

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ и НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ**

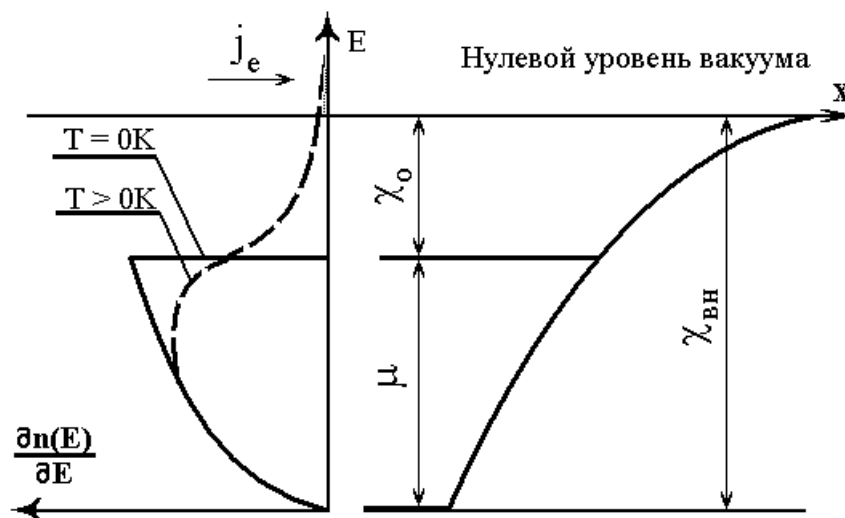
**Государственное образовательное учреждение высшего
профессионального образования**

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЭЛЕКТРОНИКИ И МАТЕМАТИКИ**
(Технический университет)

Кафедра физических основ электронной техники

**Методические указания к практическим занятиям по
дисциплине «Вакуумная и плазменная электроника»**

Катодная электроника – сборник задач



Составитель канд. техн. наук, доцент А.А.Чернов

Кратко изложены физические основы и математическая модель процесса термоэлектронной эмиссии из металла. Представлены решения практических задач по катодной электронике.

Предназначены для студентов III-го курса специальности 210100 “Твердотельная электроника и микроэлектроника ” по дисциплине «Вакуумная и плазменная электроника».

Катодная электроника – сборник задач: Методические указания к практическим занятиям / Московский государственный институт электроники и математики; Составитель А.А.Чернов. М.,2011. 34 с.

Ил. 8. Библиогр.: 5 назв.

ISBN 978-5-94506-284-9

I. Катодная электроника

1.1. Физические основы термоэлектронной эмиссии из металла

При сближении атомов и образовании из них твердых тел потенциальные барьеры для электронов, отделяющие соседние атомы, понижаются и сужаются (рис.1.1). При этом потенциальный барьер у поверхности твердого тела (у внешней его границы) остается высоким. Поэтому электроны в твердых телах находятся как бы в потенциальной яме, выход из которой требует совершения работы по преодолению силы, действующей на них у поверхности тела.

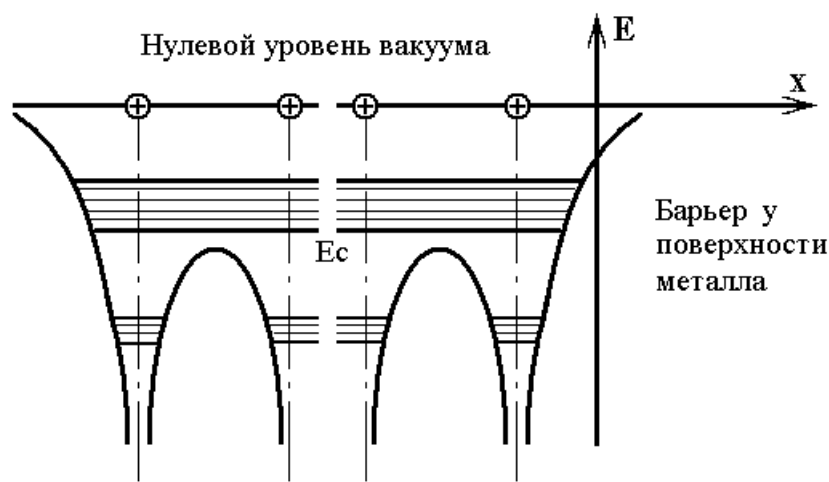


Рис.1.1 Потенциальные барьеры для электронов в твердом теле и на границе с вакуумом

Высота этого потенциального барьера у поверхности кристалла твердого тела, отсчитанная от дна зоны проводимости E_c , называется внешней работой выхода $\chi_{\text{вн}}$, а высота потенциального барьера, отсчитанная от уровня Ферми μ , называется термодинамической работой выхода χ_o или эффективной работой выхода электронов из твердого тела.

Эти величины показаны на рис.1.2, где изображена энергетическая диаграмма металла на границе металл-вакуум. На рис.1.2 также представлен график функции $\partial n(E)/\partial E$ распределения электронов по энергиям при $T=0\text{K}$ (непрерывная линия) и при высокой температуре (штриховая линия). При повышении температуры «хвост» кривой распределения заходит выше нулевого уровня потенциальной ямы, то есть выше нулевого уровня вакуума, что свидетельствует о появлении некоторого числа электронов, обладающих кинетической энергией,

превышающей высоту потенциального барьера. Такие электроны способны выходить из металла («испаряться»). Поэтому нагретый металл испускает электроны. Это явление получило название термоэлектронной эмиссии. В заметной степени оно наблюдается лишь при высокой температуре, когда число термически возбужденных электронов, способных выйти из металла, оказывается достаточно большим.

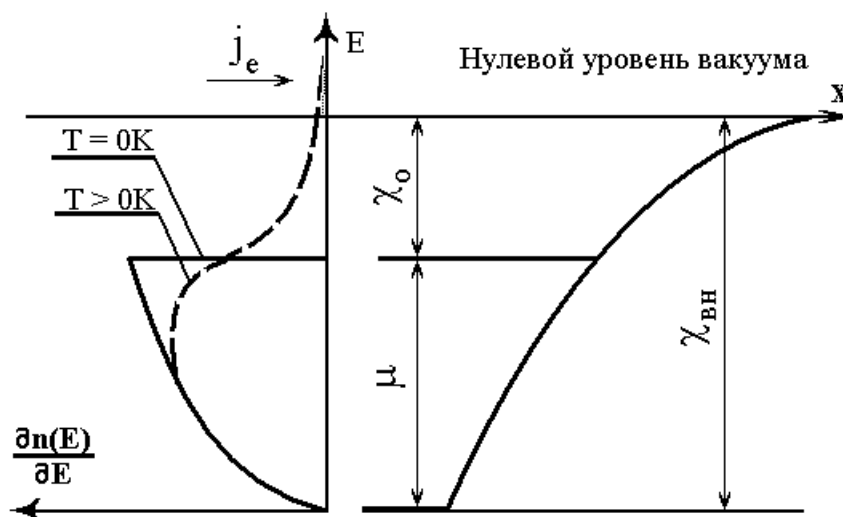


Рис.1.2. Функция распределения электронов по энергиям и энергетическая диаграмма металла

Поместив вблизи нагретого металла проводник и создав между ним и металлом электрическое поле, захватывающее электроны, можно получить термоэлектронный ток. Подсчитаем плотность этого тока, предполагая, что все эмитированные электроны по внешней цепи возвращаются к поверхности металла, так что электрод, испускающий электроны, остается в целом электрически нейтральным.

Число электронов в единице объема металла, составляющие импульса которых лежат в интервале от p_x до $p_x + dp_x$, от p_y до $p_y + dp_y$, от p_z до $p_z + dp_z$, равно:

$$n(p_x, p_y, p_z) \cdot dp_x dp_y dp_z = \frac{2 dp_x dp_y dp_z}{h^3} \cdot \frac{1}{\exp[(E - \mu) / kT] + 1}, \quad (1.1)$$

где $\frac{2 \cdot dp_x \cdot dp_y \cdot dp_z}{h^3}$ - число квантовых состояний в элементе фазового объема импульсов $dp_x \cdot dp_y \cdot dp_z$ (с учетом спина и объема элементарной ячейки - h^3);

$$\frac{1}{\exp[(E-\mu)/kT]+1} = f_{F-D}(E) \quad - \quad \text{функция Ферми-Дирака,}$$

определяющая вероятность заполнения этих квантовых состояний электронами.

Выделим на поверхности металла единичную площадку и построим на ней, как на основании, прямоугольный параллелепипед с боковым ребром, численно равным значению составляющей скорости электронов v_z (рис.1.3). Число электронов в параллелепипеде, составляющие импульса которых заключены в указанных выше пределах, равно:

$$dN = v_z \cdot n(p_x, p_y, p_z) \cdot dp_x dp_y dp_z.$$

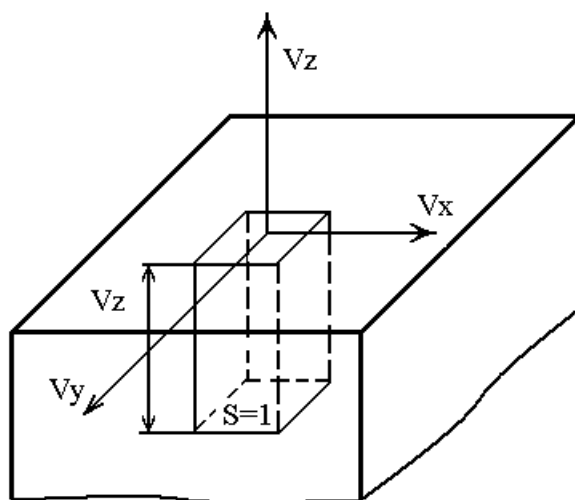


Рис.1.3. Элементарный объем металла в виде прямоугольного параллелепипеда с единичной площадью $S=1$ и ребром v_z

Это количество электронов dN и определяет количество электронов с составляющими импульса в интервале от p_x до $p_x + dp_x$, от p_y до $p_y + dp_y$, от p_z до $p_z + dp_z$, приходящих к единице площади поверхности металла в единицу времени:

$$dv(p_x, p_y, p_z) = v_z \cdot n(p_x, p_y, p_z). \quad (1.2)$$

Таким образом, с учетом выражения (1.1), получим:

$$dv(p_x, p_y, p_z) = \frac{2 \cdot v_z \cdot dp_x dp_y dp_z}{h^3} \cdot \frac{1}{\exp[(E-\mu)/kT]+1}. \quad (1.3)$$

Из этих электронов покинуть металл могут лишь те, у которых составляющая кинетической энергии в направлении оси Z, равная $m \cdot v_z^2 / 2$, будет не меньше высоты барьера $\chi_{вн}$. Таким образом, с учетом того, что $v_z = p_z / m$, преодолеть энергетический барьер у

поверхности металла могут лишь те электроны, у которых импульс в направлении оси Z не меньше, чем $p_{zo} = \sqrt{2m \cdot \chi_{вн}}$.

