

ЧАСТЬ 2 ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВАКУУМНОЙ И ПЛАЗМЕННОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

1. ФИЗИКА ВАКУУМА

Давление газа. Распределение молекул по скоростям и энергиям. Уравнение состояния. Критерий Кнудсена. Средняя длина пробега. Полное эффективное сечение для столкновений. Вакуумные насосы. Вакуумметры.

1.1. Свойства вакуума.

Состояние газа, при котором его давление ниже атмосферного, называется **вакуумом**. Свойства газов при низких давлениях изучаются в физике вакуума, которая является разделом **молекулярно-кинетической теории газов**. В основе физики вакуума лежат следующие постулаты:

- газ состоит из отдельных движущихся молекул;
- существует постоянное распределение молекул по скоростям;
- при движении молекул газа нет преимущественных направлений – пространство газовых молекул изотропно;
- температура газа – величина, пропорциональная средней кинетической энергии его молекул;
- при взаимодействии с поверхностью твердого тела молекулы газа адсорбируются.

При взаимодействии молекул газа с поверхностью твердого тела нормальная составляющая изменения импульса молекулы (количества движения) равна $mv \cos \Theta$, где Θ - угол между нормалью к поверхности и вектором скорости \vec{v} , m и v - масса и скорость молекулы (рис. 1).

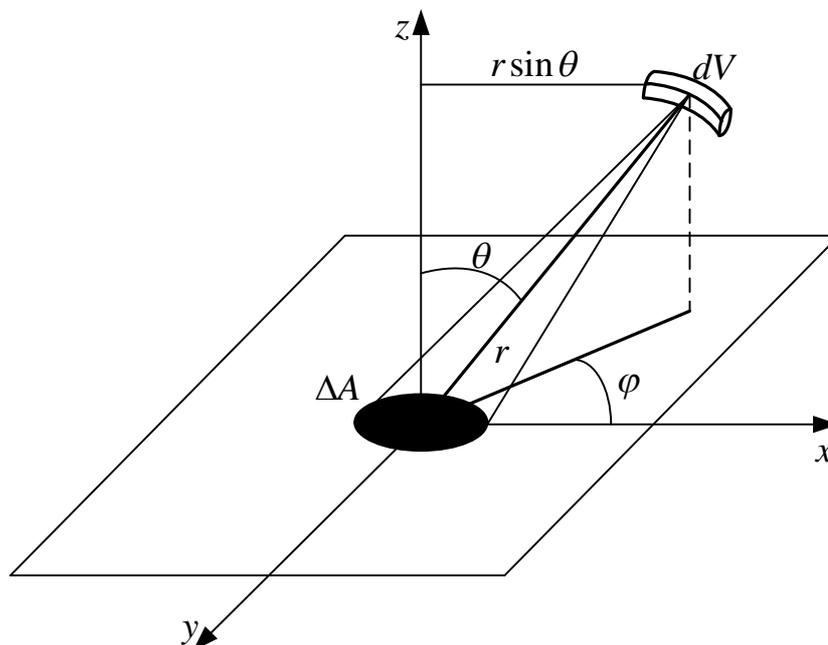


Рис. 1 К взаимодействию молекул газа с поверхностью твердого тела.

Со временем для идеальной поверхности возникает энергетическое и **адсорбционное равновесие** (**динамическое равновесие**) между поверхностью твердого тела и газовой средой. При этом каждой адсорбированной молекуле соответствует десорбированная молекула с противоположным направлением вектора скорости. Таким образом, суммарное изменение импульса ΔP адсорбированной и десорбированной молекулы

$$\Delta P = 2mv \cos \Theta.$$

Под давлением газа понимают средний импульс Δp , передаваемый молекулами газа единице площади сосуда ΔS в единицу времени Δt .

Согласно II закону Ньютона

$$p = \frac{\Delta P}{\Delta S \Delta t} = \frac{2mv \cos \Theta}{\Delta S \Delta t}.$$

Число молекул в элементарном объеме пространства dN , движущихся в направлении ΔS с учетом постулата об отсутствии преимущественных направлений пропорционально телесному углу $d\Omega$, под которым из центра dV видна площадка dS

$$dN = n \frac{d\Omega}{4\pi} dV,$$

где телесный угол (рис. 1)

$$d\Omega = \cos \Theta \frac{\Delta S}{r^2}.$$

В полярной системе координат элементарный объем определяется как

$$dV = r^2 \sin \Theta d\varphi d\Theta dr.$$

Давление газа на поверхность твердого тела найдем интегрированием по объему полусферы, из которой молекулы достигают поверхности за время Δt с радиусом $r = v\Delta t$

$$p = \int_V \frac{2mv \cos \Theta}{\Delta S \Delta t} dN = \frac{nmv}{2\pi \Delta t} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \cos^2 \Theta \sin \Theta d\Theta \int_0^R dr = \frac{1}{3} nmv^2. \quad (1)$$

Поскольку скорости молекул газа подчиняются некоторому распределению, то скорость в выражении (1) соответствует так называемой среднеквадратичной скорости

$$v^2 = v_{кв}^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v_i^2.$$

В таком случае давление газа определяется выражением

$$p = \frac{1}{3} nmv_{кв}^2 \quad \text{или} \quad p = \frac{1}{3} \rho v_{кв}^2, \quad (2)$$

где $\rho = nm$ - плотность газа.

Необходимо отметить, что для реальных поверхностей твердых тел условия динамического равновесия не всегда выполняются. Например, конденсирующая поверхность, с которой из-за большого времени адсорбции

не происходит десорбции газа. В этом случае выражения (2) не выполняются, и для точного расчета на поверхности твердого тела необходимо знать соотношение потоков падающих и вылетающих с поверхности молекул.

Единицей давления в системе СИ является Па (**паскаль**) $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$. Наиболее распространенной внесистемной единицей является миллиметр ртутного столба (**торр**) $1 \text{ мм. рт. ст.} = 133,32239 \text{ Н/м}^2$. В метрологии в качестве единицы давления используется 1 бар $= 10^5 \text{ Па}$ или 1 физ. атм. (физическая атмосфера) $= 1,01 \cdot 10^5 \text{ Па}$. Отношения между различными единицами давления даны в таблице 1.

Таблица 1. Соотношения между единицами давления.

Единицы давления	1 Па	1 мм. рт. ст.	1 физ. атм.
1 Па	1	$7,5 \cdot 10^{-3}$	$9,87 \cdot 10^{-6}$
1 мм. рт. ст.	$1,33 \cdot 10^2$	1	$1,32 \cdot 10^{-3}$
1 физ. атм.	$1,01 \cdot 10^5$	$7,6 \cdot 10^2$	1

При соударении друг с другом или со стенками вакуумной камеры молекулы газа изменяют свои скорости как по величине, так и по направлению.

Стационарным распределением молекул газа по скоростям, которые наиболее часто применяется при изучении процессов в вакууме и газах, является **функция Максвелла**:

$$dn_v = 4\pi n v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) dv,$$

где dn_v - число молекул, скорости которых заключены в пределах от v до $v + dv$.

Если ввести безразмерную скорость $u = v \sqrt{\frac{m}{2kT}}$ и безразмерную энергию $\varepsilon = \frac{E}{kT} \left(E = \frac{mv^2}{2} \right)$, то распределение по скоростям примет вид

$$dn_v = f_v(u) du \quad \text{и} \quad dn_E = f_E(\varepsilon) d\varepsilon,$$

где функции $f_v(u) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} u^2 \exp(-u^2)$ и $f_E(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\varepsilon} \exp(-\varepsilon)$, графики которых представлены на рис. 2.

Максимум функции $f_v(u)$ соответствует $u = 1$, а соответствующая скорость называется наиболее вероятной

$$v_{\text{вер}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}.$$

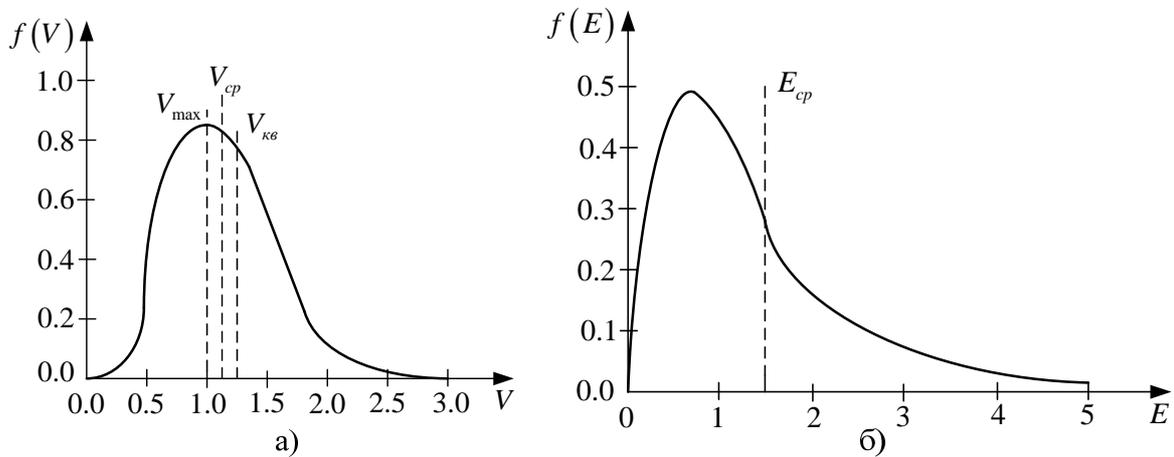


Рис. 2 Функции распределения Максвелла по скоростям (а) и энергиям (б).

При анализе вакуумных и газовых процессов также используются (рис. 2а):

- **среднеарифметическая скорость**

$$v_{cp} = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} v dn_v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}} = 1,128 v_{вер}$$

- **среднеквадратичная скорость**

$$v_{кв} = \sqrt{\frac{1}{n} \int_0^{\infty} v^2 dn_v} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} = 1,225 v_{вер}$$

Например, при $t = 0^\circ\text{C}$ (273 К) для молекул азота $v_{вер} = 402$ м/с, $v_{cp} = 453$ м/с, $v_{кв} = 492$ м/с.

Для расчетов движения и других микропараметров газов применяют уравнение состояния в виде:

$$p = nkT$$

или в форме **уравнения Менделеева - Клапейрона**

$$pV = \frac{m}{\mu} RT = \frac{N}{N_A} RT,$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – **постоянная Больцмана**,

$N_A = 6,02 \cdot 10^{22}$ моль⁻¹ – **постоянная Авогадро**,

$R = kN_A = 8,31$ Дж/кмоль – **универсальная газовая постоянная**.

Максимум распределения молекул по энергиям наиболее вероятной энергии соответствует $E_{вер} = 0,5kT$, а среднеарифметическое значение

энергии $E_{cp} = \frac{3}{2}kT$.

При движении молекулы газа испытывают столкновения между собой. Количество столкновений в единицу времени, которое совершает одна молекула, определяется ее скоростью и концентрацией частиц в объеме.

Средняя длина свободного пробега определяется как расстояние, при прохождении которого частица в среднем сталкивается с одной молекулой

среды. $\lambda = \frac{v}{z}$ - длина пробега – это отношение скорости молекул к числу столкновений в единицу времени. С учетом относительных скоростей движения молекул газа для длины свободного пробега можно получить выражение:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}n\pi d_m^2},$$

где d_m - диаметр молекулы.

Эксперименты показали, что при постоянной молекулярной концентрации с увеличением температуры длина свободного пробега также растет. Поэтому более точное выражение для длины пробега имеет вид:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}n\pi d_m^2 (1 + C/T)},$$

где C - постоянная, численно равная температуре, при которой в случае постоянной концентрации средняя длина пробега уменьшается вдвое по сравнению со значением, соответствующим бесконечно большой температуре.

Эта поправка обусловлена взаимным притяжением молекул, в результате чего **эффективный диаметр молекул** d_m можно представить в виде

$$d_T^2 = d_m^2 \left(1 + \frac{C}{T} \right),$$

тогда

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}n\pi d_T^2}.$$

С учетом уравнения состояния выражение для длины пробега можно представить

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2}p\pi d_T^2}.$$

При оценках длины пробега удобно использовать выражение

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{p},$$

где λ_0 - длина пробега при $T = 293$ К и $p = 1$ Па (или при 1 мм. рт. ст.).

В случае смеси двух газов, молекулы которых имеют массы m_1 и m_2 , среднюю длину свободного пробега λ_1 частиц с массой m_1 рассчитывают по формуле

$$\lambda_1 = \frac{1}{\sqrt{2}\pi n_1 d_{T1}^2 + \pi n_2 d_{12}^2 \sqrt{1 + m_1/m_2}}, \quad (3)$$

где d_{T_1} - эффективный диаметр с массой m_1 и концентрацией n_1 ,
 $d_{12} = \frac{1}{2}(d_{T_1} + d_{T_2})$, d_{T_2} - эффективный диаметр молекулы с массой m_2 и
 концентрацией n_2 .

Первое слагаемое в (3) зависит от столкновений одинаковых частиц с
 массой m_1 , а второе – от столкновений частиц с массами m_1 и m_2 . Если
 $n_1 \ll n_2$, то получим более простое выражение

$$\lambda_1 = \frac{1}{\pi n_2 d_{12}^2 \sqrt{1 + m_1/m_2}}.$$

Часто состояние газовой среды характеризует величина $Q = \frac{1}{\lambda}$,
 называемая **полным эффективным сечением** для столкновений молекул.
 Она показывает, сколько столкновений претерпевает молекула на единице
 длины.

Введя понятие Q_0 - полное эффективное сечение при единичном
 давлении и температуре газа 0°C , получаем

$$Q = Q_0 p.$$

Величина Q_0 , как и d_0 , является параметром газа. Учитывая
 выражение для длины пробега, полное эффективное сечение можно
 представить в виде

$$Q = \sqrt{2} \pi n d_n^2 = qn,$$

где $q = \sqrt{2} \pi d_n^2$ - эффективное сечение одной молекулы для столкновения
 молекул.

Вследствие столкновений направленный молекулярный поток,
 содержащий в начальный момент N_0 молекул газа, за счет столкновений с
 хаотически движущимися молекулами с частотой z за время dt уменьшается
 на величину $dN = -zNdt$. После интегрирования

$$N = N_0 e^{-z\ell} = N_0 e^{-\ell/\lambda} = N_0 e^{-Q\ell}, \quad (4)$$

где $\ell = vt$ - длина пробега частицы за время t .

Выражение (4) можно установить через функцию распределения
 молекул по длинам свободного пробега

$$f(x) = \frac{1}{\lambda} e^{-x/\lambda},$$

тогда число молекул dN_x , длина пробега которых с точностью dx равна x

$$dN_x = N \frac{1}{\lambda} e^{-x/\lambda} dx = N Q e^{-Qx} = N f(x) dx,$$

где $N = \frac{N_0}{\lambda}$.

Частота столкновений между молекулами z_m обратно
 пропорциональна средней длине свободного пробега

$$z_m = \frac{v_{cp}}{\lambda}.$$

Среднее число соударений со стенкой z_c , приходящихся в единицу времени на одну молекулу

$$z_c = \frac{v_{cp} S}{4V} = \frac{v_{cp}}{d_{эф}},$$

где S - площадь поверхности стенок, соприкасающихся с разреженным газом, V - объем вакуумной камеры, $d_{эф} = \frac{4V}{S}$ - эффективный размер вакуумной камеры.

Для сферического сосуда диаметром D $d_{эф} = \frac{2D}{3}$, для трубы бесконечной длины с диаметром D $d_{эф} = D$, а для двух поверхностей, расположенных на расстоянии D - $d_{эф} = 2D$.

Отношение $\frac{z_c}{z_m}$ называется **критерием Кнудсена**

$$k_n = \frac{z_c}{z_m} = \frac{\lambda}{d_{эф}}.$$

В зависимости от значений критерия Кнудсена различают **вакуум низкий, средний и высокий** (таблица 2).

Таблица 2.

Степень вакуума	Низкий	Средний	Высокий
Критерий Кнудсена	$k_n \ll 1$ $L \ll d_{эф}$	$k_n \approx 1$ $L \approx d_{эф}$	$k_n > 1$ $L > d_{эф}$

Необходимо отметить, что степени вакуума понятие относительное – одному и тому же давлению могут соответствовать различные системы вакуума (в зависимости от соотношения $\frac{\lambda}{d_{эф}}$). Поэтому при практической работе в производстве электровакуумных приборов, расчете и конструировании вакуумных систем степени вакуума зачастую характеризуют приближенным абсолютным значением давления (таблица 3).

Таблица 3.

Степень вакуума		Низкий	Средний	Высокий	Сверхвысокий
Область давления	Па	> 100	$100 - 10^{-1}$	$10^{-1} - 10^{-3}$	$< 10^{-3}$
	мм. рт. ст.	> 1	$1 - 10^{-3}$	$10^{-3} - 10^{-5}$	$< 10^{-5}$

Для описания процессов, в которых давление изменяется в очень широких пределах, удобно использовать логарифмическую единицу

давления $p_A = -\lg(p)$, где p - давление в физических атмосферах. Значение $p_A = 0$ соответствует 1 физ. атм., $p_A = 1$ соответствует 0,1 физ. атм. и т.д. Кроме этого при построении зависимостей каких-либо величин от давления, которое в процессе может изменяться на несколько порядков, удобно шкалу давлений (абсцисс) представлять в логарифмическом виде. Это соответствует использованию полулогарифмического масштаба.

1.2. Методы создания вакуума.

В основу процессов получения вакуума положены два принципа:

- удаления газов из откачиваемого объема;
- связывания газов за счет их конденсации при низких температурах или за счет связывания на стенках объема специальными материалами.

На первом принципе основана работа традиционных вакуумных механических насосов, относящихся к насосам объемного типа. **Механические насосы** с масляным уплотнением позволяют захватить порцию газа из рабочего объема и перенести ее в сторону выпуска и выбросить в атмосферу через клапан. Это насосы **вращательного типа** и они классифицируются как **пластинчато-роторные, пластинчато-статорные, золотниковые** или **плунжерные**. Во всех этих типах зазоры между трущимися деталями уплотняет масло, которое предотвращает поступление атмосферного воздуха в камеру. Вместе с тем, масло содержит растворенные газы, которые выделяются в откачиваемом объеме и определяют остаточные явления. На рис. 4 приведена схема золотникового механического вакуумного насоса.

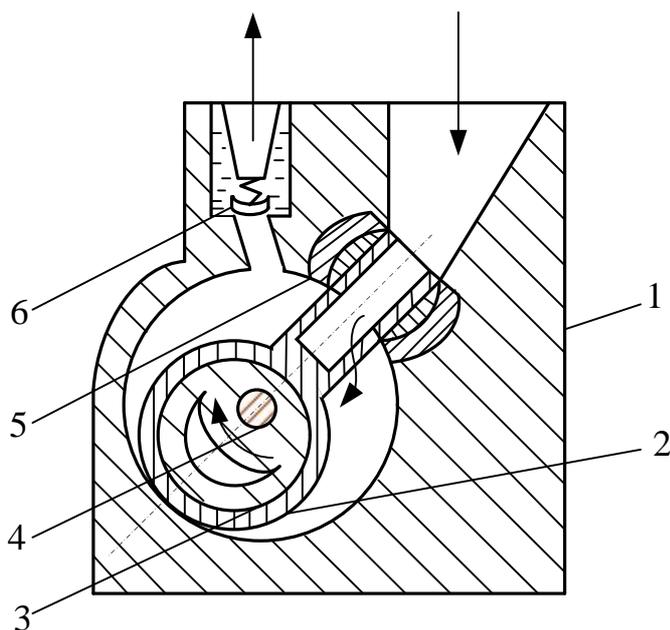


Рис. 4. Схема золотникового механического вакуумного насоса.

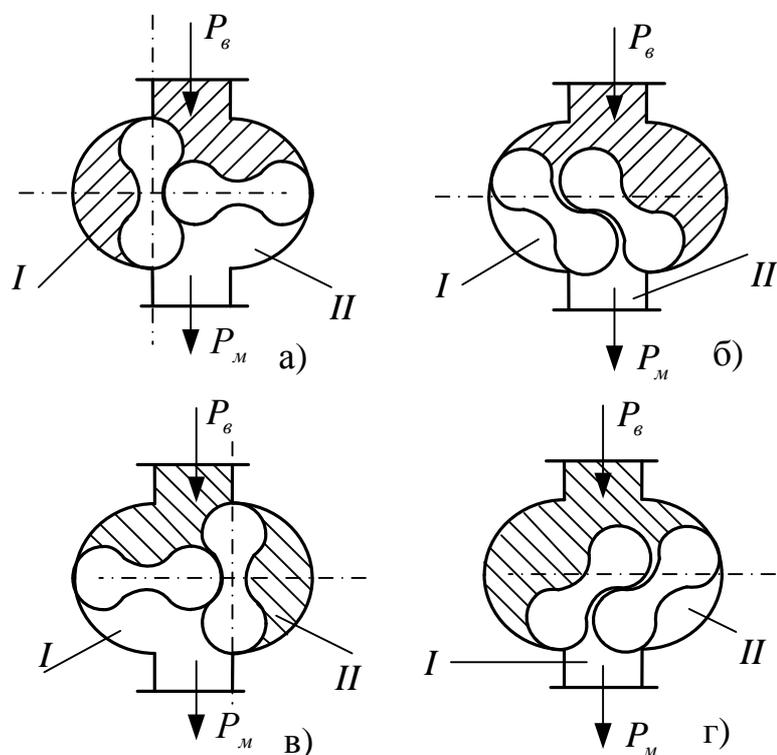


Рис. 5. Принципиальная схема действия двухроторного вакуумного насоса типа Рут.

Механические вакуумные насосы с масляным уплотнением используются для получения вакуума в области давлений от 760 до 10^{-3} мм. рт. ст. В этом же диапазоне работают двухроторные вакуумные насосы, которые более экономичны (рис. 5).

Роторы синхронно вращаются в общем корпусе навстречу друг другу, выбрасывая порцию газа из откачиваемого объема.

К механическим насосам относятся также **турбомолекулярные насосы**, принцип действия которых основан на сообщении молекулам газа направленной дополнительной скорости быстро движущейся твердой поверхностью (рис. 6).

Газ увлекается лопастями насоса в направлении вращения ротора и молекулам сообщается импульс.

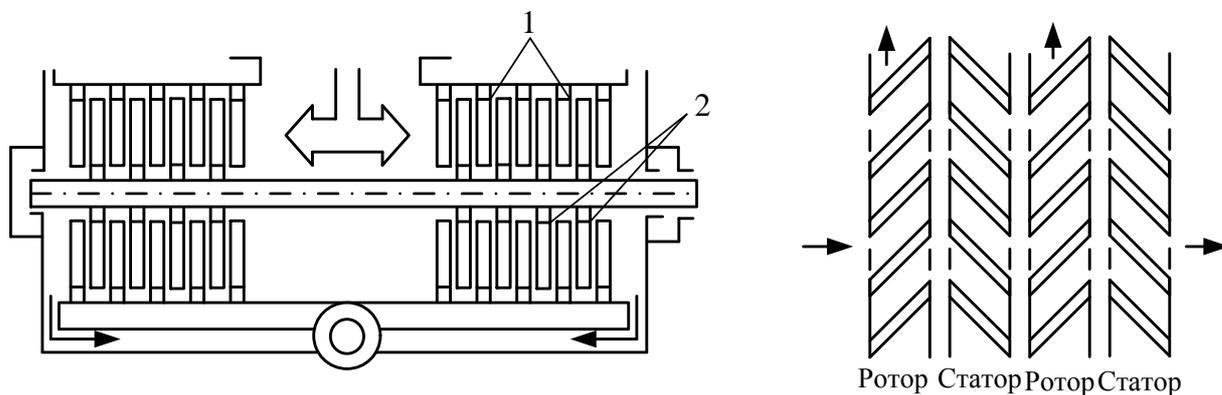


Рис. 6. Схема механизма откачки и устройство турбомолекулярного насоса

Конструкция турбомолекулярного насоса состоит из статорных 1 и роторных 2 дисков. В дисках имеются косые отверстия, зеркально расположенные на статорных и роторных лопастях. Молекулы газа отражаются от середины ротора к краям, получая импульс от лопастей. Диски имеют большое число параллельно работающих лопастей, чем обеспечивается высокая производительность насоса. Область применения турбомолекулярных насосов – получение вакуума в диапазоне $10^{-3} - 10^{-9}$ мм. рт. ст.

К газоперемещаемому типу насосов относятся **струйные насосы**. Наибольшее распространение получили пароструйные насосы. В их конструкции (рис. 7) рабочую жидкость (масло) доводят до парообразного состояния. Пар поступает по соплу, из которого с большой скоростью поступает в рабочую камеру в виде расходящейся струи. Откачиваемый газ также поступает в камеру, захватывается струей и увлекается к охлаждаемым стенкам камеры. Откачиваемый газ выбрасывается к насосу дополнительным разряжением, а пар конденсируется и возвращается к нагревателю. Высоковакуумные насосы позволяют производить откачку в пределах $10^{-4} - 10^{-6}$ мм. рт. ст., а с использованием специальных низкотемпературных ловушек до 10^{-10} мм. рт. ст.

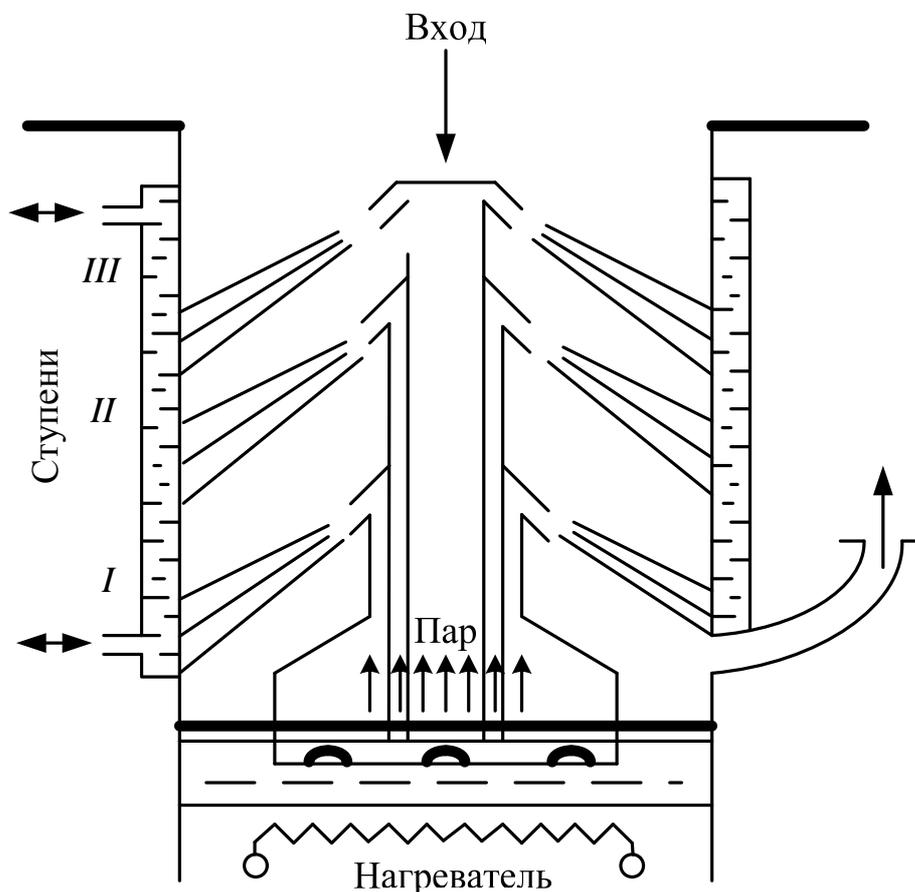


Рис. 7. Схема трехступенчатого диффузорного насоса (паромаляного)

К другому типу откачных средств относятся насосы, в основе которых лежат **физико-химические методы** получения вакуума.

В сорбционном насосе, действие которого основано на поглощении откачиваемого газа поверхностью поглотителя или сорбента, в качестве поглотителей используются пористые вещества с сильно развитой поверхностью (силикагель, активированный уголь). В другом типе сорбционных насосов поглощающую поверхность создают напылением химически активного металла активно реагирующего с большинством газов. По способу получения пленки различают испарительные ионные насосы и магниторазрядные.

Благодаря отсутствию в насосах этого типа нагретых и движущихся частей, а также рабочей жидкости, они обладают высокой надежностью, большим сроком службы и не выходят из строя при аварийном попадании атмосферы в вакуумную систему.

Магниторазрядные насосы предназначены для работы в области высокого и сверхвысокого вакуума и позволяют получить остаточное давление порядка 10^{-10} мм. рт. ст.

Криогенные насосы работают на использовании процессов вымораживания остаточных газов при температуре стенок, близкой к температуре жидкого гелия (4,2 К). С помощью таких насосов давление остаточных газов в системе достигает значения $10^{-3} - 10^{-10}$ мм. рт. ст.

1.3. Методы измерения вакуума (вакуумметрия).

Способы измерения вакуума являются самостоятельным разделом вакуумной электроники, поскольку необходимо измерять давление в диапазоне ниже атмосферного от 760 мм. рт. ст. до 10^{-13} мм. рт. ст. универсального метода измерений, охватывающего этот диапазон давлений, не существует. Поэтому используются различные физические явления и эффекты, на основе которых разрабатываются методы измерения вакуума.

Гидростатические (жидкостные) U - образные вакуумметры относятся к абсолютным манометрам, позволяющим непосредственно измерять давление. Конструкция жидкостных манометров представляет собой (см рис. 8) U – образную трубку с сообщающимися коленами, которые заполнены вакуумным маслом (ртутью) с низким значением давления паров. Диапазон измеряемых давлений лежит в пределах 760 – 10^{-2} мм. рт. ст. Все остальные типы вакуумметров относятся к **относительным манометрам**, для которых опорным, как правило, является атмосферное давление.

