

ТЕРМОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ.

Термоэлектронной эмиссией называется явление испускания электронов в вакууме накалированными металлами (явление термоэлектронной эмиссии свойственно не только металлам, но и полупроводникам). Объяснить это явление качественно можно, пользуясь современными представлениями электронной теории металлов. Согласно этой теории отличительные свойства металлических тел объясняются наличием в них оторванных от атомов электронов, передвигающихся со средней скоростью хаотического движения, соответствующей температуре металла. Когда электрон подлетает к границе между металлом и вакуумом, равнодействующая всех сил, действующих на электрон, направлена внутрь металла и мешает электрону вылететь из него. Однако, если скорость движения электрона достаточно велика, он будет в состоянии преодолеть задерживающую его силу и вылететь из металла. Чем выше температура, тем большее число электронов, способных проникнуть через границу металла в вакуум. Энергия, затрачиваемая на отрыв электрона от металла, характеризуется так называемой работой выхода электрона, отнесенной к одному электрону. Работу выхода обозначают через Φ и практически выражают в электрон-вольтах (при подстановке Φ в теоретические формулы необходимо перевести электрон-вольты в эрги; $1эв = 1,56 \cdot 10^{-12} эрг$). Понятно, что чем больше работа выхода, тем меньшее число электронов способно покинуть металл при данной температуре.

При помощи очень простого опыта легко убедиться в существовании работы выхода. Соберем схему, изображенную на рис.1. Если ключ L разомкнут, то вылетевшие из катода К электроны образуют электронный газ внутри откаченной лампы.

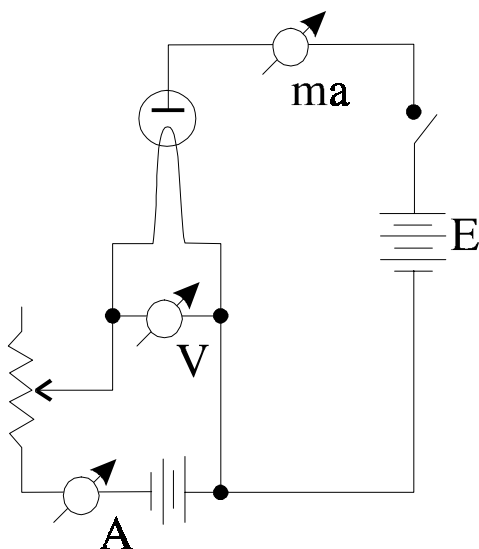


Рис.1

В установившемся режиме количество электронов, вылетающих из катода, равно количеству электронов снова попадающих на катод. Охлаждение катода происходит только за счет лучеиспускания и из-за теплопроводности его концов.

Если замкнуть ключ L, то при достаточно большом напряжении батареи E все электроны, вылетевшие из катода, попадают на анод. Возникает дополнительная потеря энергии, уносимой быстрыми электронами, вырвавшимися из металла. Температура нити заметно падает. Если бы работа выхода была

равна нулю, то из катода вылетали бы как быстрые электроны, так и медленные, и температура нити не изменилась бы.

Теперь перейдем к выяснению количественных соотношений между плотностью тока термоэлектронной эмиссии и температурой металла. Проведем ось перпендикулярно к поверхности металла. Выделим на границе металла с