Интегрируя выражение (1.3) по p_x и p_y в пределах от $-\infty$ до $+\infty$ (пределы, в которых могут теоретически меняться p_x и p_y), а по p_z в пределах от p_{zo} до $+\infty$, получим число электронов, ежесекундно покидающих единичную поверхность нагретого металла:

$$v_e = \frac{2}{h^3 \cdot m} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{p_{zo}}^{+\infty} \frac{p_z \cdot dp_x dp_y dp_z}{\exp[(E - \mu) / kT] + 1}. \quad (1.4)$$

Вычисление этого интеграла для случая, реализуемого обычно на практике, когда $\chi_o \gg kT$, приводит к следующему результату:

$$v_e = \frac{4\pi m k^2}{h^3} \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\chi_{вн} - \mu}{kT}\right). \quad (1.5)$$

Умножив v_e на заряд электрона q , получим плотность тока:

$$j_e = A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\chi_{вн} - \mu}{kT}\right) = A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\chi_o}{kT}\right), \quad (1.6)$$

где

$$A = \frac{4\pi m k^2 q}{h^3} = 1,21 \cdot 10^6 \left[\frac{A}{m^2 \cdot K^2} \right]. \quad (1.7)$$

Соотношение (1.6) называют формулой Ричардсона-Дэшмана, а коэффициент A - постоянной Ричардсона.

Из уравнения (1.6) следует, что плотность тока термоэлектронной эмиссии определяется температурой эмитирующей электроны поверхности металла и работой выхода χ_o электронов из металла. Из уравнения (1.6) видно, что постоянная Ричардсона не должна зависеть от природы металла. В действительности же у разных металлов она различна, что отчасти связано с различной степенью прозрачности их потенциальных барьеров для электронных волн, преломляющихся при вылете электронов из металла в вакуум, но в основном определяется особенностями функции плотности состояний конкретных металлов вблизи нулевого уровня.

Если плотность электронного тока велика, то взаимное отталкивание электронов приводит к тому, что часть из них

возвращается назад на катод. Поэтому для регистрации реальной величины термоэлектронного тока необходимо быстро удалять электроны от катода с помощью внешнего электрического поля достаточно высокой напряженности. Однако внешнее ускоряющее поле, действующее вблизи эмитирующей поверхности катода, понижает потенциальный барьер, созданный внутренними силами, удерживающими электрон в кристалле. Для расчета значения этого понижения барьера необходимо знать характер зависимости потенциальной энергии у поверхности твердого тела от координаты. В случае металлов природа силы, удерживающей электрон, такова: электрон, отошедший от поверхности металла на расстояние x (рис.1.5), индуцирует в металле заряд $+q$. Можно показать, что этот наведенный заряд действует на вышедший электрон так, как если бы он был сосредоточен под поверхностью металла на глубине x в точке, симметричной той, в которой находится электрон в вакууме. Поэтому индуцированный заряд $+q$ называют электрическим изображением заряда $-q$. Он притягивает электрон с силой $F_{\zeta\hat{E}}$, называемой силой зеркального изображения.

$$F_{\zeta\hat{E}} = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x^2}, \quad (1.8)$$

где ϵ_0 - абсолютная диэлектрическая постоянная вакуума.

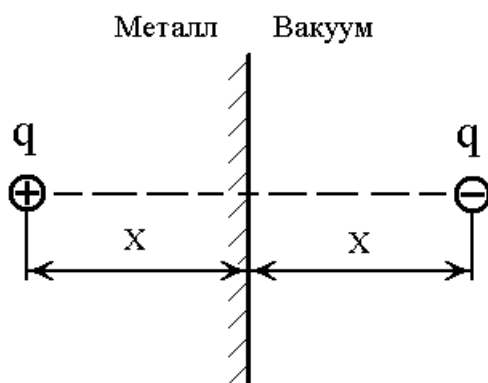


Рис.1.5. Индуцированный заряд $+q$ зеркального изображения заряда $-q$ электрона, вышедшего из металла на расстояние x

Эта сила изменяет потенциальную энергию электрона, отсчитанную от нулевого уровня, по закону:

$$E_{\zeta\hat{E}} = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x}. \quad (1.9)$$

Внешнее поле действует на электрон с силой:

$$F_{\hat{A}\hat{I}} = q \cdot \mathcal{E}, \quad (1.10)$$

где \mathcal{E} – величина напряженности внешнего электрического поля.

Это поле изменяет потенциальную энергию электрона на величину

$$E_{\hat{A}i} = -q \cdot \mathcal{E} \cdot x. \quad (1.11)$$

В результате потенциальная энергия электрона изменяется (рис.1.6) и становится равной:

$$E = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} - q \cdot \mathcal{E} \cdot x. \quad (1.12)$$

Такой потенциальный барьер имеет максимум в точке x_o , при этом

$$x_o = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0 \mathcal{E}}}. \quad (1.13)$$

В этой точке потенциальная энергия, отсчитанная от нулевого уровня, равна:

$$E(x_o) = \Delta\chi = -\sqrt{\frac{q^3 \cdot \mathcal{E}}{4\pi\epsilon_0}}, \quad (1.14)$$

где $\Delta\chi$ - изменение высоты потенциального барьера под действием внешнего электрического поля.

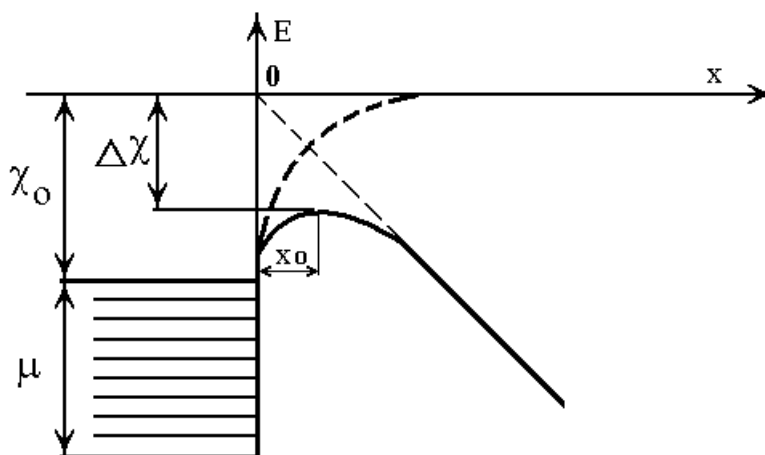


Рис.1.6. Потенциальный барьер на границе металл-вакуум при наличии внешнего ускоряющего электрического поля

Понижение высоты барьера приводит к тому, что с ростом положительного потенциала на коллекторе ток эмиссии не сохраняется постоянным, а несколько увеличивается в соответствии с уравнением:

$$j = A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\chi_o + \Delta\chi}{kT}\right) = j_o \cdot \exp\left(\frac{1}{kT} \cdot \sqrt{\frac{q^3 \cdot \mathcal{E}}{4\pi\epsilon_0}}\right), \quad (1.15)$$

где $j_o = A \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\chi_o}{kT}\right)$.

Прологарифмировав выражение (1.15), получим:

$$\ln(j) = \ln(j_o) + B \cdot \sqrt{\mathcal{E}}, \quad (1.16)$$

где

$$B = \frac{1}{kT} \sqrt{\frac{q^3}{4\pi\epsilon_o}}. \quad (1.17)$$

В целом вольтамперная характеристика (ВАХ) термоэмиссионного катода имеет вид, представленный на рис.1.7а.

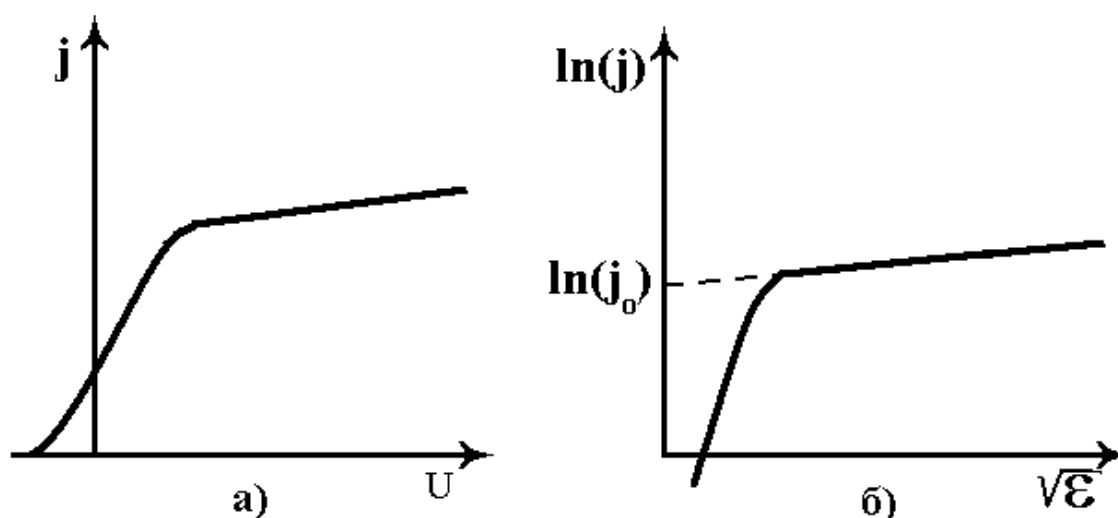


Рис.1.7. Вольтамперные характеристики термокатода в линейных координатах $j=f(U)$ -рис. а) и $\ln(j)=f(\sqrt{\mathcal{E}})$ -рис. б)

При малых ускоряющих напряжениях ток катода резко возрастает из-за рассасывания пространственного заряда у катода, а затем он нарастает гораздо медленнее из-за эффекта Шоттки. Эта же ВАХ, построенная в координатах $\ln(j) = f(\sqrt{\mathcal{E}})$, имеет вид, представленный на рис.1.7б. В этих координатах, согласно уравнению (1.16), ВАХ в области действия эффекта Шоттки имеет вид прямой, пересекающей вертикальную ось в точке $\ln(j_o)$ и имеющей коэффициент наклона прямой равный B . Эти прямые получили название прямых Шоттки.

