

ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

Контактная разность потенциалов

**к.ф.-м.н., профессор
Гамаюнов Ю.Г.**

Саратов, СГУ, кафедра электроники, колебаний и волн

1. Введение

При соприкосновении (контакте) двух различных металлов между ними возникает так называемая контактная разность потенциалов (КРП). В электровакуумных приборах она влияет на их работу и характеристики. Контактная разность потенциалов, возникающая при контакте двух полупроводников с различными типами проводимости, обуславливает нелинейность вольт-амперных характеристик в полупроводниковых приборах. Целью данной работы является изучение образования контактной разности потенциалов, возникающей при контакте металлов, ее измерение термоэлектронным методом, а также определение работы выхода электронов из контактирующих металлов.

2. Теоретическая часть

2.1. Элементы статистики электронов в металле. Работа выхода

Свободные электроны, находящиеся в металле, распределены по энергиям в соответствии с распределением Ферми-Дирака, описывающим поведение частиц, обладающих полуцелым спином и учитывающим принцип Паули. Такие частицы получили название фермионов. К ним, помимо электронов, относятся позитроны, нуклоны, некоторые ядра и атомы. Согласно этому распределению число электронов dn в единице объема, обладающих энергией в интервале $W, W + dW$, выражается формулой:

$$\frac{dn}{dW} = \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{h^3} \frac{W^{1/2}}{\exp\left(\frac{W - W_i}{kT}\right) + 1}, \quad (1)$$

где h – постоянная Планка; m – масса электрона;

$W = \frac{m}{2}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$ – кинетическая энергия электрона;

k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура;

W_i – энергия уровня Ферми.

Вид функции $\frac{dn}{dW}$ зависит от температуры T металла. Если устремить $T \rightarrow 0$, то, как

видно из формулы (1), при $W > W_i$ $\exp\left(\frac{W - W_i}{kT}\right) \rightarrow \infty$ и $\frac{dn}{dW} \rightarrow 0$. Это означает, что при

абсолютном нуле температуры в металле нет электронов с энергией $W > W_i$. Электроны же с энергией меньшей, чем уровень Ферми, подчиняются в этом случае более простому распределению:

$$\frac{dn}{dW} = 4\pi \frac{(2m)^{3/2}}{h^3} W^{1/2}$$

Поэтому график зависимости $\frac{dn}{dW} = f(W)$ при $T \rightarrow 0$ изменяется пропорционально $W^{1/2}$, резко спадая при $W = W_i$. Отсюда следует, что максимальная энергия электрона в металле при $T = 0$ равна энергии уровня Ферми. При температуре $T \neq 0$ график деформируется и появляется “хвост” в области энергий $W > W_i$ (рис.1).

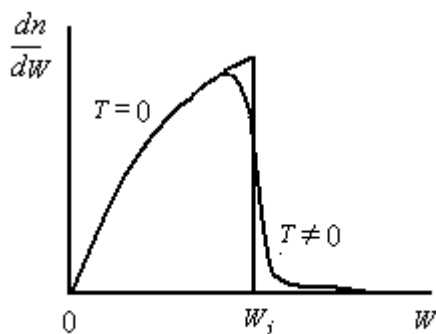


Рис.1. Распределение Ферми-Дирака

В отличие от классической статистики, описывающей поведение частиц распределением Максвелла-Больцмана и запрещающей всякое движение частиц при $T = 0$, распределение Ферми-Дирака допускает такое движение, ограничивая только максимальную энергию частиц. Распределение Ферми-Дирака переходит в распределение Максвелла при малой концентрации частиц и достаточно высокой температуре. В обычных условиях это не выполняется для электронов, находящихся в металле, поэтому говорят, что электронный газ в металле вырожден, понимая под этим, что его свойства не могут быть описаны в рамках модели идеального газа, используемой в классической физике. Электроны, свободно перемещающиеся внутри металла, практически не выходят из металла наружу. Это следует хотя бы из того, что изолированный и предоставленный самому себе кусок металла, имея очень большую концентрацию электронов $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$, тем не менее не теряет электроны и не заряжается положительно. Следовательно, в приповерхностном слое металла существует “барьер”, удерживающий электроны. Таким барьером может быть соответственно направленное электрическое поле вблизи поверхности металла, препятствующее уходу электронов. Равномерное распределение свободных электронов внутри металла нарушается вблизи поверхности, где благодаря этому и создается потенциальный барьер, обусловленный полем, которое и препятствуют выходу электронов. Поэтому можно считать, что электроны в металле находятся в потенциальной яме, выбраться из которой они могут, если имеют достаточную энергию. Действительно,

электроны, двигающиеся из глубины металла наружу, но не имеющие достаточную энергию для выхода из него, образуют вблизи поверхности электронное облако с линейным размером x_0 (рис.2). Электроны вблизи приповерхностных ионных слоев под