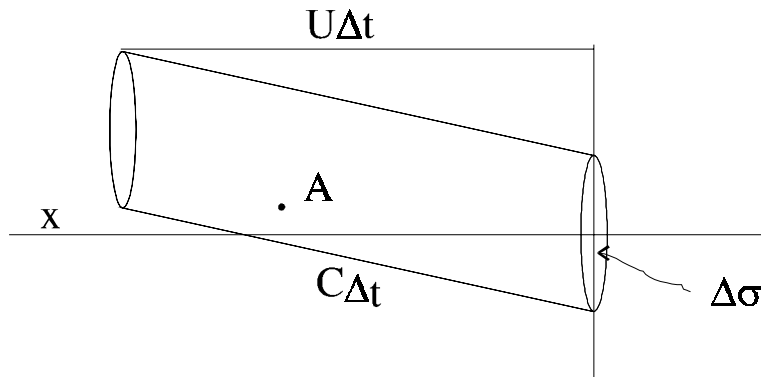


Рис.2

окружающей средой элементом поверхности (рис. 2), построим на этой площадке, как на основании, цилиндр с о б р а з у ю щ и м и , параллельно выбранной нами скорости электронов C и равным $C\Delta t$, где Δt некоторый малый промежуток времени. Высота цилиндра равна

$u\Delta t$, где u слагающая скорости C по оси x . Нетрудно видеть, что на выделенную нами площадку за время Δt попадут только те электроны, из числа обладающих выбранной нами величиной и направлением скорости, которые находятся внутри построенного нами цилиндра.

Если dn_1 - общее число электронов в единице объема с компонентами скоростей u, v, ω , то в объеме цилиндра их $u\Delta\sigma dn_1\Delta t$. Следовательно, электронов с компонентами скоростей u, v, ω на площадку $\Delta\sigma$ за время Δt попадает $u\Delta\sigma dn_1\Delta t$, за единицу времени - $u\Delta\sigma dn_1$, а число электронов с данными компонентами скоростей, попадающих на единицу площади поверхности за единицу времени равно:

$$dN_1 = udn_1 \quad (1)$$

Теперь учтем распределение электронов в металле по скоростям. Согласно квантовой статистике Ферми-Дирака:

$$dn_\varepsilon = \frac{4(2\pi m)^{3/2}}{\hbar^3 \pi^{1/2}} \times \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{B^{-1} e^{\varepsilon/kT} + 1}$$

$$dn_{u,v,\omega} = \frac{2m^3}{\hbar^3} \times \frac{du \cdot dv \cdot d\omega}{B^{-1} e^{\varepsilon/kT} + 1} \quad (2)$$

здесь $\varepsilon = \frac{m(u^2+v^2+\omega^2)}{2}$ - кинетическая энергия электрона, m - его масса, \hbar - постоянная Планка. B определяется из соотношения:

$$n = \int_0^{\infty} dn_{\epsilon} = \frac{4(2\pi m)^{3/2}}{\hbar^3 \pi^{1/2}} \int_0^{\infty} \frac{\epsilon^{1/2} d\epsilon}{B^{-1} e^{\epsilon/kT} + 1} \quad (2a)$$

где n - концентрация электронов в металле, T - температура.

Из формулы (2a) следует, что величина B зависит от концентрации электронов и температуры. Будем считать, что $B \gg 1$. Для металлов это обычно выполняется. При этом предположении можно вычислить интеграл (2a); При $B \gg 1$ пренебрегаем всеми членами ряда, кроме первого, и получаем:

$$B = e^{W_i/kT} \quad (4)$$

где
$$W_i = \frac{\hbar^3}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} \quad (5)$$

Для выяснения физического смысла W_i подставим значение B по (4) в (2). Получим:

$$dn_{\epsilon} = \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{\hbar^3} \frac{\epsilon^{1/2} d\epsilon}{e^{(\epsilon-W_i)/kT} + 1} \quad (6)$$

Легко видеть, что при температуре абсолютного нуля, т.е. при $T = 0$,

$$dn_{\epsilon} = \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{\hbar^3} \frac{\epsilon^{1/2} d\epsilon}{e^{(\epsilon-W_i)/kT} + 1} \text{ при } \epsilon < W_i \text{ и } dn_{\epsilon} = 0 \text{ при } \epsilon > W_i.$$

Таким образом W_i представляет собой наибольшее значение энергии, которой может обладать электрон при абсолютном нуле температур (рис.3)