1.2. Термоэлектронная эмиссия из пленочных катодов

Адсорбция атомов или ионов на поверхности металла приводит к резкому изменению его эмиссионных свойств. Металлические катоды, на поверхности которых сформирована моноатомная по толщине пленка

активирующего, то есть усиливающего эмиссию, вещества, получили название двухкомпонентных пленочных катодов. Влияние пленок различных веществ на эмиссионные свойства катода было впервые обнаружено Ленгмюром при исследовании эмиссии из вольфрама в парах цезия.

Адсорбируемое вещество находится на поверхности катода не в виде нейтральных атомов, а в виде положительных ионов или в виде поляризованных атомов – диполей. Двойной электрический слой, создающийся при этом у поверхности металла, с одной стороны, адсорбированными ионами или диполями, а с другой стороны, наводимым этим слоем в глубине металла зарядом зеркального изображения, снижает потенциальный барьер на границе металл-вакуум, что приводит к резкому увеличению эмиссии из металла.

Если рассматривать такой двойной электрический слой как плоский конденсатор, то напряженность электрического поля между его обкладками может быть рассчитана по формуле:

$$\mathcal{E} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}, \quad (1.18)$$

где σ - поверхностная плотность зарядов на металле.

В свою очередь, поверхностная плотность зарядов на металле определяется плотностью ионизированных или поляризованных атомов адсорбированной пленки $n'_{\text{пл}}$ по формуле:

$$\sigma = n'_{\text{пл}} \cdot q. \quad (1.19)$$

Сила, действующая на электрон в таком двойном слое, равна:

$$F = q \cdot \mathcal{E} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \cdot q = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot n'_{\text{пл}} \cdot q^2. \quad (1.20)$$

Эта сила вызовет снижение работы выхода электрона из металла на величину:

$$\Delta\chi = F \cdot d = \frac{1}{\varepsilon_0} \cdot n'_{\text{пл}} \cdot q \cdot p, \quad (1.21)$$

где d - толщина двойного электрического слоя или плечо диполя;

$$p = q \cdot d - \text{электрический момент диполя.} \quad (1.22)$$

Степень покрытия поверхности металла катода определяется балансом между двумя процессами, а именно – процессом адсорбции атомов на поверхности металла и процессом теплового испарения атомов с его поверхности. Поступление атомов к поверхности металла за счет процесса диффузии атомов из объема вещества описывается законами диффузии и здесь нами рассматриваться не будет.

Если адсорбируемые атомы поступают на поверхность металла из окружающей газовой фазы, то обозначим через V_a - число атомов, адсорбируемых за 1 сек на 1 м² поверхности вещества. В соответствии с кинетической теорией газов:

$$v_a = \frac{1}{4} \cdot n \cdot \bar{v}, \quad (1.23)$$

где v_a - число молекул (атомов), подходящих к единице

поверхности металла за единицу времени;

n - концентрация газа;

\bar{v} - средняя скорость молекул.

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad (1.24)$$

где m - масса молекулы.

Давление определяется выражением:

$$P = n \cdot k \cdot T. \quad (1.25)$$

Из выражения (1.25) следует:

$$n = \frac{P}{k \cdot T}. \quad (1.26)$$

Тогда число атомов, адсорбируемых за единицу времени на единице поверхности металла, с учетом выражений (1.23, 1.24 и 1.26) можно определить по формуле:

$$v_a = \frac{\alpha \cdot (1 - \theta) \cdot P}{\sqrt{2\pi \cdot m \cdot k \cdot T}}, \quad (1.27)$$

где α - коэффициент конденсации вещества, равный отношению количества падающих на чистую поверхность молекул (атомов) к количеству адсорбируемых этой поверхностью молекул;

θ - степень покрытия поверхности вещества адсорбируемыми молекулами;

$(1 - \theta)$ - часть поверхности вещества, свободная от уже адсорбированных молекул.

При этом:

$$\theta = \frac{N}{N_1}, \quad (1.28)$$

где N - число молекул, адсорбированных на единице поверхности вещества;

N_1 - число молекул, образующих на единице поверхности вещества мономолекулярный или моноатомный слой.

С другой стороны, скорость процесса десорбции с поверхности вещества - v_d (число адсорбированных частиц, испаряющихся с поверхности с единицы площади в единицу времени) равно:

$$v_d = \frac{N_1 \cdot \theta}{\tau_o} \cdot e^{-\frac{E_a}{k \cdot T}}, \quad (1.29)$$

где E_a - энергия процесса адсорбции;

τ_o - период колебаний атомов вещества, на поверхности которого происходит адсорбция. При температурах порядка $T = 300-500$ К величина τ_o составляет примерно $10^{-13} - 10^{-15}$ сек.

II. Сборник задач

Задача 1.

Расчет снижения работы выхода электронов из вольфрамового катода при осаждении на поверхности катода пленочного покрытия из атомов цезия.

Исходные данные:

Вакуумный диод с вольфрамовым катодом заполнен насыщенными парами цезия. Температура стенок баллона диода $t_6 = 127^\circ\text{C}$, а рабочая температура катода $T_k = 1140\text{K}$.

Результат: Работа выхода катода в указанных условиях работы.

Решение задачи: Поскольку работа выхода электронов из вольфрамового катода больше энергии ионизации цезия, то атомы цезия адсорбируются на поверхности вольфрама в виде ионов. Благодаря этому на поверхности катода создается двойной электрический слой зарядов с плечом d (рис.2.1) и поверхностной плотностью заряда:

$$\sigma = q \cdot N = q \cdot N_1 \cdot \theta. \quad (2.1)$$

В пределах этого двойного слоя создается усредненное электрическое поле с напряженностью:

$$\mathcal{E} = \frac{\sigma}{\epsilon_o} = \frac{q \cdot N_1 \cdot \theta}{\epsilon_o}. \quad (2.2)$$

Благодаря наличию электрического поля у поверхности катода работа выхода электронов понижается в первом приближении на величину:

$$\Delta\varphi = \mathcal{E} \cdot d = \frac{q \cdot d \cdot N_1 \cdot \theta}{\epsilon_o} = \frac{p \cdot N_1 \cdot \theta}{\epsilon_o}, \quad (2.3)$$

где $p = q \cdot d$ - электрический момент диполя. Для иона цезия, осажденного на поверхности вольфрама $d = 1,65 \cdot 10^{-10}$ м.

В более высоком приближении при расчете следует дополнительно учесть, что в самом адсорбированном ионе благодаря действию заряда зеркального изображения происходит смещение электронных оболочек

иона цезия в сторону от поверхности катода, то есть электрический момент диполя несколько уменьшается. Иными словами, в самом ионе появляется как бы диполь с некоторым электрическим моментом p' , который необходимо вычесть из основного электрического момента p .

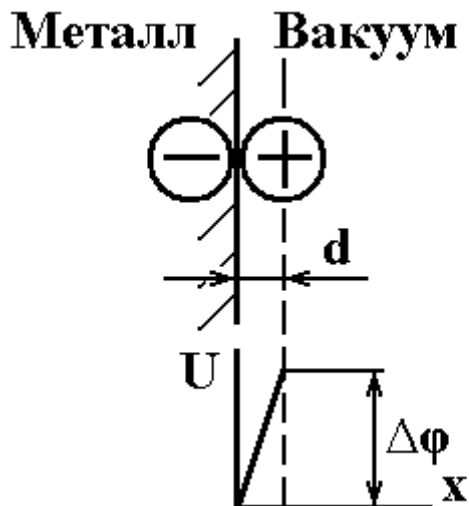


Рис.2.1. Распределение потенциала в двойном электрическом слое

Величина p' пропорциональна напряженности локального поля в окрестности иона:

$$p' = \alpha \cdot \mathcal{E}_j, \quad (2.4)$$

где \mathcal{E}_j определяется силами зеркального изображения в соответствии с законом Кулона:

$$\mathcal{E}_j = \frac{1}{4\pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{q}{4 \cdot d^2} = \frac{q}{16\pi \cdot \epsilon_0 \cdot d^2}. \quad (2.5)$$

Величина α - постоянная поляризации, которая для цезия равна $\alpha = 2,74 \cdot 10^{-40}$.

Величина θ может быть рассчитана из уравнения баланса процессов адсорбции и испарения атомов цезия на поверхности вольфрама.

1. Определение давления паров цезия.

Из литературных справочных данных давление насыщенных паров цезия в мм.рт.ст. определяется по формуле:

$$\lg(P) = 11,05 - 1,35 \cdot \lg(T) - \frac{4,041}{T}. \quad (2.6)$$

Подставляя исходные данные в уравнение (2.6), получим:

$$\lg(P) = 11,05 - 1,35 \cdot \lg(T_a) - \frac{4,041}{T_a} = 11,05 - 1,35 \cdot \lg(400) - \frac{4,041}{400} = -2,565,$$

и $P = 2,75 \cdot 10^{-3}$ мм.рт.ст. $= 3,66 \cdot 10^{-1}$ Па.