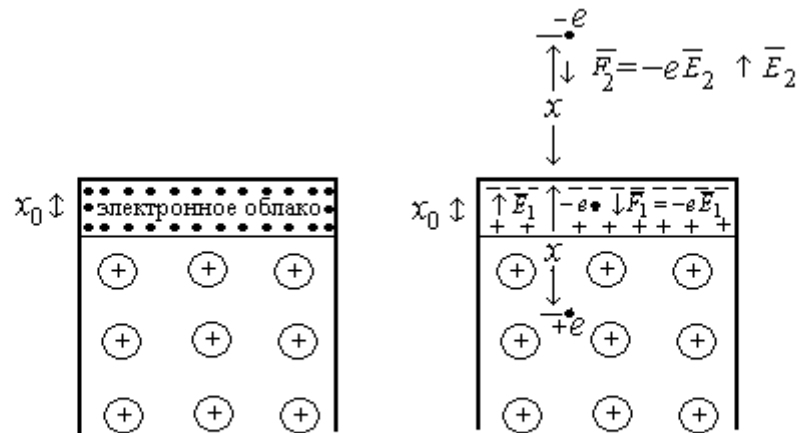


Рис.2. Модель приповерхностного слоя и силы, действующие на электроны

воздействием отрицательно заряженного электронного облака будут оттесняться вглубь металла и приповерхностные ионные слои создадут избыточный положительный заряд. Поэтому вблизи поверхности металла образуется двойной электрический слой из ионов и электронного облака. Приблизительно его заменяют двумя заряженными слоями, лежащими друг от друга на расстоянии x_0 . По порядку величины x_0 близко к расстоянию между ионами. На электрон, выходящий из металла, действует постоянная сила \bar{F}_1 в пределах двойного электрического поля, а на расстояниях $x > x_0$ силу \bar{F}_2 , действующую на электрон, можно найти методом зеркального отображения как силу взаимодействия между зеркально наведенным положительным зарядом $+e$ и электроном $-e$, расстояние между которыми равно $2x$ (рис.2). Эта сила равна:

$$F_2 = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x^2} \quad (2)$$

Примем, что формула (2) справедлива и при $x = x_0$. Тогда $F_1 = F_2$ при $x = x_0$ и поэтому для силы F_1 будем иметь следующее выражение:

$$F_1 = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x_0^2}$$

Работа, затрачиваемая на отрыв электрона от металла, будет равна:

$$W_a = F_1 x_0 + \int_{x_0}^{\infty} F_2 dx = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x_0} + \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x_0} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 x_0}$$

Величина W_a носит название полной работы выхода электрона из металла и определяет высоту потенциального барьера, препятствующего свободному выходу электронов (рис.3). Наряду с полной работой выхода W_a , равной энергии, необходимой для выхода электрона

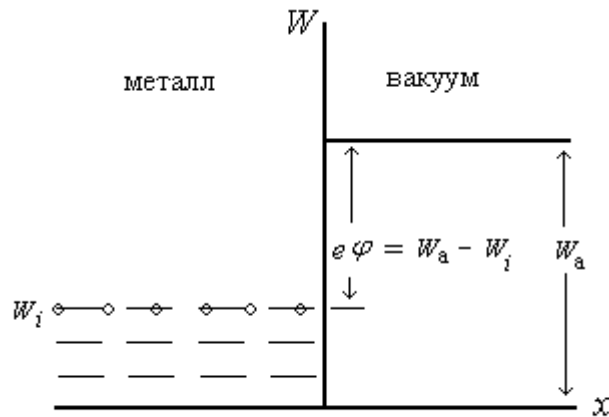


Рис.3. Потенциальный барьер на границе металл-вакуум

со дна потенциальной ямы, вводят также величину $e\phi$, называемую просто работой выхода, определяемую соотношением: $e\phi = W_a - W_i$ (рис.3). Эта величина является одной из важных характеристик металлов и в сильной мере зависит от состояния и чистоты поверхности металла. Она определяет величину плотности эмиссионного тока в явлениях термоэмиссии, автоэлектронной эмиссии, фотоэмиссии. В явлении фотоэмиссии она также определяет красную границу фотоэффекта.

2.2. Контакт двух металлов. Внутренняя и внешняя контактная разность потенциалов

Пусть имеются два разнородных металла с полными работами выхода W_{a1} и W_{a2} , у которых энергия уровней Ферми имеет значения W_{i1} и W_{i2} , а работа выхода электронов у первого и второго металлов есть $e\phi_1$ и $e\phi_2$. Будем полагать, что вне металла (точки 1,2 рис.4а) потенциальная энергия электрона равна нулю, поэтому внутри металла она

отрицательна. Кроме того, энергетическая диаграмма для этих металлов пусть будет такой, как на рис.4а.