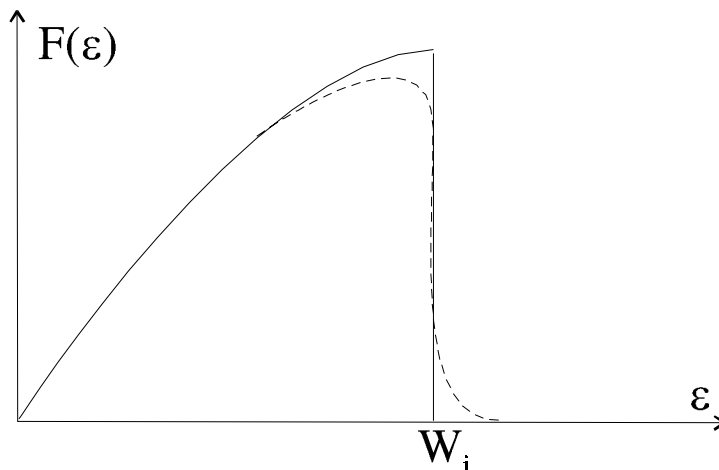


Рис.3. Кривая распределения электронов проводимости металла по энергии ϵ согласно закону распределения Ферми-Дирака при $T = 0$ (сплошная линия) и при $T = 1500^0$ К (пунктирная линия).

Лабораторная работа № 42

при $T > 0$ резкий обрыв кривой распределения сглаживается, но даже при температуре $T = 1500^0 \text{ К}$ кривая распределения еще изменяется сравнительно немного. Однако существенным является то, что при $T > 0$ появляются электроны с энергией, большей W_i . Таким образом, распределение частиц по скоростям дается формулой

$$dn_{u,v,\omega} = \frac{2m^3}{\hbar^3} \times \frac{du \cdot dv \cdot d\omega}{e^{\frac{(\epsilon - W_i)/kT}{+1}}} \quad (7)$$

Подставляя в (1) и переходя к величине тока с единицы поверхности

металла, получаем:
$$i = eN_1 = e \left(\frac{m}{\hbar} \right)^3 2 \int_{-\infty}^{\infty} dv \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{u_{\min}}^{\infty} \frac{udu}{e^{\frac{\epsilon - W_i}{kT}}} \quad (8)$$

u_{\min} - минимальное значение скорости, при которой электрон еще может выйти из металла.

Окончательно получается:
$$i = AT^2 e^{-\frac{\phi}{kT}} \quad (9)$$

где
$$\phi = \frac{mu_{\min}^2}{2} - W_i \quad \text{и} \quad A = \frac{4\pi me k^2}{\hbar^3}.$$

Величина ϕ носит название эффективной работы выхода (иногда ее называют просто работой выхода). По существу эта величина представляет собой разность между высотой потенциального барьера, препятствующего выходу электронов, и максимальной энергией электронов в металле при абсолютном нуле температуры.

Интересно отметить, что в множитель A входят только постоянные величины. Поэтому A , согласно (9), должны быть одинаковыми для всех металлов и равным $120 \text{ ампер}\cdot\text{см}^{-2} \cdot \text{град}^{-2}$. В действительности же A оказывается разным для разных металлов. Это связано с тем, что форма потенциального барьера зависит от природы металла и строения его кристаллической решетки.

Таким образом, мы получили, что величина тока эмиссии определяется в основном температурой катода и работой выхода. Однако ток, текущий с катода, определяется током эмиссии в том случае, если все электроны, вылетающие из катода, неминуемо удаляются от него из-за воздействия электрического поля. Если это электрическое поле недостаточно велико, то часть электронов вновь попадает на катод, и, ток, текущий с катода, может быть значительно меньше тока эмиссии. (При подаче на катод положительного потенциала, нетрудно сделать, чтобы все вылетевшие электроны вновь возвращались на катод). Поэтому теперь перейдем мы к рассмотрению влияния электрического поля на величину тока.