2. Определение энергии адсорбции иона цезия на поверхности вольфрама.

При расчете будем полагать, что энергия адсорбции целиком определяется только силами электростатического притяжения иона к поверхности металла.

Сила зеркального изображения в соответствии с законом Кулона равна:

$$F(x) = \frac{1}{4\pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{q^2}{4 \cdot x^2} = \frac{q^2}{16\pi \cdot \epsilon_0 \cdot x^2}, \quad (2.7)$$

где x - расстояние заряда от поверхности металла.

Энергия адсорбции будет равна работе, которую необходимо совершить, чтобы удалить адсорбированный на поверхности ион на бесконечно большое расстояние от поверхности металла:

$$E_a = \int_d^{\infty} F(x) \cdot dx = \frac{q^2}{16\pi \cdot \epsilon_0} \int_d^{\infty} \frac{dx}{x^2} = \frac{q^2}{16\pi \cdot \epsilon_0 \cdot d}. \quad (2.8)$$

Подставляя исходные данные в уравнение (2.8), получим:

$$E_a = \frac{q^2}{16\pi \cdot \epsilon_0 \cdot d} = \frac{2,56 \cdot 10^{-38}}{16 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 1,65 \cdot 10^{10}} = 3,48 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 2,18 \text{ эВ}.$$

3. Определение величины θ из уравнения баланса процессов адсорбции и испарения атомов цезия на поверхности вольфрама, то есть при условии когда $U_a = U_d$.

С учетом полученных ранее уравнений (1.27) и (1.29) можно записать:

$$\frac{\alpha \cdot (1 - \theta) \cdot P}{\sqrt{2\pi \cdot m \cdot k \cdot T_a}} = \frac{N_1 \cdot \theta}{\tau_0} \cdot e^{-\frac{E_a}{kT}}. \quad (2.9)$$

Полагаем, что $\alpha = 1$, для $T_a = 400 \text{ K}$ принимаем значение $\tau_0 = 10^{-14}$ сек, $N_1 = 3,56 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2}$.

Из уравнения (2.9) можно получить:

$$\theta = \frac{P \cdot \tau_0}{P \cdot \tau_0 + N_1 \cdot \sqrt{2\pi \cdot m \cdot k \cdot T_a} \cdot e^{-\frac{E_a}{kT}}} =$$

$$= \frac{3,66 \cdot 10^{-1} \cdot 10^{-14}}{3,66 \cdot 10^{-1} \cdot 10^{-14} + 3,56 \cdot 10^{18} \cdot \sqrt{6,28 \cdot 1,33 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 400}} \cdot \frac{1}{e^{\frac{3,48 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 1140}}} = 4,5 \cdot 10^{-2}.$$

4. Определение снижения работы выхода катода.

Принимая во внимание уравнения (2.3) и (2.4), можно записать:

$$\Delta\varphi = \frac{(p-p') \cdot N_1 \cdot \theta}{\varepsilon_o} = \frac{q \cdot N_1 \cdot \theta}{\varepsilon_o} \left(d - \frac{\alpha}{16\pi \cdot \varepsilon_o \cdot d^2} \right) = \quad (2.10)$$

$$= \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3,56 \cdot 10^{18} \cdot 4,5 \cdot 10^{-2}}{8,85 \cdot 10^{-12}} \left(1,65 \cdot 10^{-10} - \frac{2,74 \cdot 10^{-40}}{16 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 2,73 \cdot 10^{-20}} \right) = 0,415 \text{ В.}$$

$$\varphi' = 4,54 - 0,415 = 4,125 \text{ В.}$$

Полученная величина работы выхода электрона из катода больше потенциала ионизации цезия и поэтому сделанное выше допущение о том, что цезий адсорбируется в виде ионов, оказывается справедливым.

Задача 2.

Расчет оптимального коэффициента покрытия вольфрамового катода пленкой цезия.

Исходные данные:

Вакуумный диод с вольфрамовым катодом заполнен насыщенными парами цезия. Температура стенок баллона диода $t_6 = -10^\circ\text{C}$. Путем нагрева вольфрамового катода до достаточно высокой температуры поверхность катода очищается от пленки цезия. Затем температура катода понижается до $T_k = 600\text{K}$. По мере того, как пленка цезия вновь осаждается на поверхность вольфрамового катода, ток эмиссии возрастает и проходит свое максимальное значение через 79 секунд, начиная с момента охлаждения катода.

Результат: Значение оптимального коэффициента покрытия $\theta_{i\dot{o}}$ вольфрамового катода пленкой цезия, при котором ток эмиссии становится максимальным.

Решение задачи: По мере увеличения коэффициента покрытия вольфрама цезием работа выхода электронов из пленочного катода уменьшается, что приводит к увеличению эмиссии из катода. Однако по мере осаждения пленки цезия начинает сказываться процесс деполяризации атомов – диполей и ионов цезия, осажденных на поверхности вольфрама. При значении коэффициента покрытия, приближающемся к единице, взаимное перекрытие электрических полей адсорбированных ионов приводит к уменьшению напряженности суммарного электрического поля покрытия, то есть работа выхода электронов из катода начинает увеличиваться. Поэтому существует некоторое оптимальное значение коэффициента покрытия $\theta_{i\dot{o}}$

вольфрамового катода пленкой цезия, при котором работа выхода минимальна, а электронная эмиссия из катода достигает максимального значения.

Для решения данной задачи примем следующие допущения:

- тепловой инерционностью катода пренебрегаем;
- тепловым испарением адсорбированных атомов и ионов цезия с поверхности вольфрамового катода пренебрегаем, что вполне справедливо для температуры катода $T_k = 600\text{K}$;
- коэффициент конденсации α в формуле (1.27) принимаем равным единице.

1. Проведем исследование динамики процесса адсорбции атомов цезия на поверхности вольфрама и выведем уравнение, описывающее кинетику процесса адсорбции.

За время dt на поверхность катода падает $S \cdot \nu \cdot dt$ частиц из окружающего пространства, где ν – поток частиц на единицу поверхности 1 м^2 за единицу времени 1 сек. Из этих частиц катодом адсорбируется:

$$dN = \alpha \cdot (1 - \theta) \cdot \nu \cdot dt. \quad (2.11)$$

Так как мы приняли значение коэффициента конденсации равным единице, то из уравнения (2.11) можно получить:

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{N_1} \cdot \frac{dN}{dt} = \frac{\nu}{N_1} \cdot (1 - \theta). \quad (2.12)$$

После интегрирования этого дифференциального уравнения (2.12) при начальном условии $t = 0$ и $\theta = 0$, можно получить:

$$N = N_1 \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t \cdot \nu}{N_1}\right) \right] \quad (2.13)$$

или
$$\theta = 1 - \exp\left(\frac{t \cdot \nu}{N_1}\right), \quad (2.14)$$

где поток атомов цезия на поверхность вольфрамового катода:

$$\nu = \frac{P}{\sqrt{2\pi \cdot m \cdot k \cdot T_a}}. \quad (2.15)$$

Таким образом, можно получить, что:

$$\theta = 1 - \exp\left(\frac{P \cdot t}{N_1 \cdot \sqrt{2\pi \cdot m \cdot k \cdot T_a}}\right). \quad (2.16)$$

2. Определение значения давления паров цезия в объеме вакуумного диода.

Давление паров цезия определяется из справочных данных по эмпирической формуле:

$$\lg(P) = 10,55 - 1,00 \cdot \lg(T_a) - \frac{4150}{T_a} = 10,55 - \lg(263) - \frac{4150}{263} = -7,61$$

$$P = 2,4 \cdot 10^{-8} \text{ мм.рт.ст.} = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ Н/м}^2. \quad (2.17)$$

3. Расчет значения оптимального коэффициента покрытия θ_{opt} вольфрамового катода пленкой цезия, при котором ток эмиссии становится максимальным.

Подставив полученные расчетные значения в формулу (2.16), получим:

$$\theta_{i\ddot{o}} = 1 - \exp \left[- \frac{3,2 \cdot 10^{-6} \cdot 79}{3,56 \cdot 10^{18} \cdot \sqrt{6,28 \cdot 133 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 263}} \right] = 0,67. \quad (2.18)$$

Задача 3.

Выбор материала для изготовления металлического катода с прямым накалом (термокатада).

Исходные данные:

Какой из двух возможных металлов – торий или вольфрам, используемый для изготовления термокатада, способен дать большую плотность тока эмиссии? Конструкция катода представляет собой плоскую ленту толщиной $d = 10^{-2}$ см. Гарантированный срок службы катода τ_{zap} должен составлять не менее 1000 часов.

При этом за гарантированный срок службы катода принимаем время, в течение которого толщина ленты материала катода уменьшается за счет процесса теплового испарения металла на 10%.

Результат: Выбор материала для изготовления металлического катода.

Решение задачи: Плотность тока эмиссии из металлического катода определяется величиной работы выхода материала катода и его рабочей температурой. Однако температура катода не может быть чрезмерно высока, так как при этом возрастает скорость испарения материала катода и сокращается срок службы катода. Поэтому наилучшим материалом для изготовления термокатада будет тот материал, который обладает не только малой работой выхода, но и имеет малую скорость испарения материала катода при высоких температурах. Одновременно этим двум требованиям удовлетворяет лишь довольно узкий круг материалов.

1. Определение допустимой скорости испарения материала катода.

Обозначим через M' - допустимую скорость испарения материала катода в кг с 1 м^2 в 1 сек. Тогда $2 \cdot M' \cdot \tau_{\ddot{o}}$ - количество материала катода, испаряемое с обеих сторон одного м^2 поверхности ленты за весь срок службы катода. В соответствии с этим можно записать, что:

$$2 \cdot M' \cdot \tau_{\ddot{o}} = 0,1 \cdot \delta \cdot d, \quad (2.19)$$

где δ - плотность материала катода. ($\delta_{\text{W}} = 1,91 \cdot 10^4 \text{ кг/м}^3$ и $\delta_{\text{Th}} = 1,13 \cdot 10^4 \text{ кг/м}^3$).

