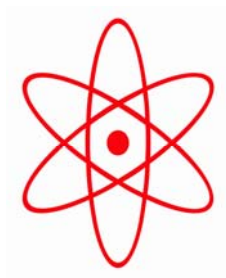


Методическая разработка: Панков Сергей Евгеньевич
Сборка: Крутиков Сергей Владимирович

ТУЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ЕСТЕСТВЕННО – НАУЧНЫЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА ФИЗИКИ



ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 15.

**ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ И
ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОТЫ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНА ИЗ ВОЛЬФРАМА**

Тула, 2007 г

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 11.

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАБОТЫ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНА ИЗ ВОЛЬФРАМА

Цель работы: исследование зависимости плотности тока при термоэлектронной эмиссии от температуры катода и определение работы выхода электрона из вольфрама методом прямых Ричардсона.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ.

Термоэлектронная эмиссия.

Термоэлектронной эмиссией называется явление испускания электронов в вакууме накаливаемыми 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 мы будем обозначать через ϕ и практически выражать в электрон-вольтах ($1\text{эВ}=1,6\cdot 10^{-19}$ Дж).

Перейдем к выяснению количественных соотношений между плотностью тока термоэлектронной эмиссии и температурой металла. Проведем ось перпендикулярно к поверхности металла. Выделим на границе металла с окружающей средой элемент поверхности (рис. 1), построим на

этой площадке, как на основании, цилиндр с образующими, параллельными выбранной нами скорости электронов C и равными $C\Delta t$, где Δt некоторый малый

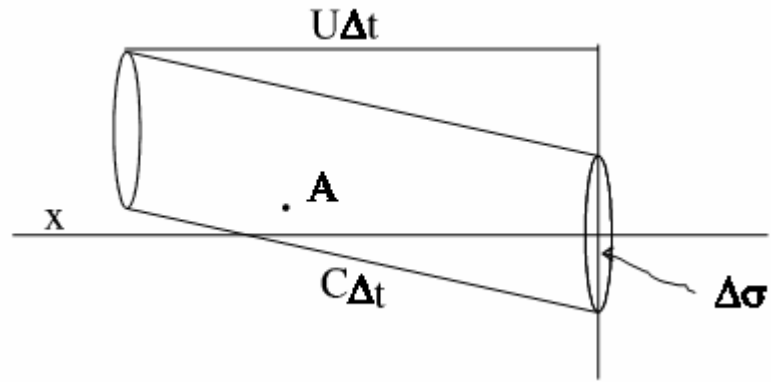


Рис. 1

промежуток времени. Высота цилиндра равна $u\Delta t$, где u - составляющая 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.

Пусть $\Delta\sigma$ площадь основания цилиндра. Если dn_1 - общее число электронов в единице объема с компонентами скоростей u, v, w , то в объеме цилиндра их $u\Delta\sigma dn_1\Delta t$. Следовательно, электронов с компонентами скоростей u, v, w 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:

$$dN_1 = u dn_1 \quad (1)$$

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

$$\begin{aligned} dn_\epsilon &= \frac{4(2\pi m)^{3/2}}{\hbar^3 \pi^{1/2}} \times \frac{\epsilon^{1/2} d\epsilon}{B^{-1} e^{\epsilon/kT} + 1} \\ dn_{u,v,\omega} &= \frac{2m^3}{\hbar^3} \times \frac{du \cdot dv \cdot d\omega}{B^{-1} e^{\epsilon/kT} + 1} \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь ϵ - кинетическая энергия электрона, m - его масса, $\hbar$ - постоянная Планка.

Параметр B определяется из соотношения:

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

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

Из формулы (3) 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 (3); 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 из (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.2):

