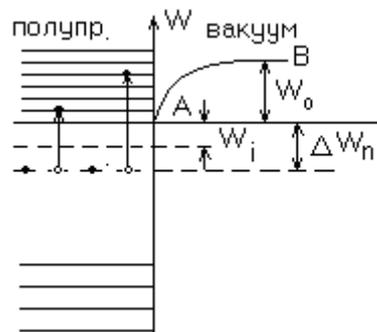


Рис. 2.4

Так как в зону проводимости переходят, прежде всего, электроны с уровней примеси, то для выхода их из полупроводника потребуются эффективная работа выхода равная сумме внешней работы выхода, (W_0) которая расходуется на преодоление силы электрического изображения, и внутренней работе выхода полупроводника (W_i), необходимой для перехода электронов с уровней примеси в зону проводимости:

$$W_{эфф} = W_0 + W_i = e \cdot \varphi_0 + e \cdot \varphi_i. \quad (2.7)$$

Внутренняя работа выхода зависит от ширины зоны ΔW_n и, следовательно, приблизительно равна $\frac{\Delta W_n}{2}$.

Величина внешней работы выхода у полупроводников обычно меньше, чем у металлов, так как сила взаимодействия между электроном и его электрическим изображением в полупроводниках меньше, чем в металлах. У примесных полупроводников n-типа и внутренняя работа выхода невелика вследствие малой ширины «запрещенной» полосы энергий – ΔW_n . Поэтому полная работа выхода у примесных полупроводников n-типа обычно меньше, чем у металлов. Этим, в частности, объясняется широкое применение полупроводников при изготовлении катодов электровакуумных приборов.

У полупроводников с дырочной проводимостью (р-типа) внутренняя работа выхода значительно больше, чем у полупроводников с электронной проводимостью, так как для перехода электронов из заполненной электронами зоны (валентной) в зону проводимости требуется затратить большую энергию, чем для перехода с донорных уровней полупроводника n-типа. Поэтому в отличие от полупроводников n-типа у полупроводников р-типа полная работа выхода обычно больше, чем работа выхода металлов и, следовательно, больше, чем у полупроводников n-типа.

Термоэлектронная эмиссия оксидного катода описывается формулой Козляковской-Тягунова

$$j_{es} = BT^{\frac{5}{4}} e^{-\frac{e\varphi_0}{kT}}. \quad (2.8)$$

Здесь постоянная B зависит от степени активировки оксидного катода (концентрации примесей бария) и лежит в пределах 10^2 - 10^3 [А/м²К²].

Работа выхода оксидного катода зависит не только от степени активировки, но и от его температуры. При рабочих температурах работа выхода оксидного катода сравнительно мала и лежит в пределах 0.95–1.2 В.

Входящие в уравнение (2.6) и (2.8) константы термоэмиссии, в том числе работа выхода, нельзя точно рассчитать на основе физических соотношений, поэтому они определяются экспериментально.

Для катодов из чистых металлов основным методом их определения является метод прямой Ричардсона. Если уравнение (2.6) поделить на T^2 и затем прологарифмировать левую и правую части уравнения, то получим

$$\ln \frac{j_{es}}{T^2} = \ln A - \frac{e\varphi_0}{k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (2.9)$$

Это выражение показывает, что зависимость $\ln \frac{j_{es}}{T^2} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ должна графически изображаться прямой линией (рис. 2.5). Эта прямая называется прямой Ричардсона. Отрезок, отсекаемый на оси ординат, представляет собой $\ln(A)$, а угол наклона к оси абсцисс даёт соотношение для определения работы выхода

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{e\varphi_0}{k} = 11600 \cdot \varphi_0. \quad (2.10)$$