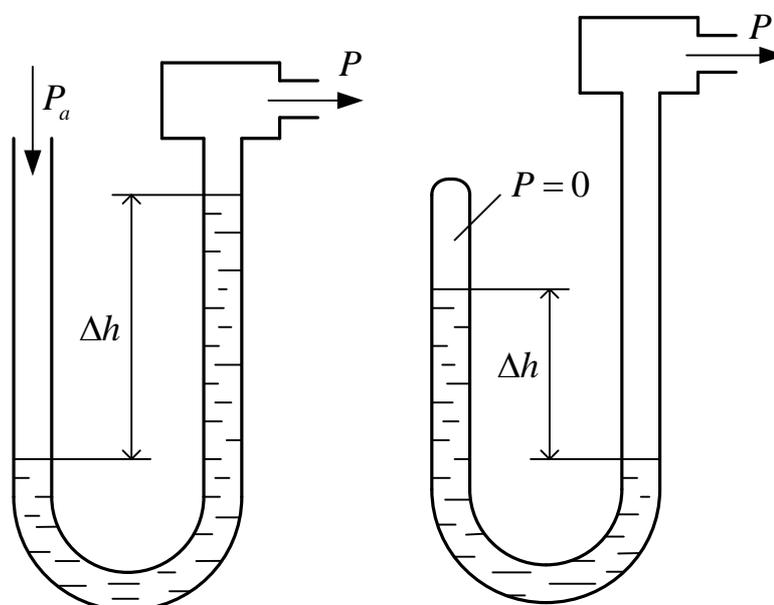


Рис. 8 U-образный вакуумметр с открытым концом

Деформационные вакуумметры позволяют определять давление по деформации упругого элемента, происходящей под действием разности давлений. По типу чувствительности разделяют трубчатые, сильфонные, мембранные. Их показания не зависят от рода газа, но определяются атмосферным давлением.

Принцип действия **тепловых вакуумметров** основан на зависимости теплопроводности разреженного газа от давления. Давление измеряют косвенным методом, т.е. измеряют какую-либо физическую величину (температуру), зависящую от тепловой энергии, отводимой газом от чувствительного элемента вследствие теплопроводности.

Тепловые преобразователи в зависимости от способа измерения температуры делятся на **термопарные** и **преобразователи сопротивления**.

В термопарных преобразователях (рис. 9) температура нити определяется термопарой. Термо-ЭДС термопары измеряется милливольтметром, ток накала регулируется реостатом и измеряется миллиамперметром.

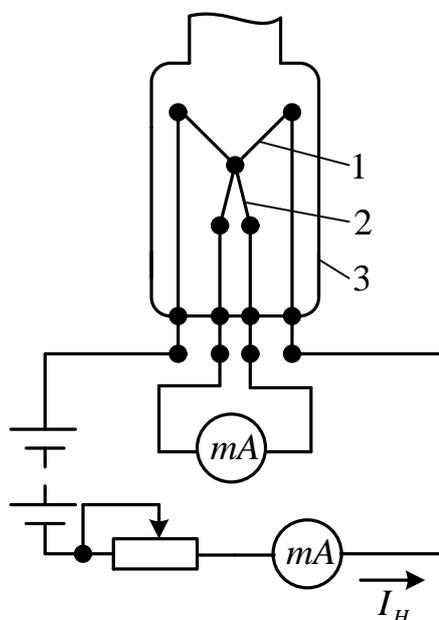


Рис. 9. Термопарный преобразователь

В преобразователе сопротивления для измерения температуры используется зависимость сопротивления нити от температуры. Диапазон измерительных рабочих давлений лежит в пределах $10^{-2} - 10^{-4}$ мм. рт. ст.

Принцип действия **ионизационных вакуумметров** основан на зависимости тока положительных ионов, образованных в результате ионизации молекул разреженного газа от измеряемого давления.

Ионизационные вакуумметры подразделяют на три типа:

- **электронные ионизационные**, в которых ионизация осуществляется электронами, ускоряемыми электрическим полем;
- **радиоизотопные**, в которых для ионизации газа применяют излучение радиоизотопных материалов;
- **магнитные электроразрядные**, принцип действия которых основан на зависимости тока электрического разряда в магнитном поле от измеряемого давления.

Чувствительность ионизационных вакуумметров зависит от рода газа, давление которого измеряется.

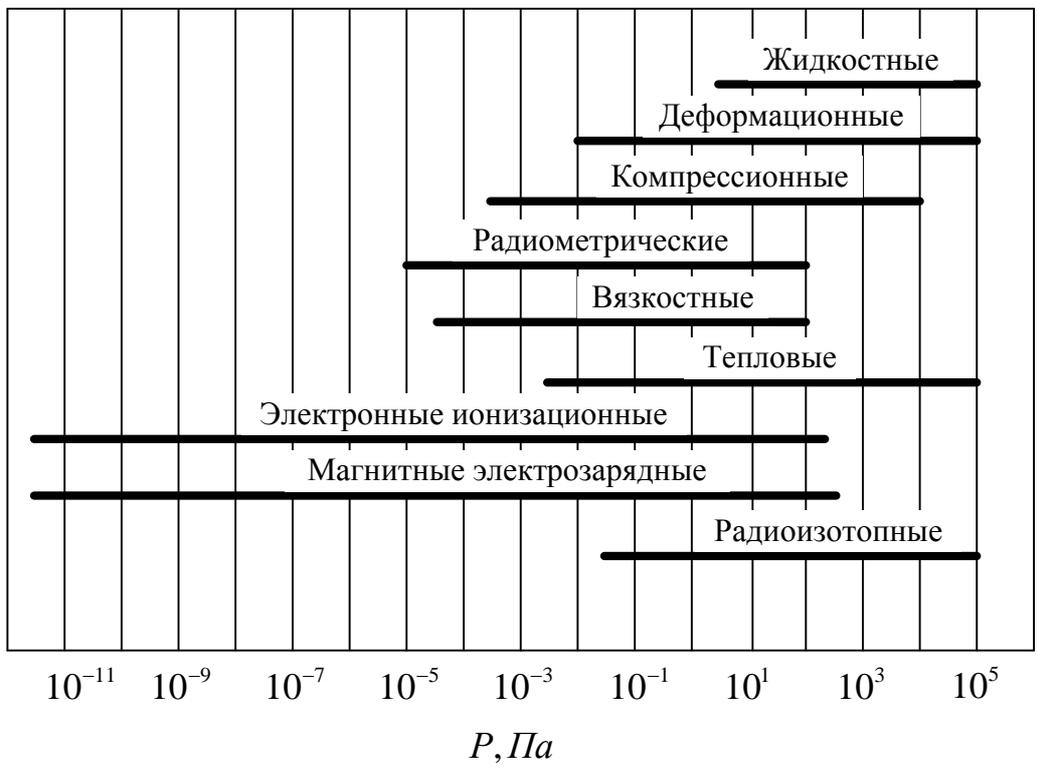


Рис. 10. Диапазон измерения давления вакуумметрами различных типов.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭМИССИОННОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Предмет и приборы вакуумной электроники. Термоэлектронная эмиссия. Формула Ричардсона-Дэшмана. Эффект Шотки. Уравнение Куляковской и Тягунова. Метод прямых Ричардсона. Фотоэлектронная эмиссия, закон Столетова. Нормальный и селективный фотоэффект. Закон Эйнштейна, красная граница фотоэффекта. Теория В. Спайсера. Функция Фаулера. Вторичная электронная эмиссия. Вторичная электронно-ионная эмиссия. Автоэлектронная эмиссия, формула Фаулера-Нордгейма. Другие виды эмиссии, взрывная эмиссия.

2.1. Модель прибора вакуумной электроники.

Вакуумная электроника – это раздел электроники, включающий в себя исследования взаимодействия потока свободных электронов и ионов с электрическими и магнитными полями в вакууме, а также методы создания электронных приборов и устройств, в которых это взаимодействие используется.

Приборы вакуумной электроники можно классифицировать в зависимости от принципа действия, назначения и технологии производства. Вместе с тем всем приборам вакуумной электроники присущ ряд общих свойств, поскольку принцип действия любого прибора электроники предполагает создание условий для прохождения разрядов в некоторой континуальной среде (в данном случае в вакууме). Если свободные заряды в такой среде отсутствуют, то необходимо создать условия на поверхности твердых тел – электродов, для получения (генерации) носителей тока. Такой процесс испускания заряженных частиц с поверхности твердого тела в результате различных взаимодействий называется **эмиссией**. В частности, **электронной эмиссией** называется явление испускания электронов с поверхности твердого тела в результате высших физических взаимодействий. Таким образом, изучение приборов и устройств электроники целесообразно проводить с системных позиций. При таком системном подходе необходимо исследовать ряд фундаментальных проблем, среди которых

- свойства отдельного электрона и ансамбля свободных электронов как носителя информационного сигнала;
- различные способы эмиссии свободных электронов, законы электронной эмиссии из твердого тела, формирования электронных потоков;
- распространение электронных потоков в вакууме, способы управления электронными потоками с помощью электрического, магнитного и скрещенных электромагнитных полей, фокусировка электронных пучков;

- отбор энергии из электронных потоков, механизмы взаимодействия потока электронов с мишенями из различных по физическим свойствам веществ.

На основании предложенного подхода можно представить общую модель прибора вакуумной электроники (рис. 11).

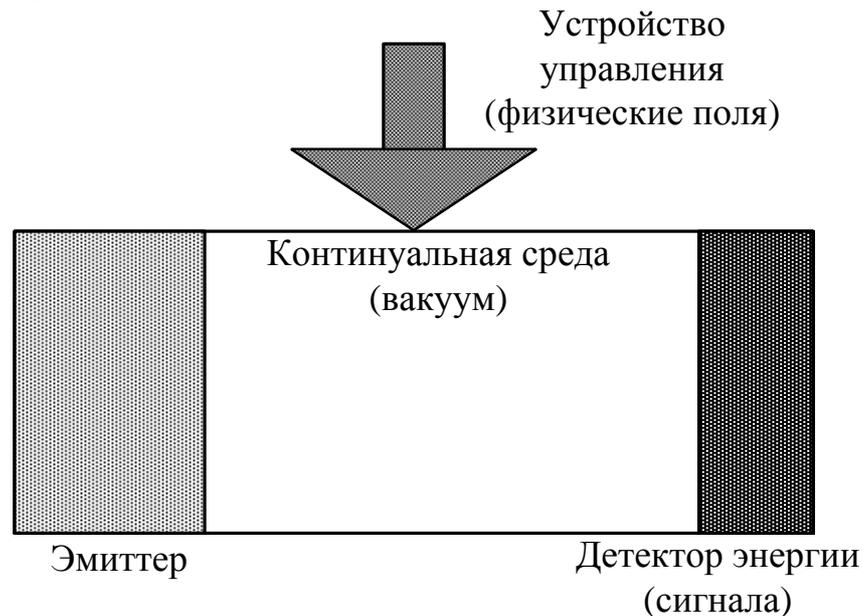


Рис. 11. Модель прибора вакуумной электроники

При изучении электронных приборов удобно использовать энергетические диаграммы состояния электронов (рис. 12). При этом потенциальная энергия электронов и вне твердого тела, и в отсутствии силовых полей принимается равной нулю. У движущегося вне тела электрона полная энергия E_n является величиной положительной. Внутри тела электроны в невозбужденном состоянии ($T = 0$) занимают низкие энергетические уровни $E_{e0} \leq 0$. Электроны в этих состояниях не могут покинуть тело. Для эмиссии электронов необходимо возбудить электроны, т.е. сообщить электронам дополнительную энергию ΔE , достаточную для того, чтобы энергия электрона $E_{e0} + \Delta E$ стала положительной. Этот тип эмиссии называется эмиссией с предварительным возбуждением. Существуют различные методы возбуждения электронов в твердом теле и, соответственно, типы электронной эмиссии:

- термоэлектронная эмиссия;
- фотоэлектронная эмиссия;
- вторичная электронная эмиссия;
- кинетическая ионно-электронная эмиссия;
- эмиссия горячих электронов;
- экзоэлектронная эмиссия.

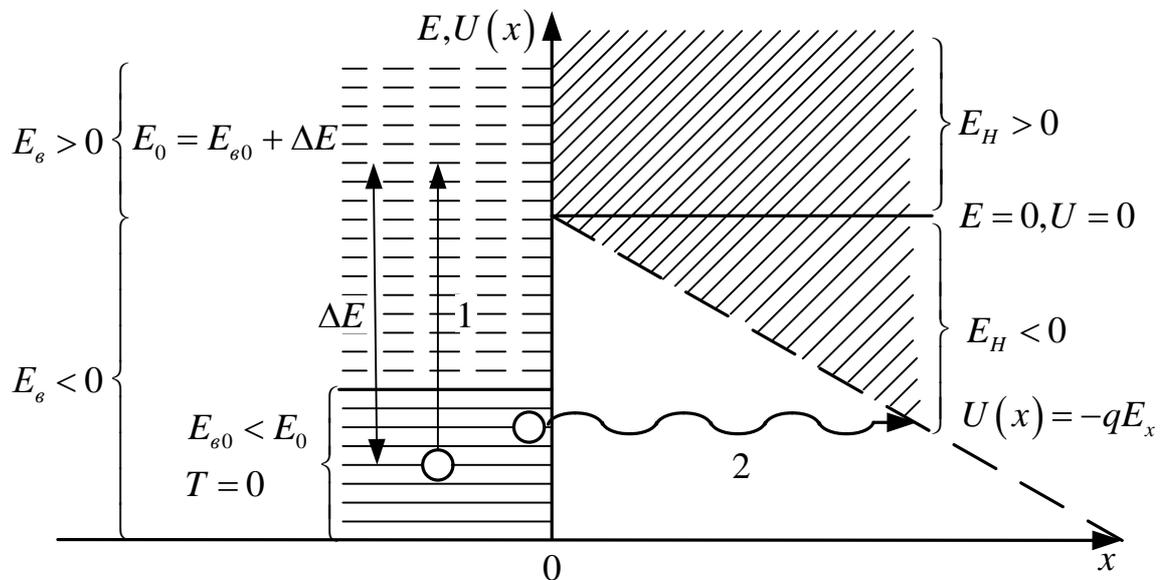


Рис. 12. Энергетическая диаграмма состояний электрона на границе «поверхность твердого тела – вакуум»

Возможна также эмиссия без предварительного возбуждения. Это может быть достигнуто путем снижения потенциального барьера. Внешнее электрическое поле способствует снижению этого барьера. В случае однородного поля на расстоянии x от границы тела энергия убывает по закону

$$U(x) = U_0 - eE_x.$$

U_0 - потенциальная энергия на границе поля.

При наличии силовых полей у поверхности твердого тела энергия электронов может быть отрицательной и принимать значения $E_n \leq E_{\epsilon 0} \leq E_0$. Эти области разделены пространственно потенциальным барьером $U(x) \leq E_{\epsilon 0}$. Согласно законам квантовой механики возможен переход электронов из тела во внешнее пространство путем туннельного эффекта (стрелка 2). Эмиссия электронов в этом случае не требует предварительного возбуждения. К этому типу относятся автоэлектронная эмиссия.

Возможен также комбинированный тип эмиссии, при котором действуют оба механизма. К этому типу относятся:

- термоавтоэлектронная эмиссия;
- фотоавтоэмиссия;
- потенциальная ионно-электронная эмиссия.

Необходимо отметить, что предложенную модель прибора вакуумной электроники можно применять к описанию любых других электронных приборов. При этом физические процессы, которые определяют возникновение потока тока, управляются токопрохождением и детектированием.

2.2. Термоэлектронная эмиссия.

Термоэлектронная эмиссия – это явление испускания электронов нагретыми телами в вакуум или в другую среду. В этом случае для преодоления электронами потенциального барьера на границе «твердое тело – вакуум» используется энергия внешнего источника (нагревателя, источника тока и т.д.).

Значение тока термоэлектронной эмиссии поверхности в вакуум при температуре T определяется **формулой Ричардсона - Дэшмана**

$$j(T) = A(1-r)T^2 \exp\left(-\frac{\chi}{kT}\right) = A(1-r)T^2 \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right), \quad (1)$$

где A - постоянная величина, для металлов определенная как $A = 120,4 \frac{A}{\text{см}^2 \text{K}^2}$, k - постоянная Больцмана, r - коэффициент отражения электронов от потенциального барьера на границе «твердое тело – вакуум», T - температура, К.

Работа выхода электронов $\chi = e\varphi$ зависит как от температуры ($\chi = \chi(T)$), так и от состояния эмитирующей поверхности, наличия на поверхности адсорбированных молекул и атомов.

С увеличением температуры металлы расширяются, а работа выхода уменьшается. Если предположить, что уменьшение работы выхода пропорционально температуре, то $\chi = \chi_0 - \alpha T = e \cdot (\varphi_0 - kT)$ и формула Ричардсона – Дэшмана принимает вид

$$j(T) = A_p T^2 \exp\left(-\frac{\chi_0}{kT}\right) = A_p T^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_0}{kT}\right), \quad (2)$$

где $A_p = A(1-r) \exp\left(-\frac{\alpha}{k}\right)$, α - температурный коэффициент работы выхода при температуре эмиссии, $\chi_0 = e \cdot \varphi_{(T=0)} \equiv e \cdot \varphi_0$ - нормализованная к $T=0$ величина $\chi(T)$. Необходимо отметить, что уравнение (2) также применимо для эмиттеров на основе собственных полупроводников. Измерения α для вольфрама, молибдена и тантала, выполненные различными методами, дают значения порядка $(6 \div 7) \cdot 10^{-5}$ эВ/К, при этом $e^{-\alpha/k} = 0.45 \div 0.5$.

Предположим, что у поверхности катода существует внешнее ускоряющее электрическое поле, которое является однородным, т.е. имеет постоянную напряженность E (рис. 13). Действуя на электрон с постоянной силой eE , оно уменьшает на величину eE_x величину кинетической энергии электрона, требующейся ему для преодоления пути x от катода. Для распределения тока в присутствии внешнего поля характерно наличие максимума на некотором критическом расстоянии $x_{кр}$ от катода. Существование максимума определяется тем, что на расстояниях $x < x_{кр}$

преобладает тормозящая сила зеркального отображения (индуцированного электроном положительного заряда внутри катода), и движущийся от катода электрон теряет кинетическую энергию (т.е. потенциальная энергия растёт), а на расстояниях $x > x_{кр}$ преобладает ускоряющая сила внешнего поля и потенциальная энергия электрона уменьшается (т.е. растёт кинетическая энергия).

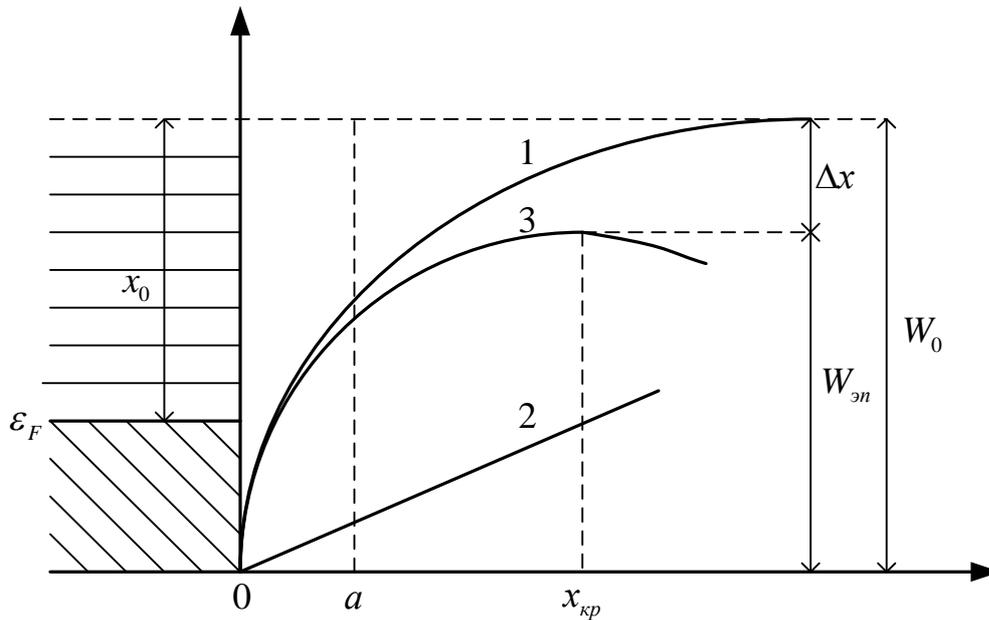


Рис. 13. снижение потенциального барьера под действием внешнего ускоряющего электрического поля.

- 1 – барьер в отсутствие поля;
- 2 – энергия, сообщаемая электрону полем;
- 3 – барьер при наличии внешнего поля.

Величину $x_{кр}$ можно определить из равенства

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4x_{кр}^2} = eE \quad (3)$$

Высоту потенциального барьера $W_{эл}$ при наличии внешнего ускоряющего электрического поля можно найти интегрированием от 0 до $x_{кр}$ результирующей силы $F_{рез}$, представляющей собой разность тормозящей силы F , действующей на электрон в отсутствии внешнего поля и силы eE электрического поля

$$W_{эл} = \int_0^{x_{кр}} (F(x) - eE) dx.$$

В отсутствие внешнего поля потенциальный барьер W_0 . Включение ускоряющего поля снижает барьер на величину

$$\Delta\chi = \int_0^{\infty} F(x)dx - \int_0^{x_{кр}} (F(x) - eE)dx = \int_{x_{кр}}^{\infty} F(x)dx + \int_0^{x_{кр}} eE dx,$$

учитывая, что $F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4x_{кр}^2} = eE$, получаем

$$\Delta\chi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4x_{кр}} + eEx_{кр}. \quad (4)$$

Подставив выражение для $x_{кр}$ из (3) в (4), получаем

$$\Delta\chi = \frac{e^{3/2}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{E}. \quad (5)$$

Тогда плотность тока термоэлектронной эмиссии с учетом $\chi' = \chi_0 - \Delta\chi$ можно определить соотношением

$$j(T) = A_p T^2 \exp\left(-\frac{\chi'}{kT}\right) = A_p T^2 \exp\left(-\frac{\chi_0 - \Delta\chi}{kT}\right) = j_0 \exp\left(\frac{\Delta\chi}{kT}\right), \quad (6)$$

где j_0 - плотность тока термоэлектронной эмиссии в отсутствие внешнего ускоряющего поля.

Увеличение плотности тока термоэлектронной эмиссии под влиянием действующего у поверхности эмиттера ускоряющего электрического поля называют **эффектом Шоттки**.

Уравнение Шоттки может быть получено из (6) с учетом (5)

$$j(T) = j_0 \exp\left(\frac{e^{3/2}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{E}\right). \quad (7)$$

При создании электрического поля у поверхности полупроводников наблюдается не только понижение внешнего потенциального барьера, но и проникновение электрического поля внутрь полупроводника. Глубина проникновения электрического поля зависит от концентрации свободных зарядов. Это приводит к значительно большему влиянию электрического поля на работу выхода электронов из полупроводников, чем у металлов.

К полупроводниковым относятся также оксидные катоды, которые имеют ряд преимуществ по сравнению с катодами из чистых металлов или пленочными катодами, а именно, большую удельную эмиссию и высокую эффективность.

Для таких катодов уравнение термоэлектронной эмиссии (**уравнение Куляковской и Тягунова**) имеет вид

$$j(T) = BT^{5/4} \exp\left(-\frac{\chi_{эф}}{kT}\right),$$

где $\chi_{эф}$ - эффективная работа выхода, которая учитывает как работу выхода χ_0 , так и изменение работы выхода оксидного катода.

$B = A \sqrt{\frac{h^3}{2}} \left(\frac{I}{2\pi mk} \right)^{3/4} \sqrt{n_{Ba}}$ - константа, которая зависит от концентрации примесных атомов (в частности Ba), т.е. значение этой константы зависит от степени активности катода.

Эмиссионные свойства металла существенно изменяются при адсорбции на его поверхности атомов постороннего вещества. Путем соответствующего подбора материала катода (подложки) и вещества пленки можно получить при одной и той же температуре значительное увеличение тока эмиссии. На этом явлении основано изготовление пленочных катодов.

Высокоэмиссионные катоды получаются тогда, когда материал пленки электроположителен по отношению к материалу подложки. Это обусловлено следующим. Если соотношение между параметрами подложки и пленки таково, что потенциал ионизации U_i атомов пленки меньше работы выхода подложки φ_k , то адсорбированное вещество находится на поверхности подложки в виде слоя положительных ионов. Если потенциал ионизации U_i атомов пленки немного больше работы выхода подложки φ_k , то адсорбированные атомы на поверхности катода находятся в состоянии диполей, положительные полюса которых обращены наружу (рис. 14).

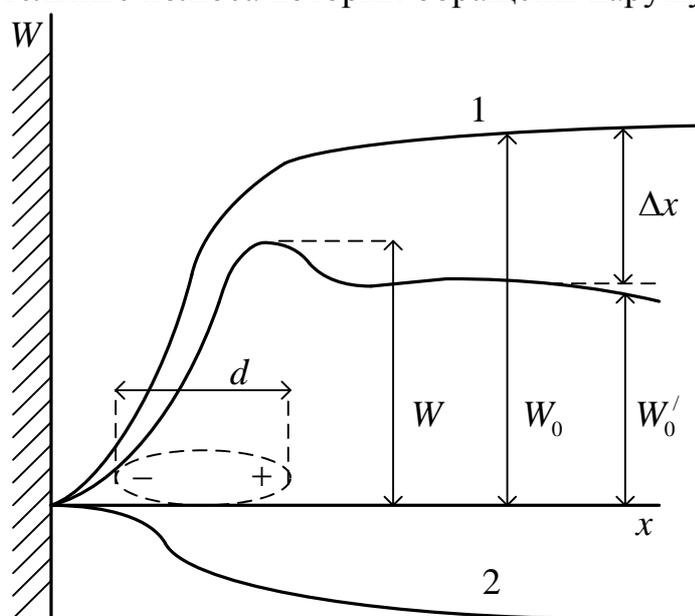


Рис. 14. Изменение высоты и формы потенциального барьера при наличии на поверхности металла диполей электроположительного вещества.

Таким образом, в особых случаях у поверхности катода образуется двойной электрический слой, в котором действует ускоряющее поле (2). Рассматривая двойной слой как плоский конденсатор с поверхностной плотностью зарядов σ , выражение для напряженности поля в пределах слоя

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}.$$

Сила, действующая на электрон в двойном слое

$$F = eE = e \frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{e^2}{\varepsilon_0} n_{nl},$$

где n - концентрация поляризованных (или ионизированных) атомов пленки. Если напряженность двойного слоя d , то снижение работы выхода пленочного катода

$$\Delta\chi = Fd = \frac{e^2 d}{\varepsilon_0} n_{nl} = \frac{1}{\varepsilon_0} n_{nl}^+ e p_e,$$

где p_e - электрический дипольный момент, $p_e = ed$.

Работа выхода пленочного катода тем меньше, чем больше поверхностная плотность диполей

$$\chi'_0 = \chi_0 - \frac{1}{\varepsilon_0} n_{nl} e p_e,$$

а плотность тока термоэлектронной эмиссии, пренебрегая r , можно определить как

$$j = AT^2 e^{-\frac{\chi'_0}{kT_e}}.$$

Термоэлектронная эмиссия неоднородных по значению работы выхода электронов χ поверхностей, именуемых «пятнистыми», вычисляется по уравнению Ричардсона-Дэшмена при условии введения усредненных характеристик эмиссии

$$I = SAT^2 e^{-\frac{\chi'_0}{kT}},$$

где $S = S_1 + S_2$ - полная поверхность катода, имеющего участки S_1 и S_2 с работами выхода χ'_{01} и $\chi'_{02} > \chi'_{01}$

$$\chi'_0 = \chi'_{01} - kT \ln \left(\frac{S_1}{S} + \frac{S_2}{S} \exp \left(-\frac{\chi'_{02} - \chi'_{01}}{kT} \right) \right).$$

Для определения величин A_p и φ_p из экспериментальных данных применяется так называемый «метод прямых Ричардсона». После десятичного логарифмирования формулы (2) получаем выражение

$$\lg \left(\frac{j}{T^2} \right) = \lg(A_p) - \varphi_p \frac{5040}{T}.$$

Зависимость $j(T)$, построенная в координатах $y = \lg \left(\frac{j}{T^2} \right)$ и $x = \frac{5040}{T}$, представляет собой прямую, коэффициент наклона которой равен φ_p , а отрезок, отсекаемый этой прямой на оси ординат, численно равен $\lg A_p$. Коэффициент наклона ричардсоновской прямой дает значение φ_p непосредственно в электронвольтах (рис. 15).

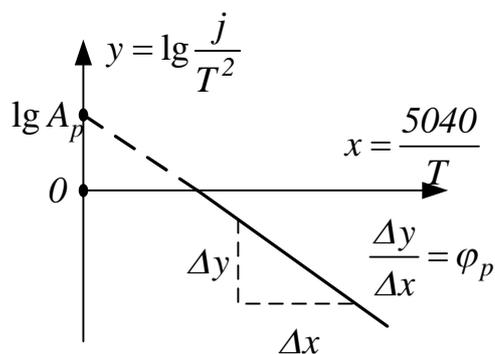


Рис. 15. Метод «прямых Ричардсона»

2.3. Фотоэлектронная эмиссия.

Фотоэлектронная эмиссия или внешний фотоэффект – это явление испускания электронов под действием квантов электромагнитного излучения. Это явление было открыто Герцем в 1887 г.

Рассмотрим основные законы и характерные особенности фотоэлектронной эмиссии:

- 1. Закон Столетова.** На ранней стадии изучения фотоэлектронной эмиссии было установлено (Столетов А.Г. 1888 г.), что фототок i_ϕ пропорционален первой степени интенсивности I падающего света. Под интенсивностью света I понимают поверхностную плотность потока энергии, проходящего в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к направлениям электрич. и магн. векторов.

$$i_\phi = SI. \quad (8)$$

Иногда этот закон записывают в виде

$$i_\phi = S\Phi,$$

где S - чувствительность фотокатода, выражаемая обычно ампер/Ватт (А/Вт), Φ - поток света (Вт) – энергия светового излучения, падающего на поверхность в единицу времени.