Для вольфрама

$$M'_{\text{W}} = \frac{0,1 \cdot \delta \cdot d}{2 \cdot \tau} = \frac{0,1 \cdot 1,91 \cdot 10^4 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 10^3 \cdot 3,6 \cdot 10^3} = 2,64 \cdot 10^{-8} \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{сек)}.$$

Для тория

$$M'_{\text{Th}} = \frac{0,1 \cdot \delta \cdot d}{2 \cdot \tau} = \frac{0,1 \cdot 1,13 \cdot 10^4 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 10^3 \cdot 3,6 \cdot 10^3} = 1,58 \cdot 10^{-8} \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{сек)}.$$

2. Определение температуры, соответствующей рассчитанной скорости испарения материала катода.

Температуру T можно связать с величиной M' через значение давления насыщенного пара металла P_s , соответствующего температуре T . Скорость испарения связана с величиной P_s выражением:

$$M' = m \cdot \nu = P_s \cdot \sqrt{\frac{m}{2\pi \cdot k \cdot T}}, \quad (2.20)$$

где ν - поток частиц насыщенного пара металла при температуре T ;
 m - масса частицы.

С другой стороны, зависимость давления насыщенного пара металла от температуры $P_s = f(T)$ определяется простой эмпирической формулой:

$$\lg(P_s) = A' - \frac{B'}{T}. \quad (2.21)$$

Для вольфрама: $A' = 11,36$ и $B' = 4,03 \cdot 10^4$, а для тория $A' = 11,64$ и $B' = 2,84 \cdot 10^4$.

Примечание: Значения констант отличаются от табличных, так как в данном уравнении (2.21) они даны для значений P_s в системе СИ.

Из выражений (2.20) и (2.21) можно получить:

$$\lg \left[M' \cdot \sqrt{\frac{2\pi \cdot k \cdot T}{m}} \right] = A' - \frac{B'}{T}. \quad (2.22)$$

Решая уравнение (2.22) относительно T методом последовательных приближений, можно получить, что температуры вольфрамового и ториевого катодов соответственно равны $T_{\text{W}} = 2520\text{K}$ и $T_{\text{Th}} = 1700\text{K}$.

3. Вычисление плотности тока эмиссии для вольфрамового и ториевого катодов.

В соответствии с уравнением Ричардсона-Дешмана плотность тока эмиссии из металла определяется из уравнения:

$$j_e = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\chi_o}{kT}}. \quad (2.23)$$

Для вольфрама значения эффективной работы выхода электронов и постоянная Ричардсона равны соответственно: $\chi_o = 4,54$ эВ, $A = 6 \cdot 10^5 \frac{A}{m^2 \cdot K^2}$, а для тория $\chi_o = 3,38$ эВ, $A = 7 \cdot 10^5 \frac{A}{m^2 \cdot K^2}$.

Подставляя полученные значения в уравнение, (2.23) получим:
для вольфрама

$$j_W = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\chi_o}{kT}} = 6 \cdot 10^5 \cdot 635 \cdot 10^4 \cdot e^{-\frac{4,54 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 2520}} = 3810 \frac{A}{m^2},$$

для тория

$$j_{Th} = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\chi_o}{kT}} = 7 \cdot 10^5 \cdot 289 \cdot 10^4 \cdot e^{-\frac{3,38 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 1700}} = 200 \frac{A}{m^2}.$$

Плотность тока эмиссии для вольфрамового катода составляет $3810 \frac{A}{m^2}$, а для тория $200 \frac{A}{m^2}$, что указывает на большую эффективность вольфрама, используемого в качестве термоэмиттера электронов, несмотря на то, что работа выхода электронов у него значительно выше, чем у тория.

Задача 4.

Расчет эмиссионной способности и эффективности вольфрамового и оксидного термокатодов.

Исходные данные:

Требуется определить эмиссионные способности и эффективности эквитемпературного участка катода длиной $l=2$ см и диаметром $d=0,02$ см для двух случаев:

- вольфрамовый катод с температурой накала $T=2600K$;
- оксидный катод с температурой накала $T=1100K$.

Результат: Значения эмиссионной способности j_W и j_{OX} , а также эффективности H_W и H_{OX} вольфрамового и оксидного термокатодов соответственно.

Решение задачи.

1. Расчет тока эмиссии вольфрамового катода j_W .

В соответствии с формулой (2.23) для металлического катода можно записать:

$$j_e = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\chi_o}{kT}}$$

Для вольфрама значения эффективной работы выхода электронов и постоянная Ричардсона равны соответственно: $\chi_o = 4,54 \text{ эВ}$ и

$$A = 6 \cdot 10^5 \frac{\text{А}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^2}$$

Подставляя указанные значения в уравнение (2.23), получим:

$$j_W = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\chi_o}{kT}} = 6 \cdot 10^5 \cdot 6,76 \cdot 10^6 \cdot e^{-\frac{4,54 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 2600}} = 6,543 \cdot 10^3 \frac{\text{А}}{\text{м}^2},$$

а ток эмиссии с катода указанной выше геометрии будет:

$$J_W = j_W \cdot S_K = j_W \cdot \pi \cdot d \cdot l = 6,542 \cdot 10^3 \cdot 3,14 \cdot 2 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot 10^{-2} = 8,2 \cdot 10^{-2} \text{ А}.$$

2. Расчет мощности P_I^W , необходимой для нагрева вольфрамового катода до рабочей температуры $T = 2600 \text{ К}$.

Мощность, необходимую для нагрева вольфрамового катода, можно определить по формуле Стефана-Больцмана:

$$P = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4 \cdot S, \quad (2.24)$$

где ε - коэффициент интегрального излучения вещества;

σ - постоянная Стефана-Больцмана равная $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} / (\text{К}^4 \cdot \text{м}^2)$;

T - температура вещества;

S - площадь поверхности вещества.

Для вольфрама $\varepsilon = 0,32$. Таким образом, можно записать:

$$P_I^W = \varepsilon \sigma T^4 \pi d l = 0,32 \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot 2600^4 \cdot 3,14 \cdot 2 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot 10^{-2} = 10,4 \text{ Вт}.$$

3. Расчет эффективности вольфрамового катода.

Эффективность катода равна отношению тока эмиссии катода к мощности, необходимой для нагрева катода.

$$H_W = \frac{J_W}{P_I^W} = \frac{8,2 \cdot 10^{-2}}{10,4} = 7,88 \cdot 10^{-3} \frac{\text{А}}{\text{Вт}} = 7,88 \frac{\text{А}}{\text{Вт}}.$$

4. Расчет тока эмиссии оксидного катода J_{OX} .

Произведем расчет эмиссионной способности оксидного катода. Плотность тока эмиссии оксидного катода может быть рассчитана по формуле:

$$j_{OX} = B \cdot T^4 \cdot e^{-\frac{\theta}{2} + \frac{\chi_{\text{эф}}}{kT}}, \quad (2.25)$$

значение постоянной B определяется выражением:

$$B = A \cdot \sqrt{\frac{N_{Ba} \cdot h^3}{2}} \cdot \left[\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot m \cdot k} \right]^{\frac{3}{4}}, \quad (2.26)$$

и значение постоянной A определяется выражением:

$$A = \frac{4 \cdot \pi \cdot m \cdot q \cdot k^2}{h^3} \cdot \bar{D}, \quad (2.27)$$

где θ - глубина залегания примесного уровня бария в запрещенной зоне полупроводникового оксидного катода;

$\chi_{\hat{a}i \hat{a}\phi i}$ - внешняя работа выхода электрона из полупроводникового оксидного катода;

N_{Ba} - концентрация атомов бария на примесном уровне в оксидном катоде;

\bar{D} - средний коэффициент прозрачности энергетического барьера для электронов на границе раздела оксидный катод-вакуум.

Для оксидного катода величину $\chi_o = \theta/2 + \chi_{\hat{a}i \hat{a}\phi i}$ называют эффективной работой выхода электронов. Эта величина составляет примерно $\chi_o = 1,1$ эВ. Примем значение концентрации атомов бария на примесном уровне в оксидном катоде $N_{Ba} = 4 \cdot 10^{23}$ м⁻³. Средний коэффициент прозрачности энергетического барьера для электронов в полупроводнике составляет $\bar{D} = 1 \cdot 10^{-2}$.

Подставляя данные в выражения (2.27) и (2.26), получим:

$$A = \frac{4 \cdot \pi \cdot m \cdot q \cdot k^2}{h^3} \cdot \bar{D} = \frac{4 \cdot 3,14 \cdot 9 \cdot 10^{-31} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,9 \cdot 10^{-46}}{(6,62 \cdot 10^{-34})^3} \cdot 10^{-2} = 5,939 \cdot 10^5$$

$$B = 5,939 \cdot 10^5 \cdot \sqrt{\frac{4 \cdot 10^{23} \cdot (6,62 \cdot 10^{-34})^3}{2}} \cdot \left[\frac{1}{2 \cdot 3,14 \cdot 9 \cdot 10^{-31} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23}} \right]^{\frac{3}{4}} = 5,449 \cdot 10^6.$$

Подставляя полученные значения для A и B в выражение (2.25), получим:

$$j_{ox} = B \cdot T^4 \cdot e^{-\frac{\theta}{2} + \chi_{\hat{a}i \hat{a}\phi i} / kT} = 5,449 \cdot 10^6 \cdot (1100)^{\frac{5}{4}} \cdot e^{-\frac{1,1 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 1100}} = 3,182 \cdot 10^5 \frac{A}{i^2},$$

а ток эмиссии с оксидного катода указанной выше геометрии будет:

$$J_{ox} = j_{ox} \cdot S = j_{ox} \cdot \pi \cdot d \cdot l = 3,182 \cdot 10^5 \cdot 3,14 \cdot 2 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot 10^{-2} = 3,99 A.$$

5. Расчет мощности P_H^{ox} , необходимой для нагрева оксидного катода до рабочей температуры $T=1100K$.