Будем считать, что внутри откаченной колбы находятся два электрода: катод в виде нити и анод в виде цилиндра, коаксиального с этой нитью. Для упрощения задачи сделаем ряд допущений:

1. Будем пренебрегать начальной скоростью электронов, вылетающих из нити. Такое допущение не приводит к серьезным ошибкам, т.к. даже при $T=2500^\circ\text{K}$ вылетевшие электроны имеют среднюю энергию около 0,4 э.в.

2. Количество электронов, находящихся около катода, всегда очень велико. Это предположение справедливо только при токах катода, значительно меньших тока эмиссии.

3. Пространственный заряд создает такое распределение потенциала V между электродами, что непосредственно у поверхности катода градиент потенциала

равен нулю, т.е.
$$\left(\frac{dV}{dr}\right)_{r=a} = 0 \quad /a - \text{радиус катода}/.$$

Это предположение необходимо сделать, если принять первое допущение. Если бы напряженность поля у поверхности катода была бы больше нуля, то все эмитируемые электроны попадали бы на анод, и i_a равнялся бы току эмиссии при всяком сколь угодно малом положительном потенциале анода.

Если бы $\frac{dV}{dr}$ у катода было меньше нуля, то при наличии первого допущения ни один электрон, покидающий катод, не мог бы достигнуть анода.

Примем значение потенциала поверхности катода за нуль, а потенциал анода обозначим через V_0 .

Известно, что потенциал в любой точке должен удовлетворять уравнению

Пуассона:
$$\nabla^2 V = -4\pi\rho \quad (10)$$

где ∇^2 - оператор Лапласа, а ρ - плотность зарядов. В условиях высокого вакуума $\rho = -en$, где n - концентрация электронов в единице объема. Плотность тока в этой же точке: $j = \rho v$, где v - скорость электрона, которая может быть найдена из соотношения: $mv^2/2 = eV$, т.к. начальными скоростями мы условились пренебречь.

Уравнение (10) можно тогда переписать следующим образом:

$$\nabla^2 V = 2\pi \sqrt{\frac{2m}{e}} \frac{j}{\sqrt{V}} \quad (11)$$

В цилиндрической системе координат из соображений симметрии потенциал V будет функцией только одной переменной r , и уравнение (11) приобретает

вид:
$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dV}{dr} \right) = \sqrt{\frac{2m}{e}} \frac{J_1}{r\sqrt{V}} \quad (12)$$

где $J_1 = 2\pi j$ - сила тока, приходящаяся на единицу длины нити. Таким образом задача сводится к решению дифференциального уравнения:

$$\frac{d^2V}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} - \sqrt{\frac{2m}{e}} \frac{J_1}{r\sqrt{V}} = 0 \quad (13)$$

При граничных условиях:

$$V|_{r=a} = 0, \quad \left. \frac{dV}{dr} \right|_{r=a} = 0, \quad V|_{r=R_a} = V_0 \quad (14)$$

где a и R_a - радиусы катода и анода соответственно.

Частным решением уравнения (13) является:

$$V = \left(\frac{9}{4} J_1 \sqrt{2 \frac{m}{e}} \right)^{2/3} r^{2/3} \quad (15)$$

Однако оно не удовлетворяет граничным условиям (14). В 1923 году Богуславским было получено решение уравнения (13) в виде ряда. Его можно написать следующим образом:

$$V = \left(\frac{9}{4} J_1 \sqrt{2 \frac{m}{e}} \right)^{2/3} r^{2/3} \delta^{2/3} \quad (15a)$$

Здесь δ есть функция от r/a . При r , близких к a , она имеет вид:

$$\delta = \frac{a}{r} \ln^2 \frac{r}{a} \cdot \left(1 + \frac{1}{5} \ln \frac{r}{a} + \frac{13}{300} \ln^2 \frac{r}{a} + \dots \right)$$

и при $r > 8a$ отличается от единицы не больше, чем на 5%. Полагая, что

$R_a \gg a$, получаем, что
$$V_0 = \left(\frac{9}{4} J_1 \sqrt{2 \frac{m}{e}} \right)^{2/3} R_a^{2/3}$$

Откуда:
$$J_1 = \frac{2\sqrt{2}}{9} \cdot \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{V_0^{3/2}}{R_a} \quad (16)$$

Таким образом, мы получили, что сила тока пропорциональна напряжению в степени 3/2. Этот вывод справедлив и для электродов другой формы, однако

постоянная перед $V_0^{3/2}$ будет меняться в зависимости от их конфигурации.