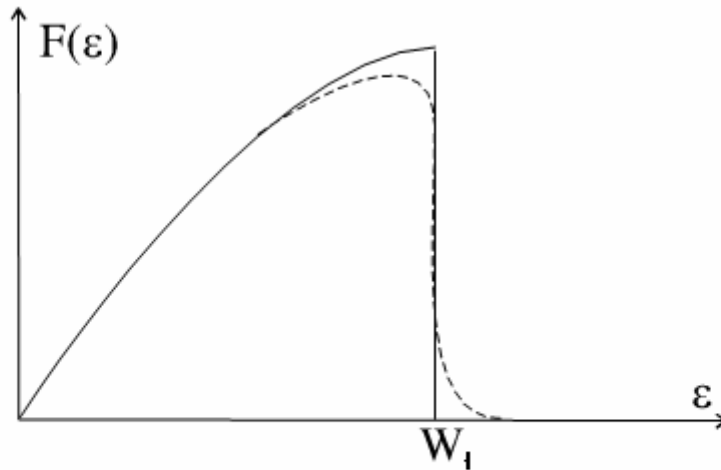


Рис.2 Кривая распределения электронов проводимости металла по энергии ε согласно закону распределения Ферми-Дирака при $T = 0$ (сплошная линия) и при $T = 1500^0\text{K}$ (пунктирная линия).

При $T > 0$ резкий обрыв кривой распределения сглаживается, но даже при температуре $T = 1500\text{ K}$ 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:

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

Подставляя в (1) и переходя к величине тока с единицы поверхности металла, получаем:

$$j_s = eN_1 = e \left(\frac{m}{h} \right)^3 2 \int_{-\infty}^{\infty} dv \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{u_{\min}}^{\infty} \frac{u du}{e^{\frac{\varepsilon - W_i}{kT}}} \quad (8)$$

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

Окончательно получается:

$$j_s = AT^2 e^{-\frac{\varphi}{kT}} \quad (9)$$

где $\varphi = \frac{m u_{\min}^2}{2} - W_i$ и $A = \frac{4\pi m e k^2}{h^3}$.

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.

Логарифмируя формулу (9), получим:

$$\ln j_{\varphi} = \ln A + 2 \ln T - \frac{e\varphi}{kT}, \quad (10)$$

или

$$\ln \frac{j_{\varphi}}{T^2} = \text{const} - \frac{e\varphi}{kT}. \quad (11)$$

Построив график зависимости $\ln (j_{\varphi}/T^2) = f(1/T)$ получим прямую линию (прямую Ричардсона), угловой коэффициент которой равен $\frac{e \cdot \varphi}{k}$.

Отсюда можно найти значение φ .

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).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Прибор, предназначенный для выполнения настоящей работы, должен обеспечивать возможность изменения тока с металлического катода, нагретого до определенной температуры (рис 3, 4). Температура вольфрамового катода, как правило, неодинакова в различных точках, т. к. его концы охлаждаются значительно сильнее, чем середина за счет теплоотвода на массивные держатели. При коаксиальном расположении электродов лампы и симметрично расположенных держателях можно считать,