Если поток Φ монохроматичен, т.е. в нем присутствует свет только одной длины волны, то чувствительность называю монохроматической (спектральной) и обозначают S_λ - спектральная чувствительность – это отношение фототока насыщения i_ϕ к мощности падающего на фотокатод монохроматического излучения. Спектральная чувствительность зависит от длины волны, и эта зависимость может быть двух видов (рис. 16).

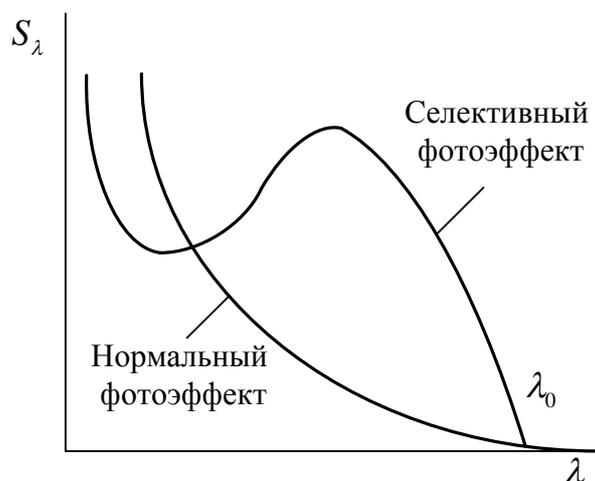


Рис. 16. Зависимость спектральной чувствительности от длины волны падающего света

Кривая 1 соответствует **нормальному фотоэффекту**, который наблюдается у толстых фотокатодов из чистого металла. Кривая 2 соответствует **селективному (избирательному) фотоэффекту**, который характерен для тонких катодов, например, из особо обработанных щелочных металлов.

Следует отметить, что чувствительность S с течением времени постепенно уменьшается, т.е. соблюдается эффект «усталости» фотокатода.

Чувствительность к белому (немонохроматическому) свету, состоящему из лучей с разной длиной волны, называют интегральной чувствительностью S_Σ (А/Вт или А/лм – ампер/люмен). Однако при дальнейшем изучении фотоэффекта оказалось, что линейная зависимость (1) характерна только для слабых световых потоков. С появлением лазеров было экспериментально показано, что фототок пропорционален n -й степени интенсивности света

$$i_\phi \approx \eta_n I^n,$$

где η_n - вероятность n -квантового фотоэффекта. При $n=1$ выражение (2) соответствует линейной зависимости закона Столетова.

2. Закон Эйнштейна. Рассматривая взаимодействие света с твердым телом как индивидуальные акты поглощения квантов света (фотонов) $h\nu$ электронами, Эйнштейн показал, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов определяется

$$E_{\max} = h\nu - e\phi, \quad (9)$$

где $e\phi$ - работа выхода.

Закон Эйнштейна говорит о том, что максимальная кинетическая энергия эмитированных электронов не зависит от интенсивности измерения при неизменном спектральном составе измерения и линейно возрастает с его высотой.

3. Если кинетическая энергия эмитированных электронов близка к нулю, то значение частоты $\nu = \nu_0$ называется пороговой, а соответствующая ей

длина волны излучения $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$ - красной или длинноволновой границей

внешнего фотоэффекта (рис. 17). При этом $\frac{hc}{\lambda_0} = h\nu_0 = e\varphi$.

При больших интенсивностях света должно соблюдаться отступление от закона Эйнштейна, связанное с конечной вероятностью поглощения одним электроном нескольких фотонов. При такой многофотонной (нелинейной) фотоэлектронной эмиссии

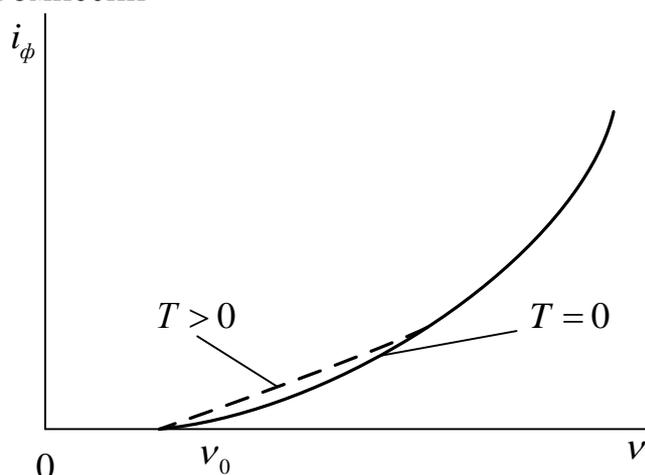


Рис. 17. Зависимость фототока от частоты света при различных абсолютных температурах катода.

$$(E_{\max})_n = nh\nu - e\varphi.$$

Отсюда следует, что при нелинейной фотоэмиссии не существует строго определенной красной границы, поскольку при $(E_{\max})_n \rightarrow 0$ $\nu_{0n} \rightarrow \frac{e\varphi}{nh}$. Из теории нелинейной фотоэлектронной эмиссии следует, что порядок многоквантового фотоэффекта n определяется выражением

$$n = \left\langle 1 + \frac{e\varphi}{h\nu} \right\rangle,$$

где $\left\langle 1 + \frac{e\varphi}{h\nu} \right\rangle$ означает целую часть числа в скобках.

4. Фотоэлектронная эмиссия является практически **безинерционной**. Поэтому при низких интенсивностях света временной ход фототока $i_\phi(t)$ точно повторяет внешнюю зависимость светового потока $I(t)$.

5. Эмиссионные свойства фотокатода принято характеризовать **квантовым выходом** – это число эмитированных фотоэлектронов N_e , приходящихся на каждый из падающих на поверхность фотонов N_ϕ

$$Y = \frac{N_e}{N_\phi} = \frac{i_\phi / e}{I / h\nu}$$

Если бы каждый фотон вызывал выход одного электрона, то квантовый выход равнялся бы единице. Но большая часть фотонов не участвует в создании фотоэффекта, часть фотонов имеет длину волны больше λ_0 , часть проникает глубоко в фотокатод и рассеивает там свою энергию, и, наконец, часть фотонов отражается от поверхности катода. Обычно квантовый выход электронов из металлов в видимой и ближней УФ – области спектра составляет $\sim 10^{-3}$ электрон/фотон.

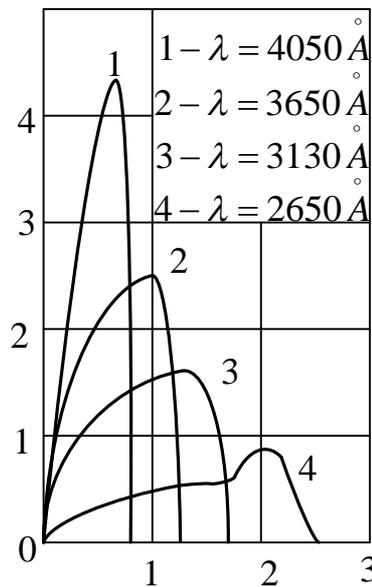


Рис. 18. Энергетический спектр фотоэлектронов при различных частотах падающего света

Энергетический спектр $N(E)$ фотоэлектронов, эмитированных из металла в видимой и ближней ультрафиолетовой областях, имеет вид кривой с максимумом (кривые 1-3, рис. 18) и в припороговой области $\nu \approx \nu_0$ слабо изменяется от металла к металлу. Энергия электронов E занимает область от нуля до некоторого значения E_{\max} , определяемого из закона Эйнштейна (1) – если частота света ν превышает некоторое характерное для каждого металла значение ν^* , то вид спектра заметно меняется (кривая 4, рис. 18). Это может быть объяснено включением нового канала неупругих потерь энергии фотоэлектронами при их выходе из эмиттера. Таким каналом может являться, например, возбуждение плазменных колебаний электронов проводимости. При уменьшении толщины фотокатода (пленки) число быстрых электронов в спектре возрастает, так как уменьшаются потери δE при выходе электронов из материала.

Фотоэлектронную эмиссию можно интерпретировать как результат трех последовательных процессов (теория В. Спайсера, 1964 г):

1. **фотовозбуждение** – на этой стадии поглощается фотон и появляется возбужденный электрон с энергией выше средней;

2. процесс движения электрона с некоторой глубины к поверхности – на этой стадии возбужденный электрон движется к поверхности, рассеивая часть энергии на других электронах, на дефектах кристаллов, а также на фононах;
3. процесс прохождения электрона через поверхность в вакууме – на этой стадии электрон преодолевает потенциальный барьер на границе раздела.

Теория фотоэлектронной эмиссии из металлов, созданная Р.Г. Фаулером (1931 г.) позволяет достаточно точно объяснить основные экспериментальные закономерности. В основе этой теории лежит предположение, что у электронов, поглотивших энергию фотонов, энергия увеличивается, что эквивалентно понижению высоты поверхностного потенциального барьера. При этом электронный газ в металле при таком предположении в случае облучения монохроматическим светом можно рассматривать как смесь двух газов – «холодного» (невозбужденного) и «горячего» (возбужденного) (рис. 19).

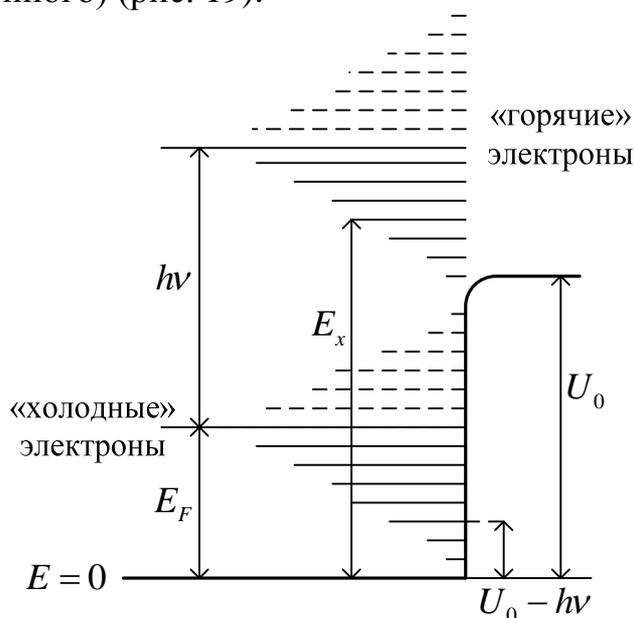


Рис. 19. Энергетические спектры «холодных» и «горячих» электронов

Энергетический спектр «горячих» электронов считается таким же, как и у «холодных», по смещенным вверх по энергетической шкале на $h\nu$, что эквивалентно смещению на эту же величину высоты потенциального барьера.

В рамках этой теории получено выражение для плотности тока фотоэлектронной эмиссии, похожее на формулу Ричардсона-Дэшмена для плотности тока термоэлектронной эмиссии (2):

$$j_{\phi}(T) = \alpha AT^2 (1 - r) f(\Delta),$$

где $\Delta = \frac{h\nu - h\nu_0}{kT}$, ν_0 - пороговая частота, $f(\Delta)$ - функция Фаулера.

Коэффициент $\alpha \sim \frac{I}{h\nu}$ пропорционален числу фотонов и определяет долю «горячих» электронов по отношению к «холодным», т.е. равен отношению плотности возбужденных электронов у поверхности эмиттера к нормальной плотности электронов.

При $\Delta \leq 0$ или $\nu \leq \nu_0$

$$f(\Delta) = -\sum (-1)^n \frac{\exp(n\Delta)}{n^2} = e^\Delta - \frac{e^{2\Delta}}{2^2} + \frac{e^{3\Delta}}{3^2} - \dots$$

При $\Delta \geq 0$ или $\nu \geq \nu_0$

$$f(\Delta) = \frac{\pi^2}{6} + \frac{\Delta^2}{2} + \sum (-1)^n \frac{\exp(-n\Delta)}{n^2} = \frac{\pi^2}{6} + \frac{\Delta^2}{2} - e^{-\Delta} + \frac{e^{-2\Delta}}{2^2} - \frac{e^{-3\Delta}}{3^2} + \dots$$

Величины A, n и T соответствуют значениям $-\frac{e^{-3\Delta}}{3^2} + \dots$ величины в формуле Ричардсона – Дэшмена.

Из теории Фаулера следует, что **красная граница** фотоэффекта имеет место только при $T \rightarrow 0$, а при $T > 0$ красная граница фотоэффекта отсутствует. При этом зависимость плотности тока фотоэмиссии при $T > 0$, $\nu < \nu_0$ и $\Delta \ll -1$ от температуры носит резкий экспоненциальный характер, что хорошо согласуется с экспериментом:

$$j_\phi = \alpha AT^2 \exp\left(-\frac{h(\nu - \nu_0)}{kT}\right).$$

Для металлов работа выхода электронов $e\phi$ при фотоэмиссии, совпадает с величиной $e\phi$ при термоэлектронной эмиссии. Для полупроводников фотоэлектронная работа выхода всегда больше термоэлектронной. Это связано с тем, что в собственном полупроводнике или в диэлектрике наивысшим энергетическим уровнем, с которого возможны переходы электронов в вакуум, является уровень, соответствующий верху валентной зоны. На уровне Ферми, который для собственных полупроводников проходит посередине запрещенной зоны, электроны отсутствуют. Поэтому красная граница фотоэлектронной эмиссии для рассматриваемого случая равна разности энергий, соответствующих уровню вакуума ($E = 0$) и верхнему уровню валентной зоны

$$h\nu_0 = E_V - E_C + \chi = \Delta E_g + \chi, \quad (10)$$

где ΔE_g - ширина запрещенной зоны, χ - электронное сродство.

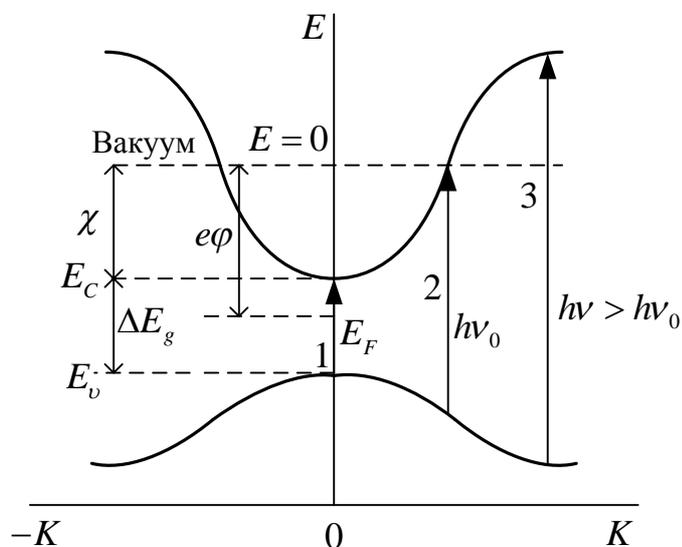


Рис. 10. Энергетическая модель собственного полупроводника (диэлектрика)

Минимальная энергия квантов, способных возбудить электроны полупроводника или диэлектрика равна ширине запрещенной зоны ΔE_g . Поэтому, согласно (10), эффективность фотовакuumной эмиссии при заданном значении ΔE_g определяется электронным сродством. Поэтому для повышения эффективности создают полупроводниковые фотокатоды с отрицательным (или равным нулю) электронным сродством. Для полупроводников квантовый выход, главным образом, определяется процессами рассеяния энергии электронов при их движении к границе раздела и начальной энергии фотонов. Для эффективных полупроводниковых фотокатодов он может достигать 10^{-1} .

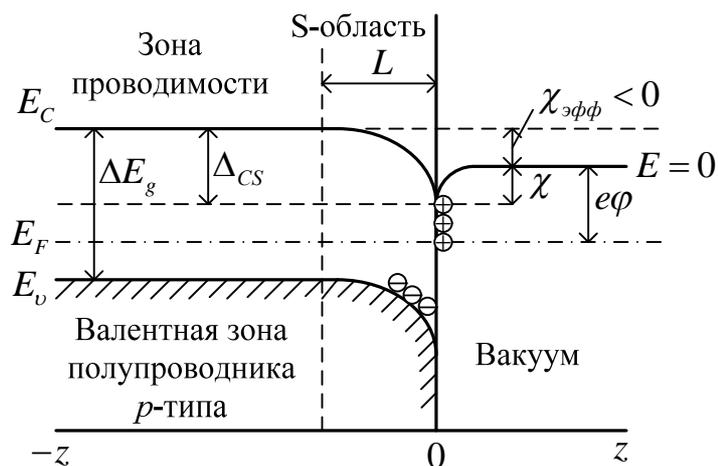


Рис. 11. Энергетическая модель полупроводника p - типа

Для получения **отрицательного электронного сродства** используют полупроводники p - типа, у которых при сильном легировании (концентрация акцепторной примеси $\sim 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$) уровень Ферми совпадает (или почти совпадает) с потолком валентной зоны (рис. 11). В приповерхностном слое (S - область) такого полупроводника возникает изгиб

за счет того, что происходит захват дырок из валентной зоны на поверхностном уровне (иными словами, электроны с поверхностных уровней переходят на вакантные места в валентную зону). Очевидно, отрицательное электронное сродство при этом можно получить, снизив работу выхода $e\phi$ до величины, меньшей ширины запрещенной зоны ΔE_g . Эффективное электронное сродство $\chi_{эф}$ в этом случае определяется разностью между величинами Δ_{cs} , характеризующую глубину зоны и обычным электронным сродством

$$\chi_{эф} = \chi - \Delta_{cs}.$$

Для полупроводников n - типа условия для получения отрицательного электронного сродства реализовать нельзя, так как при этом зоны изогнуты вверх, т.е. возникает дополнительный потенциальный барьер.

Эмитированные в результате фотоэффекта электроны несут в себе информацию об энергии и спине электрона в твердом теле. Эта информация позволяет определить электронную структуру твердых тел, состояние их поверхности, направленность валентных связей, время жизни возбужденных электронов и дырок, квантовый выход и другие параметры твердого тела.

2.4. Вторичная эмиссия.

2.4.1. Вторичная электронная эмиссия.

Вторичная электронная эмиссия – это явление испускания твердыми телами вторичных электронов при их бомбардировке первичными электронами.

Экспериментально установлены следующие закономерности вторичной электронной эмиссии чистых металлов:

1. Число вторичных электронов n_2 пропорционально для данного материала эмиттера числу первичных электронов n_1 ;

$$n_2 = \sigma n_1.$$

σ - коэффициент пропорциональности, показывающий, сколько вторичных электронов приходится на один первичный электрон, называют коэффициентом вторичной эмиссии.

2. Коэффициент σ зависит от энергии первичных электронов W_1 , коэффициент σ быстро растет и при энергиях порядка 300 – 800 эВ достигает максимума (рис. 12, кривая 1).
3. поток вторичных электронов складывается из упруго и неупруго отраженных первичных электронов и частично вторичных электронов. Вторичные электроны имеют непрерывный энергетический спектр от нуля до энергии первичных электронов (рис. 13). Область спектра I соответствует упруго отраженным первичным электронам, область II - неупруго отраженным

первичным электронам и область III характеризует энергетический спектр истинно вторичных электронов.

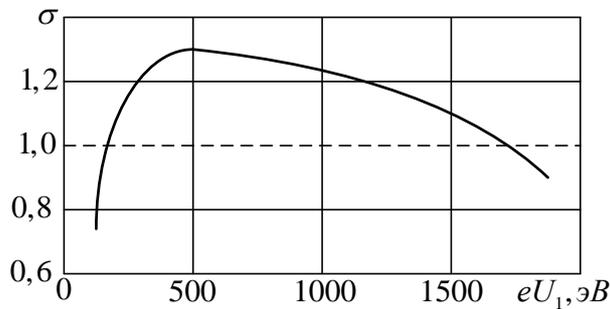


Рис. 12. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии

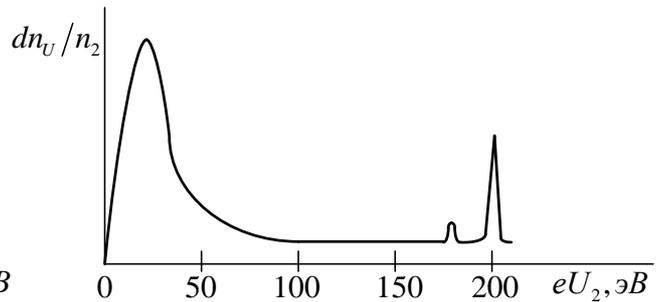


Рис. 13. Энергетический спектр вторичных электронов.

Каждое явление характеризуется своим коэффициентом.

r - коэффициент упруго отраженных электронов, равный отношению числа упруго отраженных электронов к числу первичных электронов.

η - коэффициент неупруго отраженных электронов, равный отношению числа неупруго отраженных электронов к числу первичных электронов;

δ - коэффициент истинно вторичной электронной эмиссии, равный отношению числа истинно вторичных электронов к числу первичных электронов.

Полный коэффициент электронной эмиссии определяется соотношением:

$$\sigma = r + \eta + \delta .$$

Для вторичной электронной эмиссии важны два элементарных процесса: 1) движение первичных электронов в материале эмиттера, сопровождающееся передачей энергии вторичным электронам; 2) движение вторичных электронов, сопровождающееся потерей энергии при столкновении с другими электронами, фононами и др. Сопоставление этих двух эмиттерных процессов позволяет качественно объяснить характер зависимости коэффициента вторичной эмиссии σ от энергии первичных электронов W_1 (рис. 12). С одной стороны, в результате увеличения энергии первичных электронов в эмиттере растет число вторичных электронов, создаваемых каждым первичным электроном. Это обуславливает увеличение коэффициента вторичной эмиссии. С другой стороны, первичный электрон проникая в эмиттер на первых этапах своего пути, пока он обладает большой энергией, сравнительно редко передает энергию электронам эмиттера. Основную часть энергии первичный электрон отдает в конце пути. Однако, чем больше энергия первичных электронов, тем глубже они проникают вглубь материала. Выход вторичных электронов при этом затрудняется, так как возрастают потери энергии при многочисленных столкновениях с другими электронами и прочих взаимодействиях. Это определяет уменьшение коэффициента вторичной эмиссии с ростом энергии первичных электронов.

Коэффициент σ - вторичной эмиссии зависит от вещества тела, структуры его поверхности, энергии первичных электронов, угла их падения и некоторых других факторов. Для чистых металлов максимальное значение σ бывает в пределах $0.5 \div 1.8$. При наличии активирующих покрытий σ может достигать 10 и более (рис. 12, кривая 2). Для активации вторичной эмиссии применяются различные сплавы (магния с серебром, алюминия с медью). Вторичная электронная эмиссия наблюдается также у полупроводников и диэлектриков. Причем коэффициент σ для них значительно выше, чем для металлов (до 100 и более). Это обусловлено тем, что полупроводники и диэлектрики обладают широкой запрещенной зоной и малым электронным сродством.

Вторичные электроны вылетают в различных направлениях и обладают различными энергиями. Распределение медленных истинно вторичных электронов по углам вылета θ для поликристаллических моделей с гладкой поверхностью описывается косинусоидальным законом (рис. 14)

$$\frac{\Delta i_s(\theta)}{\Delta \theta} \approx \cos \theta.$$

Причина такого распределения заключается в дифракции первичных электронов на атомах различных плоскостей монокристаллов.

2.4.2. Вторичная ионно-электронная эмиссия.

Вторичная эмиссия может происходить не только под действием электронной бомбардировки, но и в результате прихода на эмиттер положительных ионов. Такая эмиссия электронов наблюдается, в частности, из катодов при некоторых видах электрического разряда в газах, а также может происходить при использовании ионно-плазменных технологий обработки металлов.

Этот вид эмиссии характеризуется коэффициентом γ , который представляет собой отношение вторичного электронного тока i_e к ионному току упавшему на катод i_i , зависит от материала катода, вида бомбардирующих катод ионов и их кинетической энергии. При энергиях ионов $\sim 10 \div 100$ эВ значение коэффициента γ лежат в пределах $10^{-3} \div 10^{-1}$. С увеличением энергии ионов этот коэффициент возрастает и при энергиях $\geq 10^3$ эВ может стать больше единицы (рис. 15).

Различают два вида ионно-электронной эмиссии:

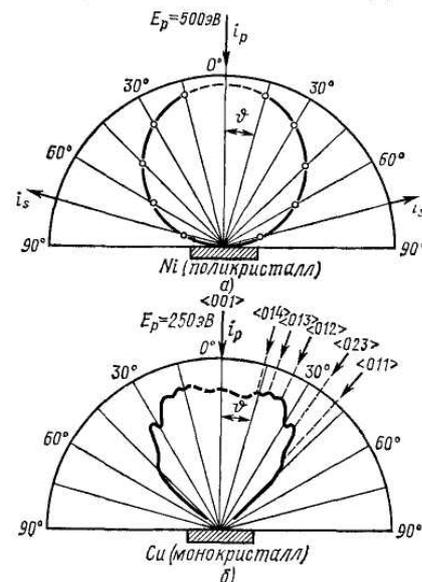


Рис. 14. Распределение истинно вторичных электронов по углам вылета

1. Вырывание электронами ионов за счет кинетической энергии последних (**кинетическая ионно-электронная эмиссия**). Этот вид эмиссии характеризуется коэффициентом $\gamma_k = \frac{n_e}{n_i} = \frac{i_e}{i_i}$, где n_e - число эмитированных электронов, а n_i - число падающих на поверхность ионов за тот же промежуток времени. Механизм кинетической эмиссии до настоящего времени окончательно не выяснен. По одной теории считается, что при столкновении иона с атомом эмиттера происходит «встряска» их электронных оболочек, в результате которой может освободиться электрон с достаточно большой для преодоления потенциального барьера энергией. Другая точка зрения основывается на том, что кинетическое вырывание есть результат ионизации поверхностного слоя атомов эмиттера зарядами ионов.
2. Экстраполяция кривых для ионов щелочных металлов (рис. 15) до значения $\gamma=0$ приводит к выводу о существовании минимальных энергий ионов, ниже которых эмиссия электронов не наблюдается. И напротив, экстраполяция кривых для ионов инертных газов и ряда других веществ указывает на то, что даже при энергиях ионов, близких к нулю, коэффициент γ имеет некоторое конечное значение, т.е. может наблюдаться эмиссия электронов с приближением к катоду очень медленных ионов.

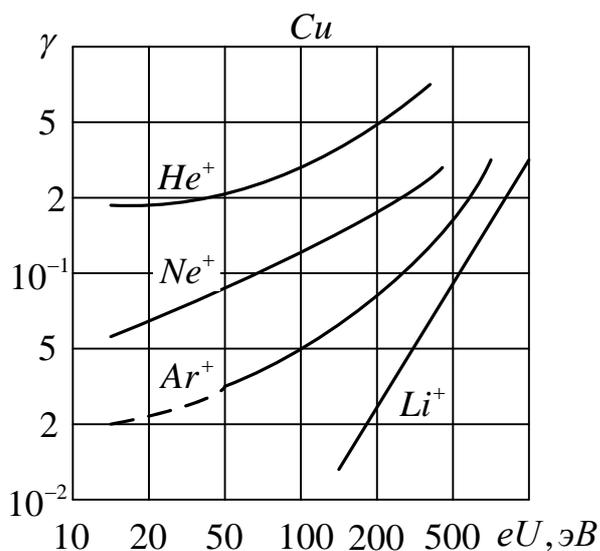


Рис. 15. Зависимость коэффициента γ от энергии ионов, падающих на поверхность меди

Все это свидетельствует о том, что существует второй механизм вырывания электронов с поверхности эмиттера, бомбардируемого ионами, обусловленный высвобождающейся при рекомбинации на поверхности катода или вблизи ее. Этот вид эмиссии имеет название потенциальной ионно-электронной эмиссии.

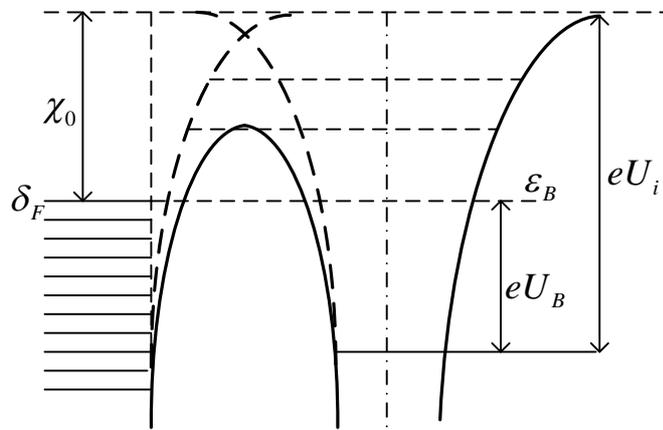


Рис. 16. Потенциальный барьер у поверхности металла.

Предположим, что к поверхности металла подходит положительный ион вещества, энергия ионизации eU_i которого больше эффективной работы выхода χ_0 металла. При сближении потенциальный барьер между ними будет снижаться, пока не станет возможным переход одного из наиболее быстрых валентных электронов металла на один из незанятых энергетических уровней иона. При этом ион превращается в возбужденный атом. Для такого превращения должно выполняться, как видно из диаграммы рис. 16, условие

$$eU_i - eU_B \geq \chi_0.$$

Энергия, выделяющаяся при переходе электрона из металла в ион, может быть передана любому из электронов твердого тела или испущена в виде кванта света. Второй случай значительно менее вероятен. В первом случае происходит так называемый оже-переход, в результате которого при выполнении соответствующих энергетических условий электрон эмитируется в вакуум. Другим механизмом возникновения свободного электрона может быть передача энергии возбуждения от возбуждаемого атома в результате неупругого столкновения с одним из электронов электронного облака у поверхности металла.

С учетом всех особенностей потенциального вырывания окончательное условие, при котором эмиссия имеет место принимает вид:

$$eU_i \geq 2\chi_0,$$

где U_i - потенциал ионизации бомбардирующих ионов (как видно из рис. 15, для ионов щелочных металлов и медного эмиттера это условие не выполняется).

Вторичная эмиссия может возникать также при бомбардировке катода быстрыми нейтральными атомами. Таким образом, эмиссия электронов из катода может происходить в результате одновременного действия нескольких процессов, к которым относят бомбардировки положительными ионами, метастабильными и быстрыми нейтральными атомами. Все эти процессы часто объединяют общим названием γ - процессов.

2.5. Автоэлектронная эмиссия.

Автоэлектронная эмиссия – это явление испускания электронов твердыми телами под действием электрического поля высокой напряженности ($E \geq 10^7$ В/см).

Автоэлектронная эмиссия также носит название полевая электронная эмиссия, туннельная эмиссия, электростатическая эмиссия, разновидности холодной эмиссии. Для автоэлектронной эмиссии не требуется предварительного возбуждения электронов.

Плотность тока автоэлектронной эмиссии может быть вычислена по **формуле Фаулера - Нордгейма**

$$j = A \frac{E^2}{e\varphi} \exp\left(-B \frac{(e\varphi)^{3/2}}{E} \theta(y)\right), \quad (11)$$

где $A = \frac{e^2}{8\pi h}$, $B = \frac{8\pi}{3} \frac{(2m)^{1/2}}{he}$ - константы, $\theta(y)$ - **функция Нордгейма**, затабулированная Фаулером и Нордгеймом. Значения функции Нордгейма $\theta(y)$ лежат в диапазоне 0,7 – 0,9. $y = \frac{\Delta\chi}{\chi_0} = \frac{e^{3/2} \sqrt{E}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0} \chi_0}$ - относительное

снижение потенциального барьера, $\Delta\chi$ - снижение потенциального барьера при наличии электрического поля E вблизи поверхности металла.

Теория Фаулера – Нордгейма дает теоретическое обоснование автоэлектронной эмиссии на основе туннельного эффекта, однако применима она только при $T = 0$. Однако при $T > 0$, когда $e\varphi \ll kT$, зависимость плотности тока остается в силе, поскольку тепловое возбуждение электронов лишь немного размывает границу Ферми.

При достаточно высоких температурах вклад термически возбужденных электронов в общий эмиссионный ток становится заметным, и эмиссия имеет место уже термоэлектронная. Такая ситуация характеризуется условным разбиением электронов по энергиям на четыре группы А, В, С и D.

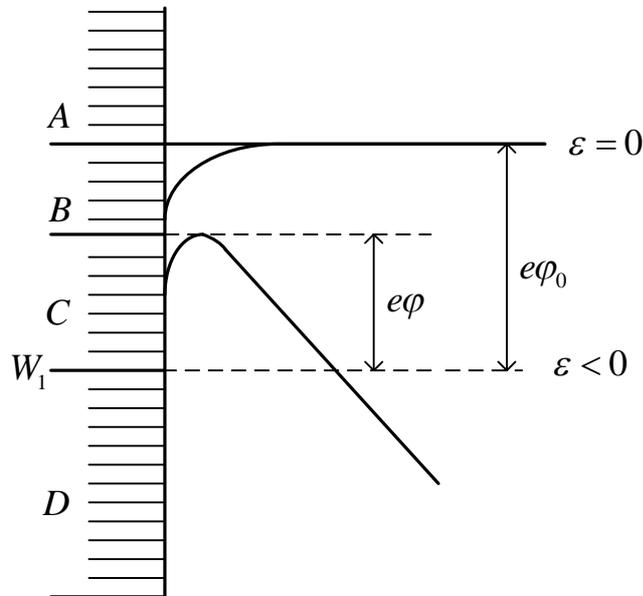


Рис. 17 Условное разбиение электронов в зависимости от их энергии на четыре группы.

Эмиссия автоэлектронов группы D возможна при любых значениях температуры, включая $T = 0$.

Из группы C автоэлектроны могут быть эмитированы при температуре $T > 0$. Переход электронов из группы D в группу C позволяет увеличить ток автоэлектронной эмиссии. Электроны группы B позволяют увеличивать ток термоэлектронной эмиссии за счет снижения потенциального барьера при увеличении электрического поля. Электроны группы A обуславливают термоэлектронную эмиссию даже при электрических полях $E = 0$.

Для автоэлектронной эмиссии характерны плотности токов вплоть до 10^8 A/cm^2 .

Поскольку процессы термоэлектронной и автоэлектронной эмиссии происходят одновременно и взаимозависимы, то связь плотности тока эмиссии с напряженностью поля и температурой катода можно выразить в виде **объединенного уравнения Ричардсона – Дэшмана и Фаулера – Нордгейма**

$$j(T) = A_2(T + CE)^2 \exp\left(-\frac{b_1}{T + CE}\right).$$

При $E = 0$ эта формула превращается в уравнение Ричардсона – Дэшмана (2), а при больших напряженностях поля и невысоких температурах она совпадает с уравнением Фаулера – Нордгейма (11).

Картина автоэлектронной эмиссии полупроводников усложняется за счет проникновения внешнего электрического поля в приповерхностный слой, изгиба энергетических зон, уменьшения поверхностной концентрации электронов. В настоящее время нет полной теории автоэлектронной эмиссии полупроводников.

Специфическим видом тунелирования электронов из металлов и полупроводников в вакуум является **взрывная эмиссия** электронов. Механизм взрывной эмиссии состоит в следующем: взрыв острейшего

эмиттера (или микровыступов на плоском катоде вакуумного промежутка) сопровождается возникновением у поверхности катода плотного плазменного сгустка, который вследствие быстрого разделения в нем зарядов создает у поверхности катода большой положительный объемный заряд, являющийся в свою очередь, источником дополнительного поля. С помощью взрывной электронной эмиссии удается получить потоки электронов мощностью до 10^{13} Вт и плотностью потоков до 10^9 Вт/см². Взрывная эмиссия электронов используется в сильноточных приборах силовой электроники. основополагающие работы в этой области принадлежат советскому физика Месяцу Г.А.

2.6. Другие виды эмиссии.

Взрывная эмиссия. Сильное электрическое поле, достаточное для появления замеченного эффекта тунелирования электронов, обычно создается у поверхности металла, либо за счет высокой разности потенциалов (автоэлектронная эмиссия), либо за счет объемного заряда положительных ионов из слоя плазмы вблизи катода (взрывная эмиссия).

Еще одним способом создания сильного поля является использование тонких диэлектрических слоев, нанесенных на металлическую подложку. Заряжая поверхность диэлектрика до положительного потенциала в десятки или сотни вольт можно при малой толщине слоя получить по поверхности металла напряженность $10^8 \div 10^9$ В/м.

При всех видах эмиссии, кроме автоэлектронной, для выхода в вакуум необходимо, чтобы энергия электронов внутри твердого тела была больше работы выхода $e\phi$ (в металлах) или электронного сродства χ (в полупроводниках и диэлектриках). В случае термоэлектронной эмиссии это достигается нагревом твердого тела до соответствующей температуры. При этом одновременно с температурой кристаллической решетки T возрастает температура электронного газа T_e , и с ростом T все большее число электронов будет обладать энергией $E > e\phi$ (или χ). Именно эти электроны из «хвоста» функции распределения выходят в вакуум как термоэлектроны.

Однако повысить температуру электронного газа T_e в полупроводнике можно и без нагревания кристаллической решетки. С помощью электрического поля можно существенно изменить функцию распределения электронов по энергиям в полупроводнике, т.е. нагреть электронный газ, не изменяя температуру решетки. Для этого следует создать в образце достаточно сильное электрическое поле E , воздействующее на электроны, в течение такого интервала времени, за который не успевает установиться термодинамическое равновесие между нагретым электронным газом и

решеткой. Очевидно, что «горячие» электроны с энергией $W \geq \frac{p^2}{2m^*}$ (p - импульс электрона, m^* - эффективная масса электрона) могут покинуть

полупроводник лишь за время, не превышающее время их «остывания» (нормализации). Эмиссия «горячих» электронов – это явление испускания электронов из полупроводников, электронный газ которого перегрет. Кроме создания в проводнике электрического поля, существуют различные методы создания перегретых электронов. Уравнение для плотности тока эмиссии горячих электронов может быть описано уравнением, похожим на уравнение Ричардсона - Дэшмана

$$j = en \left(\frac{k}{2\pi m^*} \right)^{1/2} (1-r) T_e^{1/2} \exp \left(-\frac{\chi}{kT_e} \right),$$

где T_e - электронная температура в полупроводнике, зависящая от электрического поля в нем.

3. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВАКУУМНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Динамика и кинематика электронов в вакууме, электрических и магнитных полях. Устройства управления электронным пучком. Электронная оптика, электронные линзы. Параметры и формула толстой линзы. Токотпрохождение в вакууме. Электривакуумный диод, закон степени 3/2, основные характеристики диода. Электривакуумный триод, сеточные и анодная характеристики, дифференциальные параметры.

3.1. Движение электронов в вакууме, электрических и магнитных полях.

В электронной технике важную роль играют электронные и ионные приборы. Действие первых основано на движении в вакууме электронных потоков, вторых – на физических процессах, происходящих при прохождении тока через газоразрядную среду.

В электрическом поле напряженностью E на электрон действует сила $F_e = -eE$, противоположная по направлению вектору \vec{E} . В магнитном поле с индукцией B на движущийся электрон действует **сила Лоренца**. В общем случае произвольной ориентации векторов скорости электрона \vec{v} и магнитной индукции \vec{B} силу Лоренца \vec{F}_L удобно представить в векторной форме

$$\vec{F}_L = -e[\vec{v}, \vec{B}].$$

При наличии электрического и магнитного полей действующая на электрон сила

$$\vec{F} = -e\vec{E} - e[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (1)$$

Поскольку при движении в вакууме электрон не испытывает столкновений, приводящих к изменению величины и направления его скорости из (1) получаем уравнение движения электрона

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} - e[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (2)$$

Это уравнение позволяет полностью описать движение электрона, найти его траекторию и скорость в любой точке, если известны начальные условия: координаты, величина и направление скорости в начале пути. Для решения уравнения (2) также необходимо задать координаты поля, т.е. функции зависимости от координат напряженности электрического поля \vec{E} и магнитной индукции \vec{B} .

Аналитически (для электродной системы простой геометрии) картину электрического поля в пространстве, свободном от зарядов, можно найти решением уравнения Лапласа

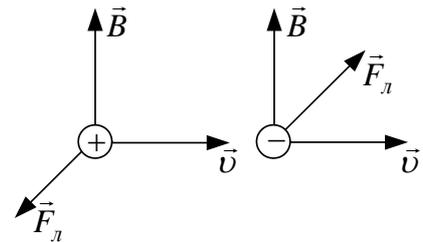


Рис. 18. К определению направления силы Лоренца

$$\nabla^2 U = 0,$$

где ∇^2 - оператор Лапласа в декартовой системе координат

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Рассмотрим некоторые частные случаи движения электронов в электрических и магнитных полях.

В случае, когда электроны или другие заряженные частицы находятся в межэлектродном пространстве в значительных количествах и существенно искажают картину электрического поля, для расчетов необходимо использовать **уравнение Пуассона**

$$\nabla^2 U = -\frac{\rho}{\varepsilon_0},$$

где ρ - плотность объемного заряда.

Картину магнитного поля можно получить аналитически также только в простейших случаях. Так, магнитная индукция внутри длинного соленоида с равномерной однослойной катушкой определяется из уравнения

$$B = \mu_0 \frac{NI}{L},$$

где N - число витков, L - длина соленоида, $n = \frac{N}{L}$ - густота катушки.

Магнитная индукция $B_0(z)$ на оси короткой многослойной катушки со средним радиусом катушки R с удовлетворительной точностью определяется формулой

$$B(z) = \mu_0 \frac{NRI}{2(R^2 + z^2)^{3/2}}.$$

Умножив левую и правую части уравнения (2) скалярно на скорость электрона \vec{v} , получим

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = e\vec{v}\vec{E}. \quad (3)$$

Второй член правой части оказывается равным нулю в силу того, что сила Лоренца перпендикулярна направлению движения электрона. Это означает, что под действием силы Лоренца изменяется только направление движения электрона, а его скорость и энергия остается неизменной по величине. Постоянное магнитное поле не совершает работы. Электрическое поле влияет на кинетическую энергию электрона. Решение уравнения (3) можно записать в виде

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mv_0^2}{2} + eU, \quad (4)$$

где v_0 - начальная скорость электрона.

Рассмотрим некоторые частные случаи движения электронов в электрических и магнитных полях.

Уравнение движения (2) в декартовой системе координат разбивается на три уравнения

$$\left. \begin{aligned} m_e \frac{dv_x}{dt} &= -eE_x - e(v_y B_z - v_z B_y) \\ m_e \frac{dv_y}{dt} &= -eE_y - e(v_z B_x - v_x B_z) \\ m_e \frac{dv_z}{dt} &= -eE_z - e(v_x B_y - v_y B_x) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Движение электрона в однородном электрическом поле.

Если магнитное поле отсутствует, а вектор напряженности электрического поля имеет только одну компоненту $E_y = E$, эта система записывается в виде

$$\left. \begin{aligned} m_e \frac{dv_x}{dt} &= 0 \\ m_e \frac{dv_y}{dt} &= -eE_y = -eE \\ m_e \frac{dv_z}{dt} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Пусть в момент времени $t = 0$ электрон находится в точке начала координат и движется со скоростью v_0 , имеющую компоненты по осям X и Y , равные v_{x0} и v_{y0} (т.е. электрон движется в плоскости XY), а компонента скорости по оси Z равна нулю. С учетом этих граничных условий интегрирование системы (6) приводит к уравнениям

$$\left. \begin{aligned} v_x &= v_{x0} = \text{const} \\ v_y &= -\frac{e}{m_e} Et \\ v_z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

После повторного интегрирования первых двух уравнений системы

$$\left. \begin{aligned} x &= v_{x0} t \\ y &= -\frac{e}{2m_e} Et^2 + v_{y0} t \\ z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Исключив t из уравнений (8), получим уравнение траектории электрона

$$y = \frac{e}{2m_e} \frac{E}{v_{x0}^2} x^2 + \frac{v_{y0}}{v_{x0}} x. \quad (9)$$

Видно, что движение происходит по параболе (рис. 2, кривая 1). Вершина этой параболы имеет координаты

$$y_{\max} = -\frac{2m_e v_{y0}^2}{e E};$$

$$x_{\max} = -\frac{m_e v_{x0} v_{y0}}{e E}$$

Совершая движение по этой траектории, электрон возвращается к оси X в точке с координатой

$$x_0 = 2x_{\max} = \frac{2m_e v_{x0} v_{y0}}{e E}.$$

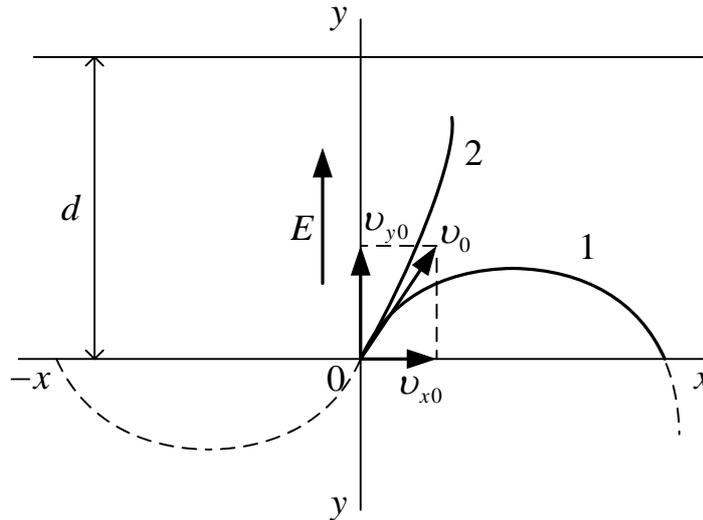


Рис. 19. Движение электрона в однородном электрическом поле

Если вектор напряженности электрического поля E направить в противоположную сторону, т.е. в сторону $-Y$, то изменится знак первого члена правой части уравнения траектории (9)

$$y = -\frac{e E}{2m_e v_{x0}^2} x^2 + \frac{v_{y0}}{v_{x0}} x, \quad (9a)$$

т.е. в этом случае электрон будет двигаться по кривой 2 (рис. 19, пунктирная линия), представляющей собой отрезок параболы, симметричный параболе 1 относительно начала координат.

Движение электрона в однородном магнитном поле.

В декартовой системе координат ось Y направим навстречу вектору магнитной индукции \vec{B} , а ось X так, чтобы вектор скорости электрона \vec{v}_0 , находящегося в момент времени $t=0$ в точке начала координат лежал в плоскости XOY , т.е. характеризовался компонентами v_{x0} и v_{y0} .

В отсутствие электрического поля система уравнений движения электрона с учетом $B_x = B_z = 0$ и $B_y = -B$ принимает вид

$$\left. \begin{aligned} m_e \frac{dv_x}{dt} &= -ev_z B \\ m_e \frac{dv_y}{dt} &= 0 \\ m_e \frac{dv_z}{dt} &= ev_x B \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$$\frac{md^2v_x}{dt^2} = -eB \frac{dv_z}{dt} = -eB \frac{eB}{m} v_x = \frac{eB^2}{m} v_x$$

$$m \frac{d^2v_z}{dt^2} = eB \frac{dv_x}{dt} = -\left(\frac{eB}{m}\right)^2 v_x$$

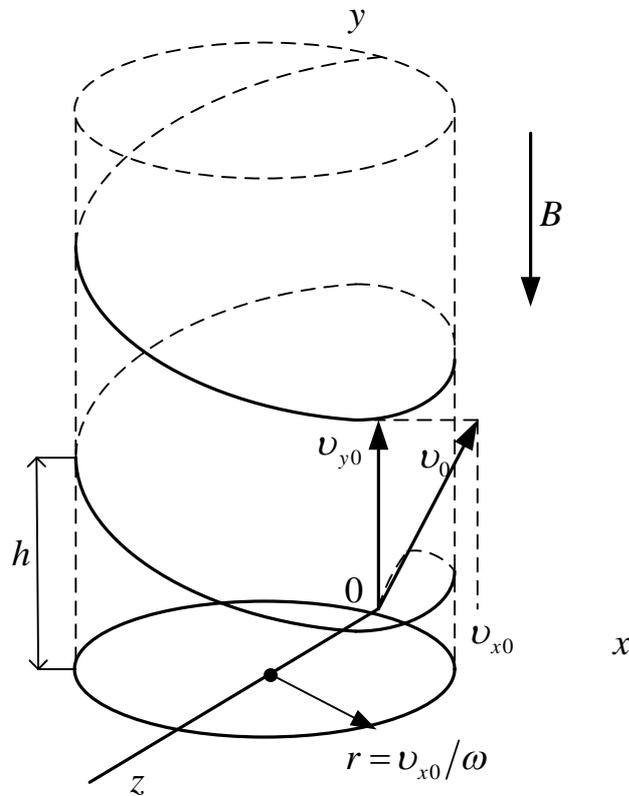


Рис. 20. Движение электрона в однородном магнитном поле.

Интегрирование второго уравнения системы (10) с учетом того, что при $t = 0$ $v_y = v_{y0}$, получаем $v_y = v_{y0} = const$, откуда следует, что магнитное поле не влияет на компоненту скорости электрона в направлении силовых линий поля.

Совместное решение первого и третьего уравнений системы приводит к уравнению, связывающему скорость электрона v_x со временем

$$\frac{d^2v_x}{dt^2} + \omega^2 v_x = 0, \quad (11)$$

где $\omega = \frac{e}{m} B$.

Решение уравнения (11) имеет вид с учетом начальных условий (при $t=0$ $v_x = v_{x0}$)

$$v_x = v_{x0} \cos \omega t.$$

В результате повторного интегрирования этого уравнения получаем

$$x = \frac{v_{x0}}{\omega} \sin \omega t.$$

Аналогично можно получить выражение для зависимости координаты z электрона

$$z = \frac{v_{x0}}{\omega} (1 - \cos \omega t).$$

Исключив время из этих двух уравнений (возводя в квадрат и складывая), можно получить уравнение проекции траектории на плоскость XOZ

$$x^2 + \left(z - \frac{v_{x0}}{\omega} \right)^2 = \left(\frac{v_{x0}}{\omega} \right)^2. \quad (12)$$

Это уравнение окружности с радиусом $r = \frac{v_{x0}}{\omega}$, центр которой расположен на оси z на расстоянии r от начала координат. Сама траектория, как следует из равенства $v_y = v_{y0} = const$, представляет собой цилиндрическую спираль радиуса $r = \frac{v_{x0}}{\omega}$ с шагом $h = \frac{2\pi v_{y0}}{\omega}$ (рис. 20).

Величина $\omega = \frac{e}{m} B$ представляет собой циклическую частоту движения электрона по этой траектории.

Движение электрона в скрещенных однородных электрических и магнитных полях.

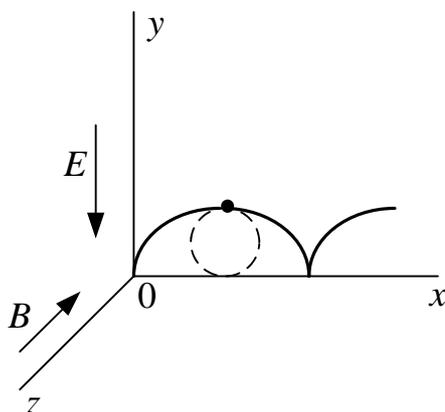


Рис. 21. Движение электрона в скрещении E и H

Оси координат расположим так, чтобы ось y была направлена противоположно вектору напряженности электрического поля \vec{E} , а ось z - противоположно вектору магнитной индукции \vec{B} (рис. 21).

Предположим, что в момент времени $t = 0$ электрон находится в точке O начала координат и его скорость v равна 0 .

С учетом выбранного расположения координатных осей, при котором $E_x = E_z = 0$, $E_y = -E$, $B_x = B_y = 0$ и $B_z = -B$, а также при замене $\omega = \frac{e}{m}B$ и $a = \frac{e}{m}E$, уравнения движения электрона принимают вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= \omega v_y \\ \frac{dv_y}{dt} &= a - \omega v_x \\ \frac{dv_z}{dt} &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (13)$$

Интегрирование последнего из этих уравнений с учетом $v_{z0} = 0$ дает $v_z = 0$ и далее $z = 0$, т.е. показывает, что движение электрона будет происходить только в плоскости XOY .

Интегрирование уравнений системы (13) приводит к двум уравнениям, характеризующим изменения во времени координат x и y электрона

$$\begin{aligned} x &= \frac{a}{\omega^2}(\omega t - \sin \omega t) \\ y &= \frac{a}{\omega^2}(1 - \cos \omega t). \end{aligned}$$

Для определения траектории по координатам x и y , исключив параметр t

$$\left(x - \frac{eE}{m\omega}t - \frac{v_{y0}}{\omega} \right)^2 + \left(y - \frac{eE}{m\omega^2} - \frac{v_{x0}}{\omega} \right)^2 = r^2.$$

Это выражение – уравнение окружности с радиусом r и координатами центра, которые описываются следующим образом

$$\begin{aligned} x_c &= \frac{eE}{m_e\omega}t + \frac{v_{y0}}{\omega} \\ y_c &= \frac{eE}{m_e\omega^2} + \frac{v_{x0}}{\omega}. \end{aligned}$$

Таким образом, траектория движущегося электрона представляет собой окружность в плоскости XOY с центром, который равномерно смещается по оси x и одновременно движется перпендикулярно полям \vec{E} и \vec{B} . Скорость смещения центра окружности $v_{cm} = \frac{E}{B}$.

Согласно этим уравнениям траекторией электрона является **циклоида**, т.е. кривая, описываемая точкой, расположенной на ребре диска радиуса $r = \frac{a}{\omega^2}$, катящегося по оси x , как показано пунктиром на рис. 21.

3.2. Устройства управления электронным пучком.

Электростатическая отклоняющая система представляет собой две параллельные пластины длиной ℓ , которые расположены друг от друга на расстоянии d . Если между пластинами приложено напряжение U , то возникает электрическое поле $E = -\frac{U}{d}$. На электрон, влетевший в систему со

скоростью $v_0 = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_y}$, действует сила $F_e = -eE = e \frac{U}{d}$, где U_y - ускоряющее напряжение для электрона.

Уравнение движения электрона имеет вид

$$m_e \frac{d^2 v_x}{dt^2} = -eE, \text{ или } \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{e U}{m_e d}.$$

Проинтегрировав эти уравнения

$$\frac{dx}{dt} = v_x = \frac{e U}{m_e d} t + C,$$

если при $t=0$ $v_{x0} = 0$, то $C = 0$. Учитывая, что время пролета электроном пластины $\tau = \frac{\ell}{v_0}$, для конечной скорости электрона имеем следующее выражение

$$v_x = \frac{dx}{dt} = \frac{e U \ell}{m_e d v_0},$$

причем $\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_x}{v_0} = \frac{e U \ell}{m_e d v_0^2} = \frac{1 \ell U}{2 d U_y}$.

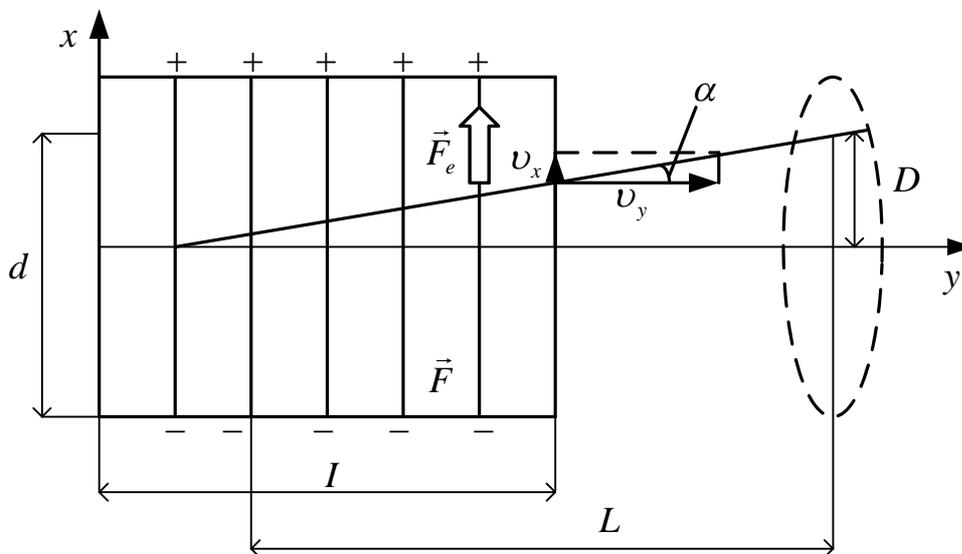


Рис. 22. Электростатическая отклоняющая система

Далее электрон, попадая в эквипотенциальное пространство, движется по прямой линии. На экране электрон отклоняется от нулевого положения на величину $D = Ltg\alpha$.

Система из двух пар пластин образует электростатическую отклоняющую систему конденсаторного типа, которая позволит получать на экране линейчатый растр.

Электромагнитная отклоняющая система представляет собой две катушки с током, плоскости которых параллельны друг другу. В пространстве между катушками создается магнитное поле, которое можно считать однородным. На влетающий в это пространство электрон, траектория движения которого перпендикулярна магнитно-силовым линиям, действует сила Лоренца

$$F_l = -e[\vec{v}\vec{B}].$$

Силой тока можно управлять направлением вектора магнитной индукции и, соответственно, силы Лоренца.

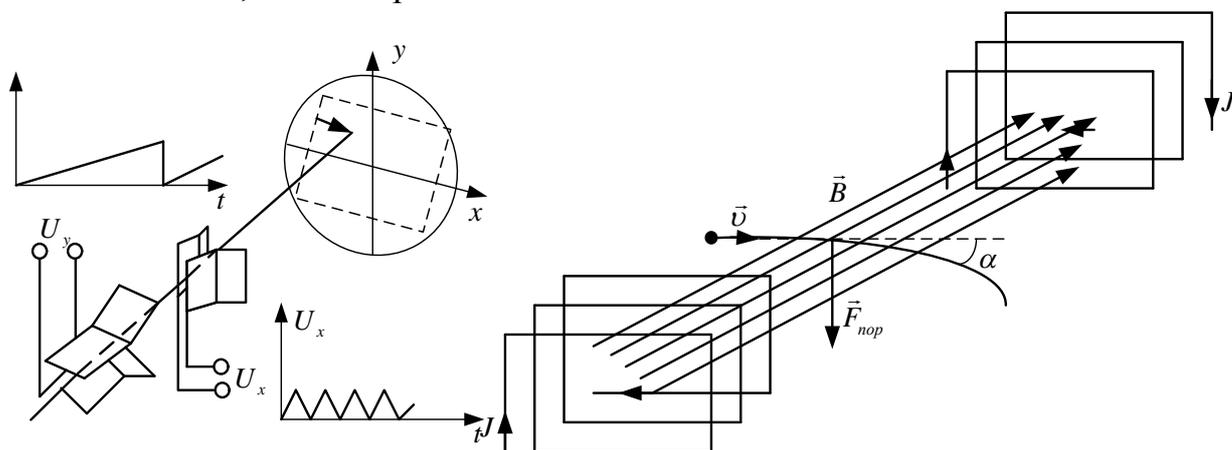


Рис. 23. Электростатическая система отклонения пучка.

Рис. 24. Магнитная система отклонения пучка.

Электромагнитные отклоняющие системы получили широкое применение в телевизионной технике.

3.3. Электронная оптика.

В качестве электронных линз используем **осесимметричные** магнитные и электрическое поля.

Приведем некоторые аналоги между геометрической и электронной оптикой.

