

РАВНОВЕСНАЯ И РЕЗУЛЬТИРУЮЩАЯ ПЛОТНОСТИ ТОКА НА КАТОДАХ ДУГОВЫХ РАЗРЯДОВ

Х.Ц. Заятуев

ЗАО «Отраслевой Центр плазменно-энергетических технологий
РАО «ЕЭС России», 671160, Россия, Республика Бурятия,
г. Гусиноозерск, ул. Пушкина, 33, тел./факс 8-(30145)-92-6-49,
E-mail: plazma@burnet.ru

В физике приэлектродных процессов, несмотря на большое число работ, посвященных теоретическим исследованиям работы катодов в дуговых разрядах [1-6], до настоящего времени не получили удовлетворительного объяснения ряд явлений и эффектов, которые экспериментально наблюдаются на термоэмиссионных катодах и в катодных пятнах. К основным можно отнести чрезвычайно большие ($\sim 10^{12}$ А/м²) плотности тока в катодных пятнах [1-3] и явление «аномальной» эмиссии электронов, когда измеренные плотности тока на термоэмиссионных катодах в средах инертных газов значительно, в 10^3 - 10^4 раз, превышают плотности тока, рассчитанные по формуле Ричардсона-Дэшмана [4, 7, 8]

$$j_e = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right), \quad (1)$$

где $A = \frac{4\pi e k^2 m}{h^3} = 120,4 \cdot 10^4$ А/м² · К² – постоянная Ричардсона;

Разработку теории прикатодных процессов целесообразно начинать с рассмотрения явления «аномальной» эмиссии, т.к. именно на термоэмиссионных катодах в средах инертных газов получены надежные экспериментальные данные по зависимостям плотностей тока от температуры катода, рода и давления газа в камере, эффективной работы выхода электронов в контакте металл-плазма от температуры катода [4, 7, 8]. Очевидно, что эмиссия электронов из катода в дуговую плазму среднего и высокого давления должна иметь существенные отличия от эмиссии электронов в вакуум, которая описывается формулой (1). Т.е. в этом случае плотность тока эмиссии должна зависеть от параметров плазмы.

Для процессов испарения электронов с поверхности нагретого металла воспользуемся формулой Ленгмюра [9]

$$\dot{m} = \frac{P}{\sqrt{\frac{2\pi R_g T}{M}}}, \quad (2)$$

где \dot{m} – скорость испарения; P – давление насыщенного пара; R_g , M – газовая постоянная и молекулярная масса пара. Эта формула пригодна и для процессов «испарения» электронов из нагретого металла, т.е. эмиссии электронов. Проводя преобразование формулы (2) и, умножая на заряд электрона, получим формулу для плотности тока эмиссии электронов из металла

$$j_e^{\text{эм}} = \frac{1}{4} en_e^k \sqrt{\frac{8kT_k}{\pi m}} = \frac{1}{4} en_e^k \bar{v}_{\text{ет}}^k. \quad (3)$$

где n_e^k , m – равновесная концентрация испарившихся электронов и их масса; T_k – температура поверхности катода; \bar{v}_{er}^k – средняя тепловая скорость электронов. В этом выражении неопределенным параметром является концентрация электронов n_e^k , значение которого зависит от условий эмиссии электронов.

Очевидно, что в случае эмиссии электронов в плазму концентрация эмитированных из металла электронов будет коррелировать с параметрами плазмы. Для нахождения концентрации эмитированных электронов составим уравнение баланса токов на поверхность металла, когда результирующая плотность тока равна нулю

$$j_e^{эм} + j_{it} - j_{er}^{обp} = 0, \quad (4)$$

где $j_e^{эм}$ – плотность тока эмиссии электронов – формула (3); $j_{it} = \frac{1}{4}en_i\sqrt{\frac{8kT_i}{\pi M}}$ и

$j_{er}^{обp} = \frac{1}{4}en_e\sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}\exp\left(-\frac{eV_f}{kT_e}\right)$ – плотности тока, обусловленные тепловым движением ионов и электронов из плазмы на металл; n_i , n_e , T_i и T_e – концентрации и температуры ионов и электронов плазмы; M – масса иона; V_f – контактная разность потенциалов между плазмой и металлом.

Неизвестное значение концентрации n_e^k в (3) определяем из условия равенства концентрации эмитированных электронов и электронов, достигших поверхности металла из плазмы, т.е. $n_e^k = n_e \exp(-eV_f/kT_e)$. Затем, подставляя соответствующие выражения для плотностей тока в (4), получим следующее уравнение –

$$\frac{1}{4}en_e\left[\left(\frac{8kT_k}{\pi m}\right)^{1/2} - \left(\frac{8kT_e}{\pi m}\right)^{1/2}\right] \cdot \exp\left(-\frac{eV_f}{kT_e}\right) + \frac{1}{4}en_i\left(\frac{8kT_i}{\pi M}\right)^{1/2} = 0. \quad (5)$$

Разрешая (5) относительно экспоненциального члена и, подставляя полученное соотношение в (3), получим выражение для плотности тока эмиссии электронов из металла в плазму

$$j_e^{эм} = \frac{1}{4}en_i\sqrt{\frac{8kT_k}{\pi M}} \left/ \left(1 - \sqrt{\frac{T_k}{T_e}}\right)\right. \quad (6)$$

Приравнявая выражения (1) и (6) и, решая полученное уравнение относительно $e\phi$, получим формулу для эффективной работы выхода электронов из металла в плазму

$$e\phi_3 = kT_k \ln \left[2 \left(\frac{2\pi mkT_k}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \sqrt{\frac{M}{m}} \left(1 - \sqrt{\frac{T_k}{T_e}} \right) / n_i \right] \quad (7)$$

Подстановка формулы Саха [9] в (6) и (7) дает выражения, которые в явном виде отражают зависимости плотности тока эмиссии и эффективной работы выхода электронов в контакте металл-плазма от рода, давления, температуры плазмообразующего газа и температуры металла

$$j_e^{\text{эм}} = J \frac{T_k^{1/2} T_e^{1/4}}{1 - \sqrt{T_k/T_e}} \exp\left(-\frac{eU_i}{2kT_e}\right), \quad (8)$$

$$\Phi_3 = \frac{T_k}{T_e} \left\{ \frac{U_i}{2} + \frac{kT_e}{e} \ln \left[\left(\frac{T_k}{T_e} \right)^{1/4} \left(1 - \sqrt{\frac{T_k}{T_e}} \right) \Phi \right] \right\}, \quad (9)$$

где $J = 4,431 \cdot 10^{-9} \left(\frac{Pg_i}{M_i g_a} \right)$, $[A/m^2 K^{3/4}]$; $\Phi = 2,703 \cdot 10^{14} \left(\frac{M_i g_a}{Pg_i} \right)^{1/2}$, $[K^{-5/4}]$; U_i – потенциал ионизации атома; M – масса иона; P – давление; g_a, g_i – статистические веса атомов и ионов газа.

Выше рассматривались процессы переноса тока на границе металла с плазмой в состоянии их термодинамического равновесия, т.е. когда результирующий ток на электрод равен нулю.

Рассмотрим случай, когда к контакту металл-плазма приложено внешнее электрическое поле в направлении, соответствующем направлению действия контактной разности потенциалов V_f . Это приведет к увеличению потенциального барьера на величину U' и экспоненциальному снижению плотности тока обратных электронов из плазмы на электрод. Как показывают оценки, при $U' \geq 0,5V_f$ третьим членом в уравнении (4) можно пренебречь. Тогда выражение для результирующей плотности тока на электроде – катоде запишется в виде

$$j_k = j_e^{\text{эм}} + j_{\text{ит}} = \frac{1}{4} en_i \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi M}} \left/ 1 - \sqrt{\frac{T_k}{T_e}} \right. = \frac{j_{\text{ит}}}{1 - \sqrt{T_k/T_e}}. \quad (10)$$

Подставляя формулу Саха в (10), получим выражение для результирующей плотности тока на катодах дуговых разрядов в виде, аналогичном (8)

$$j_k = J \frac{T_e^{3/4}}{1 - \sqrt{T_k/T_e}} \exp\left(-\frac{eU_i}{2kT_e}\right). \quad (11)$$

Из (10) легко получается выражение для такого важного параметра работы катодов, как доля ионного тока

$$S_i = \frac{j_{\text{ит}}}{j_k} = 1 - \sqrt{\frac{T_k}{T_e}}. \quad (12)$$

На рис. 1 и 2 приведены результаты расчетов по формулам (9) и (11), которые показывают на удовлетворительное согласие с экспериментальными данными работы [7]. Формула (11), при $T_k \rightarrow T_e$, позволяет рассчитать плотности тока в катодных пятнах, которые также находятся в хорошем согласии с данными измерений j_k [1, 2].

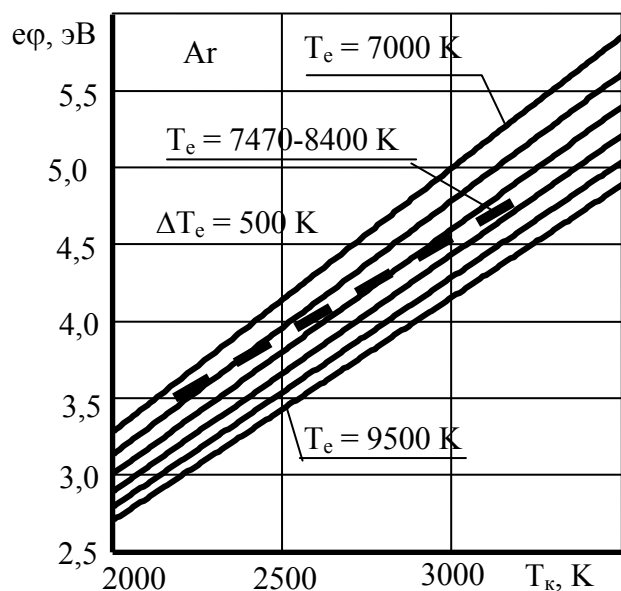


Рис. 1. Зависимости экспериментальной (штриховая линия) и расчетных (сплошные линии) зависимостей эффективной работы выхода электронов из металла в плазму от температуры катода и плазмы. $P = 10^5$ Па.

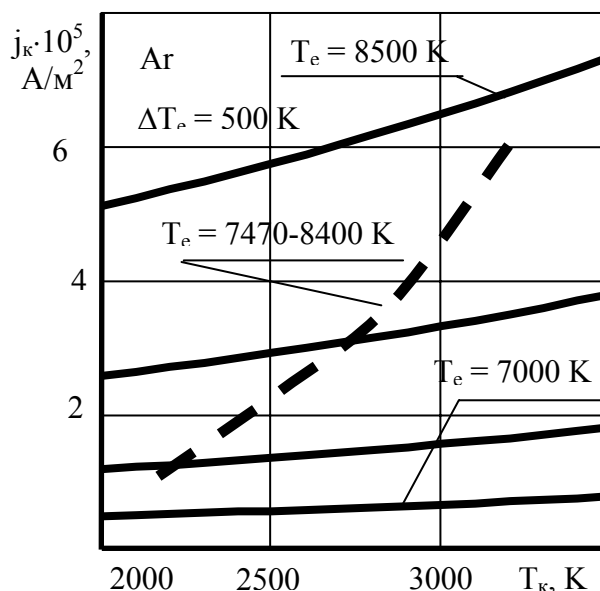


Рис. 2. Зависимости экспериментальной (штриховая линия) и расчетных (сплошные линии) значений плотности тока на катоде от температуры электрода и плазмы. $P = 10^5$ Па.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кесаев И.Г. Катодные процессы электрической дуги. – М.: Наука, 1968. – 244 с.
2. Невский А.П., Шараховский А.И., Ясько О.И. Взаимодействие дуги с электродами плазмотрона. – Минск: Наука и техника. – 1982. – 152 с.
3. Vogel N., Skvortsov V. Plasma parameters within the cathode spot of laser-induced vacuum arcs: Experimental and theoretical investigation. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 1997. V. 25, № 4. – P. 553-563.
4. Поротников А.А., Петросов В.А., Острецов И.Н. Приэлектродные процессы. // В кн.: Физика и применение плазменных ускорителей. Минск: Наука и техника. – 1974. – С. 239-260.
5. Pushkarev V.F., Chesnokov S.M. Erosion rate and voltage distribution in contracted (with cathode spot) and diffuse (spotless) low-current vacuum arcs. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1992. – V. 25, № 12. – P. 1760-1766.
6. Болотов А.В., Козырев А.В., Королев Ю.Д. Модель катодного слоя вакуумной дуги при немономтонном распределении потенциала в прикатодной плазме. // *Физика плазмы.* – 1993. – Т. 19, вып. 5. – С. 709-719.
7. Ващенко С.П., Дандарон Г.-Н.Б., Жуков М.Ф., Заятуев Х.Ц. Токперенос на внутреннюю поверхность трубчатого цилиндрического термокатода. // *Сибирский физико-технический журнал.* – 1992. – Вып. 1. – С. 98-106.
8. Аникеев В.Н. Исследование термокатодов дуги низкого давления в инертных газах. // *Известия СО АН СССР.* – 1981. – № 3, вып. 1. Сер. техн. наук. – С. 60-67.
9. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах. / М.Ф. Жуков, Н.П. Козлов, А.В. Пустогаров и др. – Новосибирск: Наука. – 1982. – 160 с.