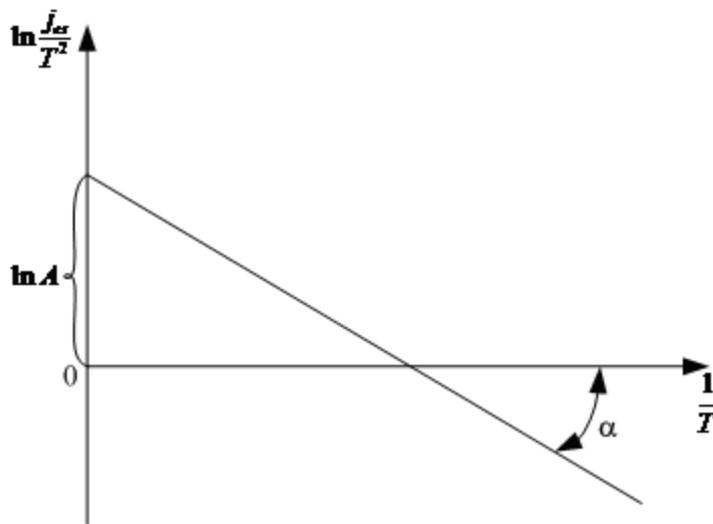


Рис. 2.5

Следует отметить, что константа $\frac{e}{k} = 11600 \left[\frac{K}{B} \right]$ широко используется в теории электронных и полупроводниковых приборов. Основная погрешность в экспериментальном изучении констант термоэмиссии заключается в точном определении температуры катода. Её можно измерить специальным прибором – оптическим пирометром, однако чаще определяют расчётным путём по номограммам в зависимости от диаметра катода и тока накала.

Для устранения влияния неравномерности нагрева катода, измерения проводят на специальном диоде, где отдельно измеряется ток со средней равномерно нагретой части катода.

Протекание тока термоэмиссии между анодом и катодом определяется также наличием электрического поля внутри прибора. Это поле связано с двумя факторами.

Находящийся в пространстве между анодом и катодом отрицательный заряд электронов создаёт тормозящее поле, возвращающее эмитированные электроны с малыми энергиями обратно к катоду.

С другой стороны, большие внешние ускоряющие поля облегчают эмиссию электронов, уменьшая работу выхода.

2.3. Эмиссия в ускоряющих и тормозящих полях

Закономерности термоэлектронной эмиссии при наличии электрического поля можно исследовать, снимая вольтамперные характеристики (ВАХ) простейшего двухэлектродного прибора – диода, включённого в схему, изображённую на рис. 2.6.

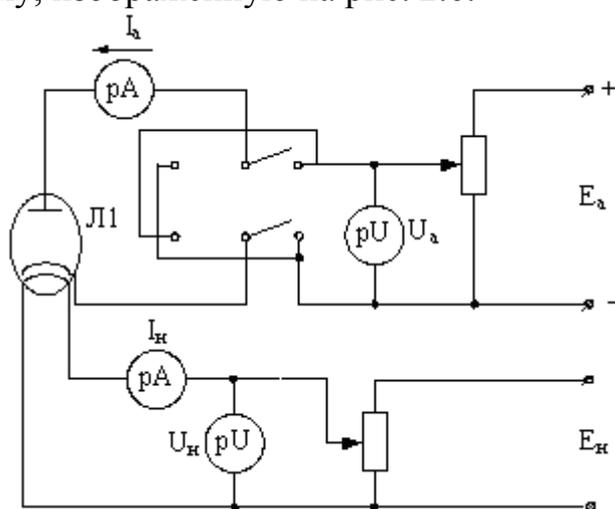


Рис. 2.6

Семейство таких характеристик, дающих зависимость тока через диод от напряжения на аноде при различных величинах напряжения накала (т.е. различных температурах катода) показано на рис. 2.7.

Когда анод имеет небольшой отрицательный потенциал, анодный ток отличен от нуля благодаря начальным скоростям электронов. Соответствующий участок ВАХ называют участком начальных токов (1). На этом участке движение электронов происходит в тормозящих полях и, основываясь на предположении о максвелловском распределении начальных скоростей электронов, можно получить соотношение между величиной анодного тока и тормозящим напряжением на аноде в виде

$$I_a = I_{a0} e^{-\frac{e|U_a|}{kT}}; U_a < 0, \quad (2.11)$$

где I_{a0} – ток при нулевом анодном напряжении.

Логарифмируя выражение (2.11), получим

$$\ln I_a = \ln I_{a0} - \frac{e|U_a|}{kT}. \quad (2.12)$$

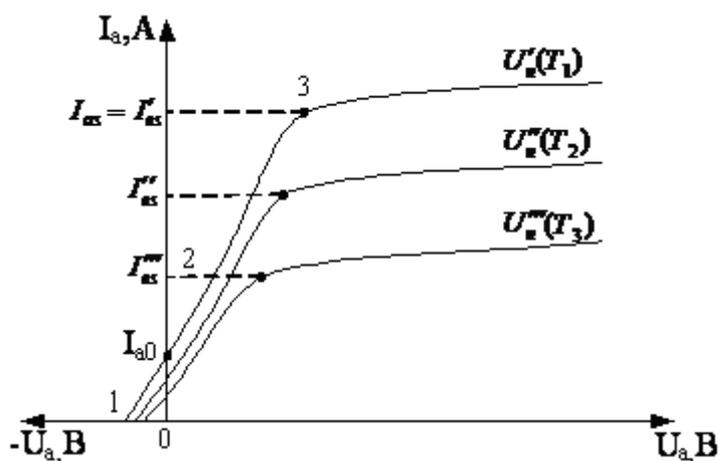


Рис. 2.7

Уравнение (2.11) изображается прямой линией, наклон которой обратно пропорционален температуре катода и может служить для её определения. Прямолинейность характеристики подтверждает максвелловский характер распределения электронов по скоростям.

