

01;04
©1994 г.

О ДОЛЕ ИОННОГО ТОКА НА КАТОДЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

Ф.Г.Бахит, А.Б.Рыбаков

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе,
194021, Санкт-Петербург
(Поступило в Редакцию 22 декабря 1993 г.)

Теоретически рассмотрены энергетические соотношения в прикатодном слое сильноточной атмосферной дуги. Определен поток энергии, который может подводиться за счет теплопроводности в прикатодный слой ионизации из удаленных областей плазмы. На примере атмосферной дуги в аргоне показано, что теплопроводность не может восполнить потери энергии, связанные с конвективным отводом энергии с током в глубь плазмы. Потери энергии в прикатодном слое, связанные с ионизацией, конвективным теплоотводом и др., должны восполняться за счет разогрева электронов катодной эмиссии на падении напряжения в самом прикатодном слое. При реализующихся в атмосферных дугах величинах катодного падения это приводит к ограничениям на долю ионного тока.

1. Вопрос о доле ионного тока в полном токе на границе плазма-катод очень существен для построения полной картины процессов в приэлектродной области дугового разряда. Ионный ток генерируется в узкой области вблизи катода — слое ионизации. Энергия, затрачиваемая на генерацию ионного тока, подставляется в слой ионизации ускоренными на прикатодном падении электронами катодной эмиссии, а также может подводиться теплопроводностью из далеких от электрода областей плазмы. При теоретическом рассмотрении явлений в прикатодном слое сильноточных дуговых разрядов вторым механизмом разогрева электронов в прикатодном слое, как правило, пренебрегают (см., например, [1,2]). В то же время в литературе довольно часто встречаются указания на то, что роль этого механизма может быть существенной и, в частности, может обеспечить весьма большую долю ионного тока на катоде дугового разряда за счет использования энергии, выделяющейся за пределами прикатодного слоя, т.е. в столбе разряда (см., например, [3]). Цель настоящей работы — выяснение роли второго механизма в генерации ионного тока в прикатодном слое.

2. Рассмотрим характерную для дуговых разрядов структуру приэлектродного слоя вблизи плоского эмиттера. Вдали от электрода существует квазиоднородная ионизационно-равновесная плазма, в которой выполняется закон Ома $j = \sigma_{\infty} E_{\infty}$, а концентрация плазмы n_{∞}

и нейтралов N_∞ связана формулой Саха с электронной температурой $T_{e\infty}$ (все величины в этой области отмечаются индексом ∞). В квазиоднородной ("омической") плазме энергия, получаемая электронами от электрического поля E_∞ , диссипирует, как правило, либо за счет передачи тепла при столкновениях электронов с тяжелыми частицами (нейтралими и ионами), либо за счет излучения $j^2/\sigma_\infty = Q_\infty$, где Q_∞ — мощность потерь из единицы объема. Определим характерное время релаксации энергии электронов τ_ϵ так, что $Q_\infty \sim n_\infty k T_{e\infty} / \tau_\epsilon$. Поскольку $\sigma_\infty \sim e^2 n_\infty \tau_p / m_e$ (τ_p — время релаксации импульса электронов), то очевидно

$$j = en_\infty \sqrt{k T_{e\infty} / m_e} \sqrt{\tau_p / \tau_\epsilon}. \quad (1)$$

При приближении к катоду однородность плазмы нарушается, и на некотором характерном расстоянии L_1 от эмиттера, в так называемом тепловом слое, в токе начинают играть заметную роль компоненты, пропорциональные dT_e/dx и dn/dx . При дальнейшем приближении к электроду на расстоянии от эмиттера $\sim L_i = \sqrt{D_a \tau_i}$ нарушается ионизационное равновесие (D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, τ_i — время ионизации). На длине L_i генерируются отводимые на катод ионы [4]. Обычно протяженность теплового слоя $L_1 \gg L_i$. В тепловом слое формируется поток энергии q_T , отводимый за счет теплопроводности из далекой, омической плазмы в область ионизации. Определение потока q_T сводится к расчету теплового слоя.

