

УДК 533.92

ПОВЕРХНОСТНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЩЕЛОЧНОЙ ПЛАЗМЫ С РАСКАЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

А. В. Потапов, Г. В. Бабкин

Выводятся соотношения для определения эффективного коэффициента поверхностной ионизации β_s , отнесенного к условиям в плазме на внешней границе слоя свободного падения у электрода. Приводятся результаты расчета β_s для плазм цезия и лития на раскаленных вольфрамовых электродах.

Как известно, при помещении твердого тела в плазму поток ионов на его поверхность в начальный момент времени будет значительно меньше потока электронов, в результате чего тело начнет заряжаться отрицательно по отношению к плазме. Стационарное состояние установится при достижении разностью потенциалов между плазмой и стенкой такой величины, при которой поток электронов, ограниченный задерживающим полем, сравняется с потоком ионов. Потенциальный барьер ΔU_w сосредоточен у стенки в слое с толщиной меньшей длины свободного пробега заряженных частиц. Эта область характеризуется отсутствием квазинейтральности и существенным объемным зарядом. Потенциальный барьер ΔU_w для электронов плазмы обычно имеет место и у электродов, в общем случае его полярность по отношению к плазме зависит от ряда физических факторов: плотности разрядного тока j , давления плазмы p , температуры ее компонентов (T_e — электронов, T_i — ионов, T_a — атомов), степени объемной ионизации α_s на внешней границе слоя свободного падения (принимается, что слой свободного падения по толщине меньше длины свободного пробега заряженных частиц, но больше толщины слоя объемного заряда), плотности тока термоэмиссии j_0 и др. *

При высокой температуре T_w тугоплавких электродов могут создаваться условия для образования положительных ионов на их поверхности w . Положительная поверхностная ионизация (ППИ) будет реализоваться прежде всего для металлов с большой работой выхода ϕ и плазмы, состоящей из элементов с низкими потенциалами ионизации V_i . Характерным примером такого сочетания являются вольфрамовые электроды, находящиеся в контакте со щелочной плазмой. В случае отрицательного потенциала стенки по отношению к прилегающей плазме, образованные в результате ППИ и идущие от поверхности w ионы в подавляющем большинстве не смогут преодолеть потенциальный барьер ΔU_w и возвратятся опять на поверхность w . Поэтому ППИ в рассмотренной ситуации не будет оказывать существенного влияния на ионизационное состояние плазмы вне слоя свободного падения. Однако при заметной термоэлектронной эмиссии раскаленных электродов и не слишком больших давлениях плазмы положение изменится. Термоэмиссия электродов приведет к снижению потенциально-

* Рассмотрение бесстолкновительного слоя у электродов проводится в ряде работ, например в [1, 2].

го барьера ΔU_w и увеличению доли ионов, попадающих с поверхности w в плазму. ППИ может стать при этом важным фактором для газового разряда. Она будет изменять ионизационное состояние плазмы на ее границах и тем самым оказывать влияние на приэлектродные падения потенциала и ионизационное состояние плазмы в целом.

Исследование, проведенное в данной работе, позволяет составить представление об области параметров, в которой изучение газового разряда следует проводить с учетом ППИ. Эффект Шоттки в рассмотрении не включается*.

Введем понятие об эффективном коэффициенте поверхностной ионизации β_s связывающем общий удельный поток тяжелых частиц v_{0s}^- через внешнюю поверхность s слоя свободного падения из плазмы к электроду с удельным потоком ионов v_{is}^+ через ту же поверхность в обратном направлении

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

В случае существования положительного потенциала электрода по отношению к прилегающей плазме все образовавшиеся на поверхности w ионы выходят в плазму. При отрицательном потенциале электрода эффективный коэффициент поверхностной ионизации может быть найден из системы уравнений, включающей, кроме (1), определение обычного коэффициента поверхностной ионизации β_w , отнесенного к условиям на поверхности электрода w ,

$$\beta_w = v_{iw}^+ / v_{0w}^- \quad (2)$$

выражения для удельного потока v_{0w}^- тяжелых частиц (атомов и ионов), падающих на поверхность w ,

$$v_{0w}^- = v_{0s}^- + v_{iw}^+ \{1 - \exp[-e\Delta U_w / kT_{iw}]\}, \quad (3)$$