- Законы геометрической оптики являются следствием **принципа Ферма**, согласно которому световые лучи распространяются между двумя потоками пространства по такому пути, на прохождение которого затрачивается минимальное время. Этот закон применим и в электронной оптике.
- В геометрической оптике действует **закон Снеллиуса** $\frac{\sin \varphi}{\sin \theta} = \frac{n_2}{n_1}$, причем падающий, отраженный лучи и перпендикуляр, восстановленный в точке падения лежат в одной плоскости (φ - угол падения, θ - угол преломления). Этот закон справедлив и в электронной оптике, причем роль показателя преломления выполняет величина \sqrt{U} , которая меняется от точки к точке и меняется в очень широких пределах, тогда как в световой оптике $1 \leq n \leq 2$.
- В геометрической оптике линза точно очерчена своими границами. В электронной оптике преломляющие поверхности и границы раздела всегда удовлетворяют **уравнению Лапласа** $\nabla^2 U = 0$.
- При прохождении светового луча через границу раздела среды его энергия не меняется, в то время как электронный луч, проходя границу раздела, меняет свои электрические параметры.

Существует три основных типа электронных линз:

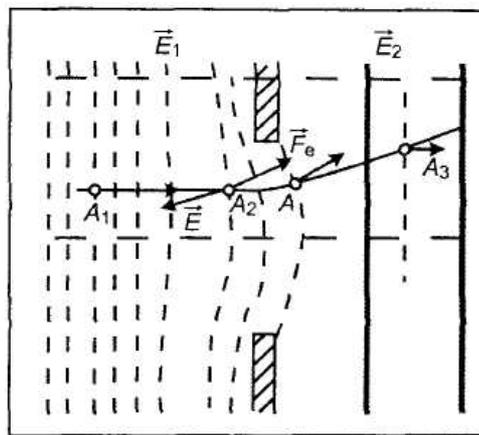
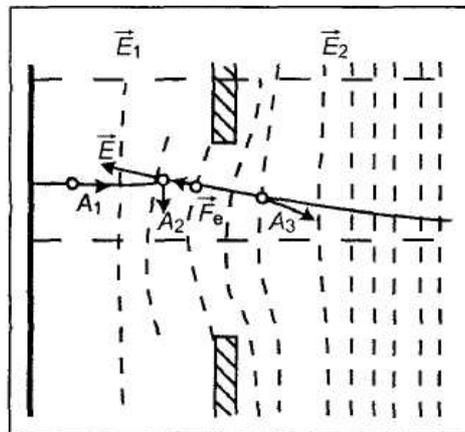
- линза, образованная диафрагмой;
- иммерсионная линза;
- одиночная линза;
- магнитная линза.

Диафрагма может выполнять функцию линзы. В однородном поле эквипотенциали представляют собой параллельные плоскости. Где сильнее поле, там эквипотенциали расположены гуще. В районе отверстия наблюдается переход от слабого поля к сильному. Функцию линз выполняет неоднородность электрического поля.

Силловые линии направлены от электрода с более высоким потенциалом к электроду с более низким потенциалом.

Вектор напряженности поля направлен по касательной к силовой линии или перпендикулярен к линии эквипотенциали. В точке A на электрон действует только продольная сила, потому что поле в этой точке однородно. Эта сила ускоряет электрон вдоль оси Z . В точке A_2 искажение поля уже заметно, и вектор силы имеет наклон к оси. Наряду с продольной составляющей силы возникает и радиальная, направляющая электрон в сторону центральной оси. Траектория электрона искривляется. В точке A_3 искривления мало, радиальная сила равна нулю и электрон сохраняет горизонтальную составляющую скорости.

Меняя конфигурацию силовых линий поля можно сформировать либо фокусирующую либо рассеивающую поток электронов электронную линзу.



Иммерсионная линза представляет собой два электрода, между которыми приложена разность потенциалов. Положим $U_2 > U_1$, и траектория движения электронов будет слева направо (см. рис. 26). Слева

Рис. 25 Электронная линза с образованной диафрагмой

- а) $E_1 < E_2$ -- собирающая линза
- б) $E_1 > E_2$ -- рассеивающая линза

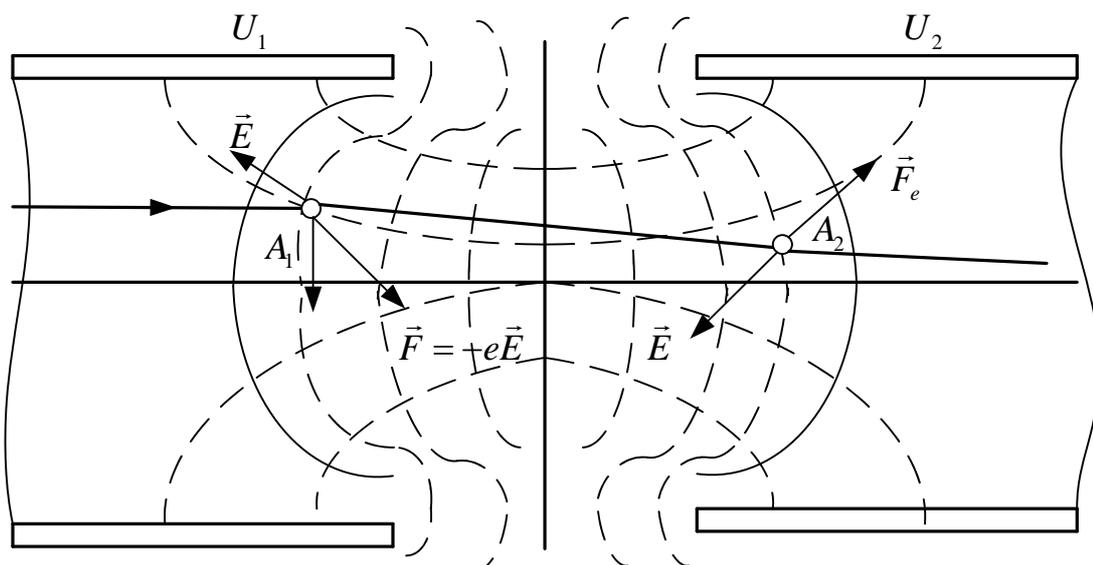


Рис. 26. Иммерсионная линза, образованная двумя трубчатыми электродами

эквипотенциальное пространство, и силы на электрон не действуют. При подлете к электроду с большим потенциалом он попадает в искривленное электрическое поле. В точке A за счет прогиба эквипотенциали вектор напряженности электрического поля \vec{E} направлен влево от оси, а сила, действующая на электрон, направлена вправо к оси ($\vec{F} = -e\vec{E}$). Таким образом возникает радиальная составляющая, направленная к оси и смещающая электрон к центру. Входной участок иммерсионной линзы является фокусирующим. На выходном участке электрическое поле направлено к зазору, а сила, действующая на электрон, имеет компоненту, направленную к оси. В этом случае выходной участок является расфокусирующим. Однако в этой области электрон находится меньшее время, и в целом иммерсионная линза оказывает фокусирующее действие.

Одиночная линза представляет собой совокупность трех электродов, центральный из которых имеет меньший потенциал. Трубчатые электроды с потенциалами $U_1 > U_2$ образуют эквипотенциали (сплошные линии) и силовые линии (штриховые линии) рис. 27. Наиболее сильное поле сосредоточено в зазорах электродов, а на оси поле более слабое. Возникают замкнутые эквипотенциали, окружающие электрод. В точке A_1 сила

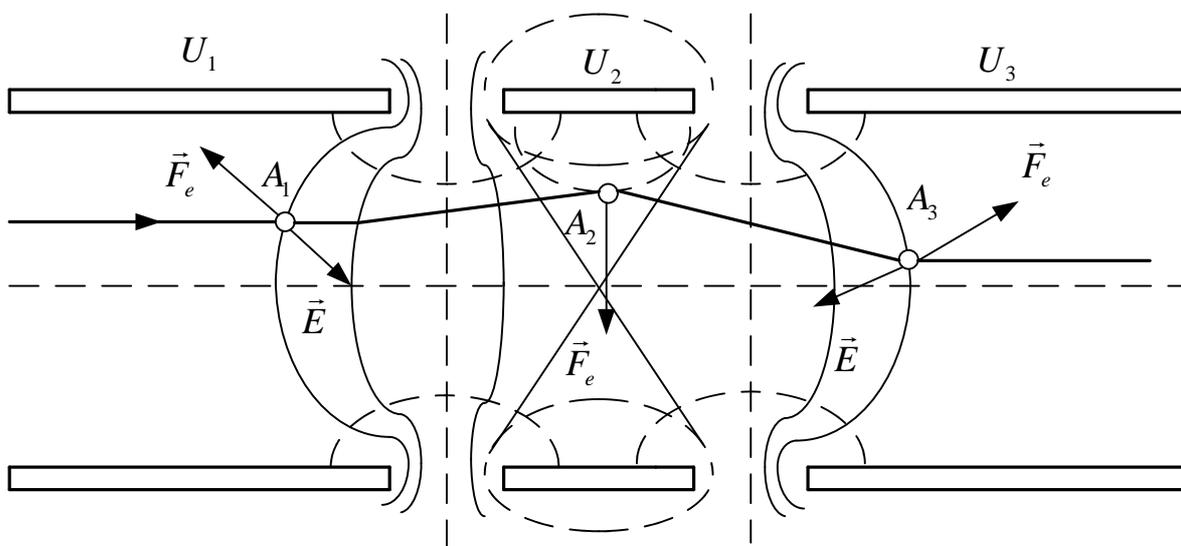


Рис. 27. Одиночная линза.

электрического поля направлена от оси и отклоняет электрон в сторону центрального электрода.

В точке A_2 сила, действующая на электрон, направлена в сторону оси. Этот участок является фокусирующим. Скорость электрода под центральным электродом минимальна, и он находится на этом участке большее время. В точке A_3 сила вновь стремится изменить электрон в сторону от оси, но время действия этой силы меньше.

Такая конструкция линзы позволяет фокусировать электронный поток. Причем после прохождения одиночной линзы электрон не меняет своей энергии.

По аналогии с геометрической оптикой можно сформулировать основные свойства электронных линз. Как правило, в электронной оптике линзы относятся к типу толстых, схема построения изображения в которых представлена на рис. 28.

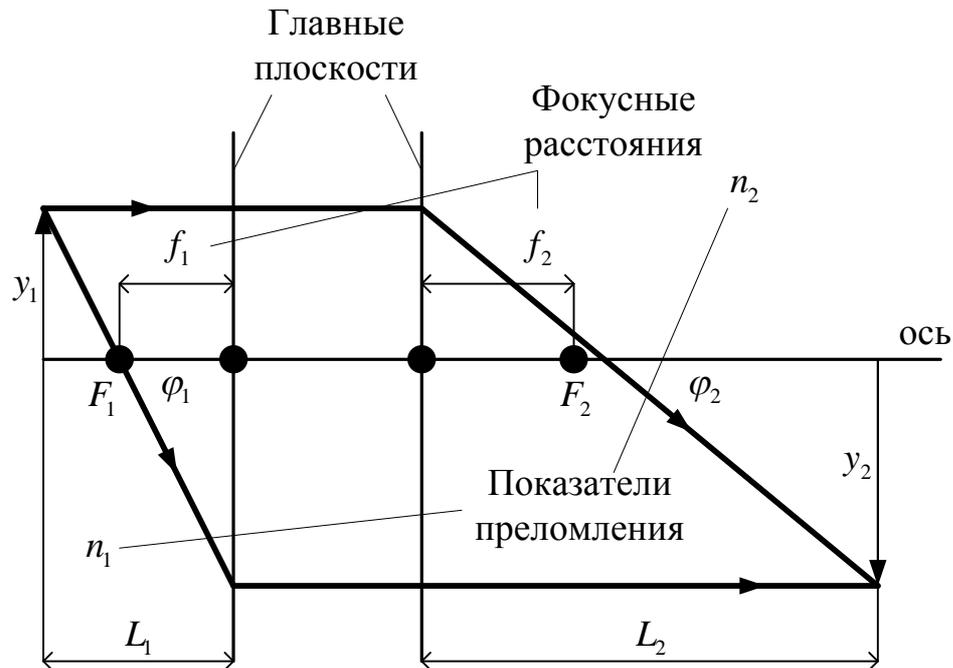


Рис. 28. Схема построения изображения в толстой линзе и ее основные точки.

H_1 и H_2 - главные точки

F_1 и F_2 - главные фокусы

Введем обозначения.

$$m = \frac{\varphi_2}{\varphi_1} - \text{угловое увеличение}$$

$$L = \frac{y_2}{y_1} = \frac{L_2}{L_1} \cdot \frac{f_1}{f_2} - \text{линейное увеличение}$$

$$f_1 = F_1H_1 \text{ и } f_2 = F_2H_2 - \text{фокусные расстояния.}$$

В этом случае выполняются законы

- $\frac{f_1}{L_1} + \frac{f_2}{L_2} = 1$ - формула линзы
- $Mm \frac{n_2}{n_1} = 1$,

где n_1 и n_2 - показатели преломления (роль показателя преломления играет \sqrt{U}).

Как и в оптике, для линз характерны физическая, хроматическая, геометрическая абберации.

Основные свойства электронных траекторий:

- Для определения траектории электрона достаточно знать распределение потенциала на оси симметрии.

- Траектории электронов и ионов будут совпадать, если у них были одинаковые начальные условия (например, угол наклона).
- Если потенциал электродов и всех точек пространства уменьшить в одинаковое число раз, то траектория не изменится.
- При изменении размеров электродов в n раз размеры траектории изменятся в такое же число раз. Это позволяет осуществить масштабирование и моделирование.
- Траектории обратимы.
- При использовании параксиальных траекторий можно получить увеличенное или уменьшенное изображение без искажений.

Короткая магнитная линза представляет собой катушку (виток) с током. Все силовые линии такого витка замкнуты, а наибольшее магнитное поле будет в центре катушки (см. рис. 29). В точке A вблизи магнитной линзы на электрон действует сила Лоренца $F_L = -e[\vec{v}\vec{B}]$, при этом вектор магнитной индукции \vec{B} направлен по касательной к силовой линии магнитного поля.

Согласно правилу левой руки векторное произведение определяет направление силы Лоренца от плоскости вверх. Эта сила F_L получила название азимутальной силы, которая выводит электрон из первоначальной плоскости, и вследствие этого, траектория электрона приобретает пространственное искажение. В точке B , расположенной в центре линзы, на электрон действует сила Лоренца. Одновременно на участке AB под действием азимутальной силы возникает азимутальная скорость, направленная под углом 90° к силовым линиям магнитного поля.

В точке C взаимное расположение векторов \vec{v} и \vec{B} меняется, и азимутальная компонента меняет свой знак, и тормозится угловое движение электрона. На выходном участке линзы угловая скорость уменьшается и на выходе в точке O_2 становится равной нулю. Точка O_2 является электронно-оптическим изображением точки O_1 . Такая линза является фокусирующей.

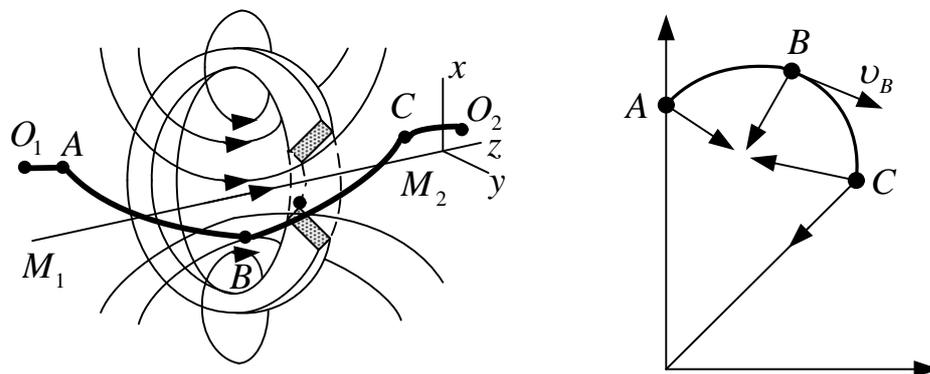


Рис. 29. Магнитная линза (а) и траектория электрона в плоскости (X, Z) (б)

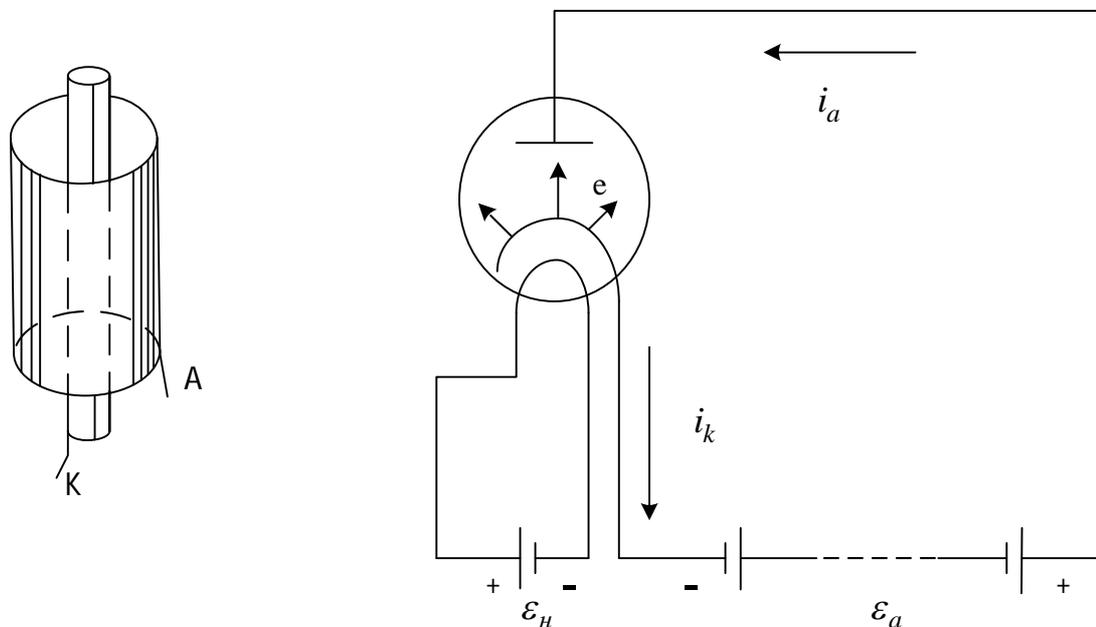


Рис. 30. Схема изображения и включения электривакуумного диода.

U_n - источник питания накала

U_a - источник анодного напряжения

Один электрод – это катод, служащий для эмиссии (испускания) электронов, как правило на основе термоэлектронной эмиссии. Другой электрод – анод (A) – принимает электроны, испускаемые катодом. Между анодом и катодом образуется электрическое поле, которое при положительном потенциале анода является ускоряющим для электронов. При неограниченном токе эмиссии (неограниченной эмиссионной способности), когда сила тока анода определяется анодным напряжением U_a .

Все электроны, вылетающие с катода, образуют ток эмиссии $i_e = N_1 e$. (N - число эмиттированных электронов). Эмиттированные катодом электроны образуют отрицательный объемный (пространственный) заряд, который создает в междуэлектродном пространстве отрицательный потенциал. Распределение потенциала в этом случае представлено на рис. 31, кривая 1. При малых положительных U_a отрицательный потенциал, обусловленный объемным зарядом электронов, сохраняется только вблизи катода (кривая 2). Отрицательный заряд удерживают только медленные электроны, эмиттированные из катода. Режим работы диода при котором вблизи катода существует область отрицательного потенциала, называется режимом ограничения анодного тока объемным зарядом. Электроны, ушедшие из катода безвозвратно, определяют катодный ток (ток катода).

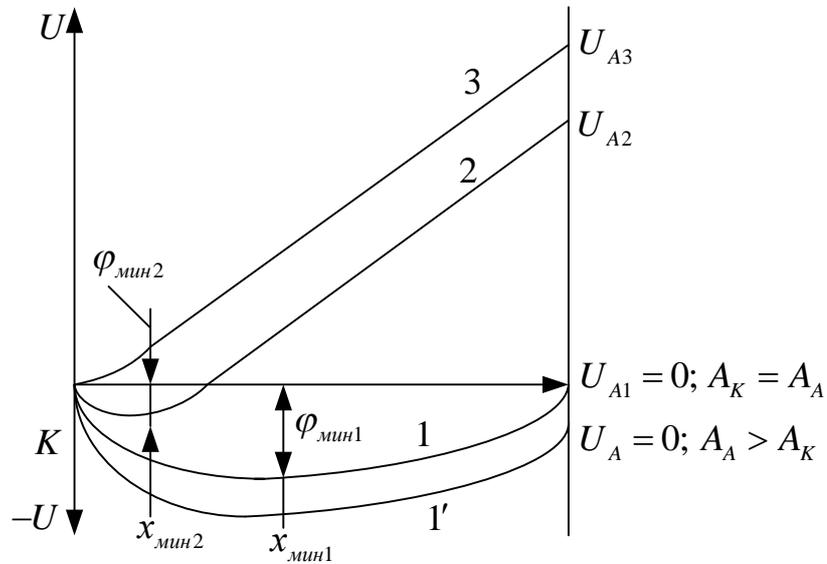


Рис. 31. Распределение потенциала в междуэлектродном промежутке

$$i_k = ne < i_e,$$

где n - разность между числом исходящих из катода электронов N_1 и возвращающихся на него N_2 за единичное время.

Чем выше потенциал анода, тем большее число электронов преодолевает потенциальный барьер и уходит к аноду, создавая анодный ток U_a . В идеальной ситуации $i_a = i_k$.

Анодный ток в режиме ограничения тока объемным зарядом подчиняется закону «степени $3/2$ »

$$j_a = \frac{4\pi\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{U_a^{3/2}}{d_a^2} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{d_a^2}, \quad (14)$$

где d_a - междуэлектродное расстояние в плоской геометрии электродов.

$j_a = \frac{i_a}{S_a}$ - плотность тока, приходящего на анод площадью S_a . Этот закон

может быть получен путем решения системы уравнений

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{f}{\epsilon_0} \text{ - уравнение Пуассона}$$

$$j = -env = \rho v \text{ - уравнение непрерывности}$$

$$\frac{mv^2}{2} = eU \text{ - уравнение движения (закон сохранения энергии).}$$

При выполнении предположения о том, что электроны покидают катод с нулевой скоростью ($v_0 = 0$), и с учетом граничных условий ($x = 0$,

$$U = U_a = 0 \text{ и } x = d_a, U = U_a), v_a = GU_a^{3/2} \left(G = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{S_a}{d_a^2} \right).$$

Анодный ток в электровакуумном диоде пропорционален анодному напряжению в степени $\frac{3}{2}$, а не в первой степени, как в законе Ома. Анодные характеристики диода, которые представляют собой зависимости $i_a = f(U_a)$ при постоянном напряжении накала U_H , представлены на рис. 32.

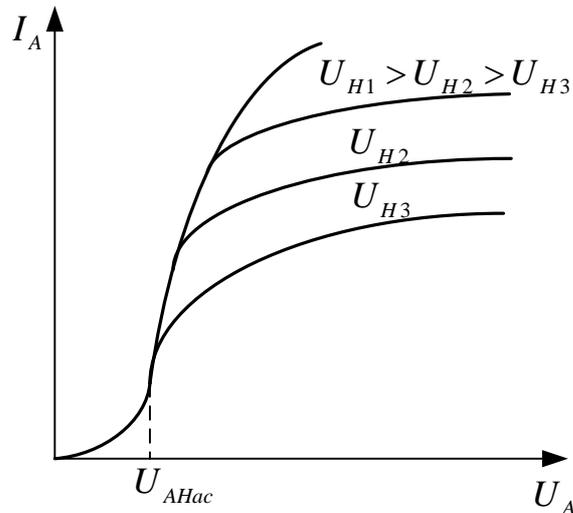


Рис. 32. Анодные характеристики при различных напряжениях накала U_H

Реальная зависимость между анодным током и анодным напряжением заметно отличается от закона «степени $\frac{3}{2}$ ». Это связано с распределением потенциала и температуры по поверхности катода. Однако, несмотря на неточность, закон «степени $\frac{3}{2}$ » в простой форме позволяет учесть нелинейность характеристик $i_a(U_a)$.

Необходимо отметить, что образование минимума потенциала ϕ_{ma2} приводит к появлению **виртуального катода**, эмиссия которого определяется не только током эмиссии действительного катода, но также энергией покидающих катод электронов и глубиной минимума потенциала.

В первом приближении учесть наличие начальных скоростей у эмитируемых катодом электронов можно подстановкой в уравнение «степени $\frac{3}{2}$ » значения потенциала анода $U'_a = U_a - U_{\min}$ и расстояния $d' = d - x_{\min}$. При этом плотность тока в минимуме потенциала

$$j_a = j_e \exp\left(-\frac{eU_{\min}}{kT_e}\right),$$

где j_e - плотность тока эмиссии.

Однако такая ситуация не позволяет получить точное решение, поскольку координата x_{\min} и глубина U_{\min} не постоянны, а зависят от энергии и числа покидающих катод электронов, а

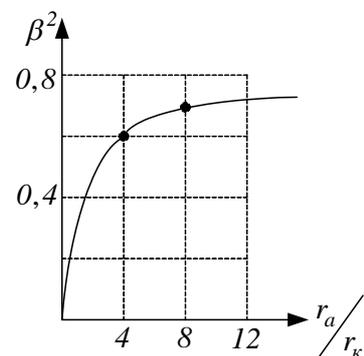


Рис. 33. Табулирование функции β^2

также от плотности анодного тока.

Если конструкция электродов отличается от плоской, то в выражение (14) вводятся специальные коэффициенты. Например, уравнение вольтамперной характеристики цилиндрического диода (закон «степени $\frac{3}{2}$ » в цилиндрической геометрии), полученное в пренебрежении начальными скоростями электронов, эмитированных катодом, имеет вид

$$j_a = \frac{8\pi\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{U_a^{3/2}}{\beta^2 r_a}, \quad (14')$$

где $\beta^2 = \beta^2\left(\frac{r_a}{r_k}\right)$ - табулированная функция Ленгмюра, которая определяется соотношением радиусов анода r_a и катода r_k (рис. 33).

При некотором значении U_a во всех точках междуэлектродного пространства потенциал становится положительным и все электроны, эмитированные катодом, достигают анода – реализуется режим насыщения (кривая 3).

Закон «степени $\frac{3}{2}$ » не применим для режима насыщения.

Таким образом, при уменьшении положительного потенциала анода изменяется катодный ток и равный ему анодный ток. В этом заключается электростатический принцип управления анодным током.

Основными характеристиками электровакуумного диода являются:

- Крутизна S показывает, как изменяется анодный ток при изменении анодного напряжения

$$S_i = \frac{di_a}{dU_a}.$$

По существу крутизна представляет собой проводимость пространства между анодом и катодом для переменной составляющей анодного тока.

- $R_i = \frac{dU_a}{di_a} = \frac{1}{S_i}$ Внутреннее дифференциальное сопротивление (R_i)

диода представляет собой сопротивление пространства между анодом и катодом для переменного тока. Это величина, обратная крутизне

$$R_i = \frac{dU_a}{di_a} = \frac{1}{S_i}.$$

- Внутреннее сопротивление диода для постоянного тока

$$R = \frac{U_a}{i_a}.$$

Полное отсутствие обратного тока, высокая устойчивость к внешним воздействиям (радиации, электромагнитным излучениям) позволяет применять электровакуумные диоды для выпрямления переменного тока, детектирования э/м колебаний и преобразования частот.

Триодом называют трехэлектродный электровакуумный прибор, имеющий анод и сетку. Сетка - это электрод, который располагается вблизи от поверхности катода. Основное назначение сетки - воздействовать на значение объемного заряда у катода и управлять электронным потоком, поэтому сетку называют управляющей. На сетку относительно катода может подаваться как положительный, так и отрицательный потенциал.

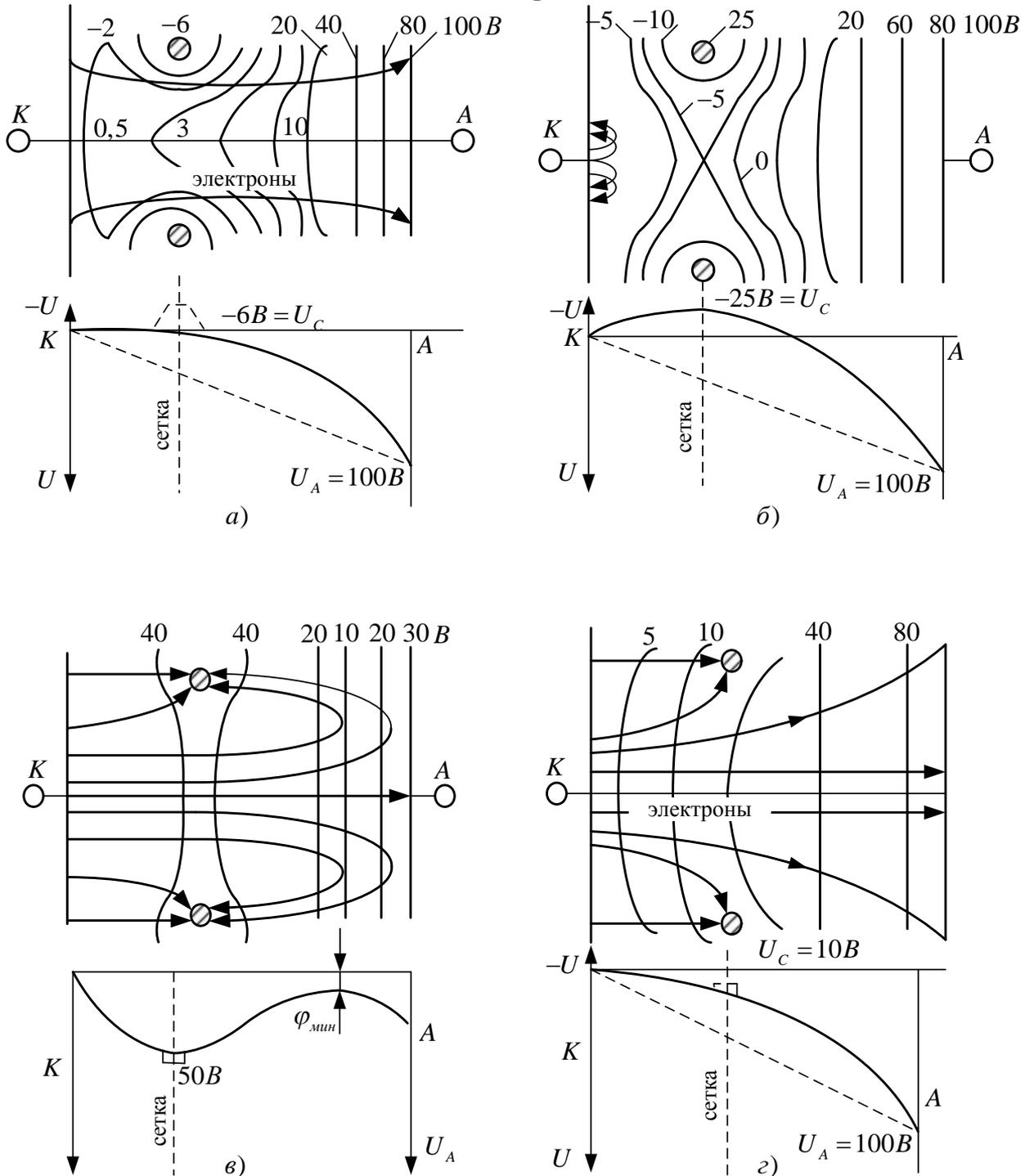


Рис. 34. Распределение потенциала в триоде

Сетка может приводить к сильному изменению разделения электрического поля (потенциала) и, соответственно, объемного заряда в междуэлектродном пространстве, особенно в прикатодной области.