На рис. 2.8 изображена в крупном масштабе область начальных токов – (а) и соответствующая её логарифмическая зависимость.

Выражение (2.11) и линейность логарифмической характеристики соблюдается в области относительно больших тормозящих полей, превышающих обычно 0.2-0.3 В.

При меньших внешних полях существенную роль начинает играть тормозящее поле пространственного заряда электронов. Зная угол наклона логарифмической кривой, можно определить температуру катода. Дифференцируя выражение (2.12), получаем:

$$T = \frac{e}{k} \cdot \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha}; \operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta \ln I_a}{\Delta U_a}. \quad (2.13)$$

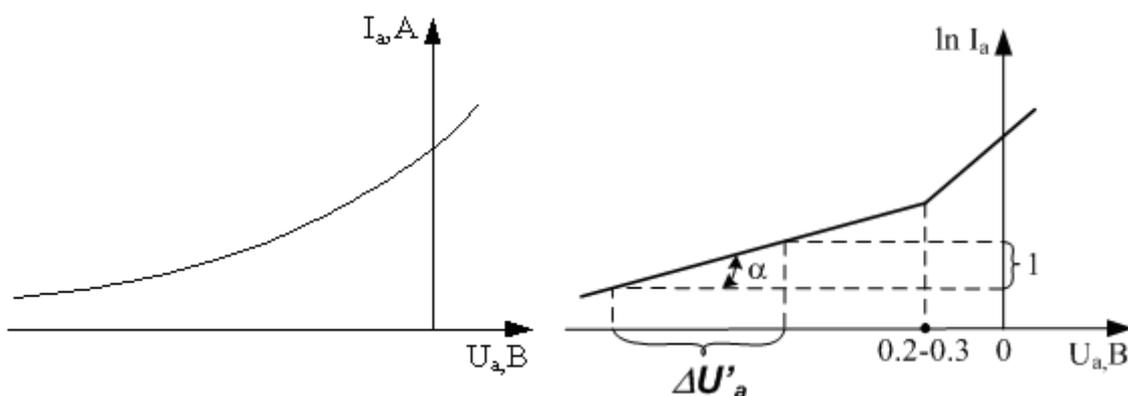


Рис. 2.8

Можно рекомендовать следующий приём для определения температуры. На линейном участке логарифмической кривой выбираем две точки, отличающиеся на логарифмическую единицу. Находим соответствующие им

приращения анодного напряжения $\Delta U'_a$. Тогда формула для расчёта температуры приобретает простой вид:

$$T = \frac{e}{k} \Delta U'_a = 11600 \cdot \Delta U'_a \text{ [K]}. \quad (2.14)$$

Влияние пространственного заряда эмитированных электронов в области малых отрицательных и начальных положительных напряжениях на аноде приводит к зависимости между током и напряжением, которая получила название закона «степени 3/2». В общем случае этот закон записывается выражением:

$$I_a = G \cdot \Delta U_a^{3/2}, \quad (2.15)$$

где G – постоянная, зависящая от формы и геометрических размеров электродов, а также межэлектродного состояния. Данный участок соответствует области 2 полной ВАХ диода (рис. 2.7).

Проверить закон степени 3/2 при неизвестной постоянной G можно, логарифмируя (2.14)

$$\lg I_a = \lg G + \frac{3}{2} \lg U_a. \quad (2.16)$$

Следовательно, тангенс угла наклона прямой $\lg I_a = f(\lg U_a)$ для участка 2 полной ВАХ диода должен быть равен 3/2. Теоретически закон степени 3/2 получен в предположении, что все участки катода имеют одинаковую температуру, а электрическое поле в пространстве катод-анод однородно. Последнее можно обеспечить при простейших конфигурациях электродов: две бесконечные плоскости; длинные осевая нить – катод и окружающий её цилиндр – анод; точечный катод и сферический анод. В реальных конструкциях эти условия не выполняются, показатель степени в (2.15) лежит в пределах от 1 до 1.5.