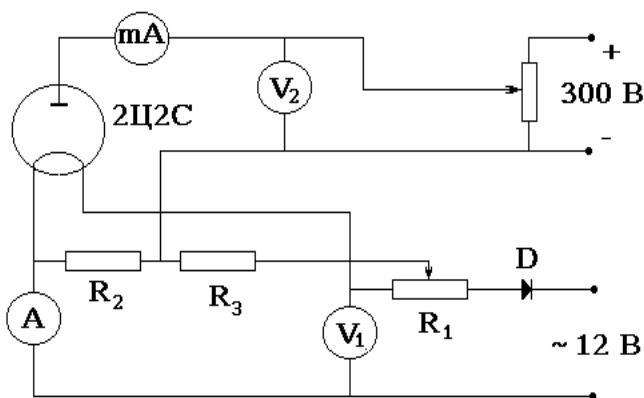


Рис. 3 Блок-схема прибора

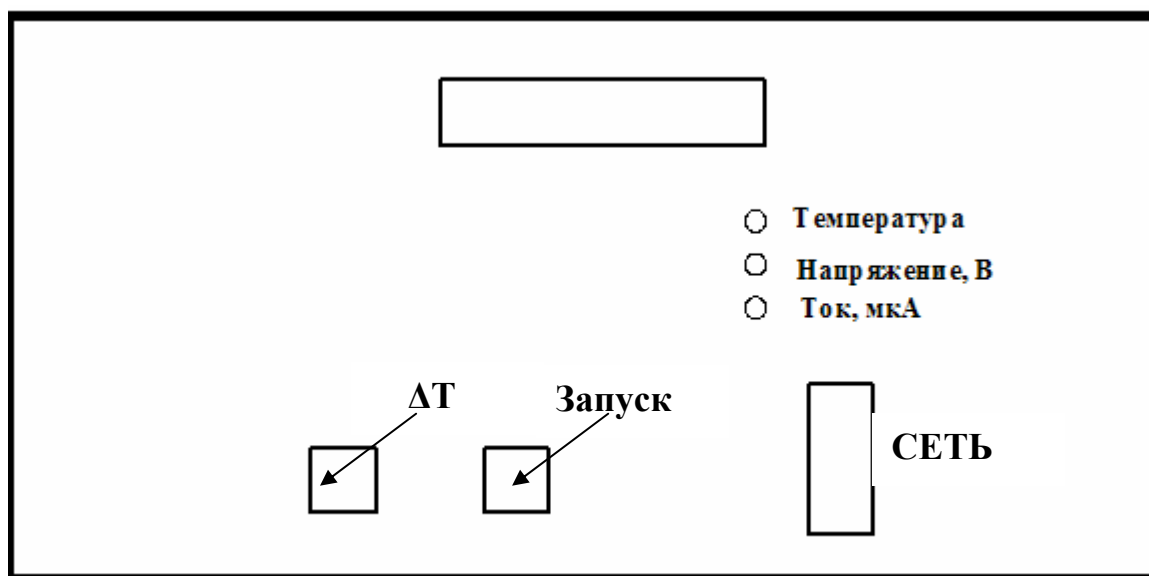


Рис. 4 Внешний вид прибора

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. Вследствие этого, в работе применяется специально собранный и отградуированный датчик температуры нити накала, показания которого высвечиваются на цифровом индикаторе в Кельвинах.

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

Особенности работы

Для того, чтобы обеспечить номинальный режим работы вакуумной лампы, измерение вольт – амперной характеристики при каждой температуре происходит в автоматическом режиме. Для измерения ВСЕХ необходимых величин (температуры нити накала, напряжения анода и тока анода) применяется специально собранный на микроконтроллере комплексный цифровой измерительный прибор (КЦИП-015). Показания цифрового прибора означают в зависимости от подсвеченного информационного светодиода либо температуру нити накала, либо напряжение анода, либо ток анода. Например, пусть на табло

высвечивается показание 1797. Для того чтобы выяснить, к какому из измеряемых величин оно относится необходимо посмотреть на информационный светодиод (рис.4) – если светится светодиод «температура» - то величина 1797 означает температуру нити накала в Кельвинах. Аналогично следует поступать для других показаний. При включении прибора переключателем «СЕТЬ» на информационном табло КЦИП-015 должно высветиться слово HELP, означающее, что установка готова к работе и ждет действий пользователя. Чтобы начать измерения, необходимо нажать кнопку «ЗАПУСК». Начнется «сканирование» вольт – амперной характеристики при первой из допустимых температуре катода. Поочередно на табло КЦИП-015 будет высвечиваться напряжение анода в Вольтах, а затем соответствующий этому напряжению ток анода в микроамперах (мкА). Затем **автоматически** изменяется напряжение анода и высвечивается на табло, через 3-4 секунды на табло выводится ток анода при этом напряжении и так для всей вольт-амперной характеристики при данной температуре. При достижении максимально допустимого напряжения, сканирование начинается вновь. Изменение температуры можно произвести в любой момент нажатием кнопки **ΔТ** на панели прибора. Начнется сканирование вольт – амперной характеристики при другой температуре нити накала. Температуру нити можно **только увеличивать**, при достижении максимально возможной температуры, повторное нажатие кнопки **ΔТ** сбрасывает температуру на минимальную. Не забывайте смотреть на подсвеченный информационный светодиод для определения принадлежности показаний (температура, напряжение, ток).

Порядок выполнения. Проведение эксперимента.

1. **Внимательно ознакомьтесь с особенностями работы прибора, описанными выше.**
2. Включите установку в сеть напряжением ~ 220 В. Нажмите переключатель «СЕТЬ». При этом на информационном табло КЦИП-015 должно высветиться слово «HELP» - установка готова к работе.
3. **Так как измерения проводятся в автоматическом режиме, подготовьте таблицу по образцу для записи измеренных значений (количество возможных температур в данной работе равно 7):**

табл. 1

Т, К ...	I, мкА	...	...	...	...	...
	U, В	...	...	...	...	...
Т, К ...	I, мкА	...	...	...	...	...
	U, В	...	...	...	...	...