Мощность, необходимую для нагрева оксидного катода, можно также определить по формуле Стефана-Больцмана (2.24). Для оксидного катода $\varepsilon=0,3$. Таким образом, можно записать:

$$P_i^{ox} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4 \cdot \pi \cdot d \cdot l = 0,3 \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot 1,464 \cdot 10^{12} \cdot 3,14 \cdot 2 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot 10^{-2} = 0,313 \hat{A} \hat{d}.$$

Расчет эффективности оксидного катода.

Эффективность катода равна отношению тока эмиссии катода к мощности, необходимой для накала катода.

$$H_{ox} = \frac{J_{ox}}{P_i^{ox}} = \frac{3,99}{0,313} = 12,75 \frac{A}{\hat{A} \hat{d}}.$$

Это значительно выше соответствующей величины для вольфрамового катода.

Задача 5.

Выяснение основной причины разрушения пленочного катода, используемого в тетродной системе.

Исходные данные:

Катод из торированного вольфрама, работающий при температуре $T=2100K$, используется в тетродной системе, где расстояние катод-экранная сетка составляет $d_{\hat{E}\hat{Y}}=0,2$ см, а расстояние экранная сетка-анод составляет $d_{\hat{Y}\hat{A}}=1$ см. Потенциал экранной сетки равен потенциалу анода и составляет $U=300\hat{A}$. Плотность тока эмиссии, снимаемого с катода, равна $j_e=10^3 \frac{A}{\hat{i}^2}$. Давление остаточных газов в электровакуумной лампе

$P=10^{-6} \hat{i} \hat{i} \cdot \hat{d} \hat{d} \hat{m} \hat{d} = 1,33 \cdot 10^{-4} \hat{i} \hat{a}$. Требуется определить, в результате воздействия какого процесса сильнее разрушается адсорбированная на поверхности вольфрамового ядра пленка тория – за счет теплового испарения атомов тория или за счет катодного распыления.

Результат: Расчеты значений скоростей термического испарения и катодного распыления тория с поверхности вольфрама соответственно.

Решение задачи: Адсорбированные атомы тория, находящиеся на поверхности вольфрама и понижающие работу выхода электронов из торированного катода, могут десорбироваться с поверхности за счет двух процессов:

- Процесса теплового испарения, скорость которого описывается выражением (1.29), а именно:

$$v_d = \frac{N_1 \cdot \theta}{\tau_o} \cdot e^{-\frac{E_a}{kT}}.$$

Причем для системы вольфрам-торий (W-Th) значения констант равны $N_1 = 7,1 \cdot 10^{18} \text{ л}^{-2}$ и $E_a = 8 \text{ эВ}$.

- Процесса катодного распыления адсорбированных на поверхности атомов тория ионами остаточных газов, образующихся в пространстве анод-катод.

Скорость катодного распыления $V_{\hat{E}D}$ (число адсорбированных на поверхности атомов пленки тория, сбиваемых за единицу времени в 1 секунду с единицы площади в 1 м^2) может быть определена по формуле:

$$V_{\hat{E}D} = V_i \cdot W_{\hat{E}D} \cdot \theta, \quad (2.28)$$

где V_i - поток ионов на единицу площади катода в единицу времени;

$W_{\hat{E}D}$ - коэффициент катодного распыления атомов тория ионами остаточных газов.

Величина коэффициента катодного распыления может быть рассчитана по формуле:

$$W_{\hat{E}D} = K \cdot (E_i - E_o), \quad (2.29)$$

где K - константа равная приблизительно 10^{-3} ;

E_i - энергия ионов;

E_o - пороговая энергия ионов при катодном распылении, зависящая от природы ионов газа и поверхности мишени. Для большинства веществ значение пороговой энергии ионов можно принять равной 50 эВ.

Для упрощения решения задачи примем следующие допущения:

- Поскольку $d_{\hat{E}Y} \ll d_{Y\hat{A}}$, то процессом ионизации, происходящим в пространстве катод-экранная сетка $d_{\hat{E}Y}$, пренебрегаем.
- Все ионы, образовавшиеся в пространстве экранная сетка-анод $d_{Y\hat{A}}$, попадают на поверхность катода.

С учетом принятых допущений величину V_i можно считать равной числу ионизаций, совершаемых в пространстве экранная сетка-анод $d_{Y\hat{A}}$ электронами, эмитированными из катода j_e .

1. Расчет величины V_i , то есть потока ионов на поверхность катода.

Значение V_i может быть подсчитано по формуле:

$$v_i = \frac{Q_{iO} \cdot P \cdot d \cdot j_e}{q}, \quad (2.30)$$

где Q_{iO} - эффективное сечение соударений, то есть среднее число соударений с молекулами газа, которое испытывает частица на расстоянии в 1 м, при давлении в 1 мм.рт.ст. и температуре 0°C ;
 P - давление остаточных газов в мм.рт.ст.;

Для электронов принимаем значение $Q_{iO} = 8 \cdot 10^2 \cdot i^{-1} \cdot \dot{i} \cdot \ddot{o} \cdot \ddot{n} \cdot \ddot{d} \cdot \ddot{e} \cdot \ddot{a} \cdot \ddot{e}^{-1} \cdot i^{-2}$.

Подставляя значения исходных данных в формулу (2.30), получим:

$$v_i = \frac{Q_{iO} \cdot P \cdot d \cdot j_e}{q} = \frac{8 \cdot 10^2 \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-2} \cdot 10^3}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 5 \cdot 10^{16} \ddot{n} \ddot{a} \ddot{e}^{-1} \cdot i^{-2}.$$

2. Вычисление соотношения скоростей процессов теплового испарения и катодного распыления атомов тория с поверхности вольфрамового катода.

С учетом выражений (1.29), (2.29) и (2.30) можно записать:

$$\frac{v_d}{v_{\hat{E}\hat{D}}} = \frac{1}{v_i \cdot W_{\hat{E}\hat{D}} \cdot \theta} = \frac{\frac{N_1 \cdot \theta}{\tau_o} \cdot \exp\left[-\frac{E_a}{kT}\right]}{v_i \cdot K \cdot (E_i - E_o) \cdot \theta} = \frac{N_1}{\tau_o \cdot v_i \cdot K \cdot (E_i - E_o)} \cdot \exp\left[-\frac{E_a}{kT}\right]. \quad (2.31)$$

Подставляя числовые данные в выражение (2.31), получим:

$$\frac{v_d}{v_{\hat{E}\hat{D}}} = \frac{7,1 \cdot 10^{18}}{10^{-14} \cdot 5 \cdot 10^{16} \cdot 10^{-3} \cdot (300 - 50)} \cdot \exp\left[-\frac{8 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 2100}\right] = 3,88 \cdot 10^{-3}.$$

Таким образом, катодное распыление в указанных условиях дает значительно больший вклад в разрушение адсорбированной пленки тория, нежели тепловое испарение.

Задача 6.

Расчет изменения чувствительности фотоэлектронного умножителя с сурьмяно-цезиевым фотокатодом при различных температурах работы фотокатода.

Исходные данные:

В фотоэлектронном умножителе используется сурьмяно-цезиевый фотокатод. Чувствительность фотоэлектронного умножителя ограничивается темновым током, величина которого определяется в основном током термоэлектронной эмиссии фотокатода.

Требуется оценить величину плотности тока термоэлектронной эмиссии сурьмяно-цезиевого фотокатода в случае работы фотоэлектронного умножителя при комнатной температуре - j_K , то есть при температуре фотокатода $T_K = 20^\circ\text{C}$. Так же требуется рассчитать, во сколько раз

уменьшится величина плотности тока термоэлектронной эмиссии, если фотокатод охладить до температуры $T_o = -22^\circ\text{C}$.

Результат: Величины плотности тока термоэлектронной эмиссии сурьмяно-цезиевого фотокатода в случае работы фотоэлектронного умножителя при комнатной температуре - j_K и при охлаждении - j_o , а также величину отношения этих токов $n = \frac{j_K}{j_o}$, характеризующую изменение чувствительности фотоэлектронного умножителя при изменении температуры фотокатода.

Решение задачи.

1. Расчет плотности тока термоэлектронной эмиссии сурьмяно-цезиевого фотокатода в случае работы фотоэлектронного умножителя при комнатной температуре - j_K .

В соответствии с уравнением Ричардсона-Дешмана плотность тока термоэлектронной эмиссии из металла определяется из уравнения:

$$j_e = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\chi_o}{kT}}.$$

Для сурьмяно-цезиевого фотокатода значения эффективной работы выхода электронов и постоянная Ричардсона равны соответственно: $\chi_o = 1,2 \text{ эВ}$, $A = 2 \cdot 10^4 \frac{\text{А}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^2}$. При этом плотность тока термоэлектронной эмиссии при температуре $T_K = 20^\circ\text{C} + 273 = 293\text{К}$ будет:

$$j_K = 2 \cdot 10^4 \cdot (293)^2 \cdot e^{-\frac{1,2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 293}} = 4,096 \cdot 10^{-12} \frac{\text{А}}{\text{м}^2}.$$

2. Расчет плотности тока термоэлектронной эмиссии сурьмяно-цезиевого фотокатода в случае работы фотоэлектронного умножителя при температуре - $T_o = -22^\circ\text{C} + 273 = 251\text{К}$.

$$j_o = 2 \cdot 10^4 \cdot (251)^2 \cdot e^{-\frac{1,2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 251}} = 1,065 \cdot 10^{-15} \frac{\text{А}}{\text{м}^2}.$$

3. Расчет величины отношения токов термоэлектронной эмиссии

$$n = \frac{j_K}{j_o},$$
 характеризующей изменение чувствительности

фотоэлектронного умножителя при изменении температуры фотокатода

$$n = \frac{j_K}{j_o} = \frac{4,096 \cdot 10^{-12}}{1,065 \cdot 10^{-15}} = 3,85 \cdot 10^3.$$

Таким образом, при уменьшении рабочей температуры фотокатода с $T_K = 20^\circ\text{C}$ до $T_o = -22^\circ\text{C}$ чувствительность фотоэлектронного умножителя увеличивается в 3850 раз.