3. Проанализируем вначале ситуацию, когда вдали от электрода, в омической области, все выделяемое в электронной компоненте джоулево тепло передается тяжелым частицам. Такая ситуация характерна для достаточно слабо ионизованной плазмы, где в весьма протяженных областях может иметь место значительный отрыв температуры T_i от температуры тяжелой компоненты T . В этом случае $\tau_\epsilon / \tau_p \sim M / m_e$, где M — масса тяжелой частицы. Тогда из (1) имеем $j \sim en_\infty \sqrt{(k T_{e\infty}) / M}$, в то время как ионный ток из плазмы на катод $j_{i0} \sim en_0 \sqrt{(k T_{e0}) / m_e}$, где n_0 и T_{e0} — концентрация и температура электронов на границе квазинейтральной плазмы с прикатодным ленгмюровским слоем. Поскольку в искомом решении температура $T_e(x)$ должна уменьшаться в сторону эмиттера, а также вследствие обычно сильного уменьшения концентрации n на длине L_i , как правило, $n_0 \ll n_\infty$. Таким образом, в рассматриваемом случае независимо от величины потока теплопроводности j_{i0} может составлять лишь малую долю от полного тока j .

4. Рассмотрим теперь другую ситуацию, когда основным механизмом потерь в омической плазме, а вместе с тем и в тепловом слое является излучение. Такая ситуация характерна для сильноточных дуг (плотности тока — десятки и сотни А/см², давление порядка атмосферного). В этих условиях степень ионизации плазмы в омической области и в значительной части приэлектродного слоя достаточно велика, так что вследствие быстрого обмена энергией между электронами и тяжелой компонентой их температуры выравниваются на расстоянии L_T от электрода, малом по сравнению с толщиной теплового слоя $L_T \ll L_1$. Для толщины слоя отрыва температур имеем $L_T = [(M/m_e)(\chi_T \tau_p / 3kn)]^{1/2}$ [4] (χ_T — эффективная теплопроводность тяжелой компоненты). В основной, изотермической части теплового

слоя плазма описывается следующей системой уравнений:

$$j = en \frac{d\varphi}{dx} - eD_e \frac{dn}{dx} - u_e n (1 + k_e) k \frac{dT_e}{dx}, \quad (2)$$

$$q = j(2.5 + k_e)kT_e/e - \varkappa \frac{dT_e}{dx}, \quad (3)$$

$$\frac{dq}{dx} = j \frac{d\varphi}{dx} - Q_r(T_e). \quad (4)$$

В (2)-(4) φ — потенциал; u_e , D_e , k_e — подвижность, коэффициент диффузии и термодиффузионное отношение электронов; Q_r — мощность излучения из единицы объема. За положительное направление тока принято направление движения электронов. Координата x отсчитывается по нормали к поверхности катода; \varkappa — полная теплопроводность плазмы, включающая теплопроводность на внутренних степенях свободы и ионизационную теплопроводность. Уравнения (2)-(4) дополняются заданием полного давления плазмы $p = (2n + N)kT_e$ и формулой Саха, связывающей n с концентрацией атомов N . После исключения $\varphi(x)$ получаем систему уравнений для определения потока тепла $q(x)$ и общей температуры плазмы $T_e(x) = T(x)$

$$\frac{dq}{dx} = j^2/\sigma - Q_r(T_e) + \frac{1}{e} j B(T_e) k \frac{dT_e}{dx}, \quad (5)$$

$$\frac{dT_e}{dx} = j(2.5 + k_e)kT_e/e\varkappa - q/\varkappa, \quad (6)$$

где

$$B(T_{e\infty}) = \frac{T_e}{n} \frac{dn}{dT_e} + 1 + k_e.$$

При $x \rightarrow \infty$ все градиенты в (5) и (6) за нулюются, так что в асимптотике

$$Q_r(T_{e\infty}) = \frac{j^2}{\sigma_\infty}, \quad q_\infty = \frac{1}{e} j(2.5 + k_e)kT_{e\infty}. \quad (7), (8)$$

Для оценки протяженности теплового слоя линеаризуем систему уравнений (5), (6) при $x \gg L_1$ по малым отклонениям $\Delta q(x)$ и $\Delta T_e(x)$ от асимптотических значений q_∞ и $T_{e\infty}$. Решения линейной системы $\sim \exp(-(x/L_1))$, где

$$L_1 = \frac{2\varkappa_\infty e}{k} \left\{ -Aj + \sqrt{A^2 j^2 + \frac{4e^2 \varkappa_\infty}{k^2 \sigma_\infty} \left[\frac{d(\sigma Q_r)}{dT} \right]_{T=T_{e\infty}}} \right\}^{-1}, \quad (9)$$

где

$$A(T_e) = \frac{T_{e\infty}}{n_\infty} \frac{dn_\infty}{dT_\infty} - \frac{3}{2}.$$

Длина L_1 совпадает с соответствующей длиной, введенной ранее в [5] при анализе прианодной области дуги. В искомом решении поток

теплопроводности должен быть направлен в сторону эмиттера (против тока), при этом $\Delta q(x) < 0$, $\Delta T_e(x) < 0$.

5. Численные расчеты проводились для дуги в аргоне при $p = 1$ атм и $j \approx 30-600$ А/см², что соответствует $T_{e\infty} = 0.8-1.15$ эВ. Кинетические коэффициенты и зависимость $Q_T(T_e)$ заимствовались из [6-8]. Для нахождения величины q_T необходимо определить границу теплового слоя со стороны электрода. Граница применимости уравнений (2)-(4) определяется тем, что при приближении к электроду концентрация n начинает отклоняться от равновесной концентрации по Саха $n_S(T_e)$, а температура электронов — от температуры тяжелых частиц.

Интегрирование системы уравнений (5), (6) удобно начинать из бесконечности, определив в асимптотике малые начальные значения $\Delta q(x)$ и $\Delta T_e(x)$ из линеаризованных уравнений (5), (6). При интегрировании уравнений (5), (6) находятся в первом приближении малые отклонения концентрации плазмы от равновесной по Саха $\delta n \ll n$ и малые отклонения температуры электронов от температуры тяжелых частиц $\delta T_e \ll T_e$.

Для определения δn используется уравнение непрерывности для ионного тока

$$\frac{1}{c} \frac{dj_i}{dx} = \frac{n}{\tau_i} \left[1 - \frac{n^2 N_S(T_e)}{n_S^2(T_e) N} \right] \quad (10)$$

совместно с уравнением движения ионов, которое в пренебрежении термосилой имеет вид

$$\frac{1}{c} j_i = u_{ia} \left(-n_e \frac{d\varphi}{dx} - \frac{j \cdot}{e u_{ei}} - \frac{dp_i}{dx} \right). \quad (11)$$

Здесь $n_S(T_e)$ и $N_S(T_e)$ — равновесные по Саха концентрации электронов и атомов; $\tau_i^{-1} = K_i N$, $K_i(T_e)$ — константа ионизации [9]; u_{ia} , u_{ei} — подвижности ионов в атомах [10] и электронов в ионах [11]; p_i — парциальное давление ионов.

Для определения δT_e используется уравнение [12]

$$\frac{d}{dx} \left(\kappa_T \frac{dT}{dx} \right) = \frac{3m}{M} n k (T_e - T) \nu_{\text{eff}}, \quad (12)$$

где $\nu_{\text{eff}} = \langle m_e v^2 / \tau_p(v) \rangle / 3kT_e$ — эффективная частота столкновений с атомами и ионами.

При этом значение ν_{eff} для электрон-атомных столкновений заимствовалось из [13]. δn и δT_e определяются соответственно из правых частей (10) и (12), которые линеаризуются по δn и δT_e . В остальном в (10)-(12) полагается $T = T_e$ и подставляются $T_e(x)$, $n(x)$, $\varphi(x)$, полученные из решения системы (2)-(4). Граница применимости уравнений (2)-(4) определяется по резкому возрастанию величин δn и δT_e вблизи электрода.

Расчеты показали, что при приближении к электроду отклонение от ионизационного равновесия возникает раньше, чем отрыв температур. Это связано с тем, что в рассматриваемых условиях $L_i > L_T$. Например, при $T_{e\infty} = 1$ эВ характерные длины, оцениваемые по значениям параметров в асимптотике (т.е. в однородной плазме), равны $L_T = 0.1$ мм,

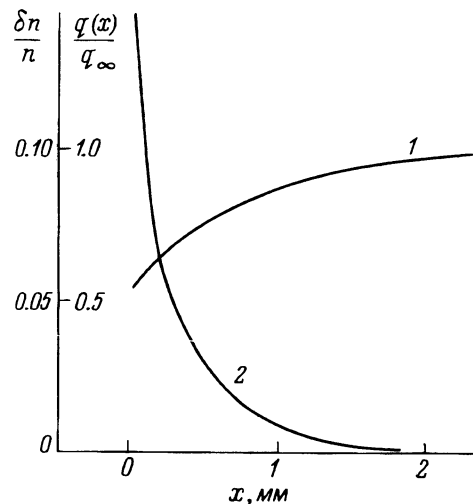


Рис. 1. Зависимости потока энергии q и степени ионизационной неравновесности $\delta n/n$ от координаты x .

$p = 760$ Тор. $T_{e\infty} = 1$ эВ; 1 — q , 2 — $\delta n/n$. Расчет проведен в предположении, что все излучение выходит из плазмы.

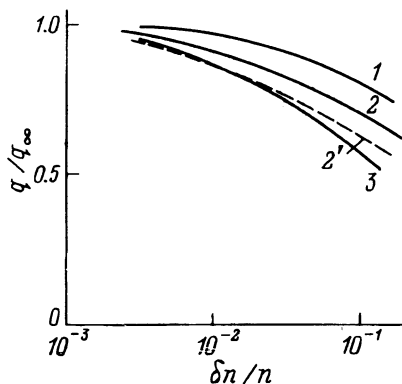


Рис. 2. Зависимости потока энергии от степени ионизационной неравновесности плазмы для разных токов дуги.

$j = 420$ (1), 190 (2, 2'), 55 А/см² (3).

$L_i \approx 0.3$ мм, $L_1 \approx 1.6$ мм. Такая иерархия длин ($L_1 \gg L_i \gtrsim L_T$) облегчает рассмотрение, так как позволяет использовать уравнения (2)–(4) вплоть до границы с ионизационным слоем. За границу теплового и ионизационного слоев в расчете принималась точка, где $\delta n/n \sim 0.1$.

6. Результаты расчетов приведены на рис. 1, 2. На рис. 1 представлены зависимости полного потока энергии q (кривая 1) и величины $\delta n/n$ (кривая 2) от x . Видно, что $\delta n/n$ в интересующей нас области значений нарастает очень быстро, так что значение потока энергии на границе области ионизации q_T и положение самой границы определяются достаточно точно. Это является следствием малости $L_i/L_1 \ll 1$, а также того, что $\delta n/n$ выражается через производные по x более высокого порядка, чем $q(x)$.

На рис. 2 представлены результаты расчетов для разных значений тока дуги. Отметим, что детальный расчет выхода излучения из приэлектродного слоя не проводился. Кривые 1–3 рассчитаны в предположении, что все излучение выходит из плазмы, кривая 2' — в предположении, что излучение в линиях, соответствующих переходам в основное состояние атома Ag, не выходит. Видно, что результаты расчета в этих предельных случаях отличаются мало.

Расчеты показали, что во всех случаях в тепловом слое полный поток энергии всегда совпадает по направлению с током $q > 0$. Т.е., хотя значительный поток теплопроводности q_T направлен в сторону эмиттера, все же по абсолютной величине q_T не превышает конвективного потока энергии $(1/e)j(2.5 + k_e)kT_e$. В результате имеет место не разогрев, а охлаждение приэлектродного слоя ионизации за счет его контакта с остальной плазмой.

7. При анализе результатов расчета применительно к различным газам удобно записать уравнения (5), (6) в безразмерных переменных

$t = T_e/T_{e\infty}$, $\bar{q} = eq/jkT_{e\infty}$, $\bar{x} = x/L_{\infty}$, где $L_{\infty} = e\kappa_{\infty}/kj$. Тогда система (5), (6) примет вид

$$\frac{dt}{d\bar{x}} = f_1(t)(2.5t - \bar{q}), \quad (13)$$

$$\frac{d\bar{q}}{d\bar{x}} = \alpha_0[f_2(t) - f_3(t)] + B(t)\frac{dt}{d\bar{x}}. \quad (14)$$

Здесь $\alpha_0 = eL_{\infty}Q_{\tau}(T_{e\infty})$, $f_1 = \kappa_{\infty}/\kappa$, $f_2 = \sigma_{\infty}/\sigma$, $f_3 = Q_{\tau}(T_e)/Q_{\tau}(T_{e\infty})$. Чтобы выявить основные безразмерные параметры, удобно рассмотреть простейший случай чисто кулоновского рассеяния и электронной теплопроводности $f_1 = t^{-5/2}$, $f_2 = t^{-3/2}$. Тогда видно, что решения зависят от параметров α_0 , $\alpha_i = E_i/kT_{e\infty}$ и $\alpha_1 = E_1/kT_{e\infty}$, где E_1 — эффективная энергия возбуждения излучающих уровней, определяющая близкую к экспоненте зависимость $Q_{\tau}(T_e)$. Из перечисленных безразмерных параметров сильно меняется в зависимости от тока дуги и рода газа лишь α_0 . Конкретные исследования системы (13), (14) показывают, что в различных условиях горения сильноточной дуги конвективный отток энергии из слоя ионизации в глубь плазмы практически всегда превосходит поток теплопроводности $|q_T|$ (если последний направлен против тока).

Таким образом, в атмосферной дуге на плоском катоде энергия, необходимая для генерации ионов, а также другие потери энергии в прикатодном слое не могут восполняться за счет энергии, подводимой из удаленных областей плазмы. Энергетические потери в прикатодном слое должны восполняться разогревом электронов катодной эмиссии непосредственно на падении напряжения в самом прикатодном слое. Очевидно, что при реализующихся на практике величинах катодного падения в дуговых разрядах (см., например, [14, с. 218]) это приводит к существенным ограничениям на долю ионного тока на катоде.

Список литературы

- [1] Мойжес Б.Я., Немчинский В.А. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 1. С. 13–18.
- [2] Бакиш Ф.Г., Бородин В.С., Журавлев В.Н., Рутберг Ф.Г. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 12. С. 2296–2305.
- [3] Зекцер М.П. // ТВТ. 1975. Т. 13. Вып. 3. С. 491–502.
- [4] Бакиш Ф.Г., Юрьев В.Г. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 5. С. 905–944.
- [5] Немчинский В.А., Перетц Л.Н. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 9. С. 1868–1875.
- [6] Физика и техника низкотемпературной плазмы / Под ред. С.В.Дресвина. М.: Атомиздат, 1972. 352 с.
- [7] Бакиш Ф.Г., Иванов В.Г. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 3. С.471–480.
- [8] Evans D.L., Tankin R.S. // J. Phys. Fluids. Vol. 10. N 6. P. 1137–1144.
- [9] Бакиш Ф.Г., Иванов В.Г. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 4. С. 688–699.
- [10] Мак-Даниэль И., Мэзон Э. Диффузия и подвижность ионов в газах. М.: Мир, 1976. 422 с.
- [11] Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963. 287 с.
- [12] Бакиш Ф.Г., Дюжеев Г.А., Марциновский А.М. и др. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма. М.: Наука, 1973. 500 с.
- [13] Baille P., Chang A., Claude E. et al. // J. Phys. B. 1981. Vol. 14. P. 1485–1495.
- [14] Жукон М.Ф., Коротеев А.С., Урюков Б.А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск: Наука, 1975. 298 с.