и т. д.

4. Нажмите кнопку «ЗАПУСК». Начнется автоматическое сканирование вольт - амперной характеристики вакуумного диода при данной температуре. Вмешательство пользователя в измерения далее не требуется. Запишите первое значение температуры в таблицу, затем после начала сканирования

характеристики последовательно заносите в таблицу напряжение на аноде и ток анода, соответствующей этому напряжению. Каждое значение высвечивается на табло КЦИП-015 в течении 3-4 секунд. Если вы не успели занести значение в таблицу, следует дождаться, когда прибор дойдет до максимального значения напряжения анода и сканирование характеристики начнется заново при этой же температуре.

5. Нажмите кнопку ΔT для перехода к следующей температуре нити накала катода и поступайте аналогично п.4.
6. Прodelайте пп. 4, 5 для всех возможных температур (при достижении максимально возможной температуры последующее нажатие кнопки ΔT приводит к возвращению к минимальной температуре нити накала).
7. По окончании измерений отключите прибор от сети.
8. Постройте для каждой температуры вольт – амперную характеристику зависимости тока анода от напряжения на аноде $j=f(U)$. Всего их будет 7 штук (см. рис.5 примерный вид ВАХ диода).

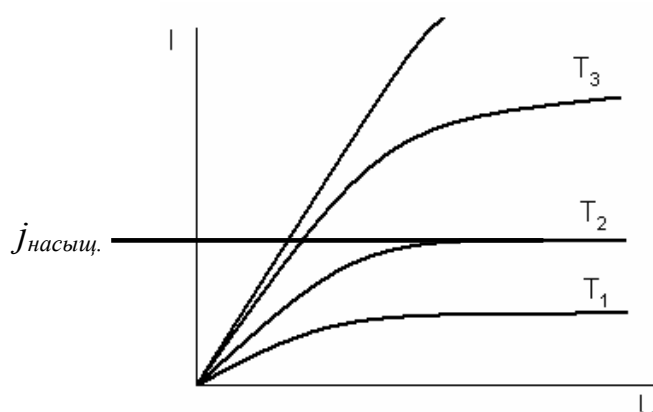


Рис. 5. Примерный вид вольт-амперных характеристик вакуумного диода с накаливаемым катодом.

9. Для каждой вольт-амперной характеристики (т. е. для каждой температуры T) определите ток насыщения j_s . (значение тока анода остается постоянным при увеличении напряжения на аноде – см. рис. 5).

10. Вычислите значения $\ln(j_s/T^2)$ и $\frac{1}{T}$ и занесите в табл. 2. Постройте зависимость $\ln(j_s/T^2) = f(1/T)$ (см. формулу 11) и аппроксимируйте ее прямой $y=A+Qx$. Значение тока j_s можно брать как в амперах так и в микроамперах – на результат это не скажется, так как постоянный множитель 10^{-6} под логарифмом войдет в константу A

$$\left(\text{действительно } \ln\left(\frac{j_s \cdot 10^{-6}[A]}{T^2[K^2]}\right) = \ln\left(\frac{j_s[\mu A]}{T^2[K^2]}\right) + \ln(10^{-6}) \right).$$

В нашем случае $y = \ln(j_s/T^2)$, $x = \frac{1}{T}$. С помощью метода

наименьших квадратов определите коэффициент наклона прямой

$Q = \frac{e \cdot \varphi}{k}$. Найдите из этого выражения работу выхода электронов

из металла φ ($k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$ – постоянная Больцмана) и

выразите ее в электрон-вольтах.

табл. 2

$j_s, A \text{ или } \mu A$	T, K	$\ln\left(\frac{j_s}{T^2}\right)$	$\frac{1}{T}$

$$\varphi = \dots \text{ эВ}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. –М. -1966.
2. Юз А.Л., Дюбридж Л.А. Фотоэлектрические явления. –ГТИ. –М. -1966.
3. Бродский А.В., Гуревич С.К. Теория электронной эмиссии металлов. – М. -1975.
4. Соболева Н.А. и др. Фотоэлектрические приборы. –М. -1965.
5. К. А. Барсукова, Ю. И. Уханова «Лабораторный практикум по физике», М., Высш. шк. 1988 г.