В случае больших отрицательных напряжений на сетке даже при положительном потенциале анода все электроны возвращаются к катоду (рис. 34 а). Во всем пространстве между сеткой и катодом существует тормозящее электроны поле, и анодный ток в этом случае равен нулю.

Наименьшее (по модулю) значение отрицательного потенциала сетки, при котором $U_a = 0$, называют напряжением затухания для заданного напряжения анода. Если напряжение на сетке по модулю становится меньше напряжения затухания, то между витками сетки электрическое поле становится ускоряющим (рис. 34, б), часть электронов проходит к аноду, и возникает анодный ток. Чем менее отрицательным становится потенциал сетки, тем сильнее возрастает анодный ток. При положительных потенциалах сетки часть электронов притягивается и образует сеточный ток i_c , но основная часть электронов попадает на анод (рис. 34, в). Таким образом, катодный ток разветвляется на два тока $i_k = i_a + i_c$.

Чтобы сравнивать влияние потенциалов сетки и анода на потенциальный барьер у катода, триод заземляют эквивалентным зарядом, анод которого располагается на месте сетки. Анодное напряжение эквивалентного диода, при котором катодные токи триода и диода равны, называется действующим напряжением U_δ

$$U_\delta = U_c + \frac{D}{1+D} U_a,$$

где D - коэффициент проницаемости сетки, определяющий ослабление сеткой воздействия поля анода на потенциальный барьер у катода по сравнению с действием потенциала сетки.

$$D = -\frac{dU_c}{dU_a}.$$

Как правило, $D \ll 1$, поэтому $U_\delta \approx U_c + DU_a$.

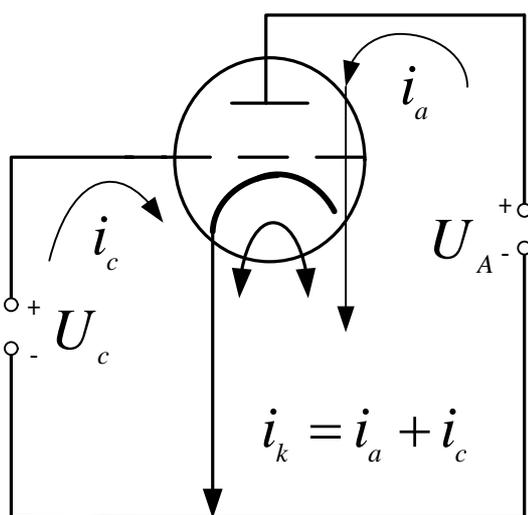


Рис. 35. Схема электровакuumного триода

Приведение триода к эквивалентному заряду позволяет применить закон «степени $\frac{3}{2}$ » к триоду

$$i_{\partial} = G' U_{\partial}^{3/2} = G' (U_c + D U_a)^{3/2},$$

где $G' = 2.33 \cdot 10^{-6} \frac{S_a}{d_{kc}^2} U_g^{3/2}$, S_a - площадь анода, d_{kc} - расстояние между катодом и сеткой.

Итак, сравнительно небольшое отрицательное напряжение сетки может значительно уменьшить анодный ток и даже совсем его прекратить. Увеличение положительного напряжения сетки сопровождается ростом анодного и сеточного тока.

Наличие сетки позволяет применять триоды для усиления и генерации э/м колебаний. Различают статические характеристики, к которым относятся:

- Сеточная характеристика $i_a = f(U_c)$ при постоянном анодном напряжении (рис. 36, а).
- Анодная характеристика $i_a = f(U_a)$ при постоянном сеточном напряжении (рис. 36, в).

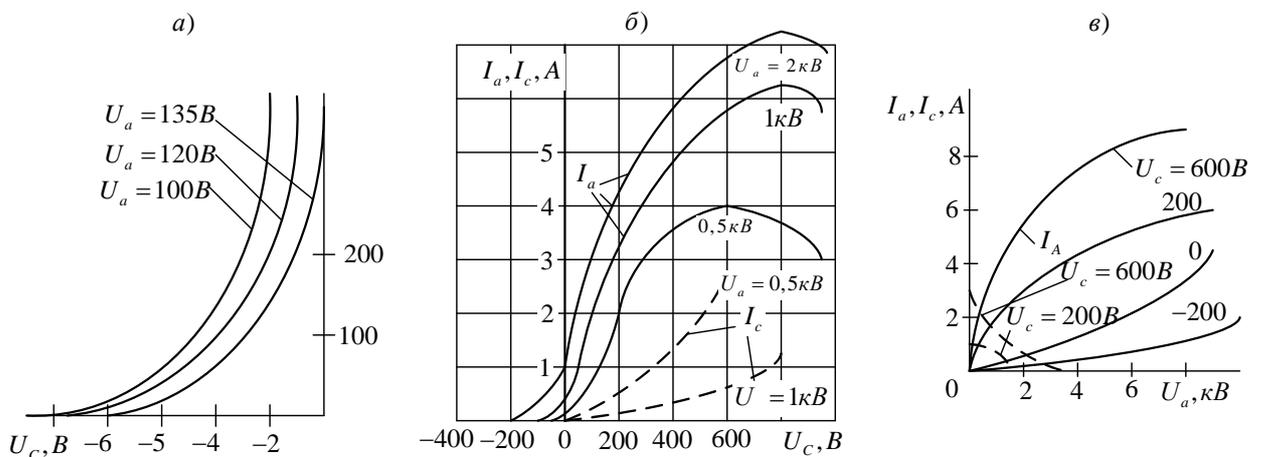


Рис. 36. Сеточная (а, б) и анодная (в) характеристики триода

Основными дифференциальными параметрами триода являются

- Крутизна анодной характеристики $S_i = \left. \frac{\partial i_a}{\partial U_c} \right|_{U_a = const}$.
- Крутизна сеточной характеристики $S_c = \left. \frac{\partial i_c}{\partial U_a} \right|_{U_c = const}$.
- Внутреннее сопротивление $R_i = \left. \frac{\partial U_a}{\partial i_a} \right|_{U_c = const}$.
- Коэффициент усиления $\mu = \left. \frac{\partial U_a}{\partial U_c} \right|_{U_c = const}$.

При этом выполняется соотношение

$$\mu = S R_i .$$

Также используется сопротивление лампы постоянному току – определяется отношением значения анодного напряжения к анодному току в любой выбранной точке анодной характеристики $R_0 = \frac{U_a}{i_a}$.

4. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПЛАЗМЕННОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Элементарные процессы в плазме. Эффективное сечение взаимодействия и ионизации. Количественные характеристики плазмы. Радиус Дебая. Ленгмюровские волны. Диэлектрические свойства плазмы. Дрейф заряженных частиц в электрическом поле. Диффузия заряженных частиц при наличии градиента концентрации. Соотношение Эйнштейна, амбиполярная диффузия. Газовые разряды и их классификация. Кривые Пашена. Методы диагностики плазмы.

Плазменная электроника – раздел электроники, в котором изучаются процессы коллективного взаимодействия потоков заряженных частиц с плазмой и ионизированным газом, приводящие к возбуждению в системе волн и колебаний, а также использование эффектов такого взаимодействия для создания приборов и устройств электронной техники.

Плазма представляет собой частично или полностью ионизированный газ, в котором плотности зарядов положительных (ионов) и отрицательных (электронов и ионов) практически одинаковы, т.е. выполняется условие квазинейтральности.

Под **ионизированным газом** понимается газ, в котором значительная часть атомов потеряли или приобрели по одному или несколько электронов и превратились в ионы. В зависимости от количества потерянных или приобретенных ионов различают степени ионизации газа.

4.1. Элементарные процессы в плазме.

Газ – хороший диэлектрик, однако при достаточно больших напряженностях внешних полей его проводимость резко увеличивается за счет повышения концентрации заряженных частиц. Электрические заряды могут появляться в газовой среде в результате элементарных актов взаимодействия (столкновения) частиц, а также за счет всех видов эмиссии с электродов и стенок сосуда.

При малых энергиях сталкивающихся частиц возможны лишь **упругие** столкновения, в результате которых сохраняется неизменной суммарная кинетическая энергия частиц. С увеличением энергии повышается вероятность столкновений, при которых часть кинетической энергии переходит во внутреннюю энергию частиц (**неупругое столкновение первого рода**). Возможен и обратный переход – суммарная кинетическая энергия сталкивающихся частиц увеличивается за счет их внутренней энергии (**неупругое столкновение второго рода**). В процессе неупругого столкновения атом перейдет в возбужденное состояние, если его внутренняя энергия увеличилась не менее, чем на eU_1 , где U_1 - первый потенциал возбуждения атома. Если же переданная атому энергия превышает энергию

ионизации eU_i (U_i - потенциал ионизации), то один из валентных электронов может быть удален из атома с образованием положительного иона.

Наряду с однозарядными ионами при достаточной величине полученной энергии могут образоваться многозарядные заряженные ионы. Вероятность актов возбуждения и ионизации характеризуется эффективным сечением процесса (см. раздел 1).

Напомним закон уменьшения концентрации частиц потока за счет актов взаимодействия в газовой среде

$$n = n_0 e^{-\sigma N_0 x} = n_0 e^{-x/\lambda} = n_0 e^{-Qx},$$

где σ - эффективное сечение взаимодействия для одной частицы, N_0 - концентрация атомов, $Q = \gamma N_0$ - **эффективное сечение взаимодействия** на единицу объема. При этом выполняется соотношение между средней длиной свободного пробега и эффективным сечением

$$\lambda = \frac{l}{\sigma N_0} = \frac{l}{Q}.$$

При наличии нескольких различных типов взаимодействия в газовой среде для характеристики каждого из этих процессов может быть введено соответствующее эффективное сечение Q_ℓ . Тогда **полное (интегральное) эффективное сечение рассеяния** электрона

$$Q = \sum_{\ell} \sigma_{\ell} N_{0\ell} = \sum_{\ell} Q_{\ell},$$

где σ_{ℓ} - эффективное сечение для ℓ -го вида рассеяния.

$N_{0\ell}$ - концентрация рассеивающих центров сорта ℓ .

Величина $Q_{\ell} \sigma_{\ell} N_{0\ell}$ равна обратной длине свободного пробега электрона для данного типа взаимодействия, а средняя длина свободного пробега электрона

$$\lambda_{\ell} = \frac{l}{\sum_{\ell} Q_{\ell}} = \frac{l}{\sum_{\ell} \sigma_{\ell} N_{0\ell}}$$

меньше длины свободного пробега для любого типа взаимодействия.

Влияние упругих столкновений на движение электронов учитывается введением интегрального эффективного сечения для передачи импульса (**транспортное сечение**) σ_m .

Для кулоновских взаимодействий заряженных частиц, например, для рассеяния потока электронов ионами, где транспортное сечение можно оценить по формуле

$$\sigma_m(v) = \frac{Z_e^2}{\epsilon_0 m_e v^2} \ln \frac{4\pi\epsilon_0 m_e v^2}{Z_e^2} r_D,$$

где v - скорость частиц, Z_e - заряд иона, m_e - масса электрона, r_D - дебаевский радиус экранирования – расстояние, на котором экранируется поле заряда, внесенного в плазму.

$$r_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e k T_i}{Z e^2 (n_e T_e + n_i T_i)}}, \quad (15)$$

n_e и n_i - электронная и ионная плотность, T_e и T_i - температура электронной и ионной составляющей плазмы, соответственно. Электроны в газовом разряде сталкиваются не только с ионами, но и с другими электронами, а также с нейтральными атомами и молекулами. Для нахождения частоты столкновений электрона с передачей импульса следует сложить частоты столкновений со всеми видами частиц

$$v_m = \sum_{\ell} v_{m\ell} = \sum_{\ell} \sigma_{m\ell} v_{\ell} N_{0\ell},$$

где $v_{m\ell}$ и $\sigma_{m\ell}$ - частота и транспортное сечение столкновений с частицами сорта ℓ , v_{ℓ} - относительная скорость. Среднее время между двумя столкновениями $\tau_m = \frac{1}{v_m}$.

При упругих столкновениях в уравнении закона сохранения энергии появляется член ΔE , характеризующий изменение потенциальной энергии частиц за счет перехода в нее части кинетической энергии. Наибольшее значение имеют столкновения электронов с атомами газа, закачиваемым возбужденным или ионизацией атомов.

Для характеристики этих процессов также используют понятия эффективных сечений, которые могут быть выражены через транспортное сечение σ_m и вероятности ω_B и ω_i возбуждения и ионизации при столкновении.

$$\sigma_e = \sigma_m \omega_e \quad \text{и} \quad \sigma_i = \sigma_m \omega_i.$$

Эффективное сечение на единицу объема

$$Q_e = \sigma_e N_0 \quad \text{и} \quad Q_i = \sigma_i N_0$$

определяет количество актов возбуждения ионизации производимых электронов на единицу своего пути (рис. 37, а, б).

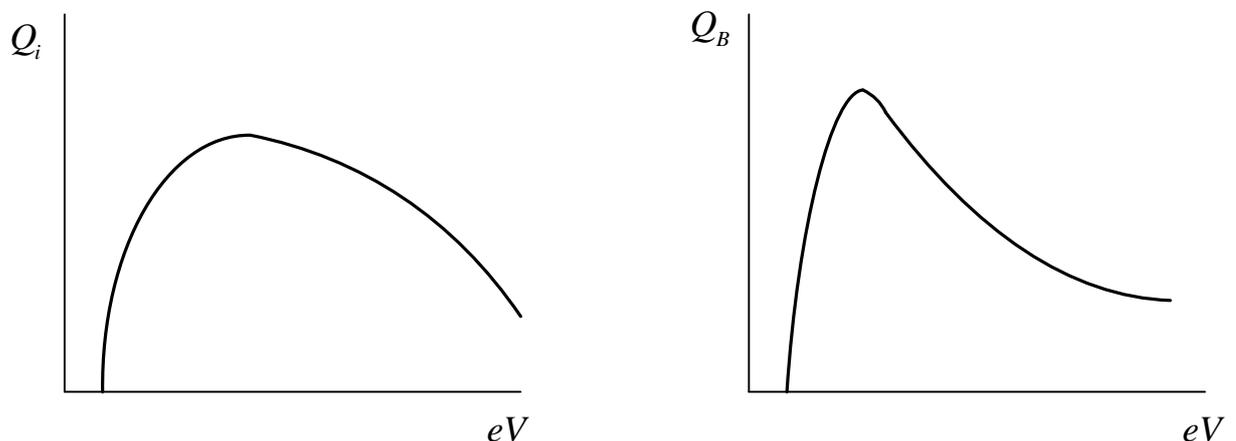


Рис. 37. Зависимость эффективных сечений ионизации электронов ударом (а) и возбуждением (б) от энергии электрона и от длины волн света.

Для описания этих процессов используются эмпирические зависимости. Например, для эффективного сечения ионизации Q_i от энергии электрона eU используется **приближение Моргулиса**

$$Q_i \approx a(U - U_i)e^{-b(U - U_i)},$$

где a и b - константы, зависящие от природы газа.

Эффективные сечения возбуждения и ионизации заметно возрастают при наличии в спектре атомов газов метастабильных энергетических уровней. В этом случае возрастает вероятность **ступенчатого возбуждения** или **ступенчатой ионизации**, когда свободный электрон передает энергию возбужденному атому.

Ионизация атомов газа может быть осуществлена также потоком положительных ионов, однако вероятность этого процесса значительно меньше, чем при ионизации атомов потоком электронов. Это связано с большой массой и малой относительной скоростью положительных ионов и атомов, вследствие чего доля энергии, передаваемая атому, невелика

$$\Delta E = \frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} v^2.$$

При столкновении электрона с атомом ($m_e \ll M_a$), последний получает

почти всю кинетическую энергию электрона $\Delta E = \frac{1}{2} m_e v^2$. При

столкновениях с ионами ($m_i \approx M_a$) передаваемая энергия не превышает

половины кинетической энергии иона $\Delta E = \frac{1}{2} \left(\frac{M_i v^2}{2} \right)$.

Так же мала вероятность ионизации атомов при их столкновениях с другими нейтральными атомами. Однако при высоких температурах и давлениях этот процесс имеет существенное значение, так как приводит к термической ионизации за счет энергии теплового движения.

Важное значение имеют процессы возбуждения и ионизации атомов газа квантами света. Для прямой фотоионизации энергия кванта должна превышать энергию ионизации eU_i , т.е. излучение должно соответствовать далекой ультрафиолетовой части спектра. Однако возможен процесс ступенчатой ионизации, когда излучение может быть в видимой области спектра. Эти процессы имеют важное значение, поскольку ионизирующее излучение может появляться в самом газовом разряде при переходе возбужденных атомов и ионов газа в невозбужденное состояние с испусканием квантов света, достаточных для фотоионизации.

Наряду с ионизацией в газе происходит и обратный процесс **нейтрализации** противоположных по знаку зарядов. Положительные ионы и электроны совершают в газе беспорядочное движение и, приближаясь друг к другу, могут соединяться, образуя нейтральный атом. Восстановление нейтральных атомов называют **рекомбинацией**. Поскольку на ионизацию затрачивается энергия, то положительный ион и электрон, получившиеся

после ионизации, имеют в сумме энергию большую, чем нейтральный атом. Поэтому рекомбинация сопровождается выделением кванта света.

При низких и средних концентрациях плазмы, когда длина свободного пробега превышает размеры плазменного образования, рекомбинация заряженных частиц происходит на электродах и стенках разрядной камеры, которым и передается энергия. При высоких концентрациях рекомбинация происходит в измененном объеме и для этого случая уравнение рекомбинации имеет вид

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n_e n_i,$$

где n_e и n_i - концентрации электронов и ионов, α - коэффициент рекомбинации. Поскольку выполняется **условие квазинейтральности** $n_e \approx n_i$, то $\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2$ и при $t = 0$, $n_e = n_0$, получаем уравнение рекомбинации

$$n = \frac{n_0}{1 + \alpha n_0 t}.$$

Одним из важных процессов, определяющих движение ионов в газе и плазме, является **перезарядка**. Под перезарядкой понимается процесс столкновения иона с атомом, при котором ион присоединяет к себе один из электронов атома, превращаясь в быстрый нейтральный атом, тогда как атом превращается в медленный ион. Различают **резонансную перезарядку**, когда взаимодействуют частицы одного вещества, и **нерезонансную**, когда ион и атом принадлежат к разным веществам.

Сечение перезарядки максимально при энергиях ионов порядка 1 эВ, и с увеличением энергии уменьшается по следующему эмпирическому закону (рис. 38)

$$Q_n = Q_{\max} \left(1 + A \ln \frac{U_0}{U} \right),$$

где U - энергия ионов, $U_0 = 1$ эВ, Q_0 - максимальное сечение перезарядки.

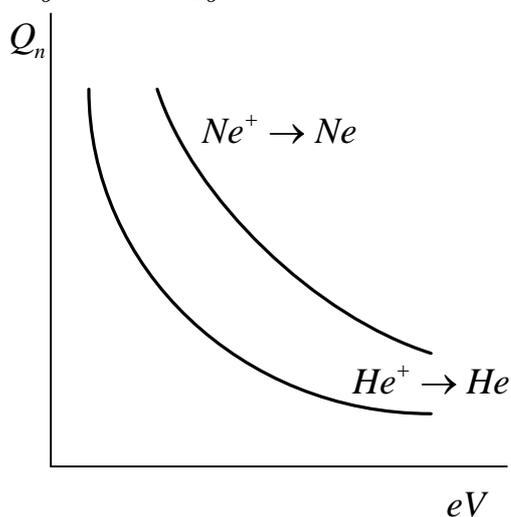


Рис. 38. Эффективное сечение перезарядки в зависимости от энергии и типа ионов

4.2. Количественные характеристики плазмы

Под плазмой следует понимать совокупность заряженных частиц, обладающих определенными свойствами, характерными только для этой совокупности в целом. Плазму можно получить при разогреве вещества, находящегося в газообразном или твердом состоянии. Состояние равновесной плазмы, как и всякого газа, определяется ее составом, концентрацией компонентов и температурой.

Парциальные концентрации компонентов плазмы принято обозначать: n_a - концентрация атомов плазмообразующего газа, n_i - концентрация ионов, n_e - концентрация электронов. В большинстве случаев достаточно рассмотреть так называемую простую плазму, состоящую из нейтральных частиц одного сорта, однозарядных ионов того же сорта, и электронов. Тогда степень ионизации можно определить как отношение концентрации ионов к суммарной концентрации ионов и нейтральных атомов

$$\eta = \frac{n_i}{n_i + n_a}.$$

В **равновесной плазме** параметры концентрации и температуры полностью характеризуют ее состояние. Температура такой плазмы определяет не только среднюю энергию, но и распределение частиц по скоростям (максвелловское распределение). По концентрации и температуре плазмы можно найти степень ионизации, концентрацию ионов и т.п.

Степенью ионизации плазмы называется число, определяемое в условиях термодинамического равновесия **формулой Саха**

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + K}},$$

где K определяется следующим соотношением

$$K = N_\lambda \exp\left(\frac{eW_i}{kT}\right),$$

где W_i - энергия ионизации (эВ), $N_\lambda = n\lambda_e^3$ - число всех частиц в кубе с ребром $\lambda_e = h\sqrt{\frac{2\pi}{m_e kT}}$.

В зависимости от величины α говорят о слабо, сильно или полностью ионизированной плазме. Различают высокотемпературную плазму с $T \geq 10^6 \div 10^8$ К и низкотемпературную плазму с $T \leq 10^5$ К.

Однако далеко не всегда плазму можно считать равновесной. В процессе упругого столкновения электрон передает атому газа лишь незначительную часть своей энергии $\frac{4m_e}{m_a}$. Поэтому средняя энергия

электронов, а значит и температура электронов T_e , может значительно превысить температуру газа и стенок сосуда. Такую плазму называют неизотермической, и для ее характеристики можно отдельно ввести электронную T_e и ионную T_i температуры.

В общем случае распределение скоростей заряженных частиц в неравновесной плазме может существенно отличаться от максвелловского.

Характерной особенностью плазмы является ее макроскопическая нейтральность, поддерживаемая вследствие взаимной компенсации пространственного заряда положительных ионов и электронов. Поэтому плазму считают квазинейтральной средой. Однако такая компенсация имеет место лишь в достаточно больших объемах и на протяжении больших интервалов времени. Размеры областей и промежутки времени, в пределах которых может нарушаться компенсация объемного заряда, называют **пространственным и временным масштабами разделения зарядов**.

Существует два важнейших показателя, согласно которым свойства плазмы отличаются от свойств нейтрального газа:

1. Взаимодействие частиц в плазме определяется кулоновскими силами, а не только температурными процессами. Такое взаимодействие электрически заряженных частиц является коллективным.
2. Электрическое и магнитное поля сильно действуют на плазму, формируя в ней электрические заряды и токи.

Таким образом, ион плазмы, обладая зарядом, создает вокруг себя поле, притягивающее электроны и отталкивающее ионы. Это приводит к тому, что в некоторой ограниченной области квазинейтральность плазмы нарушается. При этом поле иона экранируется полем объемного заряда электронов. В результате потенциал поля иона по мере удаления от него спадает гораздо быстрее, чем в случае одиночного заряда в вакууме (рис. 39). Расстояние r_D , на котором потенциал уменьшается в e раз, получило название **радиуса Дебая**.

На расстоянии $r > r_D$ полями каждого из зарядов, а, следовательно, и взаимодействиями между ними можно пренебречь, и ионизированный газ можно рассматривать как однородную среду, которая обладает только присущими ей свойствами, и в которой не проявляются свойства отдельных компонентов среды. Итак, физический смысл дебаевского радиуса экранирования заключается в том, что он является пространственным масштабом в плазме (или полупроводниках), на котором **экранируется** поле заряженной частицы (в условиях квазинейтральности $n_e = n_i = n$)

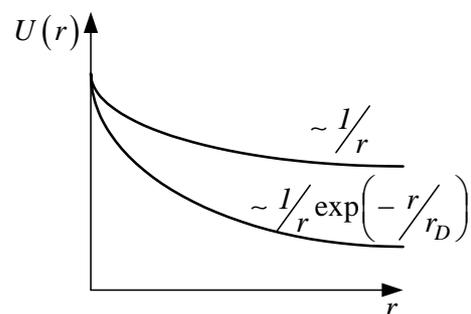


Рис. 39. Распределение потенциала поля заряда в вакууме (1) и плазме (2)

$$r_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e k T_i}{Z e^2 (n_e T_e + n_i T_i)}} = \sqrt{\frac{k \varepsilon_0}{4 \pi e^2 Z_n} \cdot \frac{T_e T_i}{T_e + T_i}}.$$

Таким образом, плазма – это совокупность свободно движущихся заряженных частиц, дебаевская длина которой много меньше характерных размеров пространства, занимаемого этой совокупностью частиц. Данное определение плазмы принадлежит Ленгмюру – английскому ученому.

В случае $T_e \gg T_i$ выражение для дебаевского радиуса принимает вид

$$r_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_i}{e^2 n}}.$$

Свойства плазмы во многом определяются числом частиц, находящихся в **дебаевской сфере**

$$N_D = \frac{4}{3} \pi r_D^3.$$

Для характеристики плазмы вводят параметр идеальности плазмы

$$q = (n r_D^3)^{-1}.$$

Если $q \ll 1$, то плазма считается идеальной, поскольку для этого случая средняя тепловая энергия много больше средней энергии взаимодействия.

В плазме возникают продольные колебания пространственного заряда -- **ленгмюровские волны**, частота которых определяется соотношением

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4 \pi n e^2}{m_e}}.$$

Наличие собственных колебаний и волн – характерное свойство плазмы.

Плазма представляет собой **диамагнитную среду**, поэтому плазма выталкивается из области сильного магнитного поля в область слабого поля. Это обусловлено тем, что электроны и ионы в плазме, помещенные в магнитное поле, движутся по спирали. В этом случае возникают микротоки, магнитные моменты которых определяют как

$$\mu = \frac{m v^2}{e B},$$

где m - масса и v - скорость частицы, B - индукция магнитного поля.

Плазма обладает **диэлектрическими свойствами**, поскольку непрерывно перемещающиеся заряды будут создавать в плазме поле, направленное в противоположном внешнему полю направлении

$$\varepsilon_n = 1 - \frac{e^2 n (\omega^2 + \nu_e^2)}{\varepsilon_0 m_e},$$

где ν_e - частота столкновений электронов в плазме.

Если напряженность поля изменяется с частотой $\omega \gg \nu_e$, то выражение для диэлектрической проницаемости плазмы принимает вид

$$\varepsilon_n = 1 - \frac{e^2 n}{\varepsilon_0 m_e \omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}.$$

4.3. Направленное движение заряженных частиц под действием электрического поля (дрейф).

В присутствии электрического поля на заряженные частицы действует постоянная сила, сообщающая им движение вдоль силовых линий поля. Однако это движение нарушается непрерывными столкновениями, при которых полностью или частично теряется скорость. Таким образом, под действием электрического поля заряженная частица стремится двигаться по полю, однако многократные столкновения придают этому движению хаотический характер. Несмотря на хаотические изменения направления движения из-за столкновений, траектория частицы, в конечном счете, имеет тенденцию к движению по направлению силы электрического поля (рис. 40).

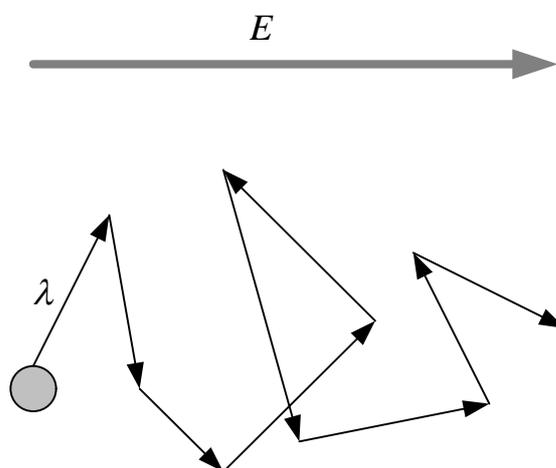


Рис. 40. К понятию дрейфовой скорости

Такой характер движения, когда можно определить, как направленное движение в условиях многократных столкновений, получил название «**дрейфа**». В этом случае направленная скорость $v_{др}$ - **скорость дрейфа** - оказывается много меньше **тепловой скорости** v_T .

