

01;04

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ТОКИ В СИЛЬНОТОЧНЫХ ДУГОВЫХ РАЗРЯДАХ, СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Ф. Г. Бажит, В. С. Бородин, В. Н. Журавлев, Ф. Г. Рутберг

В сильноточных дуговых разрядах атмосферного давления ($j \sim 10^3 - 10^4$ А/см², $p_0 \sim 1 - 10$ атм) основным механизмом отвода тепла из сравнительно протяженных $R \sim 1$ см объемов плазмы является перенос энергии излучением в линейчатом спектре. В указанном диапазоне токов и давлений по мере роста тока и электрического поля в столбе дуги увеличиваются температура T и степень ионизации β_0 . При приближении плазмы к сильноионизованному состоянию заселенности возбужденных состояний и излучаемая мощность $W_r(T)$ меняются немонотонно, проходя через максимум. Немонотонная зависимость $W_r(T)$ приводит к S-образной вольт-амперной характеристике столба дуги и появлению предельного тока, который может быть пропущен через положительный столб дуги, стабилизированной излучением.

1. Изучению сильноточных дуговых разрядов посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ, обзор которых можно найти, например, в [1, 2]. Практически во всех работах, посвященных дуговым разрядам высокого давления ($p_0 \sim 1$ атм), рассматривалась частично или слабоионизованная дуговая плазма, когда $N \geq n$ (здесь N и n — соответственно концентрации нейтральной и заряженной компоненты). Настоящая работа посвящена теории сильноточных дуговых разрядов ($j \sim 10^3 - 10^4$ А/см², $p \sim 1 - 10$ атм) в условиях, когда по мере роста тока j и температуры T плазма дуги переходит в полностью ионизованное состояние ($T \geq 2$ эВ).

В указанном диапазоне плотностей тока j и давлений p_0 по мере роста тока, напряженности электрического поля E и температуры T заселенности возбужденных состояний N_n и удельная излучаемая мощность $W_r(T)$ в линейчатом спектре меняются немонотонно, проходя через максимум при $\beta_0 \sim 1$. Немонотонная зависимость $W_r(T)$ приводит к возникновению неустойчивого участка на вольт-амперной характеристике положительного столба дуги. Это лимитирует величину плотности тока j , которая может быть пропущена через плазму в устойчивом режиме горения дуги, стабилизированной излучением. Рассмотрение будет проведено на примере положительного столба водородной дуги [при давлении $p_0 = 10$ атм, горящей в трубке радиуса $R = 1$ см.

2. Плазма водородной дуги в указанном диапазоне плотностей тока и давлений находится в состоянии локального термодинамического равновесия [3, 4]. Рассмотрим энергетический баланс положительного столба водородной дуги. Распределение температуры $T(r)$ по радиусу трубки при заданной напряженности E электрического поля определяется из решения уравнения теплопроводности

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \chi(T) \frac{dT}{dr} = \sigma(T) E^2 - W_r(T),$$

$$T(R) = T_0, \left[\frac{dT}{dr} \right]_{r=0} = 0. \quad (1)$$

Здесь $\sigma(T)$ — электропроводность водородной плазмы [5]; $\chi(T)$ — теплопроводность водорода, включающая, вообще говоря, перенос энергии во внутрен-

них степенях свободы молекул, изменение энергии за счет диссоциации молекул и ионизации атомов [6, 7], а также теплопроводность электронов. Ток дуги определяется как

$$I = 2\pi \int_0^{R_0} j(r, E) r dr, \quad (2)$$

где плотность осевого тока

$$j(r, E) = \sigma(T) E, \quad (3)$$

а R_0 — радиус дуги. При рассматриваемых значениях температуры в столбе дуги $T \geq 1$ эВ излучаемая мощность $W_r(T, r)$ весьма велика. Поэтому член с теплопроводностью в левой части (1) существует лишь на малых расстояниях δ от стенки трубки $\delta \sim \sqrt{\kappa(T)(T-T_0)/W_r(T)} \ll R$. Таким образом, вблизи стенки при $R-r \ll \delta$ возникает узкий тепловой пограничный слой. За пределами теплового пограничного слоя распределение температуры $T(r)$ по радиусу находится из уравнения

$$\sigma(T) E^2 = W_r(T, R). \quad (4)$$

Узость пограничного слоя позволяет считать, что радиус дуги R_0 практически совпадает с радиусом трубки R . В дальнейшем величина $W_r(T, r)$ будет вычисляться в приближении эффективного времени жизни [8]. Однако независимо от конкретного способа вычисления $W_r(T, r)$ $[\partial W_r(T, r)/\partial r]_{r=0} = 0$. Поэтому второе граничное условие к уравнению (1) удовлетворяется автоматически.