и для удельного потока ионов v_{is}^+ , выходящих в плазму через поверхность s ,

$$v_{is}^+ = v_{iw}^+ \exp[-e\Delta U_w / kT_{iw}]. \quad (4)$$

Здесь v_{iw}^+ — удельный поток ионов, отходящих от поверхности w , v_{0w}^- — удельный поток тяжелых частиц, приходящих на поверхность w , T_{iw} — температура ионов на поверхности w , k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона. Правая часть уравнения (3) представляет собой сумму удельного потока тяжелых частиц v_{0s}^- , приходящих из плазмы и удельного потока ионов, отраженных от потенциального барьера ΔU_w , $v_{iw}^+ \{1 - \exp[-e\Delta U_w / kT_{iw}]\}$. В уравнении (4) учитывается, что из отлетающих от поверхности w ионов только часть преодолет потенциальный барьер ΔU_w . При записи соотношений (3) и (4) принимается предположение о максвелловском распределении ионов, отлетающих от поверхности w . Из приведенной выше системы уравнений (1) — (4) найдем зависимость между эффективным коэффициентом поверхностной ионизации β_s , фактическим коэффициентом поверхностной ионизации β_w и величиной потенциального барьера ΔU_w

$$\beta_s = \frac{\exp[-e\Delta U_w / kT_{iw}]}{(1/\beta_w) - 1 + \exp[-e\Delta U_w / kT_{iw}]} \quad (5)$$

* Согласно [3], напряженность электрического поля у поверхности в условиях, характерных для большого количества технических устройств, не достигает значений, обуславливающих сильный эффект Шоттки. Учет в просчитанных вариантах изменения плотности тока термоэлектронной эмиссии за счет эффекта Шоттки только увеличит значения эффективного коэффициента поверхностной ионизации.

Входящий в формулу (5) коэффициент поверхностной ионизации β_w находится через степень поверхностной ионизации $\alpha_{\text{ППИ}}$

$$\beta_w = \alpha_{\text{ППИ}} / (1 + \alpha_{\text{ППИ}}), \quad (6)$$

$\alpha_{\text{ППИ}}$ дается известным уравнением Саха — Ленгмюра [4]

$$\alpha_{\text{ППИ}} = A_{\text{и}} \exp \left[\frac{e}{kT_w} (\varphi_{\text{и}} - V_1) \right], \quad (7)$$

где $A_{\text{и}} = g_{\text{i}} / g_{\text{a}}$ — отношение статистических весов ионного и атомного состояний ионизирующихся частиц (в общем случае $A_{\text{и}} = Q_{\text{i}} / Q_{\text{a}}$ — отношение статистических сумм по электронным состояниям иона и атома).

Для расчета эффективного коэффициента поверхностной ионизации β_s кроме β_w нужно знать величину потенциального барьера ΔU_w . Ее можно найти из уравнения баланса плотностей электронного j_e , ионного j_i и суммарного электрического поля j , записанного для квазистационарного случая

$$j_e + j_i = j. \quad (8)$$

Выражения для плотностей электронного и ионного токов имеют соответственно следующий вид:

$$j_e = \frac{\xi_{e_s}^-}{4} e n_{e_s} v_{e_s} \exp \left[- \frac{e \Delta U_w}{kT_{e_s}} \right] - j_{\text{э}}, \quad (9)$$

$$j_i = - \frac{\xi_{i_s}^-}{4} e n_{i_s} v_{i_s} + \frac{\xi_{i_s}^+}{4} e n_{i_s} v_{i_s}, \quad (10)$$

где $j_{\text{э}}$ — плотность тока термоэмиссии, n_{e_s} , n_{i_s} — соответственно плотности электронов и ионов на поверхности s , v_{e_s} и v_{i_s} — тепловые скорости электронов и ионов, $\xi_{e_s}^-$, $\xi_{i_s}^-$, $\xi_{i_s}^+$ — поправочные коэффициенты.

За положительное направление электрических токов, j , j_e и j_i принимается направление от электрода. Первый член в правой части уравнения (9) представляет собой плотность электрического тока электронов плазмы, преодолевающих потенциальный барьер ΔU_w и достигающих поверхности электрода w , а первый член правой части уравнения (10) — плотность электрического тока ионов, движущихся к электроду через поверхность s ; второй член в уравнении (10) — плотность электрического тока ионов, движущихся через поверхность s от электрода.