Учитывая сделанные выше допущения, можно сказать, что формула (16) справедлива при некоторых средних значениях потенциала на аноде. При слишком больших значениях V наступает так называемое насыщение, поскольку ток, текущий с анода на катод, никогда не может превосходить тока эмиссии. При малых значениях потенциала на аноде становятся существенными начальные скорости электронов, и ток больше, чем следовало бы из формулы (16). В частности при $V=0$, анодный ток еще отличен от нуля. При отрицательных значениях потенциала на аноде его достигают только те электроны, энергия которых больше необходимой для преодоления задерживающего потенциала. Поэтому при увеличении отрицательного потенциала на аноде ток падает экспоненциально.

Рассмотрим еще изменение потенциала в области между катодом и анодом. Формула (15а), как уже говорилось выше, справедлива при отсутствии начальных скоростей у электронов, поэтому действительная картина несколько сложнее. При учете начальных скоростей электронов наиболее существенные отличия появляются в области вблизи катода.

Будем считать, что потенциал анода (сравнительно небольшой) поддерживается постоянным, а меняется температура нити. При низких температурах, когда ток эмиссии мал, все электроны попадают на анод, и потенциал растет монотонно при изменении r от a до R_a (рис. 4, кривая I).

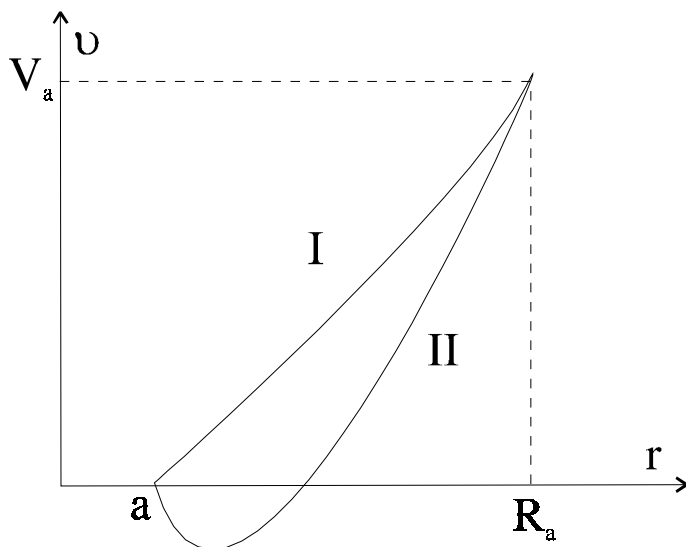


Рис.4. Кривая I в пределе (анодный ток равен нулю, эмиссии нет). Логарифмика

$$V(r) = V_a \frac{\ln \frac{r}{a}}{\ln \frac{R_a}{a}} \quad \text{для коаксиальных}$$

цилиндров.

При более высоких температурах, когда ток эмиссии рассчитан по (16), не все электроны достигают анода и вблизи катода образуется облако электронов, создающих минимум потенциала (рис.4, кривая II). Поле вблизи катода становится тормозящим, и часть электронов, вылетевших из катода, снова возвращается на него.

Наступает динамическое равновесие.

Если теперь увеличивать анодное напряжение не меняя температуру нити, то

объемный заряд постепенно уменьшается (облако “рассеивается”). При этом облегчается процесс вылета электронов из нити, и ток возрастает, стремясь к максимальному значению, определяемому эмиссионной способностью нити (катода).