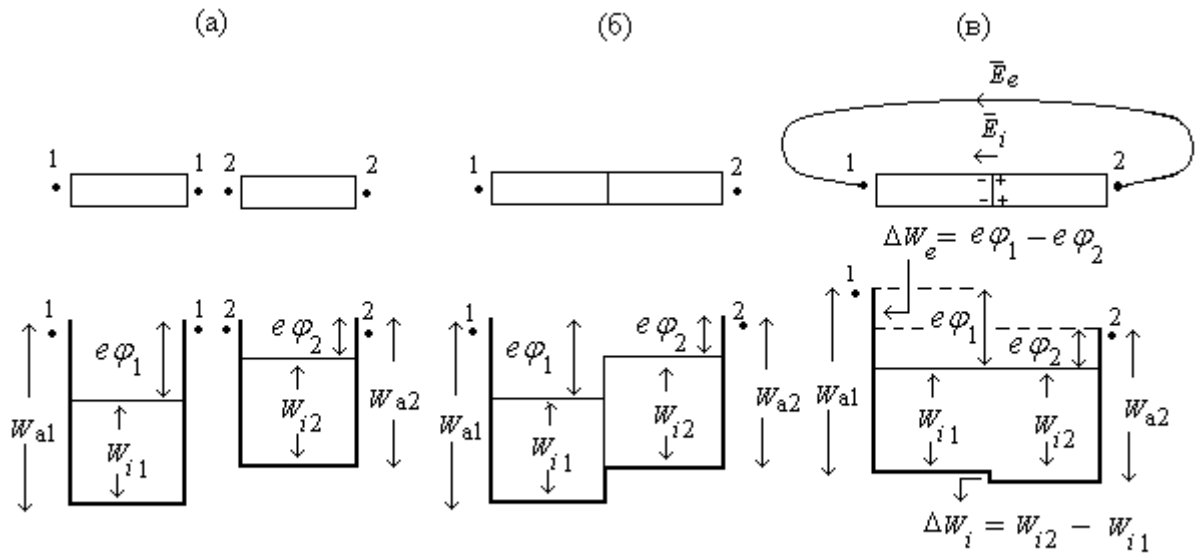


Рис.4. Энергетические диаграммы металлов до и после контакта

После соприкосновения металлов потенциальные барьеры на границах с вакуумным промежутком исчезают и энергетическая диаграмма должна бы, казалось, иметь вид, как на рис.4б. Однако электронный газ в металлах не будет находиться в равновесии друг с другом, так что электроны из металла 2 будут преимущественно переходить в металл 1, занимая свободные и ниже расположенные энергетические уровни. Вследствие этого потенциальная энергия электронов металла 1, заряжающегося отрицательно, будет возрастать, тогда как у электронов металла 2, заряжающегося положительно, она уменьшится. Поэтому энергетические уровни, включая уровень Ферми, будут повышаться в первом и понижаться во втором металлах, пока уровни Ферми не сравняются и не наступит динамическое равновесие. Выравнивание уровней Ферми в металлах обеспечивается переходом незначительной части электронов из приповерхностного слоя одного из металлов в другой, так что концентрация электронного газа практически в металлах остается прежней. Величины $W_{a1}, W_{a2}, W_{i1}, W_{i2}, e\phi_1, e\phi_2$ характеризуют металл и не зависят от того заряжено или не заряжено тело. Поэтому энергетическая диаграмма после соприкосновения металлов будет иметь вид, как на рис.4в. Из рис.4в видно, что в плоскости контакта имеет место скачок потенциальной энергии электрона величиной ΔW_i , которому можно поставить в соответствие скачок потенциала

$$\Delta\phi_i = -\frac{\Delta W_i}{e} = \frac{W_{i1} - W_{i2}}{e}. \quad \text{Это так называемая внутренняя контактная разность потенциалов, которая определяется разностью энергий уровней Ферми. Образование}$$