Плотность тока термоэмиссии определяется по уравнению Ричардсона — Дэшмена [4]

$$j_{\text{э}} = A_0 T_w^2 \exp \left[- e \varphi_{\text{э}} / kT_w \right], \quad (11)$$

здесь A_0 — постоянная Ричардсона, $\varphi_{\text{э}}$ — работа выхода. Приближенное значение поправочного коэффициента ξ_{e_s} нетрудно найти из следующей системы уравнений:

$$v_{e_s}^+ = j_{\text{э}} / e + v_{e_s}^- (1 - \exp \left[- e \Delta U_w / kT_{e_s} \right]), \quad (12)$$

$$v_{e_s}^+ + v_{e_s}^- \approx \frac{1}{2} n_{e_s} v_{e_s}, \quad (13)$$

$$v_{e_s}^- = \frac{1}{4} \xi_{e_s}^- n_{e_s} v_{e_s}, \quad (14)$$

где $v_{e_s}^+$ — удельный поток электронов от электрода через поверхность s , $v_{e_s}^-$ — удельный поток электронов из плазмы к электроду через поверхность s , T_{e_s} — электронная температура на поверхности s . Уравнение (12) устанавливает, что удельный поток электронов, проходящих через поверхность s по направлению от электрода, складывается из потока электронов термо-

эмиссии и потока электронов плазмы, отраженных от потенциального барьера ΔU_w ; уравнение (13) выполняется для электронов, имеющих функцию распределения, соответствующую тринадцатимомментному приближению Грэда [5, 6] без членов, зависящих от вязких напряжений; уравнение (14) является определением для коэффициента $\xi_{e_s}^-$. Из уравнений (12) — (14) следует, что

$$\xi_{e_s}^- = \frac{2 - j_0 / (en_e v_{e_s} / 4)}{2 - \exp[-e\Delta U_w / kT_{e_s}]} \quad (15)$$

Для нахождения приближенных значений поправочных коэффициентов $\xi_{i_s}^-$ и $\xi_{i_s}^+$ используем следующую систему уравнений:

$$v_{i_s}^- + v_{a_s}^- \approx (n_{i_s} + n_{a_s}) v_{T_s} / 4 \quad (16)$$

$$(\text{при } T_{i_s} = T_{a_s} \quad v_{i_s} = v_{a_s} = v_{T_s}),$$

$$v_{i_s}^+ = \beta_s (v_{i_s}^- + v_{a_s}^-), \quad (17)$$

$$v_{i_s}^- = \xi_{i_s}^- n_{i_s} v_{T_s} / 4, \quad (18)$$

$$v_{i_s}^+ = \xi_{i_s}^+ n_{i_s} v_{T_s} / 4, \quad (19)$$

$$v_{i_s}^+ + v_{i_s}^- \approx n_{i_s} v_{T_s} / 2, \quad (20)$$

где $v_{a_s}^-$ — удельный поток атомов из плазмы к электроду через поверхность s , $v_{i_s}^-$ — удельный поток ионов, движущихся в направлении к электроду через поверхность s , n_{a_s} — плотность атомов на границе s , T_{a_s} — температура атомов на границе s , v_{T_s} — тепловая скорость тяжелых частиц на границе s при $T_{i_s} = T_{a_s}$.

Обоснуем уравнение (16). Если ионы и атомы, покидающие поверхность w , имеют максвелловское распределение по скоростям с температурой T_w , то подобное распределение они сохранят и на границе s . Ионы и атомы, движущиеся от электрода через поверхность s , представляют собой как бы единый газ с общей функцией распределения, не зависящей от пропорций между компонентами. Если бы существовала тождественность в газокинетических свойствах между атомами и ионами и отсутствовал бы тепловой поток, то на поверхности s создались бы условия для состояния с максвелловским распределением по скорости для газа тяжелых частиц в целом, при котором односторонний поток частиц в направлении электрода согласно кинетической теории должен быть записан как правая часть уравнения (16).

Уравнения (17) — (19) являются по существу определениями коэффициентов β_s , $\xi_{i_s}^-$, $\xi_{i_s}^+$ соответственно. Уравнение (20) выполняется для ионов, имеющих функцию распределения, соответствующую тринадцатимомментному приближению Грэда без членов, зависящих от вязких напряжений [5, 6].