Третий участок ВАХ (рис. 2.7) соответствует таким величинам анодного напряжения, при котором все электроны, испускаемые катодом, попадают на анод. Это участок тока насыщения. Плотность тока здесь определяется только температурой катода. Точка перегиба ВАХ даёт наиболее близкое значение тока термоэмиссии, определяемого по выражениям Ричардсона-Дэшмана (2.6) и Козляковской-Тягунова (2.8).

Дальнейший рост анодного напряжения приводит сначала к слабому, а потом всё большему увеличению анодного тока. Такое поведение объясняется эффектом Шоттки – уменьшением работы выхода катода под действием электрического поля. Уменьшение работы выхода пропорционально корню квадратному из напряжённости внешнего электрического поля у поверхности катода.

С учётом эффекта Шоттки уравнение термоэлектронной эмиссии (2.6) можно записать в следующем виде:

$$j_{em} = AT^2 e^{-\frac{e(\varphi_0 - C\sqrt{E})}{kT}} = j_{es} e^{\frac{C\sqrt{E}}{kT}}. \quad (2.17)$$

Таким образом, истинное значение тока термоэмиссии (2.6) наблюдается только при малых напряжениях U_a в принципе стремящихся к нулю.

В области больших полей при $E = 10^6 - 10^7$ В/см главную роль начинает играть новый механизм, приводящий к экспоненциальному росту тока при увеличении напряжения. Этот механизм связан с прохождением электронов сквозь сузившийся потенциальный барьер на границе катод-вакуум.

Данный эффект получил название туннельного. Он характеризует качественно новый вид эмиссии – автоэлектронную эмиссию. Для неё нагрев катода не является принципиально необходимым.

Конструкции обычных ламп не выдерживают напряжений, необходимых для заметной автоэлектронной эмиссии.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В работе исследуются закономерности протекания тока термоэмиссии в тормозящих и ускоряющих полях на примере простейшей лампы – диода 6Х2П. Эта лампа, как и подавляющее большинство других, имеет эффективный оксидный катод. Выше уже указывалось, что константы термоэмиссии такого катода зависят от степени активировки и от температуры. К этому необходимо добавить ряд особенностей, которые надо учитывать при анализе экспериментальных результатов.

1. Катод лампы 6Х2П имеет небольшую длину, поэтому неравномерность его нагрева из-за дополнительного охлаждения концов за счёт отвода тепла, по держателям выражена достаточно резко.

2. Будучи полупроводником, оксид обладает заметным электрическим сопротивлением. При эмиссии катода и, следовательно, прохождений тока через оксид, на нём создаётся падение напряжения и выделяется мощность, приводящая к дополнительному подогреву катода.

3. В режиме насыщения у поверхности катода возникает ускоряющее поле и проявляется эффект Шоттки. У оксидного катода он выражен особенно ярко за счёт шероховатости поверхности, приводящей к концентрации поля на выступах.

4. Нормальным рабочим режимом ламп является участок 2 (рис. 2.7), где имеется пространственный заряд, а протекающий ток существенно меньше тока эмиссии. Поэтому на участке насыщения при больших токах и напряжениях на аноде лампы будет выделяться значительная мощность, приводящая к расплавлению анода. Так для лампы 6Х2П режим насыщения ориентировочно характеризуется током в 1 А и напряжением 200 В.

При постоянных токах и напряжениях на аноде будет выделяться 200 Вт, в то время как предельная мощность составит всего 0.5 Вт.

Один из методических приёмов, позволяющий в той или иной степени обойти указанные трудности заключается в импульсном питании лампы. Если используются прямоугольные импульсы, то средний ток, регистрируемый стрелочным прибором I_{cp} связан, с импульсным током $I_{им}$ соотношением:

$$I_{cp} = I_{um} \cdot \frac{t_u}{T},$$

где t_u – длительность импульсов; T – период повторения прямоугольных импульсов.

Величина $T/t_u = Q$ называется скважностью. Тогда $I_{um} = I_{cp} \cdot Q$. Именно этот приём использован в лабораторной установке, причём $Q=1000$. Таким образом, 1 мА показаний регистрирующего прибора соответствует действительному току равному один ампер. На величину скважности снижается также мощность, выделяемая на аноде и затрачиваемая на дополнительный подогрев катода.