потенциалов, которая определяется разностью энергий уровней Ферми. Образование

внутренней контактной разности потенциалов можно также понять из следующего рассмотрения. Значения энергии уровней Ферми в металлах зависят от концентрации электронов n , так что для рис.4 имеем $n_2 > n_1$. Поэтому при контакте преимущественный поток электронов из металла 2 в металл 1 представляет собою диффузионный ток, вызванный различием концентраций. В плоскости контакта возникает электрическое поле \bar{E}_i (рис.4в), из-за избытка отрицательного заряда, накапливающегося в металле 1. Это поле будет препятствовать дальнейшему переходу электронов из металла 2 в металл 1. Но это же поле не будет препятствовать обратному переходу электронов из металла 1 в металл 2, которые создадут дрейфовый ток, противоположный диффузионному. Равновесие наступит, когда диффузионный ток сравняется с дрейфовым током. Этому соответствует энергетическая диаграмма на рис.4в и установившаяся внутренняя контактная разность потенциалов. При этом, как видно из того же рисунка, между точками 1-2, находящимися вблизи поверхности металлов, появляется также скачок потенциальной энергии, равный ΔW_e (до контакта его не было), которому также можно поставить в соответствие скачок потенциала $\Delta\varphi_e = -\frac{\Delta W_e}{e} = \frac{e\varphi_2 - e\varphi_1}{e}$. Это так называемая внешняя контактная разность потенциалов, которая определяется разностью работ выхода. Если потенциалы слева и справа от контакта металлов обозначить через φ_{i1} , φ_{i2} , то, т.к. потенциальная энергия электрона в металле 1 больше, чем в металле 2 (дно ямы выше), то $\varphi_{i1} < \varphi_{i2}$. В свою очередь, если потенциалы точек 1-2 обозначить через φ_{e1} , φ_{e2} , то из рис. 4в видно, что $\varphi_{e1} < \varphi_{e2}$, поскольку потенциальная энергия электрона вблизи поверхности металла в точке 1 больше, чем в точке 2. Таким образом контакт двух разнородных металлов приводит к появлению внутренней и внешней разности потенциалов и соответствующих электрических полей E_i в области контакта и E_e в области вне металла (рис.4в). При этом, т.к. цепь, составленная из металлов 1-2 разомкнута, то тока в ней нет, следовательно, в толще металла (в соответствии с законом Ома $j = \sigma E$) отсутствует электрическое поле и поэтому потенциал каждого из металлов постоянен. Скачки потенциала происходят только в тонких пограничных областях контакта и на границе с вакуумом. Мы рассмотрели контакт двух металлов и показали, что внешняя контактная разность потенциалов определяется разностью работ выхода электронов из металлов. Если контактируют несколько металлов, то внешняя контактная разность потенциалов определяется работой выхода крайних металлов. Действительно, пусть имеем три металла (рис.5).

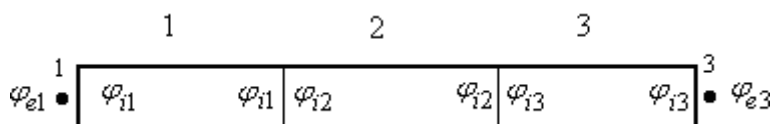


Рис.5. Контакт из трех металлов

Тогда разность потенциалов φ_{13} между точками 1-3, находящимися вблизи поверхностей металлов, будет равна:

$$\varphi_{13} = (\varphi_{e1} - \varphi_{i1}) + (\varphi_{i1} - \varphi_{i2}) + (\varphi_{i2} - \varphi_{i3}) + (\varphi_{i3} - \varphi_{e3}) \equiv \varphi_{e1} - \varphi_{e3}$$

Это означает, что контактная разность потенциалов определяется работой выхода крайних металлов. Заметим, что внутренняя контактная разность потенциалов в металлах – малая величина, обычно не превышающая 10^{-2} В, в то время, как внешняя контактная разность потенциалов может достигать единиц вольт.

2.3. Измерение контактной разности потенциалов термоэлектронным методом

Для измерения контактной разности потенциалов используют различные методы. Один из них - термоэлектронный метод основан на снятии вольт-амперной характеристики диода. Рассмотрим плоскую модель диода, изображенную на рис.6. Выясним, какими факторами определяется вольт-амперная характеристика такого диода. Вначале предположим, что анод и катод диода сделаны из одинакового материала и поэтому контактная разность потенциалов между ними отсутствует. Примем потенциал катода нулевым, а напряжение между катодом и анодом, создаваемое источником питания, равным U_a . Будем полагать, что катод не эмитирует электроны (его температура $T = 0$). Тогда распределение потенциала в диодном промежутке при $U_a = U_1 > 0$ изобразится пунктирной линией на рис.6. Если теперь нагреть катод, то он будет испускать электроны и потенциал в межэлектродном промежутке из-за отрицательного пространственного заряда электронов понизиться (кривая 1). Провисание потенциала будет тем больше, чем больше I_e ток эмиссии. При уменьшении напряжения на аноде в распределении потенциала в межэлектродном промежутке появится минимум (кривые 3-4). При некотором напряжении (кривая 5) положение минимума совпадет с анодом и при дальнейшем уменьшении напряжения потенциал в диодном промежутке будет монотонно уменьшаться (кривая 6). Распределению потенциала в диоде соответствует и величина тока, проходящего на анод. Поскольку электроны, эмитируемые катодом, имеют у катода максвелловское распределение начальных тепловых скоростей (внутри катода распределение Ферми-Дирака), то при наличии минимума потенциала U_{\min} анода в

состоянии достичь только те электроны, у которых кинетическая энергия будет больше потенциального барьера $eU_{\text{мин}}$. Именно эти электроны и создадут анодный ток I_a , причем $I_a < I_e$, а зависимость анодного тока от анодного напряжения U_a будет определяться через зависимость минимума потенциала $U_{\text{мин}}$ от анодного напряжения U_a , так что $I_a = f[U_{\text{мин}}(U_a)]$. Этот случай соответствует кривым 3-4 на рис.6. Только когда минимум потенциала исчезнет, а потенциал $U(x)$ в диодном промежутке будет монотонно нарастать