Из приведенной выше системы уравнений (16) — (20) нетрудно вывести выражения для оставшихся поправочных коэффициентов

$$\xi_{i_s}^+ = \beta_s / \alpha_s \quad (21)$$

$$\xi_{i_s}^- = 2 - \beta_s / \alpha_s, \quad (22)$$

где

$$\alpha_s = n_{i_s} / (n_{i_s} + n_{a_s}). \quad (23)$$

Из уравнений (8) — (10) с помощью выражений (5), (15), (21) и (22) легко получить уравнение для искомой разности потенциалов ΔU_w — в условиях термоэмиссии с поверхности стенки при $n_{e_s} = n_{i_s}$ и $T_{i_s} = T_{a_s}$

$$\left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{8kT_{e_s}}{\pi m_e}} - j_0 / en_{e_s} \right) \frac{\exp[-e\Delta U_w / kT_{e_s}]}{2 - \exp[-e\Delta U_w / kT_{e_s}]} - \frac{j_0 + j}{en_{e_s}} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{8kT_{i_s}}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{1}{\alpha_s} \frac{\exp[-e\Delta U_w / kT_{i_w}]}{(1/\beta_w) - 1 + \exp[-e\Delta U_w / kT_{i_w}]} \right) = 0. \quad (24)$$

Для определения ΔU_w по уравнению (24) достаточно задать значения β_w , $T_{i_w} = T_{i_s} = T_{a_s} = T_w$, T_{e_s} , n_{e_s} , j_0 , j и α_s . При этом нужно иметь в виду, что степень объемной ионизации α_s должна находиться в пределах

$$\beta_s / 2 \leq \alpha_s \leq 1/2(1 + \beta_s). \quad (25)$$

Действительно, если предположить, что поток тяжелых частиц $v_{0_s}^-$, идущих

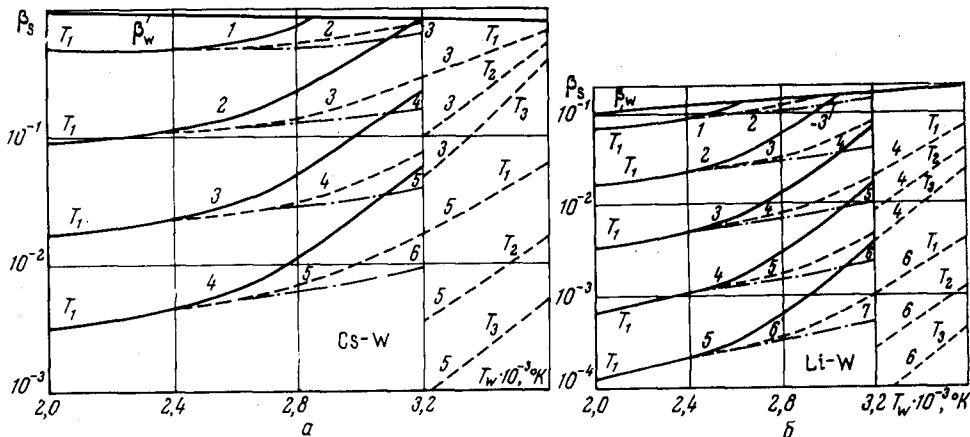


Рис. 1. Зависимость β_s на вольфрамовом аноде от T_w для Cs (а) и Li (б) при $\alpha_s = \beta_s / 2$ и разных T_e , p , j :

$T_1 - T_e = 5000^\circ \text{K}$; $T_2 - T_e = 10000^\circ \text{K}$; $T_3 - T_e = 20000^\circ \text{K}$; 1 - $p = 10$ мкбар; 2 - 10^2 ; 3 - 10^3 ; 4 - 10^4 ; 5 - 10^5 ; 6 - 10^6 ; 7 - 10^7 ; сплошные линии - $j = 3$ а/см², пунктирные - $j = 30$ а/см²; штрих-пунктирные $j = 300$ а/см²

к электроду через поверхность s , состоит только из одних атомов и $v_{i_s}^- = 0$, то из соотношения (1) и очевидного равенства $v_{0_s}^+ = v_{0_s}^-$ следует

$$\alpha_s \approx (v_{i_s}^- + v_{i_s}^+) / (v_{0_s}^- + v_{0_s}^+) = \beta_s / 2. \quad (26)$$

В другом крайнем случае, когда поток тяжелых частиц $v_{0_s}^-$, движущихся к электроду через поверхность s , состоит только из одних ионов и $v_{i_s}^- = v_{0_s}^-$, то из тех же соотношений можно найти, что

$$\alpha_s \approx (v_{i_s}^- + v_{i_s}^+) / (v_{0_s}^- + v_{0_s}^+) = \frac{1}{2} (1 + \beta_s). \quad (27)$$

В уравнение (24) вместо плотности электронов n_{e_s} в качестве параметра можно ввести давление плазмы p_s . После определения из уравнения (24) величины потенциального барьера ΔU_w по формуле (5) находится эффективный коэффициент поверхностной ионизации β_s , отнесенный к параметрам плазмы на границе слоя свободного падения s .