Отметим также возможность определения температуры катода в зависимости от проводимой мощности, если известна одна точка этой зависимости. В большинстве случаев подавляющая часть мощности, затрачиваемой на разогрев катода, расходуется на излучение. Её можно рассчитать по закону Стефана-Больцмана:

$$P_{изл} = S_k \sigma f (T^4 - T_0^4), \quad (3.1)$$

где S_k – поверхность катода;

σ – коэффициент излучения чёрного тела;

$f < 1$ – коэффициент «серости» поверхности;

T_0 – температура окружающей среды (анода).

Так как $T \gg T_0$, а σ и f слабо зависят от температуры, то в небольшом диапазоне изменения мощности накала и, следовательно, температуры катода T_k , справедливо соотношение

$$\frac{P_{н1}}{P_{н2}} = \frac{T_{к1}^4}{T_{к2}^4}. \quad (3.2)$$

Лабораторная установка, как и в других работах, состоит из основного лабораторного стенда, где сосредоточены измерительные приборы и источники питания и дополнительного блока. В дополнительном блоке установлены ламповая панель для подключения лампы, источник импульсного питания и ряд других элементов. Его принципиальная схема приведена на рис. 3.1. Импульсный режим обеспечивается за счёт включения в цепь катода мощного высоковольтного транзистора. Ток в диоде имеет место только тогда, когда транзистор VT открыт и насыщен. Это обеспечивается подачей в цепь базы транзистора положительного импульса длительностью 50 мкс и периодом повторения 50 мс. Требуемые импульсы вырабатываются генератором G . Для его питания на блок необходимо подать от основного стенда переменное напряжение 6.3 В. Можно отключить импульсное питание и снимать характеристики при постоянных токах и напряжениях, закоротив транзистор тумблером S .

Падение напряжение на транзисторе в большинстве случаев можно не учитывать, так как оно не превышает 1–1.5 В.

Для измерения первой точки (холостой ход) нет необходимости подключать к точке +E2 резисторы $R1$ и $R2$. Проверить и установить ручки регулировки напряжений $E1$ и $E2$, а также $R1$ и $R2$ в крайнее левое положение.

После проверки схемы преподавателем включить лабораторный стенд, измерительные приборы и источники питания. Дать прогреться измерительным приборам PU и PA в течение 1–2 мин., после чего проверить нули амперметров, отжав все кнопки и нули вольтметров, нажав кнопку установки нуля. Далее проверить калибровку вольтметров и выставить калибровочное число. Переключить вольтметры в режим измерения постоянного тока и установить на анодном вольтметре предел 3 В, а на накальном 30 В.

3.1.4. Ручкой регулировки $E1$ установить напряжение накала 6.3 ± 0.1 В. Дать прогреться лампе в течение 2–3 мин. После установления показаний анодного вольтметра начать измерения. Снять сначала показания $U_{н1}$ и $I_{н1}$. Для точки холостого хода показания анодного амперметра равны 0, а ток анода замыкается через входное сопротивление вольтметра, равное 10 МОм (10^7 Ом). Поэтому ток, протекающий через вольтметр равен:

$$I_{B0} = \frac{|U_{xx}|}{R_{exU}} = \frac{U_{xx}}{10^7}.$$

Далее соединить резисторы $R1$ и $R2$ с точкой +E2 штекерным проводником и, меняя их сопротивление, снять зависимость $I_a f(U_a)$. В области малых анодных токов рекомендуется учитывать входной ток вольтметра I_B . Чтобы облегчить дальнейшее логарифмирование рекомендуется занести данные в таблицу 3.1.

Таблица 3.1

Результаты измерений и вычислений в области малых анодных токов

$U_{н1} =$	$I_{н1} =$	$P_{н1} = U_{н1} I_{н1}$	
U_a	$ U_{xx} $	$- U_{a1} $ через $ 0.05 \text{ В}$	$U_{a2} = (U_{xx} - 0.05)$
I_A	0	I_{A1}	I_{A2}
$I_B = \frac{ U_a }{R_{ex}}$	$\frac{ U_{xx} }{10^7} = I_{B0}$	$\frac{U_{a1}}{10^7} = I_{B1}$	$\frac{U_{a2}}{10^7} = I_{B2}$
$I_a = I_A + I_B$	$0 + I_{B0}$	$I_{A1} + I_{B1}$	$I_{A2} + I_{B2}$
$\ln(I_a)$	$\ln(0 + I_{B0})$	$\ln(I_{A1} + I_{B1})$	$\ln(I_{A2} + I_{B2})$

I_A – показания анодного амперметра; I_B – входной ток вольтметра; I_a – полный анодный ток лампы.