Задача 7.

Расчет снижения температуры металлического катода при термоэлектронной эмиссии при отборе с него эмиссионного тока.

Исходные данные:

Требуется определить мощность накала P_f и исходную температуру T_o вольфрамового катода заданной геометрии: длиной $l = 20$ мм и диаметром $d = 0,4$ мм, если известно, что после начала отбора с него эмиссионного тока температура катода T_p стала равна 2600К.

Результат: Значения мощности накала P_f и исходной температуры T_o вольфрамового катода.

Решение задачи: Электроны, эмитируемые накалившимся катодом, уносят с собой некоторое количество энергии, подобно тому, как это имеет место при испарении частиц с поверхности тела. Поэтому тело, эмитирующее электроны, несколько охлаждается при условии сохранения, подводимой к нему мощности нагрева.

Для решения поставленной задачи примем следующие допущения:

- мощность накала, подводимая к катоду, постоянна;
- поверхность катода, эмитирующая электроны, является эквitemпературной, то есть нагрета до одной и той же температуры.

1. Расчет мощности, уносимой эмитированными с катода электронами.

Энергия, уносимая эмитированным электроном - E_e , состоит из энергии работы выхода электронов из материала катода - $q \cdot \phi_o$, затрачиваемой на эмиссию электрона в вакуум, и тепловой энергии - E_T , уносимой эмитированным электроном, которая в среднем равна $2 \cdot k \cdot T$. Таким образом, можно записать:

$$E_e = q \cdot \phi_o + 2 \cdot k \cdot T, \quad (2.32)$$

где ϕ_o - работа выхода электронов из материала катода, выраженная в В;

T - температура катода в градусах К.

Мощность, уносимая всем потоком эмитированных электронов из катода, может быть подсчитана из уравнения:

$$\Delta P = E_e \frac{J_e}{q} = J_e \cdot \phi_o + 2 \cdot \frac{k \cdot T_P}{q} \cdot J_e, \quad (2.33)$$

где J_e - ток эмиссии из катода при рабочей температуре T_P .

При этом, ток эмиссии определяется выражением:

$$J_e = j_e \cdot S_K = A \cdot T_P^2 \cdot e^{-\frac{q \cdot \phi_o}{k \cdot T_P}} \cdot S_K = A \cdot T_P^2 \cdot e^{-\frac{q \cdot \phi_o}{k \cdot T_P}} \cdot \pi \cdot d \cdot l, \quad (2.34)$$

где S_K - площадь эмитирующей поверхности.

2. Расчет потери мощности накала после начала отбора эмиссионного тока с катода.

Для упрощения решения задачи пренебрегаем потерей мощности накала за счет теплопроводности через электроды, служащие для подвода мощности накала от источника накала катода. То есть, будем учитывать только потери мощности, связанные с изменением излучения энергии с поверхности катода при изменении его температуры после начала отбора тока эмиссии с катода. Тогда в соответствии с законом Стефана-Больцмана (2.24) можно записать:

$$\Delta P = P_o - P_P = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T_o^4 \cdot S_K - \varepsilon \cdot \sigma \cdot T_P^4 \cdot S_K = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_o^4 - T_P^4) \cdot S_K. \quad (2.35)$$

Для вольфрама $\varepsilon = 0,32$.

3. Расчет значения мощности накала P_f и исходной температуры T_o вольфрамового катода.

Приравняв полученные выражения (2.33) и (2.35), с учетом выражения (2.34), получим:

$$J_e \cdot \phi_o + 2 \cdot \frac{k \cdot T_P}{q} \cdot J_e = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_o^4 - T_P^4) \cdot S_K, \text{ или}$$

$$\left[\phi_o + 2 \cdot \frac{k \cdot T_P}{q} \right] \cdot A \cdot T_P^2 \cdot e^{-\frac{q \cdot \phi_o}{k \cdot T_P}} \cdot S_K = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_o^4 - T_P^4) \cdot S_K. \quad (2.36)$$

Решая уравнение (2.36) относительно T_o , получим:

$$T_o = \left[\frac{\left[\phi_o + 2 \cdot \frac{k \cdot T_P}{q} \right] \cdot A \cdot T_P^2 \cdot e^{-\frac{q \cdot \phi_o}{k \cdot T_P}}}{\varepsilon \cdot \sigma} + T_P^4 \right]^{\frac{1}{4}} \quad (2.37)$$

Подставляя исходные числовые данные в уравнение (2.37), получим значение температуры катода до начала отбора тока эмиссии T_o .

$$T_o = \left[\frac{\left[4,54 + 2 \cdot \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 2600}{1,6 \cdot 10^{-19}} \right] \cdot 6 \cdot 10^5 \cdot 2600^2 \cdot e^{-\frac{1,610^{-19} \cdot 4,54}{1,3810^{-23} \cdot 2600}}}{0,32 \cdot 5,67 \cdot 10^{-8}} + 2600^4 \right]^{\frac{1}{4}} = 2625,2 K.$$

Мощность накала при этом составит:

$$P_f = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T_o^4 \cdot S_K \quad (2.38)$$

Подставляя исходные числовые данные в уравнение (2.38), получим:

$$P_f = \varepsilon \sigma T_o^4 \pi dl = 0,32 \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot (2625,2)^4 \cdot 3,14 \cdot 4 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot 10^{-2} = 21,66 \hat{A} \hat{\Delta}.$$

Потеря мощности, связанная с изменением излучения энергии с поверхности катода при изменении его температуры после начала отбора тока эмиссии с катода составит в соответствии с уравнением (2.35):

$$\Delta P = \varepsilon \sigma S_K (T_o^4 - T_P^4) = 0,32 \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot (2625,2^4 - 2600^4) \cdot 3,14 \cdot 4 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot 10^{-2} = 0,82 \hat{A} \hat{\Delta}.$$

Задача 8.

Влияние температурной зависимости работы выхода электронов из металла на значения постоянной термоэлектронной эмиссии.

Исходные данные:

Как скажется на значении постоянной термоэлектронной эмиссии - A в уравнении Ричардсона-Дешмана (2.23) тот факт, что положение уровня Ферми в металле зависит от температуры.

Для упрощения решения задачи представим зависимость положения уровня Ферми в металле от температуры $\mu = f(T)$ в виде линейной зависимости:

$$\mu_T = \mu - \alpha \cdot T, \quad (2.39)$$

где μ - энергия Ферми в металле при температуре $T=0K$;

α - температурный коэффициент изменения энергии Ферми.

Результат: Значение коэффициента Ричардсона - A , учитывающего температурную зависимость работы выхода электронов из металла.

Решение задачи.

Поскольку работа выхода электронов из металла зависит от энергии Ферми, можно записать:

$$\chi_{OT} = W_o - \mu_T = W_o - \mu + \alpha \cdot T = \chi_o + \alpha \cdot T, \quad (2.40)$$

где W_o - полная работа выхода электронов из металла.

Таким образом, уравнение термоэлектронной эмиссии из металла можно представить в виде уравнения:

$$j_e = A_o \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\chi_{OT}}{kT}} = A_o \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\chi_o + \alpha \cdot T}{kT}} = A_o \cdot e^{-\frac{\alpha}{k}} \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\chi_o}{kT}}. \quad (2.41)$$

Введем значение коэффициента Ричардсона, учитывающего температурную зависимость работы выхода электронов из металла:

$$A = A_o \cdot e^{-\frac{\alpha}{k}}. \quad (2.42)$$

Рассчитаем значение коэффициента Ричардсона, если значение температурного коэффициента изменения энергии Ферми $\alpha = 10^{-4} \frac{\text{А}}{\text{К}}$.

$$A = A_o \cdot e^{-\frac{\alpha}{k}} = 1,21 \cdot 10^6 \cdot e^{-\frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-4}}{1,38 \cdot 10^{-23}}} = 3,74 \cdot 10^5 \frac{\text{А}}{\text{и}^2 \cdot \text{К}^2}.$$

Задача 9.

Эффект Шоттки для термоэлектронной эмиссии из металла.

Исходные данные:

Требуется определить значение тока эмиссии - J_e вакуумного диода с вольфрамовым катодом заданной геометрии: длиной $l=20$ мм и диаметром $d=0,2$ мм при температуре катода $T_K=2600\text{К}$. При этом анод диода представляет собой цилиндр с внутренним диаметром $d_A=6$ мм, к которому приложен положительный потенциал $U_A=800\text{В}$.

Результат: Значения снижения эффективной работы выхода электронов из металла - $\Delta\chi$ и ток эмиссии - J_e вольфрамового катода.

Решение задачи: При приложении к аноду высокого положительного напряжения работа выхода электронов из катода уменьшается за счет эффекта Шоттки.

Для металлического катода понижение эффективной работы выхода электронов определяется выражением:

$$\Delta\chi = \sqrt{\frac{q^3 \cdot \mathcal{E}}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_o}}, \quad (2.43)$$

где \mathcal{E} - напряженность электрического поля у поверхности катода.

Для цилиндрической коаксиальной системы расположения электродов диода:

$$\mathcal{E} = \frac{U_A}{r_K \cdot \ln\left(\frac{r_A}{r_K}\right)}, \quad (2.44)$$

где r_K - радиус катода; r_A - радиус анода.