ППИ при взаимодействии щелочной плазмы с раскаленными электродами целесообразно проследить на примере цезия, обладающего наименьшей энергией ионизации, и лития, имеющего наибольшую энергию ионизации в группе щелочных элементов. В качестве материала электрода при

проведении численных расчетов был взят вольфрам, так что для системы Cs — W $\varphi_{и} - V_i > 0$, а для системы Li — W $\varphi_{и} - V_i < 0$. Необходимые характеристики термоэлектронной эмиссии и поверхностной ионизации брались из работ [7, 8], степень объемной ионизации α_s принималась минимально возможной, равной $\beta_s / 2$.

На рис. 1 показано изменение эффективного коэффициента поверхностной ионизации для плазм цезия и лития на вольфрамовом аноде в зависимости от температуры электрода T_w , электронной температуры T_{e_s} , давления p_s и плотности тока разряда j .

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента β_s от тех же параметров T_w , p_s и j для плазм цезия и лития на вольфрамовом катоде.

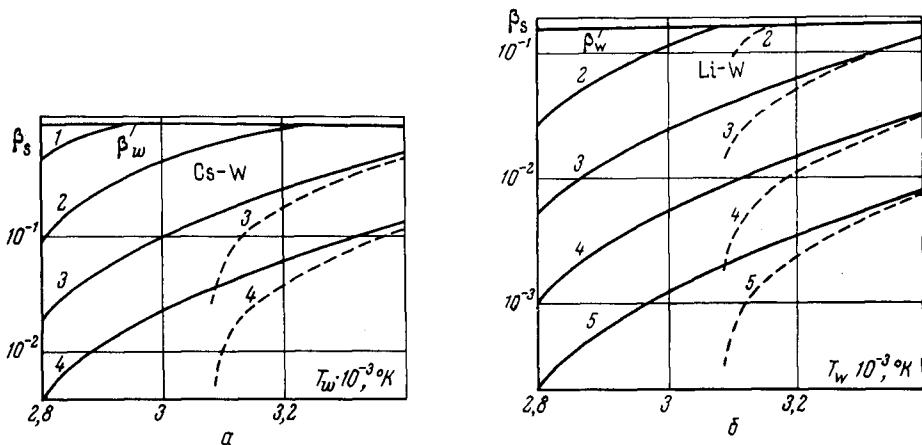


Рис. 2. Зависимость β_s на вольфрамовом катоде от T_w для Cs (а) и Li (б) при $\alpha_s = \beta_s / 2$, разных p , j и $T_e = 5000^\circ \text{K}$

1 — $p = 10$ мкбар; 2 — 10^2 ; 3 — 10^3 ; 4 — 10^4 ; сплошные линии — $j = -3$ а/см²; пунктирные — $j = -30$ а/см²

Наблюдаемая общая закономерность состоит в том, что β_s на аноде выше, чем на катоде; с ростом p_s величина β_s , как правило, уменьшается. Из рассмотрения графиков следует, что эффективный коэффициент поверхностной ионизации β_s щелочной плазмы на раскаленных тугоплавких электродах может иметь существенную величину. Даже в случае лития вследствие возникновения специфических граничных условий возможно заметное воздействие ППИ на ионизационное состояние плазмы в целом.

Таким образом, при рассмотрении разряда в парах щелочных металлов в общем случае нельзя пренебрегать явлением положительной поверхностной ионизации на раскаленных тугоплавких электродах.

Учет поверхностной ионизации при теоретическом расчете разряда производится внесением в граничные условия задачи [1, 2] коэффициентов (15), (21), (22), расчет которых производится с помощью соотношений (23), (24) и (5).

Москва

Поступила в редакцию
27 III 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Г. Бакшт, Б. Я. Мойжес. Ж. техн. физ., **38**, № 4, 1968.
2. А. Д. Лебедев. Ж. техн. физ., **38**, № 10, 1968.
3. Я. Л. Альперт, А. В. Гуревич, Л. П. Питаевский. Искусственные спутники в разряженной плазме. «Наука», 1964.
4. Л. Н. Добрецов, М. В. Гомоюнова. Эмиссионная электроника. «Наука», 1966.
5. Р. Я. Кучеров, Л. Э. Рикенглаз. Ж. эксперим. и теор. физ., **36**, 1762, 1959.
6. В. Жданов, Ю. Каган, А. Сазыкин. Ж. эксперим. и теор. физ., **42**, 857, 1962.
7. Э. Я. Зандберг, Н. И. Ионов. Успехи физ. наук, **67**, № 4, 1959.
8. R. G. Wilson. Appl. Phys., **37**, № 11, 1966.