Уравнение движения заряженной частицы в газе под действием электрического поля E имеет вид

$$m_a \frac{dv_{др}}{dt} = q_a E - m_a Z v_{др},$$

где Z - число столкновений, испытываемых частицей в единицу времени. Последнее слагаемое в этом уравнении представляет собой силу

сопротивления среды или силу трения. В установившемся состоянии скорость дрейфа не изменяется и $\frac{dv_{др}}{dt} = 0$, поэтому

$$eE = m_a v_{др}. \quad (16)$$

Число столкновений можно выразить через тепловую скорость v_T и среднюю длину свободного пробега частицы в газе

$$Z = v_T / \lambda_a.$$

Тогда

$$v_{др} = \frac{e\lambda_a}{m_a v_T} E = \mu_a E. \quad (17)$$

Коэффициент пропорциональности μ_a называют **подвижностью заряженной частицы**. Более точный расчет дает выражение $\mu_a = 0.64 \frac{e\lambda_a}{m_a v_T}$.

За исключением очень слабых электрических полей подвижность электронов оказывается зависящей от величины напряженности электрического поля. Если электрон при каждом столкновении теряет долю энергии δW ($\delta \ll 1$) $W = \frac{m_e v^2}{2}$, то в установившемся режиме движения должно соблюдаться равенство

$$eE = k\delta W. \quad (18)$$

k - число столкновений на единицу длины пути

$$k = \frac{v}{v_{др} \lambda},$$

а с учетом (17) заменим среднеквадратичную скорость на среднеарифметическую

$$k = \frac{m_e v_T^2}{e\lambda^2 E}.$$

Подставив (19) в (18), получим

$$v = 1.15 \sqrt{\frac{e\lambda E}{m_e \sqrt{\delta}}}. \quad (20)$$

Используя соотношение $\lambda = \frac{\lambda_0}{p}$, где p - давление газа, выражение для подвижности электронов можно записать в виде

$$\mu_e = 0.88 \sqrt{\frac{e\lambda_0 \sqrt{\delta}^{1/2}}{m_e p E}}. \quad (21)$$

Подвижность электронов уменьшается с увеличением напряженности электрического поля и давления газа. Абсолютные значения для подвижности электронов в газе лежат в пределах $\mu_e = 100 - 1000 \text{ м}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$.

В предположении слабого электрического поля теория дает для подвижности ионов следующее выражение

$$\mu_i = \xi \sqrt{\frac{e\lambda_{i0}}{m_i v_{Ti} p} \left(1 + \frac{m_i}{M}\right)}, \quad (22)$$

где ξ - множитель порядка единицы, m_i и M - массы иона и молекулы газа соответственно, v_{Ti} - тепловая скорость иона, λ_{i0} - средняя длина пробега при единичном давлении.

Абсолютное значение подвижности ионов обычно лежит в пределах $10 - 100 \text{ м}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$. Причем в глубоком приближении подвижность электронов и

ионов связаны соотношением $\frac{\mu_e}{\mu_i} \approx \frac{\lambda_e}{\lambda_i} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \gg 1$, откуда следует $\mu_e \gg \mu_i$.

Существенное влияние на подвижность ионов газа оказывают процессы перезарядки, особенно если она носит резонансный характер. При этом именно явлением перезарядки объясняется зависимость подвижности ионов от напряженности электрического поля, аналогичное зависимости подвижности электронов от E .

Таким образом, внешнее электрическое поле, приложенное к плазме, приводит к появлению направленных потоков заряженных частиц каждого знака. Причем коэффициент пропорциональности между дрейфовой скоростью и напряженностью поля (подвижность) также может зависеть от напряженности поля.

$$j_e = env_{eдр} = en\mu_e E \quad \text{и} \quad j_i = q_i n v_{iдр} = q_i n \mu_i E.$$

Плотность электрического тока в плазме определяется дрейфовыми скоростями электронов и ионов

$$j_{nl} = j_e + j_i = en(v_{eдр} + v_{iдр}),$$

где дрейфовые скорости могут быть выражены через соответствующие подвижности и напряженность электрического поля

$$v_{eдр} = \mu_e E \quad \text{и} \quad v_{iдр} = \mu_i E.$$

Поскольку обычно $\mu_e \gg \mu_i$, то плотность тока в плазме

$$j_{nl} \approx j_e = en\mu_e E = \frac{e^2 n}{m_e \nu_{ea}} E, \quad (23)$$

где ν_{ea} - частота столкновений электрона с различными центрами рассеяния (электронами, ионами, атомами).

Сравнивая выражение (23) с законом Ома в дифференциальном виде $j = \sigma E$, получаем выражение для электропроводности плазмы σ

$$\sigma = \frac{e^2 n}{v_{ea}}$$

При обычных для разряда низкого давления параметрах плазмы ($n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$) проводимость плазмы сравнима с проводимостью металлов.

4.4. Направленное движение заряженных частиц под действием градиента концентрации (диффузия).

Диффузия электронов и ионов в той или иной области проявляется во всех разрядах в газах. Следует отметить, что в чистом виде диффузия заряженных частиц проявляется крайне редко, поскольку небольшое разделение зарядов приводит к появлению электрического поля, а, следовательно, и к дрейфу.

Диффузия – это процесс выравнивания концентраций частиц.

Диффузионный поток – это число частиц, проходящих через единичную площадку за 1 с (знак минус указывает, что движение происходит в сторону уменьшения концентрации).

$$j_D = -D \frac{dn}{dx}, \quad (24)$$

где $\frac{dn}{dx}$ - градиент концентрации в направлении x , D - коэффициент диффузии. В кинетической теории газов доказывается, что

$$D = \frac{\lambda v_T}{3}. \quad (25)$$

Диффузию электронов и ионов можно рассматривать по одним и тем же законам. Следовательно

$$D_e = \frac{\lambda_e v_{Te}}{3} \quad \text{и} \quad D_i = \frac{\lambda_i v_{Ti}}{3}.$$

Обычно $D_e \approx 10^6 \div 10^8 \text{ см}^2 / \text{с}$, $D_i \approx (2 \div 4) \cdot 10^2 \text{ см}^2 / \text{с}$.

При диффузии заряженные частицы создают электрическое поле. Поэтому для заряженных частиц диффузия сопровождается дрейфом.

Рассмотрим газ, состоящий из заряженных частиц одного знака, например ионов с зарядом q , находящихся в некотором ограниченном объеме. Если предположить, что в отсутствие электрического поля концентрация ионов везде одинакова, то приложенное поле вызывает дрейф ионов и создает по направлению x градиент концентрации $\frac{dn_i}{dx}$, а,

следовательно, и градиент $\frac{dp_i}{dx}$, поскольку $p_i = n_i k T_i$. Выделим в газе слой

ионов толщиной dx . Условие стационарности выполняется, когда электрическая сила уравновешивается избыточным давлением (рис. 24).

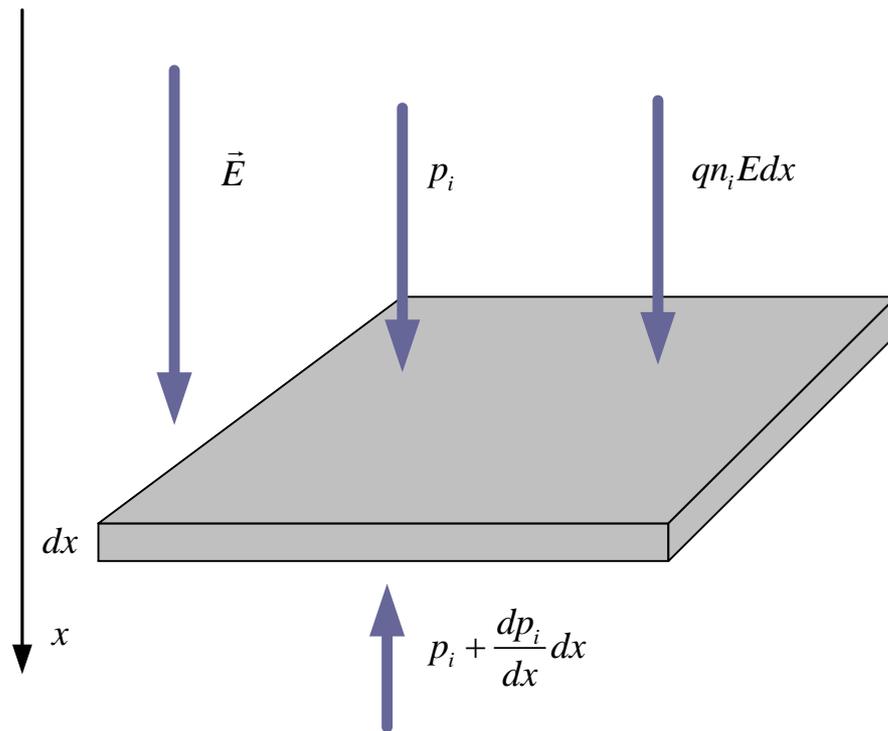


Рис. 41. К определению соотношения Эйнштейна

$$p_i + qn_i E dx = p_i + \frac{dp_i}{dx} dx,$$

или

$$\frac{dn_i}{dx} = \frac{qE}{kT_i} n_i.$$

Откуда при условии $n_i(x=0) = n_{i0}$ и $U(x) = \int_0^x E dx$ получаем распределение ионов (**распределение Больцмана**)

$$n_i(x) = n_{i0} \exp\left(-\frac{qU(x)}{kT_i}\right).$$

Поскольку полный ток складывается из дрейфовой и диффузионной составляющей, то при $j = 0$ получаем равенство

$$j = qn_i \mu_i E - qD_i \frac{dn_i}{dx} \approx 0,$$

но $\frac{dn_i}{dx} = \frac{qE}{kT_i} n_i$, поэтому

$$qn_i \mu_i E = \frac{qE q D_i}{kT_i} n_i,$$

откуда

$$\frac{D_i}{\mu_i} = \frac{kT_i}{q}. \quad (26)$$

Эта формула получила название **соотношения Эйнштейна**, и оно справедливо для любых носителей тока, подчиняющихся классической статистике, например для электронов

$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{kT_e}{e}. \quad (26')$$

В ионизированной среде с примерно равной концентрацией ионов и электронов существование градиента концентрации приводит к так называемой **амбиполярной диффузии**, для которой характерно движение положительно и отрицательно заряженных частиц в одном направлении. В равновесном случае скорости электронов и ионов выравниваются. Таким образом, движение электронов и ионов может быть представлено как дрейфовое и диффузионное движение, причем если для ионов дрейфовая и диффузионная скорости совпадают по направлению, то для электронов они направлены друг против друга

$$\begin{aligned} j_i &= qn\mu_i E - qD_i \frac{dn}{dx} \\ j_e &= qn\mu_e E + qD_e \frac{dn}{dx} \end{aligned} \quad (27)$$

Поскольку $j_e = j_i$ в квазинейтральной плазме $n_e = n_i = n$ формируется поле напряженностью

$$E = \frac{e(D_i - D_e)}{n(\mu_e + \mu_i)} \frac{dn}{dx},$$

и суммарный поток электронов можно представить в виде

$$j = j_e + j_i = \frac{e(D_i\mu_e + D_e\mu_i)}{\mu_e + \mu_i} \frac{dn}{dx} = D_a \frac{dn}{dx},$$

где D_a - коэффициент амбиполярной диффузии.

Таким образом, сложное диффузно-дрейфовое движение электронов и ионов можно свести к простой диффузии, полагая в качестве коэффициента диффузии новую величину D_a . Учитывая то, что $\mu_e \gg \mu_i$ и в соответствии с соотношением Эйнштейна, получаем

$$D_a = \frac{\mu_i k(T_i + T_e)}{e}.$$

Для неизотермической плазмы $T_e \gg T_i$ и

$$D_a = \frac{\mu_i k T_e}{e}.$$

При этом в большинстве случаев выполняется неравенство

$$D_i < D_a < D_e.$$

В присутствии магнитного поля движение заряженных частиц существенно ускоряется. Для анализа сложное движение рассматривают как сумму более простых, при этом можно выделить два основных случая:

- Скорость частицы сонаправлена с вектором магнитной индукции $\vec{v} \parallel \vec{B}$. В этом случае коэффициент подвижности и диффузии для заряженных частиц сохраняются (продольные коэффициенты подвижности и диффузии определяются согласно (21), (22) и (26), (26')).
- $\vec{v} \perp \vec{B}$. Скорость частиц перпендикулярна вектору магнитной индукции. Вследствие циклотронного движения заряженных частиц возникает зависимость коэффициентов μ и D от частоты вращения в магнитном поле (индукция магнитного поля). В этом случае применяют поперечные коэффициенты подвижности и диффузии.

Однако в большинстве практических случаев вследствие большой массы и малой скорости ионов влиянием магнитного поля на них можно пренебречь и в расчетах использовать соотношения (22) и (26').

$$\mu_{\perp}^{e,i} = \frac{\mu_{\parallel}^{e,i}}{1 + \omega_{e,i}^2 / \nu_{e,i}^2}, \quad D_{\perp}^{e,i} = \frac{D_{\parallel}^{e,i}}{1 + \omega_{e,i}^2 / \nu_{e,i}^2},$$

где e, i - индексы, обозначающие электроны и ионы соответственно;

ν_e, ν_i - частоты столкновения электронов и ионов в плазме соответственно;

ω_{ne}, ω_{ni} - лармюровские частоты электронов и ионов.

4.5. Классификация газовых разрядов.

Электрические разряды в газе подразделяют на **несамостоятельные**, требующие для своего поддержания внешний источник ионизации, обеспечивающий появление заряженных частиц (нагрев катода, внешнее излучение и т.д.), и **самостоятельные**, развивающиеся только за счет процессов в разряде и не требующие внешнего возбуждения.

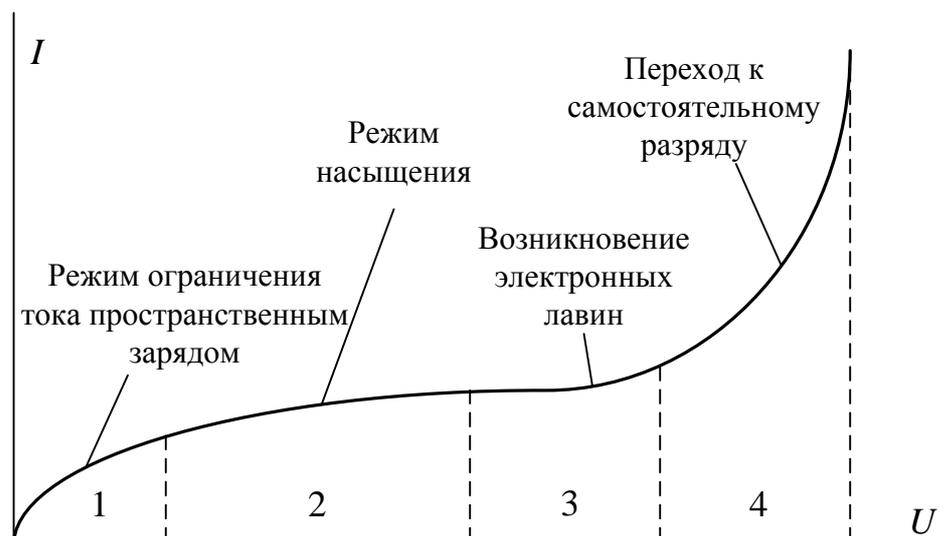


Рис. 42. Вольтамперная характеристика газоразрядного промежутка

При малом анодном напряжении (участок 1) ток в наполненном газом промежутке между электродами ограничен полем объемного заряда носителей, а также их рекомбинацией (рис. 42). В результате не все образовавшиеся носители (заряды) достигают электродов. С ростом напряжения до величины, соответствующей участку 2, объемный заряд рассасывается, и почти все носители попадают на электроды (режим насыщения). С дальнейшим увеличением напряжения разряд переходит в режим газового усиления, характеризующийся образованием электронных лавин (участок 3). Участок 4 соответствует переходу к самостоятельному разряду.

При этих напряжениях кинетическая энергия, приобретаемая электроном на пути к аноду, достаточна для ионизации газа. Каждый акт ионизации служит источником появления нового свободного электрона в промежутке, причем этот электрон, ускоряясь там, также может вызвать ионизацию атомов газа. Поэтому по мере движения к аноду число свободных электронов лавинно прирастает. Таусендом были введены коэффициенты для описания процесса нарастания электронных лавин.

1. α - коэффициент объемной ионизации, производимой одним электроном на единицу пути к аноду.
2. β - коэффициент объемной ионизации положительными ионами, равный количеству актов ионизации, производимых одним положительным ионом на единицу пути к катоду.
3. γ - коэффициент, характеризующий количество электронов, вылетающих с катода в результате попадания на него положительных ионов, квантов, излучаемых возбужденными атомами и т.д.

Увеличение потока электронов на пути dx вдоль разрядного промежутка по оси x за счет актов ионизации объемов газа будет равно

$$dn = \alpha n dx. \quad (28)$$

n - число электронов, проходящих в единицу времени через сечение, расположенное на расстоянии x от катода.

Количество электронов, которые придут на анод в первой электронной лавине n_{e1} , можно определить, проинтегрировав (28)

$$n_{e1} = n_0 e^{\int_0^d \alpha dx}. \quad (29)$$

d - расстояние между катодом и анодом. В общем случае коэффициент α является функцией напряженности поля и давления. n_0 - число электронов, выходящих с поверхности катода в единицу времени.

Для плоской системы электродов в отсутствии объемного заряда поле между электродами однородно, коэффициент α не зависит от x , и выражение (29) сводится к виду

$$n_{e1} = n_0 e^{\alpha d}.$$

На пути к аноду электроны совершают $n_{e1} - n_0$ актов ионизации, и под действием приложенного напряжения к катоду направится поток ионов

$$n_{e1} - n_0 = n_0 (e^{\alpha d} - 1).$$

Дойдя до катода, положительные ионы вызывают появление дополнительного количества электронов за счет γ - процессов, которое складывается с числом электронов, образованных внешними факторами. В результате число электронов, дающих начало второй лавине из области катода

$$n_0 + \gamma(n_{e1} - n_0) = n_0 [1 + \gamma(e^{\alpha d} - 1)].$$

К концу второй лавины количество электронов возрастет до

$$n_{e2} = n_0 (1 + \gamma(e^{\alpha d} - 1)) e^{\alpha d}.$$

Отношение количества электронов, вылетающих с катода в S -ой лавине в результате γ -процессов, к числу электронов, покинувших катод в предыдущей $S - 1$ лавине, называют ионизационным нарастанием

$$\mu = \gamma(e^{\alpha d} - 1), \quad (30)$$

или в общем случае

$$\mu = \gamma \left(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right). \quad (30')$$

В S - ой лавине количество электронов, пришедших на анод

$$n_{es} = n_0 e^{\alpha d} \sum_{i=0}^{s-1} \left(\gamma(e^{\alpha d} - 1) \right)^i.$$

В установившемся режиме (при $S \rightarrow \infty$) число электронов, приходящих на анод, определяется соотношением

$$n_e = n_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)},$$

и анодный ток

$$I_e = I_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}, \quad (31)$$

I_0 - ток электронов с катода, обусловленный внешним воздействием. (Причем при $I_0 = 0$, $I = 0$, т.е. разряд несамостоятельный). Более строгое выражение для анодного тока с учетом ионизации газа положительными ионами имеет вид

$$I_e = I_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta)d}}{\alpha(1 + \gamma) - (\alpha\gamma + \beta) e^{(\alpha - \beta)d}}.$$

Однако коэффициент β очень мал, и в большинстве случаев можно использовать формулу (31).

Коэффициенты α и γ зависят от напряженности электрического поля и давления газа. В общем виде эти зависимости описываются некоторыми функциями

$$\alpha = pf_1\left(\frac{E}{p}\right)$$

$$\gamma = f_2\left(\frac{E}{p}\right).$$

Для расчета отношения $\frac{\alpha}{p}$ используют **полуэмпирическую формулу**, график которой представлен на рис. 26.

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-B \frac{p}{E}\right),$$

где значения A и B определяются опытным путем для каждого газа. (Например, для воздуха $A = 11,3 \text{ м}^{-1} \text{ Па}^{-1}$, $B = 2748 \text{ м}^{-1} \text{ Па}^{-1}$). С увеличением напряженности поля и уменьшением давления, отношение $\frac{\alpha}{p}$ растет.

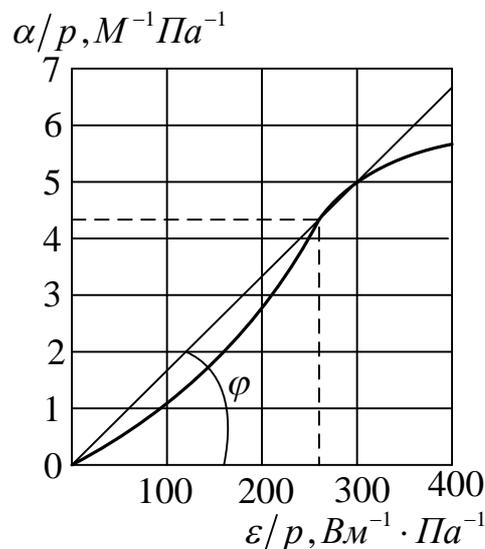


Рис. 43. Коэффициент объемной ионизации газа.

Однако в сильном электрическом поле и при малых давлениях электрон набирает между столкновениями некую большую энергию, которая способствует малой вероятности ионизации (далеко от максимума сечения ионизации), что и вызывает уменьшение α (область II). В результате на зависимости $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$ возникает максимум $\left(\frac{\alpha}{p}\right)_{\max}$.

С повышением напряжения между электродами значения α возрастает, и при некотором напряжении U_3 (рис. 43) величина $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$ становится равной единице, т.е. знаменатель (31) обращается в 0. В этом случае анодный ток I не равен 0 при исчезновении внешнего возбуждения ($I_0 = 0$). Таким образом, при выполнении условия

$$\mu = \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1, \quad (32)$$

Разряд становится самостоятельным (происходит пробой газа).

Пробойным напряжением или **напряжением зажигания** является разность потенциалов, при которой выполняется условие (32). Величина U_3 может быть определена из (32) с учетом $U_3 = Ed$, и после подготовки функции $\alpha = pf_1\left(\frac{E}{p}\right)$ и $\gamma = f_2\left(\frac{E}{p}\right)$. В простейшем случае

$$U_3 = \frac{B(pd)}{C + \ln(pd)}, \text{ где } C = \ln \frac{A}{\ln(1 + 1/\gamma)}.$$

Графики этой зависимости $U_3 = f(pd)$ для различных ионов, называемые **кривыми Пашена**, приведены на рис. 44. при определенных pd напряжение зажигания U_3 минимально

$$(pd)_{\min} = \frac{e_N}{A} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)$$

$$U_{3\min} = B(pd)_{\min}.$$

e_N - основание натурального логарифма.

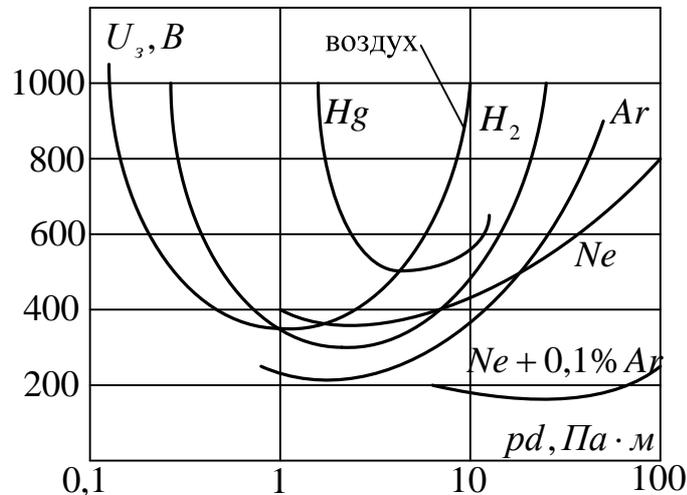


Рис. 44. Кривые Пашена для различных газов.

Увеличение напряжения зажигания слева от $(pd)_{\min}$ обусловлено тем, что электронные лавины не успевают развиваться в необходимой мере при малых длинах промежутка d и в условиях малой плотности плазмообразующего газа. При больших $(pd) > (pd)_{\min}$ увеличение напряжения зажигания связано с уменьшением напряженности поля при больших межэлектродных промежутках и, во-вторых, с уменьшением длины свободного пробега электронов в условиях высокого давления. Кроме этого U_3 зависит от материала катода, геометрии разрядного промежутка и других параметров.

Параметры внешней цепи - **напряжение источника ε_u** , **балластное сопротивление R** определяют, на какой стадии развития остановится газовый разряд (рис. 45).

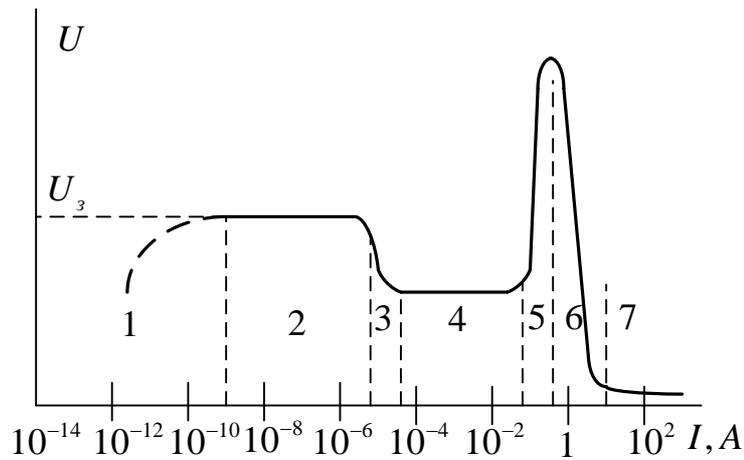


Рис. 45. Вольтамперная характеристика газового промежутка

При уменьшении балластного сопротивления R разряд будет переходить из одной формы к другой, что отразится на ходе вольтамперной характеристики. Отдельные участки характеризуют различные типы газовых разрядов:

1 – несамостоятельный темный разряд; 2 – самостоятельный темный (таусендовский) разряд; 3 – неустойчивая область перехода от темного разряда к тлеющему; 4 – нормальный тлеющий разряд; 5 – анодный тлеющий разряд; 6 – переходная область между тлеющим и дуговым разрядами; 7 – дуговой разряд. Особыми типами разряда следует считать короткий и искровой разряды, возникающие преимущественно при высоких давлениях газа и сильной неоднородности электрического поля в разрядном промежутке.

В тлеющем разряде различают несколько чередующихся областей с различно протекающими процессами возбуждения ионизации и реабилитации зарядов. Однако наибольший практический интерес представляет собой область катодного падения потенциала (где локализуется практически все разрядное напряжение) и светящийся столб плазмы (область положительного столба). Напряжение, при котором существует тлеющий разряд, близко к падению напряжения на катодном участке разряда (нормальному катодному падению напряжения $U_{кн}$) и отличается от него на величину анодного напряжения и падения напряжения на столбе разряда, которые, как правило, значительно меньше $U_{кн}$.

Нормальное катодное падение в тлеющем разряде не зависит от тока и определяется типом газа и материалом катода. Приближенно можно считать, что

$$U_{кн} = \frac{\alpha}{E} \ln \left(1 + \frac{I}{\gamma} \right).$$

В одном и том же газе при различных катодах выполняется равенство

$$U_{кн} = Ke\varphi ,$$

где $e\varphi$ - работа выхода из катода, K - коэффициент пропорциональности, определяемый типом газа.

В режиме нормального тлеющего разряда плотность тока j_n также постоянна, а ток I определяется площадью части катода, занятой разрядом. С ростом тока площадь, занятая разрядом, увеличивается, пока не станет равной площади поверхности катода. Дальнейшее возрастание разрядного тока возможно только за счет повышения интенсивности γ - процессов на катоде.

Разряд при этом переходит в аномальный тлеющий разряд. Увеличение плотности тока в нормальном тлеющем разряде обусловлено бомбардировкой катода быстрыми ионами и атомами, а также фотоэлектронной эмиссией с катода под действием ультрафиолетового излучения на катодных участках разряда.

Аномальное катодное падение напряжения связано с нормальным катодным падением эмпирической зависимостью

$$U_{ка} = U_{кн} + \frac{C}{p} (j_a - j_n)^{1/2},$$

где C - константа, определяемая типом газа и материалом катода.

При достижении определенной величины тока, зависящей от материала катода и его формы, а также типа газа и его давления, аномальный тлеющий заряд скачком переходит в самостоятельный дуговой разряд.

Дуговой разряд характеризуется возникновением дугового пятна, где реализуются интенсивные эмиссионные процессы, в основном термоэлектронная эмиссия, большими плотностями токов и малым напряжением горения разряда.

4.6. Методы диагностики плазмы.

Диагностика плазмы заключается в определении параметров, которые характеризуют ее состояние в пространстве и во времени. В первую очередь к таким параметрам следует отнести **концентрацию** компонентов плазмы и эмпирический **спектр**.

Используют пассивные и активные методы измерения параметров плазмы.

Пассивные методы основаны на регистрации излучений и потоков частиц из плазмы или измерения характеристик окружающих полей.

Активные методы основываются на измерении характеристик внешнего зондирующего излучения при его прохождении через плазму и на отклике плазмы на зондирующий луч.

Классическим методом исследования физических характеристик газоразрядной плазмы является **метод ленгмюровского зонда**, суть которого заключается в измерении тока в малом заряженном электроде (зонде),

помещенном в плазму. На зонд подают напряжение U_p относительно одного из электродов и измеряют зависимость тока в цепи зонда I_p от величины U_p – зондовую характеристику.