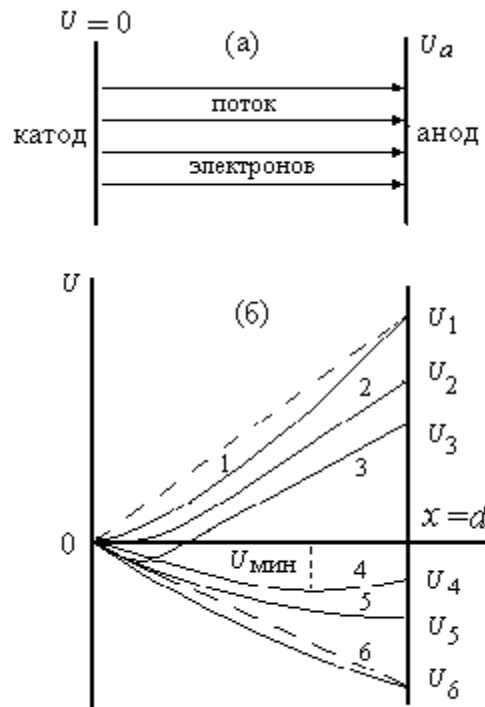


Рис.6. Модель (а) и распределение потенциала (б) в плоском диоде

(кривые 1-2), анодный ток сравнивается с током эмиссии. Ясно, что в другом предельном случае - монотонного уменьшения потенциала $U(x)$ (кривая 6), анодный ток будет непосредственно определяться анодным напряжением, так что $I_a = f(U_a)$. Учитывая сказанное, можно качественно описать характер изменения анодного тока при изменении анодного напряжения. Если анодное напряжение положительно и таково, что минимума потенциала нет, то все электроны, эмитируемые катодом, в состоянии достичь анода и поэтому анодный ток будет равен току эмиссии: $I_a = I_e$. Этот режим работы диода (границы по напряжению $U_a \geq U_2$, кривые 1-2 на рис.6) называется режимом тока насыщения, который реализуется при достаточных положительных потенциалах анода, пока вблизи катода градиент потенциала $\left(\frac{dU_a}{dx}\right)_{x=0}$ не станет равным нулю. При

дальнейшем уменьшении напряжения на аноде и появлении минимума в распределении потенциала, анода в состоянии достичь только часть электронов, которые имеют достаточную начальную тепловую скорость, чтобы преодолеть тормозящее поле появившегося потенциального барьера. Поэтому анодный ток будет уменьшаться по мере уменьшения анодного напряжения, причем теория диода дает следующую зависимость тока от напряжения для этого случая:

$$I_a = I_e \exp \left[- \frac{e|U_{\text{мин}}(U_a)|}{kT} \right]$$

Этот режим диода носит название режима ограничения тока пространственным зарядом, он может быть как при положительных так и при отрицательных потенциалах анода, что иллюстрируется кривыми 3-4-5 на рис.6, а его границы по анодному напряжению простираются от напряжения U_a , при котором $\left(\frac{dU_a}{dx} \right)_{x=0} = 0$, до напряжения U_a , когда минимум потенциала оказывается на аноде, где $\left(\frac{dU_a}{dx} \right)_{x=d} = 0$ (область по напряжению на аноде $U_5 \leq U_a \leq U_2$, кривые 2-3-4-5 на рис.6). Далее при $U_a \leq U_5$ идет область начальных токов, в которой анода могут достичь только быстрые электроны, способные преодолеть действие тормозящего поля, создаваемое отрицательным потенциалом анода. Для этой области зависимость анодного тока от анодного напряжения выражается формулой:

$$I_a = I_e \exp \left[- \frac{e|U_a|}{kT} \right] \quad (3)$$

В итоге вольт-амперная характеристика диода будет иметь вид, представленный на рис.7. Заметим, что ток в диоде идет и при отрицательных напряжениях на аноде. Если уменьшить температуру катода, то ток эмиссии уменьшится в соответствии с формулой Ричардсона:

$$I_e = AST^2 \exp \left(- \frac{e\phi}{kT} \right), \quad (4)$$

где A – константа для данного металла S – площадь катода, $e\phi$ – его работа выхода.