Таким образом мы рассмотрели явление термоэлектронной эмиссии из металла и прохождение тока через двухэлектродную лампу (диод). Однако следует иметь в виду, что в настоящее время катоды ламп очень редко делаются из чистого металла; наибольшее распространение получили так называемые оксидные катоды. Работа выхода в оксидных катодах намного меньше, чем для чистых металлов, что позволяет достигнуть высоких токов эмиссии при сравнительно небольших температурах. Кроме того, работа выхода в оксидных катодах зависит от напряженности приложенного к ним внешнего поля: по этой причине тока насыщения обычно достигнуть не удается.

Литература: Капцов Н.А. Электроника, 1953 г.

О П И С А Н И Е П Р И Б О Р А .

Прибор, предназначенный для выполнения настоящей работы, должен обеспечивать возможность изменения тока с металлического катода (в нашем случае катод вольфрамовый), нагретого до определенной температуры. Температура вольфрамового катода, как правило, неодинакова в различных точках, т.к. его концы охлаждаются значительно сильнее, чем середина за счет теплоотвода на массивные держателе. При коаксиальном расположении электродов лампы и симметрично расположенных держателях можно считать, что кривая изменения температуры вдоль катода имеет в средней части размытый максимум. Наличие широкого максимума позволяет считать, что в средней части имеется участок, температура всех точек которого практически одинакова.

В связи с вышеизложенным анод лампы, предназначенной для нашей работы, разделен на три изолированных друг от друга цилиндра. Крайние - длинные цилиндры принимают на себя эмиссию с охлаждающихся концов нити. Этот ток измеряться не должен. Средний - короткий цилиндр принимает на себя эмиссию со среднего участка катода, вдоль которого температуру можно считать постоянной. Этот ток и подлежит измерению.

Из (9) следует, что ток эмиссии сильно зависит от температуры. Поэтому во время измерения температура катода, а следовательно и ток накала, нагревающий катод, должны быть постоянными.

Стабильность напряжения в сети оказывается не достаточной. Поэтому в наборе приборов имеется выпрямитель стабилизированный типа ВС-26, отвечающий повышенным требованиям к стабильности источника питания накала данной лампы.

Выпрямитель обеспечивает получение напряжения от 3,5v до 30v, при токе нагрузки от 0 до 6А.

Температура средней части нити определяется по току накала с помощью приложенного графика, где по оси абсцисс отложен ток накала, а по оси ординат температура.

Источником анодного напряжения служит универсальный источник питания УИП-2, обеспечивающий на выходе выпрямленное стабилизированное напряжение от 20 до 300V, переключаемое 5 ступенями с плавным перекрытием по диапазону при токе нагрузки до 250мА.

Для измерения анодного тока используется миллиамперметр (еще раз подчеркнем, что измеряется ток, текущий на средний цилиндр). Напряжение на аноде изменяется при помощи потенциометра и измеряется вольтметром (напряжение на всех трех анодных цилиндрах должно быть одинаковым).

При включении цепи накала реостат, включенной последовательно нити накала лампы, должен быть поставлен на максимальное сопротивление.

Для питания служит понижающий трансформатор; источником анодного напряжения служит кенотронный выпрямитель.

Данные анода: 1.Диаметр анода - 1,3 см.

2.Длина анода - 4,8 см.

З А Д А Н И Е .

1.Измерить зависимость анодного тока от тока накала при максимальном анодном напряжении. Ток накала не должен превышать 2,0А.

2.Измерить зависимость анодного тока от анодного напряжения при четырех различных токах накала. Напряжение на аноде изменять от максимального положительного до такого отрицательного, где анодный ток равен нулю. В области, где заметное насыщение анодного тока отсутствует, должно быть 7-10 точек.

Требования, предъявляемые к отчету.

Отчет должен содержать:

1.Зависимость анодного тока от тока накала и от температуры катода. Ток накала не должен превышать 1,9А.

2.Зависимость анодного тока от анодного напряжения U_a и от $U_a^{3/2}$.

3.При определении работы выхода воспользоваться методом наименьших квадратов.

4.Определить e/m .