Отключить резисторы $R1$ и $R2$, переключить предел измерений анодного амперметра на 200 мкА и отключить дополнительный шунт на блоке. Подать напряжение 6.3 В на соответствующие клеммы. Выключить тумблер S , чтобы обеспечить импульсный режим работы. Соединить общую клемму источника $E2$ с общей точкой дополнительного блока, а затем $+25 \text{ В}$ на стенде с $+E2$ на блоке. Снять зависимость $I_a f(U_a)$, меняя анодное напряжение через 5 В до 20 В . Далее уменьшить напряжение до нуля, перекинуть штекер на зажим $+250 \text{ В}$ и продолжить измерения через 20 В .

Форма таблицы данных произвольная, рекомендуется сразу в таблицу записывать импульсное значение тока, т.е. увеличенное в 1000 раз. Повторить измерения ещё для двух значений напряжения накала $U_n = 5.5 \text{ В}$, $U_n = 5 \text{ В}$, дав после каждого изменения напряжение накала время $2-3$ мин., чтобы установился тепловой режим катода лампы. После каждой установки напряжения накала измерить соответствующий этому напряжению ток накала.

4. СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

4.1. Введение, цель работы.

4.2. Принципиальная схема установки и её краткое описание.

4.3. Таблица измерений и графики зависимости $I_a f(U_a)$ в тормозящих полях ($U_a < 0$) в обычных и логарифмических ($\ln I_a$) координатах.

4.4. Таблица измерений и графики зависимости $I_a f(U_a)$ в ускоряющих полях $U_a > 0$ для трёх значений напряжений накала 6.3 , 5.5 и 5 В .

4.5. Для напряжения накала 6.3 В построить также логарифмическую зависимость $\lg I_a = f(\lg U_a)$ и по ней определить отличие функции $I_a = f(U_a)$ от закона «степени $3/2$ ».

4.6. Используя полученные данные решить следующие задачи:

- найти температуру катода при $U_n = 6.3 \text{ В}$;
- по соотношению (3.2) найти температуру для $U_n = 5.5 \text{ В}$;
- по точкам перегиба $I_a f(U_a)$ найти ток термоэмиссии при $U_n = 6.3$ и 5.5 В ;
- решая совместно для двух известных температур уравнение Козляковской-Тягунова (2.8), дать оценку работы выхода ϕ_0 и константы B .

Площадь катода $6X2П$ принять равной $S_k = 0.2 \text{ см}^2$. Сравнить полученные значения со справочными и указать возможные причины расхождения.

5. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

- 5.1. Что называется термоэлектронной эмиссией?
- 5.2. Какова природа сил, удерживающих электрон в твердом теле?
- 5.3. Что понимается под работой выхода электрона из металла и в чем ее отличие от полной работы выхода?
- 5.4. Как выглядит графически, распределение потенциала на границе металл-вакуум? (Дать пояснения).
- 5.5. Что представляет собой оксидный катод, и в чем заключается его основное преимущество по сравнению с металлическим катодом?
- 5.6. Какие факторы определяют величину тока эмиссии металлического и оксидного катодов?
- 5.7. Почему работа выхода у полупроводников p-типа больше чем у полупроводников n-типа?
- 5.8. Как измерить температуру катода и каковы возможные причины погрешностей измерения?
- 5.9. Как определить ток эмиссии катода?
- 5.10. Какие характерные участки содержит ВАХ диода? (Дать пояснения).
- 5.11. Что такое эффект Шоттки?
- 5.12. В чем заключаются основные особенности экспериментального изучения оксидного катода?

6. СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соболев В.Д. Физические основы электронной техники. – М.: Высшая школа, 1979. – 448 с.
2. Фридрихов С.А., Мовин С.М. Физические основы электронной техники. – М.: Высшая школа, 1982. – 608 с.
3. Герасимов С.М., Белоус М.В., Москалюк В.А. Физические основы электронной техники. – М.: Высшая школа, 1981. – 366 с.
4. Бронштейн Ш.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. – М.: Наука, 1969. – 407 с.
5. Соболев В.Д., Меламид А.В. Фотоэлектронные приборы. – М.: Высшая школа, 1974. – 376 с.
6. Власов В.Ф. Электронные и ионные приборы.– М.: Государственное издательство литературы по вопросам связи и радио, 1960. – 726 с.
7. Жеребцов И.П. Основы электроники. – М.: Энергия, 1967. – 416 с.