Подставляя исходные числовые данные в уравнения (2.43) и (2.44), получим:

$$\mathcal{E} = \frac{800}{10^{-4} \cdot \ln\left(\frac{3 \cdot 10^{-3}}{10^{-4}}\right)} = 2,35 \cdot 10^6 \frac{\hat{A}}{\hat{i}}, \text{ и}$$

$$\Delta\chi = \sqrt{\frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^3 \cdot 2,35 \cdot 10^6}{4,3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}} = 0,0928 \cdot 10^{-19} \hat{A} \hat{e} = 0,058 \hat{y} \hat{A}.$$

Значение тока эмиссии вакуумного диода можно рассчитать из выражения:

$$j_e = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\chi_o - \Delta\chi}{kT}}. \quad (2.45)$$

Для вольфрама значения эффективной работы выхода электронов и постоянная Ричардсона равны соответственно: $\chi_o = 4,54 \text{ эВ}$ и

$$A = 6 \cdot 10^5 \frac{A}{i^2 \cdot K^2}.$$

Подставляя указанные значения в уравнение (2.45), получим:

$$j_e = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\chi_o - \Delta\chi_o}{kT}} = 6 \cdot 10^5 \cdot 6,76 \cdot 10^6 \cdot e^{-\frac{(4,54 - 0,058) \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 2600}} = 8,473 \cdot 10^3 \frac{A}{i^2},$$

а ток эмиссии с катода указанной выше геометрии будет:

$$J_e = j_e \cdot S_K = j_e \cdot \pi \cdot d \cdot l = 8,473 \cdot 10^3 \cdot 3,14 \cdot 2 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot 10^{-2} = 0,106 A.$$

Задача 10.

Смещение красной границы фотоэлектронной эмиссии за счет эффекта Шоттки.

Исходные данные:

В цилиндрической коаксиальной системе электродов вакуумного диода катод имеет диаметр $d = 2 \cdot 10^{-2}$ см, а анод имеет внутренний диаметр $d_A = 1$ см. Катод покрыт толстой пленкой бария. Требуется определить –

на сколько сместится красная граница фотоэффекта, если к аноду диода приложить положительный потенциал $U_A = 2,5 \hat{A}$.

Результат: Значение смещения красной границы фотоэффекта.

Решение задачи: Смещение красной границы фотоэффекта произойдет в результате того, что при приложении положительного потенциала к аноду работа выхода электронов из катода уменьшится за счет эффекта Шоттки.

1. Расчет напряженности электрического поля у поверхности катода.

Величина напряженности электрического поля у поверхности катода для случая цилиндрической коаксиальной системы электродов определяется формулой (2.44):

$$\varepsilon = \frac{U_A}{r_K \cdot \ln\left(\frac{r_A}{r_K}\right)} = \frac{2500}{5 \cdot 10^{-5} \cdot \ln\left[\frac{5 \cdot 10^{-3}}{5 \cdot 10^{-5}}\right]} = 1,09 \cdot 10^7 \frac{\hat{A}}{i}.$$

2. Расчет снижения работы выхода электронов из катода в Вольтах:

В соответствии с формулой (2.43) можно записать:

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta\chi}{q} = \sqrt{\frac{q \cdot \varepsilon}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,09 \cdot 10^7}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}} = 0,125 \hat{A}.$$

3. Расчет смещения красной границы фотоэффекта.

Длина волны электромагнитного излучения, соответствующая красной границе фотоэффекта, определяется выражением:

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{q \cdot \varphi}, \quad (2.46)$$

где c - скорость света, равная $3 \cdot 10^8 \frac{i}{\hat{a}\hat{e}}$;

φ - эффективная работа выхода электронов из фотокатода, выраженная в Вольтах.

Длина волны электромагнитного излучения, соответствующая красной границе фотоэффекта для бария - λ_{Ba} , имеющего эффективную работу выхода электронов $\varphi_{Ba} = 2,52 \hat{A}$, таким образом, равна:

$$\lambda_{Ba} = \frac{h \cdot c}{q \cdot \varphi_{Ba}} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2,52} = 4,93 \cdot 10^{-7} i = 4930 \text{ \AA}.$$

Смещение красной границы фотоэффекта можно определить из выражения:

$$\Delta\lambda = \frac{d\lambda}{d\varphi} \cdot \Delta\varphi = -\frac{h \cdot c}{q \cdot \varphi_{Ba}} \cdot \frac{\Delta\varphi}{\varphi^2} = -\lambda \cdot \frac{\Delta\varphi}{\varphi} = -4930 \cdot \frac{0,125}{2,52} = -244 \text{ \AA}.$$

Значение красной границы фотоэффекта после приложения к аноду положительного потенциала будет равна:

$$\lambda' = \lambda_{Ba} - \Delta\lambda = 4930 + 244 = 5174 \text{ \AA}.$$

Задача 11.

Энергия первичных электронов, соответствующая максимуму вторичной электронной эмиссии.

Исходные данные:

Пластина из никеля подвергается бомбардировке потоком электронов. Требуется определить – какой энергии первичных электронов соответствует наибольшая величина коэффициента вторичной электронной эмиссии для никеля?

Результат: Значение энергии первичных электронов E_{e1} .

Решение задачи: Можно предположить, что коэффициент вторичной электронной эмиссии будет максимален при условии, что глубина проникновения первичных электронов будет равна длине свободного пробега вторичного электрона в никеле.

1. Глубина проникновения первичного электрона в металл определяется в соответствии с законом Виддингтона по формуле:

$$x_m = \frac{E_{1max}^2}{\alpha}, \quad (2.47)$$

где E_{1max}^2 – энергия первичного электрона в эВ;

α – константа, равная для никеля $7,4 \cdot 10^{13}$ эВ/см.

Приравняв значение x_m значению длины свободного пробега вторичного электрона в никеле $\lambda_e = 3 \cdot 10^{-9}$ см, получим:

$$x_m = \frac{E_{1max}^2}{\alpha} = \lambda_e, \quad (2.48)$$

$$E_{1max} = \sqrt{\alpha \cdot \lambda_e} = \sqrt{7,4 \cdot 10^{13} \cdot 3 \cdot 10^{-9}} = 470 \text{ эВ}.$$

Эта величина хорошо соответствует данным эксперимента, дающего значение ускоряющего напряжения для первичных электронов $U_{max} = 550$ В.

Задача 12.

Генерация ионов цезия путем ионизации их на поверхности накаливаемого вольфрама.

Исходные данные:

В цилиндрическом диоде имеется вольфрамовая нить диаметром $d_W = 5 \cdot 10^{-3}$ см и длиной $l_W = 5$ см, равномерно нагретая до температуры $T = 2500$ К. К нити вольфрама приложен положительный потенциал по отношению к аноду. Рабочий объем диода заполнен насыщенными парами цезия. Температура стенок баллона диода $T_b = 85^\circ\text{C} = 358$ К. Требуется определить величину ионного тока через диод.

Результат: Значение ионного тока через диод - J_i .

Решение задачи: Известно, что атомы цезия, адсорбируясь на поверхности вольфрама, отдают электрон и превращаются в однозарядные

ионы. Такой процесс ионизации атомов цезия происходит потому, что эффективная работа выхода электронов из вольфрама оказывается больше энергии ионизации атома цезия и переход электрона от атома цезия в металл оказывается более энергетически более выгодным.

Если вольфрам, кроме того, нагреть до высокой температуры, адсорбированные ионы цезия не могут долго удерживаться на поверхности вольфрама и испаряются. Таким образом, накаленный вольфрам в атмосфере насыщенных паров цезия становится источником ионов цезия.

1. Определяем давление насыщенных паров цезия по формуле:

$$\lg(P) = 11,05 \cdot \lg(T_6) - \frac{4041}{T_6} = 11,05 \cdot \lg(358) - \frac{4041}{358} = -3,7 \quad (2.49)$$

$$P = 2 \cdot 10^{-4} \text{ мм. рт. ст.} = 2,66 \cdot 10^{-2} \text{ Па.}$$

2. Определяем поток атомов цезия из объема диода на поверхность нити вольфрама по формуле:

$$N = \frac{P \cdot \pi \cdot d_W \cdot l_W}{\sqrt{2\pi k \cdot T_6 \cdot M}} = \frac{2,66 \cdot 10^{-2} \cdot 3,14 \cdot 5 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{6,28 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 358 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \cdot 133}} \\ = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}.$$

3. Считаем, что каждый атом цезия, адсорбированный на поверхности нити, уходит с нее на анод в виде иона. Тогда ионный ток будет равен:

$$J_i = q \cdot N = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2,5 \cdot 10^{15} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ А.}$$

3. Литература

1. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники. - М.: Высшая школа, 1982.- 608 С.
2. Клейнер Э.Ю. Основы теории электронных ламп. - М.: Высшая школа, 1974. - 368 С.
3. Протасов Ю.С., Чувашев С.Н. Твердотельная электроника: Учеб. пособие. – Изд-во МГТУ имени Н.Э. Баумана, 2003. – 480 С.
4. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники, пер. с англ., М., 1964.
5. Эшбах Г. Л. Практические сведения по вакуумной технике. М.—Л., 1966.

Методические указания рассмотрены на заседании кафедры Физических основ электронной техники (17.01.2011 г. Протокол № 6) и рекомендованы к использованию в учебном процессе.

Заведующий кафедрой ФОЭТ
профессор, д. т. н.

Быков Д.В.

Содержание

1. Катодная электроника	3
1.1. Физические основы термоэлектронной эмиссии из металла	3
1.2. Термоэлектронная эмиссия из пленочных катодов	9
2. Сборник практических задач	12
Задача 1	12
Задача 2	15
Задача 3	17
Задача 4	19
Задача 5	22
Задача 6	24
Задача 7	26
Задача 8	28
Задача 9	29
Задача 10	30
Задача 11	32
Задача 12	32
3. Литература	33

Учебное издание

Катодная электроника – сборник задач

Составитель

ЧЕРНОВ Аркадий Алексеевич

Редактор С.П.Клышинская

Технический редактор О.Г.Завьялова

*Подписано в печать 03.03.11. Формат 60x84/16. Бумага типографская.
Печать-ризография. Усл. печ.л. 2,1. Уч.-изд.л. 1,9. Изд. №22. Тираж 50 экз.
Заказ 76*

*Московский государственный институт электроники и математики.
109028, Москва, Б. Трехсвятительский пер., 3.
Отдел оперативной полиграфии Московского государственного
института электроники и математики.
113053, Москва, ул. М. Пионерская, 12.*