Зондовая характеристика позволяет локально в месте расположения зонда определить ряд важных параметров плазмы (например, потенциал зонда, плотности электронного и ионного потоков, температуру электронного газа), а также рассчитать концентрации электронов и ионов.

Зондовый метод прост и позволяет определить локальные (в каждой точке) параметры плазмы. Это преимущество обуславливает и основной недостаток зондовой методики, поскольку зонд вносит в плазму существенные искажения, означающие изменение параметров плазмы вблизи зонда за счет ее возмущения. Кроме этого, зондовые измерения сильно затруднены при наличии интенсивных магнитных полей.

В настоящее время существует достаточно подробная теория лангмюровского зонда, а также разработаны дополнительные методы зондовой диагностики, позволяющие повысить точность зондовых измерений. К ним относятся эмиссионный зонд, двойной зонд и другие методы.

Важную информацию об энергетическом состоянии плазмы можно получить, исследуя интенсивность и спектральный состав излучения, испускаемого плазмой, которые зависят от концентрации и температуры заряженных частиц (спектрометрический метод диагностики). По интенсивности отдельных линий магнитного спектра излучения атомов, возбуждаемых ударами электронов, а затем испускающих кванты света, определяют T_e .

Сплошной спектр комбинационного и вторичного излучений позволяет получать сведения о концентрации и температуре электронов плазмы. Спектрометрический метод исследования плазмы хорошо развит в очень широком диапазоне частот – от инфракрасных до рентгеновских областей.

Метод корпускулярной (эмиссионной) диагностики основан на исследовании потоков частиц, испускаемых плазмой люкс-спектрометрическим методом, а также с помощью детекторов частиц.

О степени ионизации плазмы и концентрации в ней заряженных частиц можно судить по ослаблению пучка частиц от внешнего источника, простреливающего плазму. По отклонению пучка можно также судить о величине и направлении полей в плазме, а модуляция пучка по энергиям свидетельствует о наличии плазменных колебаний.

Важным методом диагностики является исследование взаимодействия с плазмой электромагнитного излучения в микроволновом (СВЧ) и оптическом диапазонах.

При определенной частоте внешнего излучения волна отражается от участков плазмы с концентрацией электронов, превышающей критическую, а в самой плазме волна затухает экспоненциально. Просвечивая плазму

излучением различных частот и определяя частоту отсечки, при которой излучение перестает проходить сквозь плазму, определяют концентрацию плазмы (метод отсечки). Существуют другие, более точные методы диагностики плазмы, основанные на интерференции двух лучей, один из которых проходит через плазму. Эти методы позволяют исследовать быстрые и медленные процессы в динамике.

5 МАТЕРИАЛЫ К ПРАКТИЧЕСКОМУ ЗАНЯТИЮ ПО ВАКУУМНОЙ И ПЛАЗМЕННОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧ

Материал пособия должен помогать закреплению теоретических знаний, а также вырабатывать навык в решении практических вопросов и задач.

Прежде чем решить задачу или ответить на поставленный вопрос, надо понять их сущность, физический смысл заданных величин, вспомнить физические процессы, законы и соотношения, относящиеся к данному вопросу.

Все аналитические решения следует проводить, используя общеизвестные физические законы, физические постоянные и физические системы единиц. Сначала надо написать исходные формулы, сделать, если это необходимо, соответствующие преобразования, получить конечные формулы, а затем подставить в эти формулы числовые значения и найти результат. Помните, что все физические величины в формуле должны быть в одной системе единиц. Не забывайте в ответе давать размерность полученной величины.

Ход всех преобразований и вычислений должен быть четко показан в решении задачи. Вычисления, как правило, достаточно делать до третьего знака, а в ряде случаев и до второго.

Полученный в виде числа ответ надо постараться проверить каким-либо способом. Полезно обратиться к справочной литературе и сравнить полученную величину с известными подобными величинами в справочнике. Если отличие в несколько порядков, то ищите ошибку своем решении.

Ответы на вопросы следует давать кратко, но ясно и точно.

ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ПО ТЕМАМ

5.1 Термоэлектронная эмиссия

Задача 1. Определить плотность тока термоэмиссии (в А/м^2), если материал термокатода имеет эффективную работу выхода $\phi_{\text{эфф}} = 1,5$ эВ, температура катода $T_{\text{к}} = 900$ К, проницаемость потенциального барьера $D = 0,95$.

Решение. Плотность тока термоэмиссии можно определить, используя уравнение Ричардсона-Дэшмана:

$$j_{\text{Э}} = A_0 \cdot D \cdot T_{\text{к}} \cdot e^{-\frac{e\phi_{\text{эфф}}}{k \cdot T_{\text{к}}}} = 120 \cdot 10^4 \cdot 0,95 \cdot 900^2 \cdot e^{-\frac{1,5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 900}} = 3,85 \cdot 10^3 \text{ А/м}^2,$$

где $A_0 = 120 \cdot 10^4 \frac{\text{А}}{\text{м}^2 \text{град}^2}$ – универсальная постоянная термоэмиссии;

$e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона;

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана.

Задача 2. Определить эффективную работу выхода материала термокатода $\phi_{\text{эфф}}$, если температура катода $T_{\text{к}} = 900$ К, проницаемость потенциального барьера $D = 0,95$, а плотность тока термоэмиссии $j_{\text{Э}} = 3,85 \cdot 10^3$ А/м^2 . Определить ток эмиссии термокатода, если площадь катода $S_{\text{к}} = 0,1$ см^2 .

Решение. Ток эмиссии термокатода можно определить из уравнения:

$$j_{\text{Э}} \cdot S_{\text{к}} = 3,85 \cdot 10^3 \cdot 10^{-5} = 3,85 \cdot 10^{-2} \text{ А} = 38,5 \text{ мА}.$$

Для определения $\phi_{\text{эфф}}$ используем уравнение Ричардсона-Дэшмана:

$$j_{\text{Э}} = A_0 \cdot D \cdot T_{\text{к}} \cdot e^{-\frac{e\phi_{\text{эфф}}}{k \cdot T_{\text{к}}}}.$$
$$3,85 \cdot 10^3 = 120 \cdot 10^4 \cdot 0,95 \cdot 900^2 \cdot e^{-\frac{\phi_{\text{эфф}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 900}};$$
$$3,85 \cdot 10^3 = 205,2 \cdot 10^9 \cdot e^{-12,88 \cdot \phi_{\text{эфф}}};$$
$$\text{Дж} = 1,5 \text{ эВ}.$$

Постоянные смотрите в задаче 1.

5.2 Фотоэлектронная эмиссия

Задача 1. Найти максимальную энергию (в эВ), выходящих с поверхности фотокатода под действием монохроматического пучка света с длиной волны $\lambda = 2 \cdot 10^{-7}$ м, если эффективная работа выхода фотокатода $\phi_{\text{эфф}} = 0,5$ эВ.

Решение. Фотон имеет энергию $h\nu$ и, попадая на фотокатоду, всю энергию отдает электрону в кристалле. Электрон, получив энергию $h\nu$,

покидает кристалл фотокатода, если этой энергии достаточно для выхода. При выходе из кристалла электрон теряет энергию, равную эффективной работе выхода кристалла ($\phi_{\text{эфф}}$).

Выйдя из кристалла фотокатода, электрон в вакууме имеет кинетическую энергию, равную $\frac{mv^2}{2}$. В результате можно записать уравнение:

$$\frac{mv^2}{2} = h \cdot \frac{c}{\lambda} - \phi_{\text{эфф}} = 6,626 \cdot 10^{-34} \cdot \frac{3 \cdot 10^8}{2 \cdot 10^{-7}} - 0,5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 9,139 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 5,7 \text{ эВ},$$

где $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж – постоянная Планка;

$c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме;

$m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг – масса электрона;

$\nu = \frac{c}{\lambda}$ – связь между частотой и длиной волны кванта.

Если известна начальная энергия электрона в кристалле (ϕ_0), то уравнение баланса энергий можно записать:

$$\phi_0 + h\nu - \phi_{\text{эфф}} = \frac{mv^2}{2}.$$

Задача 2. Электрон фотокатода получил энергию кванта, покинул кристалл и имеет энергию в вакууме 5,7 эВ. Эффективная работа выхода фотокатода $\phi_{\text{эфф}} = 0,5$ эВ. Какой станет энергия электрона в вакууме (в эВ), если длину волны кванта увеличить в 5 раз.

Решение. Энергию кванта можно найти из уравнения:

$$h\nu = h \cdot \frac{c}{\lambda} = \frac{mv^2}{2} + \phi_{\text{эфф}} = 5,7 + 0,5 = 6,2 \text{ эВ}.$$

При увеличении длины волны в 5 раз энергия кванта уменьшается в 5 раз и становится равной 1,24 эВ.

Теперь можно найти энергию электрона в вакууме:

$$h \frac{c}{\lambda} - \phi_{\text{эфф}} = 1,24 - 0,5 = 0,74 \text{ эВ}.$$

5.3 Электростатическая эмиссия

Задача 1. Определить плотность тока термоэмиссии (в А/м²), если температура катода $T_k = 2000$ К, эффективная работа выхода материала катода $\phi_{\text{эфф}} = 2$ эВ, проницаемость $D = 1$, а напряженность электрического поля у поверхности катода составляет $E = 8 \cdot 10^7$ В/м.

Решение. Электрическое поле уменьшает потенциальный барьер у поверхности катода на $\Delta\phi$. Эту величину можно определить по формуле:

$$\Delta\phi = \frac{e^2}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{E} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2 \sqrt{8 \cdot 10^7}}{\sqrt{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}} = \frac{64 \cdot 10^{-30} \cdot 8,94 \cdot 10^3}{10,54 \cdot 10^{-6}} = 0,543 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 0,34 \text{ эВ},$$

где $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона;

$\pi = 3,14$;

$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Для определения плотности тока термоэмиссии используем формулу Ричардсона–Дэшмана:

$$j_{\text{Э}} = A_0 \cdot D \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{e(\phi_{\text{эфф}} - \Delta\phi)}{k \cdot T}} = 120 \cdot 10^4 \cdot 2000^2 e^{-\frac{1,6 \cdot 10^{-19} (2 - 0,34)}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 2000}} = 4,8 \cdot 10^{12} e^{-9,6} = 3,24 \cdot 10^8 \text{ А/м}^2.$$

5.4 Вторичная эмиссия

Задача 1. Динод имеет коэффициент вторичной эмиссии $\sigma = 3,5$. На этот электрод падает поток первичных электронов, и во внешней цепи электрода протекает ток $I = 5$ мА. Каким станет этот ток (в мА), если $\sigma = 2$?

Решение. Динод (вторичный электрод) в приборах предназначен для того, чтобы умножать ток первичных электронов. Первичные электроны падают на поверхность динода, выбивают вторичные электроны, которые все уходят на следующий динод. Ток в цепи динода можно записать:

$$\begin{aligned} I_g &= I_{e2} - I_{e1}, \text{ а } I_{e2} = \sigma I_{e1}; \\ I_g &= I_{e1}(\sigma - 1), \quad 5 = I_{e1}(3,5 - 1); \\ I_{e1} &= 2 \text{ мА}, \quad I_{e2} = \sigma I_{e1} = 7 \text{ мА}, \end{aligned}$$

где σ – коэффициент вторичной эмиссии;

I_{e1} – ток первичных электронов;

I_{e2} – ток вторичных электронов;

I_g – ток динода.

Если $\sigma = 2$, то $I_g = 2 \cdot (2 - 1) = 2$ мА.

Задача 2. Диод работает в режиме насыщения. На анод падает поток первичных электронов, ток во внешней цепи анода $I_a = 1$ мА, при этом коэффициент вторичной эмиссии материала анода $\sigma = 3$. Определить ток первичных электронов.

Решение. Диод – это прибор, в котором два электрода: катод и анод. Режим насыщения в диоде, когда все электроны, вышедшие из катода, ускоряются полем анода и приходят на анод, вызывая появление тока первичных электронов. Вторичные электроны, покинув анод, попадают в ускоряющее поле анода и захватываются им снова. Поэтому ток во внешней цепи анода будет определяться потоком первичных электронов:

$$I_a = I_{e1} = 1 \text{ мА.}$$

5.5 Элементарные процессы в плазме

Задача 1. На анод диода подано напряжение $U_a = 400 \text{ В}$, расстояние между катодом и анодом (в м) $d_{ka} = 0,5 \text{ см}$. Какое расстояние должен пройти электрон в ускоряющем поле анода, чтобы приобрести скорость $\bar{v} = 3 \cdot 10^6 \text{ м/с}$?

Решение. Учитывая, что согласно условию задачи, между катодом и анодом нет пространственных зарядов (один электрон), напряженность электрического поля между электродами находим по формуле:

$$E = \frac{U_a}{d_{ka}} = \frac{400}{0,5 \cdot 10^{-2}} = 8 \cdot 10^4 \text{ В/м.}$$

Зная скорость электрона, находим его энергию из уравнения $\frac{mv^2}{2} = eU$:

$$U = \frac{mv^2}{2 \cdot e} = \frac{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 9 \cdot 10^{12}}{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 25,6 \text{ В,}$$

где $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$ – масса электрона;

$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ – заряд электрона.

Скорость $3 \cdot 10^6 \text{ м/с}$ электрон приобретает, пройдя разность потенциалов 25,6 В.

Находим расстояние, на котором электрон будет иметь энергию 25,6 эВ:

$$\frac{25,6}{8 \cdot 10^4} = 3,2 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

Задача 2. В диодный промежуток (см. задачу 1) напустили газ, потенциал ионизации которого $U_i = 19 \text{ В}$, а сечение ионизации электрона $Q_{ei} = 8 \cdot 10^3 \text{ 1/м}$. Определить сможет ли электрон ионизировать атомы газа.

Решение. Сечение ионизации характеризует число ионизаций, совершаемых электроном на 1 м его пути. Эта величина обратно пропорциональна средней длине свободного пробега электрона $\bar{\lambda}_e$.

$$\bar{\lambda}_e = \frac{1}{Q_{ei}} = \frac{1}{8 \cdot 10^3} = 1,25 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

Электрон, двигаясь в газе, набирает энергию на расстоянии равном средней длине его пробега. После взаимодействия с атомом изменяется и энергия электрона, и траектория движения. Определим какую энергию наберет электрон в электрическом поле анода на расстоянии равном $\bar{\lambda}_e$.

$$E \cdot \bar{\lambda}_e = 8 \cdot 10^4 \cdot 1,25 \cdot 10^{-4} = 10 \text{ В.}$$

Электрон в электрическом поле анода набирает на расстоянии $\bar{\lambda}_e$ энергию 10 эВ, а чтобы ионизировать атом газа, нужна энергия 19 эВ. Электрон не сможет ионизировать атомы газа.

КОНТРОЛЬНЫЕ ЗАДАЧИ

(50 шт.)

по разделу «Вакуумная и плазменная электроника»

1. Вольфрамовый термокатод имеет температуру 2700 К, эффективную работу выхода $\phi_{\text{эфф}} = 3,5$ эВ, $D = 0,95$. Определить плотность тока термоэмиссии в А/м^2 .

Ответ: $2,54 \cdot 10^6$

2. Определить плотность тока термоэмиссии с поверхности фотокатода при комнатной температуре ($T_k = 23$ °С), если эффективная работа выхода катода $\phi_{\text{эфф}} = 0,5$ эВ, а $D = 0,97$. Ответ в А/м^2 .

Ответ: 318,7

3. Термокатод имеет площадь эмиссии 1 см^2 , рабочая температура катода 2000 К, эффективная работа выхода $\phi_{\text{эфф}} = 3,52$ эВ, $D = 1$. Определить ток термоэмиссии в А.

Ответ: 0,66

4. Температуру катода понизили с 1200 К до 600 К. Во сколько раз изменилась плотность тока термоэмиссии, если эффективная работа выхода катода $\phi_{\text{эфф}} = 1$ эВ?

Ответ: $6,29 \cdot 10^4$

5. Плотность тока термоэмиссии катода 40 А/см^2 при температуре катода $T = 1100$ К. Определить эффективную работу выхода материала катода ($\phi_{\text{эфф}}$) в эВ, если $D = 1$.

Ответ: 1,43

6. Определить эффективную работу выхода ($\phi_{\text{эфф}}$) в эВ, если температура катода 1800 К, а $D = 0,98$, плотность тока термоэмиссии $1,16 \cdot 10^{10} \text{ А/м}^2$.

Ответ: 0,9

7. Определить плотность тока термоэмиссии с катода в А/м^2 , если температура катода $T_k = 2500$ К, $D = 0,97$, а эффективная работа выхода $\phi_{\text{эфф}} = 2,6$ эВ.

Ответ: $4,157 \cdot 10^7$

8. Определить величину тока термоэмиссии (в А) с поверхности фотокатода площадью 10 см^2 , если эффективная работа выхода $\phi_{\text{эфф}} = 0,7$ эВ, $D = 0,97$, а температура катода $T_k = 40$ °С.

Ответ: $6,27 \cdot 10^{-4}$

9. Определить ток эмиссии с термокатода (в А), если рабочая температура катода $T_k = 1500 \text{ К}$, эффективная работа выхода $\phi_{\text{эфф}} = 0,7 \text{ эВ}$, $D = 0,97$, а площадь катода $S = 0,2 \text{ см}^2$.

Ответ: $2,3 \cdot 10^6$

10. В кинескопе катод имеет температуру $T = 900 \text{ К}$, эффективную работу выхода $\phi_{\text{эфф}} = 1,1 \text{ эВ}$. Определить плотность тока термоэмиссии в А/м^2 , если принять $D = 1$.

Ответ: $6,8 \cdot 10^5$

11. Найти энергию электронов (в эВ), эмиттированных фотокатодом, под действием монохроматического пучка света с длиной волны $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, если эффективная работа выхода $\phi_{\text{эфф}} = 0,8 \text{ эВ}$.

Ответ: $1,68$

12. Монохроматический поток света падает на фотокатод. Электроны, эмиттированные с фотокатода, имеют энергии $0,3 \text{ эВ}$. Как изменится энергия электрона, если число фотонов в потоке уменьшить в 2 раза?

Ответ: не изменится

13. На фотокатод с эффективной работой выхода $\phi_{\text{эфф}} = 0,8 \text{ эВ}$ падает монохроматический поток света, под действием которого с фотокатода вылетают электроны со скоростью $v = 800 \text{ км/с}$. Определить длину волны (λ) падающего света (в м).

Ответ: $4,74 \cdot 10^{-7}$

14. Фотокатод облучили монохроматическим потоком света (Φ). Получили ток эмиссии с фотокатода ($I_{\text{э}}$). Как изменится интегральная чувствительность фотокатода, если величину светового потока увеличить в 3 раза?

Ответ: не изменится

15. Найдите энергию фотона в эВ, если длина волны его $\lambda = 0,5893 \text{ мкм}$. Определить скорость электронов (в м/с), выбиваемых этими фотонами, если эффективная работа выхода фотокатода $\phi_{\text{эфф}} = 1,81 \text{ эВ}$.

Ответ: $2,11$; $3,25 \cdot 10^5$

16. Фотокатод облучили монохроматическим потоком света (Φ). Получили ток эмиссии с фотокатода ($I_{\text{э}}$). Как изменится ток эмиссии с фотокатода, если световой поток увеличить в 4 раза?

Ответ: увеличится в 4 раза

17. Электрон движется в кристалле со скоростью $v = 4 \cdot 10^5 \text{ м/с}$. Квант света с длиной волны $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$ отдал свою энергию электрону. Электрон покинул кристалл, а скорость его в вакууме $v = 2 \cdot 10^5 \text{ м/с}$. Определить какую энергию потерял электрон при выходе из кристалла в эВ.

Ответ: 2,82

18. Электрон, который двигается в кристалле со скоростью $v = 2 \cdot 10^5$ м/с, получил энергию фотона, покинул кристалл и в вакууме скорость электрона осталась прежней. Эффективная работа выхода кристалла $\phi_{\text{эфф}} = 1$ эВ. Определить длину волны (λ) фотона в м.

Ответ: $12,4 \cdot 10^{-7}$

19. Электрон получил энергию кванта 1,5 эВ, покинул кристалл и имеет скорость в вакууме $v = 5 \cdot 10^5$ м/с. Какой станет энергия электрона в вакууме (в эВ), если энергию кванта увеличить в 3 раза?

Ответ: 3,71

20. Фотокатод с эффективной работой выхода $\phi_{\text{эфф}} = 0,9$ эВ облучается монохроматическим потоком света. При этом электроны покидают кристалл со скоростью $v = 9 \cdot 10^5$ м/с. Какой станет эта скорость (в м/с), если длину волны кванта уменьшить в 2 раза?

Ответ: $1,39 \cdot 10^6$

21. Динод имеет коэффициент вторичной эмиссии $\sigma = 2$. На этот электрод падает поток первичных электронов, и во внешней цепи электрода протекает ток $I = 1$ мА. Каким станет этот ток (в мА), если $\sigma = 4$?

Ответ: 3

22. Диод работает в режиме насыщения. На анод диода падает поток первичных электронов с током $I_a = 5$ мА, при этом коэффициент вторичной эмиссии $\sigma = 3$. Определить ток во внешней цепи анода (в мА).

Ответ: 5

23. Диод работает в режиме насыщения. Коэффициент вторичной эмиссии анода $\sigma = 4$. Ток во внешней цепи анода $I_a = 4$ мА. Определить ток первичных электронов, падающих на анод (в мА).

Ответ: 4

24. Динод имеет коэффициент вторичной эмиссии $\sigma = 5$. На этот электрод падает поток первичных электронов, и во внешней цепи электрода протекает ток $I = 2$ мА. Каким станет этот ток (в мА), если $\sigma = 0,5$?

Ответ: -0,25

25. Электрод — хороший диэлектрик. На него падает поток первичных электронов $I_e = 5$ мА, коэффициент вторичной эмиссии $\sigma = 4$. Какой ток будет протекать во внешней цепи электрода (в мА)?

Ответ: 0

26. Электрод — диэлектрик. На него падает поток первичных электронов $I_{e1} = 3$ мА. Коэффициент вторичной эмиссии $\sigma = 0,2$. Какой ток будет протекать во внешней цепи электрода (в мА)?

Ответ: 0

27. Динод имеет коэффициент вторичной эмиссии $\sigma = 2$, ток первичных электронов составляет $I_{e1} = 1$ мА. Определить ток в цепи электрода. Определить ток вторичных электронов в мА.

Ответ: 1; 2

28. Динод имеет коэффициент вторичной эмиссии $\sigma = 3$, ток первичных электронов $I_{e1} = 3$ мА. Какой ток вторичных электронов I_{e2} ? Какой ток протекает во внешней цепи электрода (в мА)?

Ответ: 9; 6

29. Привели в контакт металл и полупроводник. Эффективная работа выхода металла $\phi_{\text{эфф}} = 2,8$ эВ, полупроводника — $\phi_{\text{эфф}} = 1,2$ эВ. Определить величину контактной разности потенциалов в эВ.

Ответ: 1,6

30. Привели в контакт два полупроводника. Между ними установилась контактная разность потенциалов $U_{\text{кн}} = 0,3$ эВ. Эффективная работа выхода одного полупроводника составляет $\phi_{\text{эфф}} = 1$ эВ. Определить эффективную работу выхода второго полупроводника в эВ.

Ответ: 1,3

31. Определить плотность тока термоэмиссии, если температура катода $T_k = 1800$ К, эффективная работа выхода $\phi_{\text{эфф}} = 0,9$ эВ, $D = 0,98$, а напряженность электрического поля у поверхности катода составляет $E = 10^7$ В/м. Ответ в А/м².

Ответ: $2,515 \cdot 10^{10}$

32. Как изменится эффективная работа выхода ($\phi_{\text{эфф}}$) у поверхности катода, если между плоским катодом и анодом приложено напряжение $U_a = 80$ кВ, расстояние между электродами $d_{\text{ак}} = 0,2$ см? Ответ в эВ.

Ответ: 0,24

33. Термокатод имеет эффективную работу выхода $\phi_{\text{эфф}} = 2,6$ эВ, $D = 0,97$, температура катода $T_k = 2500$ К. При приложении электрического поля между катодом и анодом ток эмиссии возрос на 20%. Какой величины электрическое поле приложено? Ответ в В/м.

Ответ: $1,17 \cdot 10^6$

34. При какой напряженности электрического поля наблюдается автоэлектронная эмиссия с катода, если эффективная работа выхода катода $\phi_{\text{эфф}} = 0,9$ эВ? Ответ в В/м.

Ответ: $5,62 \cdot 10^8$

35. Чему равно ускоряющее поле у поверхности катода, если оно вызывает уменьшение эффективной работы выхода на 1,45%. Ответ в В/м.

Ответ: $1,88 \cdot 10^6$

36. При напряженности электрического поля у поверхности катода $E = 10^5$ В/м наблюдается автоэлектронная эмиссия. Определить эффективную работу выхода материала в эВ.

Ответ: 0,012

37. Термокатод имеет эффективную работу выхода $\phi_{\text{эфф}} = 2$ эВ, $D = 1$, температура катода $T_k = 2000$ К. Приложение электрического поля вызывает возрастание плотности тока на 10%. Какой величины электрическое поле приложено? Ответ в В/м.

Ответ: $1,87 \cdot 10^5$

38. На сколько электрон-вольт должна измениться эффективная работа выхода кристалла, чтобы плотность тока термоэмиссии при температуре катода $T_k = 2400$ К увеличилась на 10%?

Ответ: 0,0197

39. Термокатод при температуре $T_k = 1300$ К, эффективной работе выхода $\phi_{\text{эфф}} = 2,2$ эВ обеспечивает плотность тока 90 А/см². Определить величину электрического поля у поверхности катода в В/м.

Ответ: $2,2 \cdot 10^8$

40. Термокатод при температуре $T_k = 1300$ К, эффективной работе выхода $\phi_{\text{эфф}} = 2,2$ эВ обеспечивает плотность тока 90 А/см², $D = 1$. Определить, как электрическое поле у поверхности катода изменило эффективную работу выхода в эВ.

Ответ: 0,56

41. Определить полное сечение ионизации электрона, движущегося в газе, если средняя длина пробега его $\bar{\lambda}_{ei} = 4 \cdot 10^{-2}$ м. Ответ в 1/м.

Ответ: 25

42. Средняя длина свободного пробега электрона в газе $\bar{\lambda}_e = 2 \cdot 10^{-2}$ м, потенциал ионизации газа $U_i = 25$ В. Определить минимальную напряженность электрического поля в В/м, при которой электрон сможет ионизировать атом газа. Начальную скорость электрона принять равной нулю.

Ответ: 1250

43. Потенциал ионизации газа $U_i = 32$ В. На газовый промежуток приложено электрическое поле напряженностью $5 \cdot 10^3$ В/м. Определить среднюю длину свободного пробега электрона (в м), на которой он наберет энергию соответствующую потенциалу ионизации.

Ответ: $6,4 \cdot 10^{-3}$

44. Полное сечение ионизации электрона, движущегося в газе $Q = 5 \cdot 10^2$ 1/м. Определить среднюю длину свободного пробега в м.

Ответ: $2 \cdot 10^{-3}$

45. Определить среднюю длину свободного пробега электрона в м, при которой он сможет ионизировать атом, если расстояние между катодом и анодом $d_{ak} = 10$ мм, напряжение на аноде $U_a = 300$ В, а потенциал ионизации атома $U_i = 20$ В.

Ответ: $6,7 \cdot 10^{-4}$

46. Потенциал ионизации газа $U_i = 16$ В, средняя длина пробега электрона $\bar{\lambda}_e = 2 \cdot 10^{-3}$ м, расстояние катод — анод $d_{ak} = 2$ см. Определить при каком напряжении на аноде (в В) будет наблюдаться ионизация газа.

Ответ: 160

47. Определить минимальную скорость, необходимую для того, чтобы ионизировать атом неона, если потенциал ионизации его $U_i = 21$ В. Ответ в м/с.

Ответ: $2,72 \cdot 10^6$

48. Какое расстояние должен пройти электрон в поле с напряженностью 50 В/см, чтобы приобрести скорость $2,72 \cdot 10^6$ м/с. Ответ в м.

Ответ: $4,2 \cdot 10^{-3}$

49. Электрон движется в газе. Какое расстояние (в м) должен пройти электрон в электрическом поле, чтобы ионизировать атом, если напряжение на аноде диода $U_a = 200$ В, расстояние между катодом и анодом $d_{ak} = 2$ см, а потенциал ионизации $U_i = 30$ В.

Ответ: $3 \cdot 10^{-3}$

50. В вакуумном диоде эффективная работа выхода материала катода $\phi_{\text{эфф}} = 2,1 \text{ эВ}$, а материала анода $\phi_{\text{эфф}} = 3,5 \text{ эВ}$. Определить контактную разность потенциалов в эВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чен Ф. Введение в физику плазмы. – М.: Мир, 1987. – 388 с.
2. Чернецкий А.В. Введение в физику плазмы. – М.: Атомиздат, 1969. – 304 с.
3. Синкевич О.А., Стаханов И.П. Физика плазмы. – М.: Высшая школа, 1991. – 192 с.
4. Ковальский Г.А. Электрическая плазма в газовом разряде: Учебное пособие. – М.: МИРЭА, 1983. – 108 с.
5. Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольдгрена. – М.: Мир, 1971. – 552 с.
6. Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 238 с.
7. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями. – М.: Наука, 1991. – 424 с.
8. Соболев В.Д. Физические основы электронной техники: Учебник для вузов. – М.: Высш. школа, 1979. – 448 с.
9. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. – М.: Наука, 1966. – 564 с.
10. Гапонов В.И. Электроника: Часть 1. – М.: Физ. мат. литературы, 1960. – 516 с.
11. Левицкий С.М. Сборник задач и расчетов по физической электронике. – Киев: Киевский гос. ун-т, 1964. – 208 с.