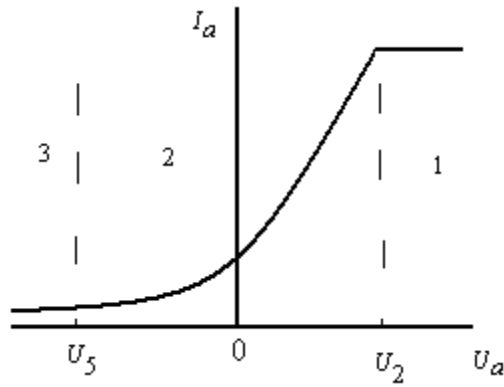


Рис.7. Вольт-амперная характеристика диода. Цифрами показаны: 1-область токонасыщения; 2-ограничения тока пространственным зарядом; 3-начальных токов. Переход от области 2 к области происходит резко в рассматриваемой модели диода

В свою очередь это приведет к меньшему влиянию пространственного заряда электронов на распределение потенциала в диодном промежутке. Вследствие этого при прежних напряжениях на аноде провисание потенциала, а также глубина потенциального минимума у кривых уменьшится и в пределе при очень малых токах эмиссии минимумы практически исчезнут, а распределение потенциала будет линейным при всех анодных напряжениях (для напряжений на аноде U_1, U_6 это отображено пунктирными линиями на рис.6). Поэтому на вольт-амперной характеристике исчезнет область 2 ограничения тока пространственным зарядом, а останется только область 3 начальных токов, описываемая формулой (3), и область 1 токонасыщения, которая будет начинаться с анодного напряжения $U_a = 0$ (рис.8). Таким образом, при уменьшении тока эмиссии граница U_5 по напряжению области начальных токов (рис.7) будет смещаться в сторону больших анодных напряжений. Теперь учтем, что между катодом и анодом имеется внешняя контактная разность потенциалов $\Delta\varphi_e = U_{крп}$, т.к. их материалы всегда различны. Это изменит вольт-амперную характеристику рис.8, так как если раньше анодный ток определялся непосредственно анодным напряжением U_a , создаваемым источником, то сейчас результирующее напряжение между катодом и анодом будет уже $U_d = U_a + U_{крп}$ и ток анода будет определяться формулой, аналогичной (3):

$$I_a = I_e \exp \left[- \frac{e |U_a + U_{крп}|}{kT} \right] \quad (5)$$

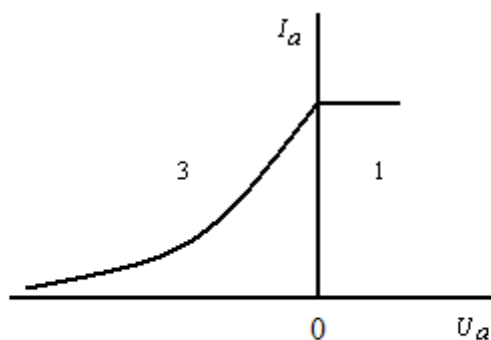


Рис.8. Вольт-амперная характеристика диода в отсутствии влияния пространственного заряда электронов и контактной разности потенциалов

В системе координат I_a, U_d вид вольт-амперной характеристики останется прежней, как на рис.8, но началу координат $U_d = 0$ будет уже соответствовать напряжение на аноде $U_a = -U_{крп}$. Ясно, что в прежней системе координат I_a, U_a вольт-амперная характеристика сместится по оси абсцисс по сравнению с рис.8 на величину $U_a = -U_{крп}$. Это показано на рис.9. Смещение может быть как вправо, так и влево в зависимости от знака контактной разности потенциалов. Так, если работа выхода катода меньше работы

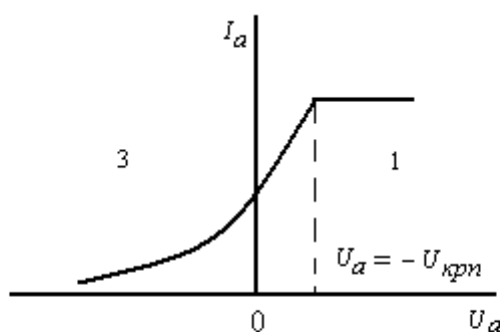


Рис.9. Вольт-амперная характеристика диода в отсутствии влияния пространственного заряда электронов, но при наличии контактной разности потенциалов

выхода анода, то электрическое поле \bar{E}_e , возникающее в межэлектродном промежутке из-за внешней контактной разности потенциалов, будет направлено от катода к аноду и препятствовать прибытию на анод эмитированных электронов. Нейтрализовать это возможно, увеличивая напряжение на аноде. В итоге вольт-амперная характеристика сместится вправо. Смещение относительно оси ординат вольт-амперной характеристики диода в отсутствие влияния пространственного заряда и определяет величину контактной разности потенциалов между катодом и анодом, как это видно на рис.9.

