

$$j = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2eU^3}{mL_0^4}} \quad (1)$$

где j — плотность тока из плазмы на электрод, m — масса заряж. частиц, переносящих ток. Выражение (1) справедливо, когда длина свободного пробега заряд. частиц превышает L_0 . В случае контакта отрицательно заряженного электрода с плазмой на электрод течёт ионный ток и заряд электрода компенсируется зарядом ионов, заполняющих ленгмюровскую оболочку толщиной L_0 . Ионы, входящие в ленгмюровскую оболочку, должны быть предварительно ускорены так, чтобы их скорость v_i на границе оболочки удовлетворяла условию $v_i \geq \sqrt{kT_e/m_i}$ (т. н. критерий Бом а). Точку, в к-рой достигается скорость $v_i = \sqrt{kT_e/m_i}$, условно считают граничной, отделяющей квазинейтральную плазму от ленгмюровского слоя. Т. к. обычно $T_e \gg T_i$, то в квазинейтральной плазме на расстоянии порядка длины свободного пробега иона l_i существует сильное для ионов электр. поле, обеспечивающее необходимое ускорение ионов до энергий $\sim kT_e$ (рис. 1).

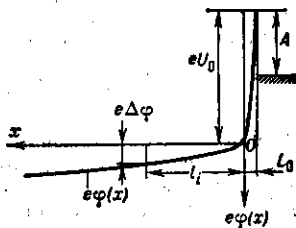


Рис. 1. Потенциальная диаграмма на границе плазмы с отрицательно заряженным электродом: А — работа выхода, $\phi(x)$ — электростатический потенциал; за нуль отсчёта принят потенциал на границе квазинейтральной плазмы с ленгмюровской оболочкой.

При этом плотность ионного тока на электрод $j_i \approx en\sqrt{kT_e/m_i}$, где n — концентрация ионов на границе квазинейтральной плазмы. Протяжённость ленгмюровской оболочки $L_0 \sim r_D(T_e)(eU_0/kT_e)^{3/4}$.

Если отрицат. электрод является эмиттером электронов, то становится существенной напряжённость электр. поля E_0 на поверхности электрода, определяющая величину Шоттки эффекта:

$$E_0^2 = 8\pi \sqrt{2m_i U_0} e \left(j_i - \sqrt{m_e/m_i} j_e^{(0)} \right) \quad (2)$$

где $j_e^{(0)}$ — плотность тока эмиссии катода.

При $j_e^{(0)} = \sqrt{m_i/m_e} j_i$ электр. поле $E_0 = 0$ и ленгмюровская оболочка представляет собой двойной электрический слой ионов и электронов, в к-ром пространственный заряд плазменных ионов компенсируется зарядом катодных электронов (область 2, рис. 2). При эмиссионном токе $j_e^{(0)} > \sqrt{m_i/m_e} j_i$ электр. поле на катоде становится тормозящим для катодных электронов и у катода возникает минимум потенциала — виртуальный катод, увеличивающий эфф. работу выхода катода.

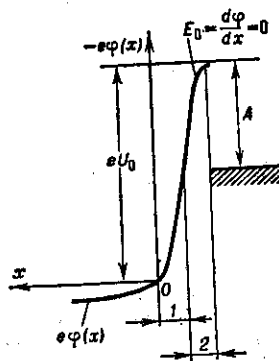


Рис. 2. Возникновение виртуального катода: 1 — область, где преобладают плазменные ионы; 2 — область, где преобладают катодные электроны.

Величина мин. потенциала такова, что эфф. эмиссия электронов с катода в плазму остаётся на уровне $j_{эфф} = \sqrt{m_i/m_e} j_i$.

Выражения для L_0 , E_0 и $j_{эфф}^{(0)}$ справедливы лишь при весьма больших значениях eU_0/kT_e , т. к. поправки к этим выражениям $\sim \sqrt{kT_e/eU_0}$. Образование виртуального катода обнаруживается экспериментально в разрядах с термоэмиссионным катодом по резкому ограничению электронной эмиссии с катода в плазму при увеличении темп-ры катода.

Электронный ток на границе плазма — электрод. Функция распределения. Следующей характерной длиной является длина свободного пробега заряд. частиц. На длине свободного пробега ионов l_i в квазинейтральной плазме формируется сильно анизотропное и ускоренное до энергий $\sim kT_e$ распределение ионов. На длине свободного пробега электронов l_e формируется их угл. распределение, к-рое на границе с отрицательно заряженным электродом анизотропно, причём величина анизотропии определяется отношением eU_0/kT_e . Анизотропия уменьшается при увеличении eU_0/kT_e и при $eU_0/kT_e \gg 1$, когда электроны покидают плазму в осн. лишь в пределах узкого телесного угла $\sim kT_e/eU_0$, анизотропия их ф-ции распределения уже перестаёт сказываться на величине тока. Ф-ция распределения электронов в плазме перед задерживающим потенциальным барьером определена для произвольных значений eU_0/kT_e из решения кинетического уравнения Больцмана.

При удалении от электрода ф-ция распределения заряд. частиц изотропизируется. Обычно плазма в приэлектродном слое понижена слабо, и изотропизация происходит при столкновениях заряд. частиц с нейтральными. Столкновения ионов с нейтралами, близкими по массе к m_i , приводят не только к изотропизации, но и к образованию максвелловского распределения для ионов с темп-рой T_i , совпадающей с темп-рой нейтралов T_n .

Установление максвелловского распределения для электронов в сильноточных разрядах происходит, как правило, за счёт межэлектронных столкновений. Вследствие затруднённого обмена энергией между электронами и тяжёлой компонентой темп-ра электронов T_e в приэлектродном слое отличается от T_n , обычно $T_e > T_n$. В слабоионизов. плазме длина, на к-рой устанавливается максвелловское распределение для электронов, обычно порядка длины релаксации энергии $L_E = \sqrt{D_e(\mathcal{E})\tau_E(\mathcal{E})}$, где D_e — коэф. диффузии электронов, $\tau_E = m_i^{1/2} \mathcal{E}^{3/2} / 2^{1/2} \pi e^4 \Lambda n$ — время релаксации энергии электрона, Λ — кулоновский логарифм, $\mathcal{E} = mv^2/2$ — кинетич. энергия электрода. L_E увеличивается с увеличением \mathcal{E} и для быстрых электронов $\mathcal{E} \approx eU_0$ часто $L_E \gg l_e$. В этом случае ф-ция распределения электронов по энергиям $f_e(\mathcal{E})$ в приэлектродном слое может существенно отличаться от распределения Максвелла. Поскольку ток на границе плазма — электрод переносится исключительно быстрыми электронами с $\mathcal{E} \geq eU_0$, то немасвелловская ф-ция распределения влияет на величину тока. Если электрод является поглощающей стенкой, то эмиссия электронов из плазмы на электрод приводит к обеднению быстрыми электронами и к соответствующему уменьшению тока. При наличии эмиссии электронов с электрода часть упруго рассеянных в плазме электронов возвращается на эмиттер и поток поступающих в плазму электронов тоже уменьшается. При учёте обоих эффектов ток на контакте плазмы с катодом

$$j_e = j_e^{(0)} [1 - r_1(T_e, T_e)] - \frac{1}{4} env_e \exp(-eU_0/kT_e) [1 - r_2(T_e)],$$

здесь T_k — темп-ра катода, r_1 и r_2 — кинетич. коэф. отражения. При большой величине r_1 , когда $1 - r_1 \ll 1$, имеет место соотношение: