

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

A. V. Potapov, L. E. Tsvetkova, Характеристики приэлектродного потенциального слоя в плазме щелочного металла при наличии адсорбции, *TVT*, 1973, Volume 11, Issue 2, 272–281

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use
<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.89

January 14, 2025, 02:04:40



УДК 537.5

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЭЛЕКТРОДНОГО ПОТЕНЦИАЛЬНОГО СЛОЯ В ПЛАЗМЕ ЩЕЛОЧНОГО МЕТАЛЛА ПРИ НАЛИЧИИ АДСОРБЦИИ

А. В. Потапов, Л. Е. Цветкова

Рассмотрен плоский лэнгмюровский слой между плазмой и термоэмиссионным электродом при наличии адсорбции вещества плазмы на поверхности. Учтены процессы поверхностной ионизации, упругого отражения частиц от поверхности и эффект Шоттки. Проведены на ЭВМ численные исследования характеристик катодного слоя в плазме цезия.

Многие электродно-плазменные системы работают в условиях образования слоя адсорбированных атомов на поверхностях электродов. Тем не менее до настоящего времени отсутствует теоретическое решение задачи о характеристиках лэнгмюровского слоя при наличии адсорбции на электроде. В работе [1] проведен приближенный учет влияния увеличения работы выхода на вольт-амперную характеристику термоэмиссионного преобразователя, связанного с уменьшением потока тяжелых частиц на электрод при росте степени ионизации плазмы. Однако расчет был сделан без глубокого теоретического анализа и основан, в конечном счете, на формальном разложении функции работы выхода в ряд Тейлора. В работе [2] рассмотрен случай адсорбирующей термоэмиссионной поверхности, соприкасающейся с плотной плазмой, и получено решение задачи только для системы, находящейся в полном термодинамическом равновесии, т. е. при отсутствии процессов переноса и плавающем потенциале стенки.

Ниже приводится решение задачи для общего случая лэнгмюровского слоя при наличии адсорбции. Требовалось прежде всего установить, чем отличается эта задача от хорошо изученной задачи без явления адсорбции [3–9], затем получить необходимые новые соотношения и дать общую методику расчета слоя с адсорбцией. На основе полученного решения представляло практический интерес выяснить, какие качественные изменения даст учет пленки адсорбата при расчете слоя, каковы количественные изменения приэлектродных характеристик за счет адсорбции, и сделать заключение об условиях, в которых при расчете слоя нельзя пренебречь явлением адсорбции.

В данной работе рассмотрен плоский бесстолкновительный слой, расположенный между неравновесной плазмой давления p , и степени ионизации α_s , и термоэмиссионным электродом в предположении, что компоненты плазмы на внешней границе слоя имеют среднюю температуру $T_i = T_a = T_w$ и T_{es} . При рассмотрении процессов на поверхности электрода принята следующая физическая модель: считается, что все падающие ионы и атомы образуют по роду их взаимодействия с поверхностью две группы. Первая группа зеркально отражается от поверхности с коэффициентами отражения γ_i и γ_a , вторая адсорбируется на поверхности, «обществляется» и покидает ее диффузно в соотношении ионов и атомов,

соответствующем известным формулам для поверхностной ионизации [10]. При указанной схеме эффективный коэффициент поверхностной ионизации β_s уже не будет определяться формулой, приведенной в [11], и необходим вывод новой формулы для β_s .

Учет процесса адсорбции сводится к тому, что работа выхода становится функцией не только параметров материала электрода, но и потока приходящих и адсорбирующихся на поверхности ионов и атомов. В работе дается вывод выражения для этого потока, в котором учтены явления зеркального отражения атомов и ионов от поверхности электрода, отражение потенциальным барьером слоя ионов поверхностной ионизации, несимметричность функции распределения частиц по скоростям на внешней границе слоя.

Явление адсорбции может приводить к появлению многозначности режимов разряда в слое в соответствии с возможной многозначностью в степени покрытия θ , возникающей при некоторых температурах в области малых θ [10].

Качественные и количественные изменения, к которым приводит явление адсорбции, в данной работе изучаются на основе численного исследования катодного слоя в пламе Cs.

Эффективный коэффициент поверхностной ионизации β_s связывает поток ионной компоненты v_{is}^+ через границу слоя по направлению внешней нормали к поверхности электрода с общим потоком тяжелых частиц v_{0s}^- по направлению внутренней нормали

$$v_{is}^+ = \beta_s v_{0s}^- \quad (1)$$

Поток v_{is}^+ складывается из потока ионов поверхностной ионизации с поправкой на задерживающий потенциал $(\varphi_s - \varphi_w)$ и потока зеркально отраженных ионов

$$v_{is}^+ = v_{iw}^+ \exp\left(-\frac{\varphi_s - \varphi_w}{kT_w}\right) + \gamma_i v_{is}^- \quad (2)$$

Здесь и далее индексы обозначают: s — внешняя граница лэнгмюровского слоя; w — внутренняя граница слоя, электрод; k — место потенциального барьера для электронов; e — электрон; i — ион; a — нейтральный атом; плюс — направление от поверхности электрода; минус — направление к поверхности электрода.

Поток ионов поверхностной ионизации определяется формулой

$$v_{ic}^+ = \beta_w v_{0w}^u \quad (3)$$

Здесь v_{0w}^u — полный поток тяжелых частиц, участвующих в поверхностной ионизации; он равен сумме потоков адсорбируемой ионной и нейтральной компонент плазмы и потока ионов поверхностной ионизации, отраженных потенциальным барьером $(\varphi_s - \varphi_w)$

$$v_{0w}^u = (1 - \gamma_a) v_{as}^- + (1 - \gamma_i) v_{is}^- + \left[1 - \exp\left(-\frac{\varphi_s - \varphi_w}{kT_w}\right)\right] v_{iw}^+ \quad (4)$$

где v_{is}^- и v_{as}^- — потоки ионов и атомов через внешнюю границу слоя по направлению внутренней нормали к поверхности, γ — коэффициент упругого отражения частиц.

Из уравнений (3) и (4) следует

$$v_{iw}^+ = \frac{\beta_w [(1 - \gamma_a) v_{as}^- + (1 - \gamma_i) v_{is}^-]}{1 - \beta_w \left[1 - \exp\left(-\frac{\varphi_s - \varphi_w}{kT_w}\right)\right]} \quad (5)$$

Коэффициент поверхностной ионизации β_w определяется формулой Саха — Лэнгмюра и для чистой поверхности электрода $\beta_w = \beta_w(\varphi_s', U, T_w)$ [10], где φ_s' — работа выхода поверхности для процесса поверхностной ионизации. U — потенциал ионизации атомов плазмы. При наличии адсорбции

$$\begin{aligned}\varphi_s^i &= \varphi_s^i(T_w, \nu_{0w}^u), \\ \beta_w &= \beta_w(U, T_w, \nu_{0w}^u),\end{aligned}\quad (6)$$

Из уравнений (1), (2), (5) следует

$$\gamma_i \nu_{is}^- + \frac{\beta_w \exp(-(\varphi_s - \varphi_w)/kT_w)}{1 - \beta_w \left[1 - \exp\left(-\frac{(\varphi_s - \varphi_w)}{kT_w}\right) \right]} [(1 - \gamma_a) \nu_{as}^- + (1 - \gamma_i) \nu_{is}^-] = \beta_s \nu_{os}^-, \quad (7)$$

или

$$\gamma_i \nu_{is}^- + \beta_s' [(1 - \gamma_a) \nu_{as}^- + (1 - \gamma_i) \nu_{is}^-] = \beta_s \nu_{os}^-, \quad (8)$$

где

$$\beta_s' = \frac{\beta_w \exp(-(\varphi_s - \varphi_w)/kT_w)}{1 - \beta_w [1 - \exp(-(\varphi_s - \varphi_w)/kT_w)]} \quad (9)$$

Коэффициент β_s' связывает поток ионной компоненты, уходящий через границу s , с общим потоком частиц на электрод при отсутствии зеркального отражения.

Рассмотрим связь потоков ионов и атомов ν_{is}^- и ν_{as}^- с ν_{os}^- , ν_{is}^+ и α_s . При предположении максвелловского распределения в общей смеси тяжелых частиц невозмущенной плазмы можно записать выражение для их полного потока в виде

$$\nu_{os}^- = \nu_{is}^- + \nu_{as}^- \simeq \frac{1}{4} (n_{es} + n_{as}) v = \frac{1}{4} \frac{n_{es}}{\alpha_s} v, \quad (10)$$

где

$$\alpha_s = \frac{n_{es}}{n_{es} + n_{as}} \quad (n_{es} = n_{is}), \quad v = \left(\frac{8kT_w}{\pi m} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

Согласно же тринадцатимоментному приближению для невязкого газа будем иметь

$$\nu_{is}^+ + \nu_{is}^- \simeq \frac{1}{2} n_{is} v \quad (n_{es} = n_{is}), \quad (12)$$

или с учетом (10)

$$\nu_{is}^+ + \nu_{is}^- = 2\alpha_s \nu_{os}^-. \quad (13)$$

Из уравнений (10), (13) следует

$$\nu_{is}^- = 2\alpha_s \nu_{os}^- - \nu_{is}^+, \quad (14)$$

$$\nu_{as}^- = \nu_{os}^- - \nu_{is}^-. \quad (15)$$

Подставив уравнения (14) и (15) в (7), получим искомое выражение для эффективного коэффициента поверхностной ионизации β_s в виде

$$\beta_s = \frac{2\alpha_s [\gamma_i + \beta_s' (\gamma_a - \gamma_i)] + (1 - \gamma_a) \beta_s'}{1 + \gamma_i + \beta_s' (\gamma_a - \gamma_i)}. \quad (16)$$

Из уравнений (4) и (5) следует

$$\nu_{0w}^u = \frac{(1 - \gamma_a) \nu_{as}^- + (1 - \gamma_i) \nu_{is}^-}{1 - \beta_w [1 - \exp(-(\varphi_s - \varphi_w)/kT_w)]}. \quad (17)$$

Потоки v_{as}^- и v_{is}^\pm связаны с концентрацией частиц и тепловыми скоростями следующим образом:

$$v_{is}^\pm = \frac{1}{4} \zeta_{is}^\pm n_{os} v, \quad (18)$$

$$v_{as}^- = \frac{1}{4} \zeta_{as}^- n_{os} v, \quad (19)$$

где ζ_{is}^\pm и ζ_{as}^- — коэффициенты, учитывающие несимметричность функции распределения частиц по скоростям на внешней границе слоя*.

С учетом (18) и (19) уравнение (17) для потока тяжелых частиц, участвующего в поверхностной ионизации, примет окончательный вид

$$v_{ow}^u = \frac{1/4 n_{os} v}{1 - \beta_w [1 - \exp(-(\varphi_s - \varphi_w)/kT_w)]} \left[(1 - \gamma_a) \frac{1 - \alpha_s}{\alpha_s} \zeta_{as}^- + (1 - \gamma_i) \zeta_{is}^+ \right]. \quad (20)$$

Выражение для ζ_{is}^+ можно записать с помощью уравнений (1), (10), (18) следующим образом:

$$\zeta_{is}^+ = \beta_s / \alpha_s, \quad (21)$$

из уравнений (10), (14) и (18) следует

$$\zeta_{is}^- = 2 - (\beta_s / \alpha_s). \quad (22)$$

Формула для ζ_{as}^- получается из уравнений (10), (15), (19) и (21)

$$\zeta_{as}^- = \left(\frac{1}{\alpha_s} - \zeta_{is}^- \right) / \left(\frac{1}{\alpha_s} - 1 \right). \quad (23)$$

Приэлектродное падение потенциала. Плотность тока электронной термэмиссии с катода дается формулой

$$j_{эм} = j_0 \exp(\varphi_K / kT_w). \quad (24)$$

Величина j_0 , входящая в формулу (24), определяется уравнением Ричардсона — Дэшмана и для чистой поверхности электрода зависит только от свойств самого электрода, т. е. его материала и температуры

$$j_0 = j_0(T_w, \varphi_s^e).$$

Однако в действительности поверхность электрода, помещенного в плазму щелочного металла, оказывается покрытой пленкой адсорбированных атомов этого металла, причем стенья покрытия определяется параметрами как электрода, так и примыкающей к нему плазмы и зависит к то-

* Распределение каждой компоненты в уравнении (10) не считается близким к максвелловскому симметричному распределению. Так как со стороны стенки на внешнюю границу слоя поступают атомы и ионы практически с максвелловским распределением, а смесь тяжелых частиц покоится относительно стенки, газ тяжелых частиц в целом имеет распределение, лишь слабо отличающееся от максвелловского только за счет различия потенциальных функций взаимодействия атом — атом, атом — ион, ион — ион и теплового потока. Максвелловское распределение по скоростям в смеси тяжелых частиц позволяет записать соотношение (10). Это позволяет также провести приближенное описание движения ионов на внешней границе слоя функцией распределения, состоящей из двух максвелловских половин, каждая из которых характеризуется своим предэкспоненциальным коэффициентом, и распространить уравнение (12) на случай сильного отклонения распределения ионов от максвелловской функции. В пределе это соответствует случаю полной рекомбинации ионов на стенке, рассмотренному в работах [16, 17]. В результате, в отличие от работ [3, 9], где принято $\zeta = 1$, в настоящем исследовании используются более реалистичные величины ζ , принимающие значения в зависимости от β_s и α_s в пределах $0 < \zeta < 2$.

му же от плотности тока разряда. Работа выхода термоэмиссии такого электрода уже не является постоянной величиной, а определяется состоянием всей системы плазма — электрод: $\varphi_s^e = \varphi_s^e(T_{es}, p_s, \alpha_s, T_w, j)$. Следовательно, в этом случае $j_0 = j_0(T_{es}, p_s, \alpha_s, T_w, j)$.

Второй сомножитель в формуле (24) учитывает влияние электрического поля у поверхности электрода на величину тока термоэмиссионных электронов, т. е. эффект Шоттки. При расчете лэнгмюровского слоя с учетом эффекта Шоттки нужно обратить внимание на тот факт, что на электрон и ион в каждой точке слоя действуют различные силы.

В работе проводится приближенный учет явления экранирования заряженных частиц у поверхности электрода. Характерная длина экранирования подсчитывается по алгоритму, общему для случаев $n_{ew} \sim n_{iw}$, $n_{ew} \gg n_{iw}$, $n_{iw} \gg n_{ev}$, по формуле [13] *

$$h_D^2 = \left(4\pi e^2 \sum_z \frac{n_z}{kT_z} \right)^{-1}, \quad z = e, i. \quad (25)$$

Из трех указанных случаев последний, по-видимому, требует пояснения. При поверхностной ионизации подавляющее количество ионов у поверхности с плотностью n_{iw}' , являются отходящими от твердой границы или отброшенными от потенциального барьера слоя. Приходящие из плазмы ионы, имеющие неравновесное распределение по одной степени свободы, представляют небольшую группу частиц с плотностью n_{iw}'' . Соотношение между n_{iw}' и n_{iw}'' характеризуется при $\Delta\varphi/kT_w = (\varphi_s - \varphi_w)/kT_w > 2$ отношением

$$\frac{n_{iw}''}{n_{iw}'} < \left(\frac{n_{iw}''}{n_{iw}'} \right)_{\alpha_s = \alpha_{s \text{ макс}}} \approx \frac{(1/\beta_w) - 1 + \exp(-\Delta\varphi/kT_w)}{(\pi\Delta\varphi/kT_w)^{1/2}}.$$

Случай $n_{iw} \gg n_{ew}$, таким образом, отвечает условиям, при которых ионы экранируются в основном ионами той же группы, имеющей температуру T_w . В этом случае способ учета экранирования электронов не имеет практического значения для расчета общих характеристик слоя.

Потенциалы электрона и иона в поле слоя с учетом экранирования равны

$$\tilde{\varphi}^{e,i} = \tilde{\varphi} \pm \frac{e}{4r} \exp(-k_{e,i}x/h_D), \quad (26)$$

где x — расстояние, взятое по направлению внешней нормали к поверхности электрода; k_e, k_i — поправочные коэффициенты, уточняющие принятую схему экранирования $\tilde{\varphi} = \varphi/e$.

* Как известно, вблизи стенки электрический потенциал обычно [18, 19] представляется в виде суммы $\tilde{\varphi} = \tilde{\varphi}_0 + \tilde{\varphi}_1$, где $\tilde{\varphi}_0$ — усредненный потенциал, не зависящий от положения рассматриваемого иона, и $\tilde{\varphi}_1$ — потенциал возмущения, возникающий вследствие присутствия иона в данной точке пространства. Процедура [13] использования уравнений Пуассона и Больцмана приводит к соотношению $\Delta(\tilde{\varphi}_0 + \tilde{\varphi}_1) = (1/h_D^2)(\tilde{\varphi}_0 + \tilde{\varphi}_1) - 4\pi\rho$, которое можно разбить на два: $\Delta\tilde{\varphi}_0 = -4\pi\rho$, описывающее усредненный потенциал, и $\Delta\tilde{\varphi}_1 = (1/h_D^2)(\tilde{\varphi}_0 + \tilde{\varphi}_1)$, описывающее потенциал возмущения в присутствии внешнего электрического поля. Здесь ρ — средний объемный заряд, соответствующий усредненному потенциалу $\tilde{\varphi}_0$.

Исследования экранирования в присутствии электрического поля [20, 21] показали, что в этом случае экранирование теряет сферическую форму, однако h_D (по формуле (25)) сохраняется в качестве средней характерной длины экранирования. В работе [22], посвященной исследованию влияния переменного электрического поля на экранирование, найдено, что с уменьшением периода колебаний электрического поля постоянная составляющая потенциала приобретает сферическую форму с радиусом экранирования кулоновского центра, равным h_D .

Поставленная в настоящей работе задача по оценке масштаба влияния экранирования на характеристики лэнгмюровского слоя делает нецелесообразным значительное усложнение системы уравнений за счет учета упомянутых деталей экранирования.

Величина потенциала $\bar{\varphi}_k$ в точке экстремума кривой потенциальной энергии электрона в поле слоя и соответствующее ему x_k определяются из системы уравнений, аналогичной системе в [12], но с учетом экранирования

$$\bar{\varphi}_k - |E_k| x_k - \frac{e}{4x_k} \exp\left(-\frac{k_e x_k}{h_D}\right) = 0, \quad (27)$$

$$|E_k| - \frac{ek_e}{4x_k h_D} \left(1 + \frac{h_D}{k_e x_k}\right) \exp\left(-\frac{k_e x_k}{h_D}\right) = 0. \quad (28)$$

Общая плотность тока на электрод складывается из суммы электронного и ионного токов

$$j = e v_{e_s^-} \exp\left(-\frac{\varphi_s - \varphi_k}{kT_{e_s}}\right) - j_{эм} - e(v_{i_s^-} - v_{i_s^+}), \quad (29)$$

где

$$v_{e_s^-} = 1/4 \zeta_{e_s^-} n_{e_s} v_{e_s}, \quad v_{e_s} = (8kT_{e_s} / \pi m_e)^{1/2}.$$

Вывод формулы для $\zeta_{e_s^-}$ дан в [11]. Однако в [11] не учтены процессы упругого отражения и эффект Шоттки. С учетом этих процессов уравнение для $\zeta_{e_s^-}$ примет вид

$$\zeta_{e_s^-} = \frac{\left[2 - \left(j_{эм} / \frac{1}{4} en_{e_s} v_{e_s}\right)\right]}{\left[2 - (1 - \gamma_e) \exp(-(\varphi_s - \varphi_k) / kT_{e_s})\right]}. \quad (31)$$

С помощью уравнений (29) – (31) можно получить формулу для определения величины приэлектродного падения потенциала $\Delta\varphi$

$$\Delta\varphi = \varphi_k - \varphi_w - kT_{e_s} \ln \frac{2X}{1 + X(1 - \gamma_e)}, \quad (32)$$

где

$$X = \frac{\frac{1}{2}(1 - (\beta_s / \alpha_s)) en_{e_s} v + j + j_{эм}}{(en_{e_s} v_{e_s} / 2) - j_{эм}}. \quad (33)$$

Уравнения (32) и (33) позволяют проследить зависимость величины приэлектродного падения потенциала от плотности тока и температуры электрода при заданных параметрах плазмы и известном φ_k .

Напряженность электрического поля в точке экстремума потенциальной энергии электронов определяется с помощью уравнения Пуассона, которое после интегрирования при условии, что $E_s^2 \ll E_k^2$, запишется следующим образом:

$$E_k = \left(8\pi \int_{\varphi_k}^{\varphi_s} \rho d\varphi\right)^{1/2}. \quad (34)$$

Напряженность поля E_x в любой точке внутри интервала $[\varphi_k, \varphi_s]$ определяется уравнением

$$E_x^2 = E_k^2 - 8\pi \int_{\varphi_k}^{\varphi_x} \rho d\varphi. \quad (35)$$

Соответствующее $x = x(\varphi)$ находится из уравнения

$$x_\varphi - x_k = - \int_{\varphi_k}^{\varphi_x} \frac{d\varphi}{E}. \quad (36)$$

Вопрос об определении суммарной плотности объемного заряда в каждой точке интервала $[\Phi_h, \Phi_s]$ подробно рассмотрен в [9]. С учетом процессов упругого отражения частиц, отклонения распределения частиц на границе s от максвелловского, а также при учете эффекта Шоттки уравнение для ρ примет вид

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{e} = & \frac{2v_{iw}^+}{v} \left(1 + \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\Phi_s - \Phi^i}{kT_w}} \right) \exp \left(-\frac{\Phi^i - \Phi_w}{kT_w} \right) + \\ & + \frac{\xi_{es}^-}{2} (1 + \gamma_i) n_{es} \left(1 - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\Phi_s - \Phi^i}{kT_w}} \right) \exp \left(\frac{\Phi_s - \Phi^i}{kT_w} \right) - \\ & - \frac{2j_{эм}}{ev_{ew}} \left(1 - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\Phi^e - \Phi_h}{kT_w}} \right) \exp \left(\frac{\Phi^e - \Phi_h}{kT_w} \right) - \\ & - \frac{\xi_{es}^-}{2} n_{es} \left[1 + \gamma_e + (1 - \gamma_e) \operatorname{erf} \sqrt{\frac{\Phi^e - \Phi_h}{kT_{es}}} \right] \exp \left(-\frac{\Phi_s - \Phi^e}{kT_{es}} \right). \quad (37) \end{aligned}$$

Численный расчет зависимостей $\Delta\Phi = \Phi_s$ (при $\Phi_w = 0$), E_h , $j_{эм}$, Φ_s , β_s от T_w и j производился методом последовательных приближений. При вычислениях было взято $k_e = k_i = 1$.

Практический расчет системы уравнений на ЭВМ был осуществлен для прикатодного слоя плазмы Cs при следующих условиях: $p_s = 10^3$ мкбар, $T_{es} = 5 \cdot 10^3$ °К. В качестве материала электрода была взята модель со свойствами поверхности, характеризующейся в части работы выхода $\Phi_s^i = \Phi_s^e = \Phi_s$ (v_{iw}^+ , T_w) S -кривыми Cs на вольфраме из работы [14] (см. рис. 104 из [12]) и коэффициентами отражения $\gamma_e = 0,1$ [15], $\gamma_i = \gamma_a = 0,1$, либо в другом случае $\gamma_i = \gamma_a = 0$.

Исследование заимствованных из [14] S -кривых, проведенное по методике [10], показало, что явление многозначности степени покрытия θ при принятых параметрах плазмы не должно наблюдаться.

Рассчитывались зависимости Φ_s , θ , E_h , $j_{эм}$, Φ_s и β_s от T_w как для максимально возможного значения $\alpha_s = (1 + \beta_s) / 2$ [11], так и для $\alpha_s = 0,1$ при общем токе на катод $j = -3$ а/см². Для сравнения расчет был проведен как с учетом пленки адсорбата, так и без учета. Результаты расчета для случая $\gamma_i = \gamma_a = 0,1$, Cs — W, $p_s = 10^3$ мкбар, $T_{es} = 5 \cdot 10^3$ °К, $j = -3$ а/см², представлены на рис. 1–6 в виде кривых $\Phi_s(T_w)$, $\theta(T_w)$, $E_h(T_w)$, $j_{эм}(T_w)$, $\Phi_s(T_w)$ и $\beta_s(T_w)$, и для случая $\gamma_i = \gamma_a = 0$ на рис. 7 в виде зависимости $\Phi_s(T_w)$. Остальные кривые для последнего варианта расчета не приводятся ввиду одинакового характера в поведении этих кривых в обоих случаях. Значения β_s для $\gamma_i = \gamma_a = 0$ при $T_w < 2700$ °К практически равны нулю.

Из рис. 1 и 7 видно, что при принятых параметрах на внешней границе слоя стационарный прикатодный слой существует в ограниченном диапазоне температур поверхности катода. Анализ уравнений (32) и (33) показывает, что кривые $\Phi_s(T_w)$ при ограниченном токе термоэмиссии должны иметь асимптоты $T_w = T_w^*$, определяемые с помощью следующего уравнения:

$$-j = j_{эм} + \frac{1}{2} (1 - \beta_s / \alpha_s) en_{es} v. \quad (38)$$

При температурах из интервала, расположенного слева от нанесенных на рис. 1 и 7 асимптот, ионный ток становится настолько малым, что в сумме с термоэлектронным током не может обеспечить величины заданного полного тока $j = -3$ а/см².

Для отдельных вариантов проводился расчет лэнгмюровского слоя без учета экранирования. Как выяснилось, учет экранирования не вносит больших изменений в результаты расчета, например, поправка к величине

нам тока термоэлектронной эмиссии не превосходила 6%. Таким образом, приближенный характер учета экранирования фактически не сказывается на точности полученных графиков.

Анализ результатов расчета. Образование пленки ведет к снижению работы выхода и, как правило, сопровождается уменьшением величины прикатодного падения потенциала. Анализ полученных зависимостей показывает, что учет пленки адсорбата может приводить к следующим качественным эффектам: к снижению значений T_w^* , при которых еще возможно

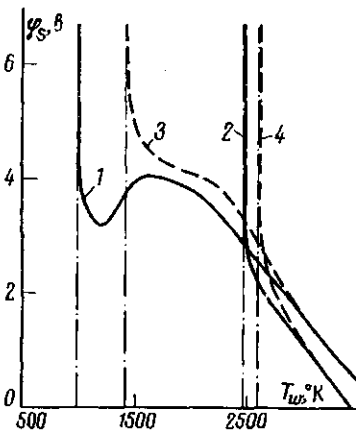


Рис. 1

Рис. 1. Зависимость величин приэлектродного падения потенциала от температуры катода (сплошные кривые — с учетом пленки, пунктирные — без учета пленки):

1, 3 — $\alpha_s = (1 + \beta_s) / 2$; 2, 4 — $\alpha_s = 0,1$

Рис. 2. Изменение степени покрытия от температуры катода:

1 — $\alpha_s = (1 + \beta_s) / 2$; 2 — $\alpha_s = 0,1$

Рис. 3. Зависимость величин напряженности электрического поля у катода от температуры катода:

1, 3 — $\alpha_s = (1 + \beta_s) / 2$; 2, 4 — $\alpha_s = 0,1$

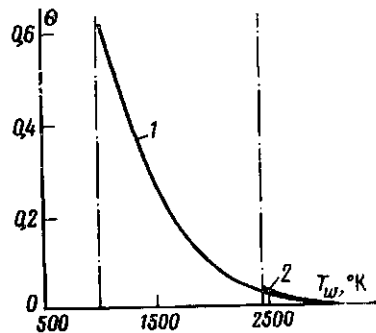


Рис. 2

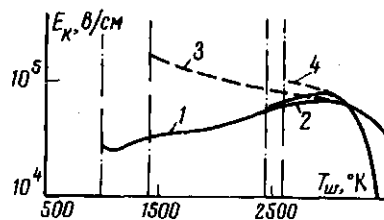


Рис. 3

существование стационарного приэлектродного слоя, причем величина этого снижения ΔT_w^* зависит от относительного роста тока термоэлектронной эмиссии за счет адсорбции и соотношения между электронной и ионной составляющими тока; к появлению экстремальных точек на кривых $\tilde{\varphi}_s(T_w)$, $\tilde{j}_{эм}(T_w)$ и $E_k(T_w)$, минимум на кривой $\tilde{\varphi}_s(T_w)$ связан с максимумом $\tilde{j}_{эм}(T_w)$ (рис. 4), который появится из-за увеличения работы выхода поверхности катода с ростом температуры (рис. 5); к значительному снижению напряженности электрического поля у катода, в связи с чем влияние эффекта Шоттки при низких T_w становится пренебрежимо малым; к увеличению тока термоэлектронной эмиссии.

Проведенные систематические расчеты лэнгмюровского слоя позволяют сделать следующие количественные выводы.

Смещение ΔT_w^* может достигать больших значений, например, в случае $\gamma_i = \gamma_a = 0,1$, $\Delta T_w^* \sim 420^\circ$ для $\alpha_s = (1 + \beta_s) / 2$ и $\Delta T_w^* \sim 140^\circ$ для $\alpha_s = 0,1$ (рис. 1).

Степени покрытия $\theta \approx 0,01$ (рис. 2) уже достаточно, чтобы изменение приэлектродного падения потенциала составило $\Delta \tilde{\varphi}_s / \tilde{\varphi}_s = 0,1$, а знак производной dE_k / dT_w изменился на противоположный по отношению к знаку $d\tilde{\varphi}_s / dT_w$ при отсутствии пленки (рис. 3) Наблюдаемая в примерах расчета максимальная разность ($\tilde{\varphi}_{s \text{ макс}} - \tilde{\varphi}_{s \text{ мин}}$) составляет $\sim 0,9$ в.

Увеличение плотности тока термоэлектронной эмиссии при наличии пленки может составлять несколько порядков.

При коэффициентах упругого отражения $\gamma_a = \gamma_s = 0,1$ влияние пленки на β_s практически отсутствует (рис. 6), при $\gamma_s = \gamma_a = 0$ это влияние заметно только в области малых значений β_s . На основании исследования

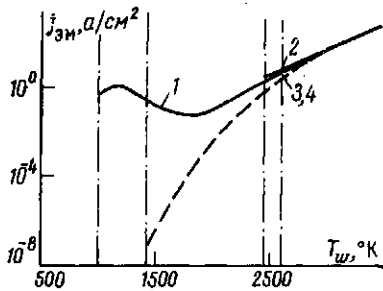


Рис. 4. Зависимость тока термоэлектронной эмиссии от температуры катода:

1, 3 — $\alpha_s = (1 + \beta_s) / 2$; 2, 4 — $\alpha_s = 0,1$

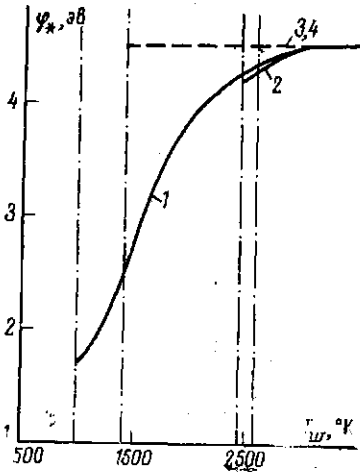


Рис. 5. Изменение работы выхода поверхности от температуры катода:

1, 3 — $\alpha_s = (1 + \beta_s) / 2$; 2, 4 — $\alpha_s = 0,1$

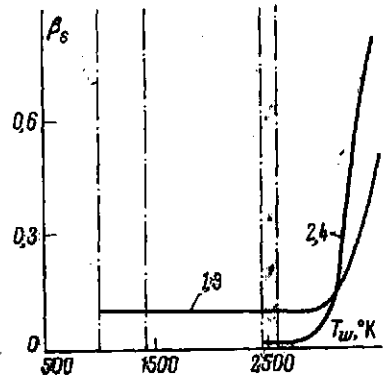


Рис. 6. Зависимость эффективного коэффициента поверхностной ионизации от температуры катода:

1, 3 — $\alpha_s = (1 + \beta_s) / 2$; 2, 4 — $\alpha_s = 0,1$

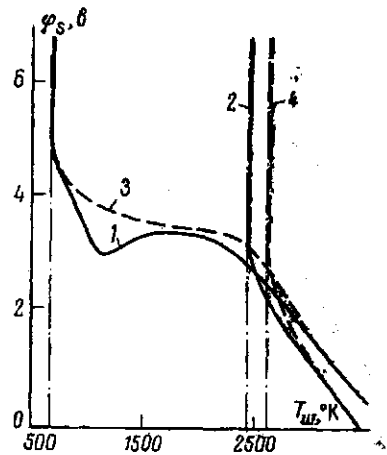


Рис. 7. Зависимость величин приэлектродного падения потенциала от температуры катода:

1, 3 — $\alpha_s = (1 + \beta_s) / 2$; 2, 4 — $\alpha_s = 0,1$

слоя без явления адсорбции, приведенного для широкого диапазона давлений, известно, что при высоких давлениях плазмы напряженность E_k у поверхности может достигать весьма больших значений и приводить к существенному увеличению плотности тока термоэлектронной эмиссии за счет эффекта Шоттки. Полученные в данной работе зависимости показывают, что наличие пленки в определенных режимах сильно изменяет E_k , поэтому истинное значение E_k может быть получено только на основе расчета, учитывающего явление адсорбции. Учет адсорбции совершенно необходим при расчете характеристик стационарного приэлектродного слоя, прежде всего в области значений параметров, соответствующих кризису стационарного состояния слоя.

Результаты расчета для $\gamma_i = \gamma_a = 0,1$ и $\gamma_i = \gamma_a = 0$ (рис. 1 и 7) показывают, что во втором случае асимптота сместилась в область меньших температур, причем при $\alpha_s = 0,1$ очень мало, а при $\alpha_s = (1 + \beta_s) / 2$ весьма сильно и так, что, по существу, асимптоты кривых с пленкой и без нее слились. Это изменение объясняется тем, что асимптоты при $\alpha_s = 0,1$ расположены в области высоких температур, в которой определяющим является ток термоэлектронной эмиссии, а при $\alpha_s = (1 + \beta_s) / 2$ и $\gamma_i = \gamma_a = 0$ они расположены при низкой температуре с пичтожной ролью термоэлектронной компоненты в общем токе разряда. Поэтому в первом случае воздействие на полный ток посредством изменения γ_a и γ_i не оказывает большого влияния на кривые, а во втором случае изменение тока термоэлектронной эмиссии за счет пленки не играет никакой роли и не приводит к смещению асимптоты.

Москва

Поступила в редакцию
20 XII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Г. Бакшт, И. Л. Коробова, Б. Я. Мойжес. ЖТФ, 41, № 2, 1971.
2. M. Sajben. AIAA J., 8, № 3, 400, 1970.
3. Л. Д. Лебедев. ЖТФ, 38, № 10, 1968.
4. Ф. Г. Бакшт, Г. А. Дюжев, И. Л. Коробова, В. Б. Каплан, А. М. Мардиновский, Б. Я. Мойжес, Т. А. Шахпазарова, В. Г. Юрьев. ЖТФ, 38, вып. 7, 1968.
5. Б. Стефанов. Известия на Института по електроника Българска Академия на науките, 2, 27, 1966.
6. A. V. Potarov, G. V. Babkin. Ninth Internat. Conference on Phenomena in ionized gases, Bucharest, 1969.
7. P. Hu, S. Ziering. Phys. Fluids, 9, № 11, 2168, 1966.
8. H. Hassan. Phys. Fluids, 11, № 5, 1085, 1968.
9. J. Morris. J. Appl. Phys., 39, № 3, 1705, 1968.
10. Э. Я. Зандберг, Н. И. Ионов. Поверхностная ионизация. «Наука», 1969.
11. Г. В. Бабкин, А. В. Потапов. Теплофизика высоких температур, 8, № 3, 1970.
12. Л. Н. Добрецов, М. В. Гомоюнова. Эмиссионная электроника. «Наука», 1969.
13. Д. А. Франк-Каменецкий. Лекция по физике плазмы. Атомиздат, 1964.
14. J. V. Taylor, I. Langmuir. Phys. Rev., 44, 423, 1933.
15. А. Р. Шулман, Д. А. Ганичев. ФТТ, 4, вып. 3, 1962.
16. С. А. Маев. Теплофизика высоких температур, 3, № 2, 1965.
17. И. П. Стаханов, А. С. Степанов, В. П. Пашенко, Ю. К. Гуськов. Плазменное термоэмиссионное преобразование энергии. Атомиздат, 1968.
18. A. L. Loebl. J. Colloid Sci., 6, № 1, 75, 1951.
19. C. W. Quthwaite. Chem. Phys. Lett., 7, № 6, 636, 1970.
20. F. Booth. Proc. Royal Soc. London, Ser. A, 203, 514, 1950.
21. В. И. Пила. ФТТ, 12, вып. 5, 1970.
22. Ю. И. Балкарей, Э. М. Эпштейн. ФТТ, 14, вып. 3, 1972.