3. Экспериментальная часть

3.1. Описание экспериментальной установки. Обработка результатов

В работе предлагается определить внешнюю контактную разность потенциалов между катодом и анодом диода 6Х2п и работу выхода электронов из катода и анода. Электрическая схема установки представлена на рис.10. Установка состоит из исследуемой лампы, стабилизированного источника питания G1, приборов PA1, PA2, PA3 для измерения анодного напряжения U_a , анодного тока I_a и тока накала катода I_H . Источник питания G1

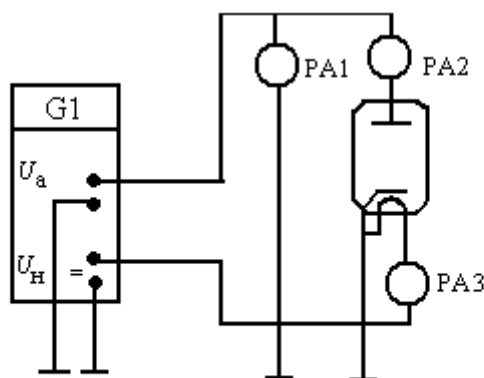


Рис.10. Схема электрическая принципиальная для снятия вольт-амперной характеристики диода

позволяет изменять напряжение U_a на аноде ручками “грубо” и “точно”, а также выставлять ток накала I_H ручкой “ток накала”. Перед включением установки необходимо вывести ручки регулировки анодного напряжения и тока накала в крайнее левое положение. Включив источник G1, устанавливают напряжение на аноде и ток накала. При проведении измерений особое внимание следует обратить на то, чтобы при каждом новом токе накала катод прогрелся и анодный ток “не полз”. При измерениях анодного тока следует использовать такой предел измерения гальванометра PA2, при котором отклонение светового зайчика на шкале прибора было бы максимальным. Выставив ток накала по прибору PA3, изменяя анодное напряжение, измеряют анодный ток, т.е. снимают вольт-амперную характеристику диода. Эта характеристика отличается от идеальной, представленной на рис.7-9 для одномерной модели диода, что в частности проявляется в отсутствии резкого перехода к токонасыщению (рис.11). Так как измерение контактной разности потенциалов требует

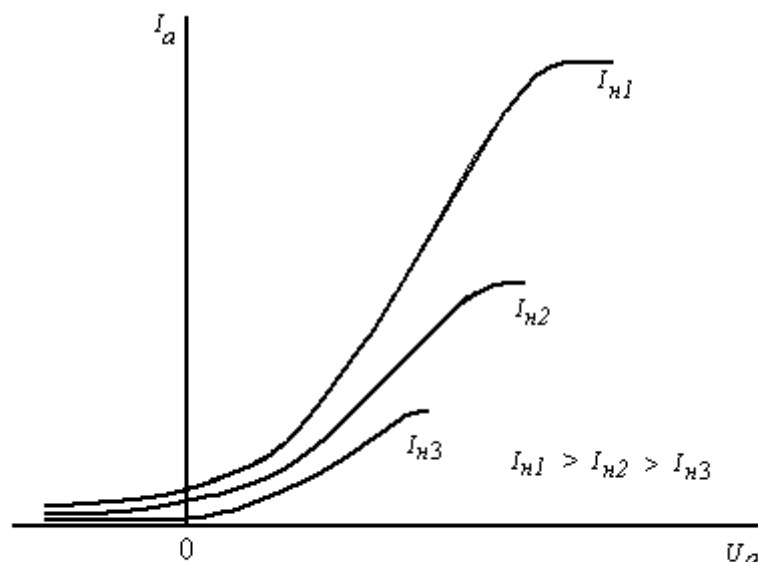


Рис. 11. Схематическое изображение вольт-амперных характеристик реального диода при различных токах накала

исключения влияния пространственного заряда, то вольт-амперные характеристики снимают при различных I_H токах накала. Интервал изменения анодного напряжения при этом следует взять таким, чтобы проглядывался режим токонасыщения при каждом токе накала. Величина анодного тока в режиме токонасыщения будет являться током эмиссии I_e . Для определения контактной разности потенциалов зависимости $I_a = f(U_a)_{I_H=const}$ следует перестроить в зависимости $\ln I_a = f(U_a)_{I_H=const}$. В области начальных токов эти зависимости должны быть линейными, что непосредственно следует из формулы (5):

$$\ln I_a = \ln I_e - \frac{e|U_a + U_{крп}|}{kT}. \text{ Нарушение линейности с некоторых напряжений } U_a = U_a^k$$

будет означать переход диода в режим ограничения тока пространственным зарядом, что из обычных зависимостей $I_a = f(U_a)_{I_H=const}$ не видно. Зависимости $\ln I_a = f(U_a)_{I_H=const}$ представлены на рис 12. Определяя из этих зависимостей для каждого тока накала I_H значения U_a^k , т.е. верхнюю границу области начальных токов и строя график $U_a^k = f(I_H)$, путем экстраполяции

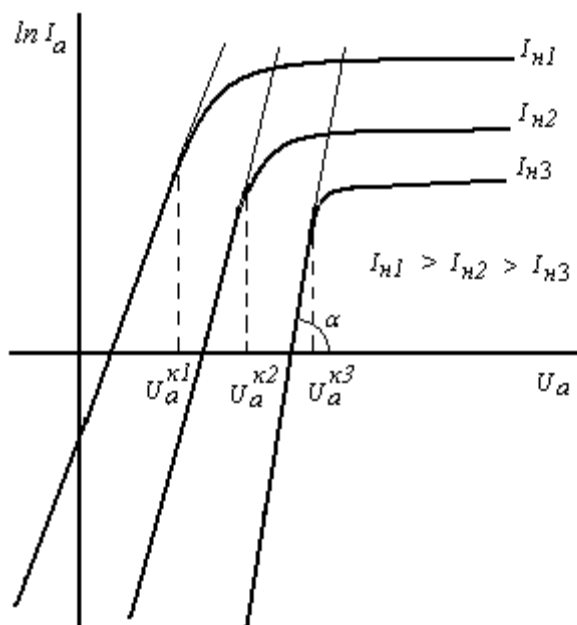


Рис.12. Вольт-амперные характеристики диода в полупологарифмическом масштабе

полученной кривой к нулевому току накала находим в точке пересечения ее с осью ординат значение $U_a^\kappa = U_s$. Значение U_s есть не что иное, как напряжение на аноде диода, которое и определяет контактную разность потенциалов в соответствии с формулой $U_s = -U_{\text{кпп}}$. При такой обработке результатов измерений устраняется неточность определения контактной разности потенциалов из-за влияния пространственного заряда электронов. По угловым коэффициентам $\text{tg}\alpha = \frac{e}{\kappa T}$ наклона прямых рис.12 можно найти температуру катода при различных токах накала:

$T = \frac{e}{\kappa(\text{tg}\alpha)} = \frac{11609}{\text{tg}\alpha}$. Вольт-амперные характеристики также используются для определения работы выхода катода. Так, из формулы (4) для плотности тока термоэмиссии будем иметь:

$$\ln \frac{I_e}{T^2} = \ln AS - \frac{e\phi}{\kappa T}$$

Строя зависимость $\ln \frac{I_e}{T^2} = f\left(\frac{e}{\kappa T}\right) = f\left(\frac{11609}{T}\right)$, по угловому коэффициенту $\text{tg}\beta = \phi$

наклона полученной прямой определяем работу выхода $e\phi$ непосредственно в электрон-вольтах. Результаты всех измерений следует свести в таблицы и оформить в виде графиков в соответствующем масштабе.

Задание

1. Ознакомиться с экспериментальной установкой и работой на ней.
2. Снять вольт-амперные характеристики диода при токах накала $I_H = 160, 180, 200 \text{ мА}$ в интервале изменения анодного напряжения 0-1,5В. Анодное напряжение изменять через 0,05В. Значение тока при $U_a = 1,5 \text{ В}$ принять за величину тока эмиссии. Построить вольт-амперные характеристики диода $I_a = f(U_a)_{I_H = \text{const}}$ и зависимость $I_e = f(I_H)$ тока эмиссии от тока накала.
3. По вольт-амперным характеристикам, построенным в полулогарифмическом масштабе, определить верхнюю границу по анодному напряжению области начальных токов при различных токах накала. Определить контактную разность потенциалов, экстраполируя полученные данные к нулевому току накала. Определить температуру катода при различных токах накала.
4. Определить работу выхода катода, используя данные п.2 по току эмиссии и п.3 по температуре катода. Определить работу выхода анода по найденным значениям контактной разности потенциалов и работы выхода катода.

Литература

1. Гамаюнов Ю.Г. Контактная разность потенциалов. / Ю.Г. Гамаюнов. Саратов.: Изд. центр "Наука, 2007. 1982. С.3-19.
2. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники. / С.А. Фридрихов, С.М. Мовнин. М.: Высшая школа, 1982. С.378-371.
3. Гапонов В.И. Электроника. Ч.1 / В.И. Гапонов. М.: Физ.мат.лит, 1960. С.163-168, 182-187.
4. Б.М. Царев Б.М. Контактная разность потенциалов. / Царев Б.М. М.:Техн.теор.лит, 1955. С.26-37, 127.
5. С.Д. Гвоздовер С.Д.. Теория электронных приборов СВЧ. / С.Д. Гвоздовер. М.: Техн. теор. лит, 1956. С.80-84.

Контрольные вопросы

1. Расскажите о статистике электронного газа в металлах.
2. Почему на границе металл-вакуум возникает потенциальный барьер?
3. Что такое уровень Ферми и работа выхода?
4. Какие процессы происходят при контакте двух металлов? Расскажите о внутренней и внешней контактной разности потенциалов.

5. В чем состоит термоэлектронный метод определения контактной разности потенциалов? Как можно устранить влияние пространственного заряда на результаты измерений?
6. Как определить работу выхода катода и анода?
7. Расскажите о вольт-амперной характеристике вакуумного диода.
8. Нарисуйте схему установки и объясните ее работу.