На рис. 1 для точек, лежащих на оси положительного столба ($r=0$), качественно показана зависимость от температуры T левой и правой частей (4): $\sigma(T) E^2$ ($E < E_{кр}$) (кривая 1) и $W_r(T, 0)$ (кривая 2). При не слишком большой напряженности электрического поля E уравнение (4) имеет два решения T_1 и T_2 (рис. 1), которые сливаются при увеличении E до некоторого значения $E = E_{кр}$ (при этом $T = T_{кр}$). Соответствующая зависимость $\sigma(T) E_{кр}^2$ представлена на рис. 1 штриховой линией I' . Исследуем зависимость $j(0, E)$ вблизи $E = E_{кр}$. Здесь преобладает кулоновское рассеяние и $\sigma(T) \sim T^{3/2}$. Используя (3) и (4), получаем

$$\frac{dj(0, E)}{dE} = \sigma(T) f(T), \quad (5)$$

где

$$f(T) = \frac{\frac{dW_r(T, 0)}{dT} + E^2 \frac{d\sigma(T)}{dT}}{\frac{dW_r(T, 0)}{dT} - E^2 \frac{d\sigma(T)}{dT}} = \frac{\frac{d \ln W_r(T, 0)}{dT} + \frac{d \ln \sigma(T)}{dT}}{\frac{d \ln W_r(T, 0)}{dT} - \frac{d \ln \sigma(T)}{dT}}. \quad (6)$$

При $T < T_{кр}$ числитель и знаменатель в (6) положительны, так что $dj(0, E)/dE > 0$. При $T = T_{кр}$ числитель (6) по-прежнему остается положительным, так как $T_{кр}$ лежит левее максимума $W_r(T)$, а знаменатель обращается в нуль и меняет знак при $T > T_{кр}$. При этом меняет знак и производная $dj(0, E)/dE$, обращаясь в ∞ при $E = E_{кр}$. Таким образом, вблизи $E = E_{кр}$ зависимость j от E имеет S-образный вид (рис. 3, а): при $I < I_{кр}$ реализуется устойчивый, а при $I > I_{кр}$ неустойчивый участок вольт-амперной характеристики. При $E > E_{кр}$ решение уравнения (4) отсутствует.

3. Проанализируем теперь свивание решения уравнения (4), описывающего столб дуги, с тепловым пограничным слоем, распределение температуры в котором находится из уравнения

$$-\frac{d}{dx} \kappa(T) \frac{dT(x)}{dx} = \sigma(T) E^2 - W_r(T), \quad (7)$$

где координата x отсчитывается по нормали к электроду.

В пределах пограничного слоя мы приближенно считаем вероятность выхода фотона из плазмы постоянной, так что W_r в (7) явно от x не зависит. Интегрируя уравнение (7), получаем

$$\frac{1}{2} \left[\kappa(T) \frac{dT}{dx} \right] + \int_{T_0}^T \kappa(T') [\varepsilon(T') E^2 - W_r(T')] dT' = \text{const}, \quad (8)$$

где T_0 — температура стенки.

Отыскание распределения $T(x)$ в пограничном слое формально можно свести к решению механической задачи о движении частицы в потенциальном поле. Для этого запишем (8) в виде

$$\mathcal{H}(p, q) = \text{const}, \quad (9)$$

где

$$\mathcal{H}(p, q) = \frac{p^2}{2} + U(q). \quad (10)$$

Здесь обобщенный импульс p и обобщенная координата q определяются как

$$p = \kappa(T) \frac{dT}{dx}, \quad q = \int_{T_0}^T \kappa(T') dT', \quad (11)$$

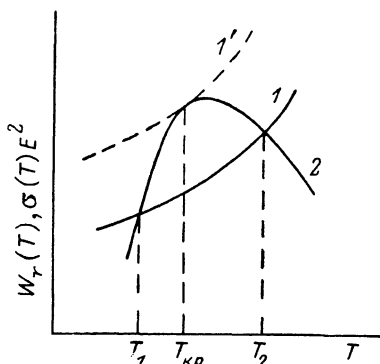


Рис. 1.

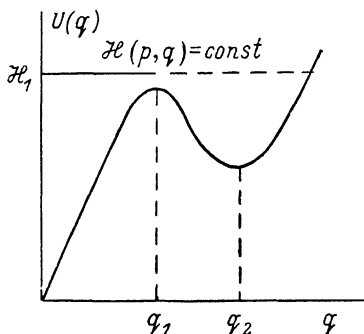


Рис. 2.

а потенциальная энергия $U(q)$ равна

$$U(q) = \int_{T_0}^T \kappa(T') [\varepsilon(T') E^2 - W_r(T')] dT'. \quad (12)$$

Роль времени играет координата x . Используя (7), (10)—(12), легко показать, что введенные таким образом обобщенный импульс и координата канонически сопряжены по Гамильтону, т. е. $p = -(\partial \mathcal{H} / \partial q)$, $\dot{q} = \partial \mathcal{H} / \partial p$. Функция $U(q)$ качественно показана на рис. 2. Здесь координата $q=0$ соответствует поверхности электрода. Точки q_1 и q_2 соответствуют значениям температуры T_1 и T_2 : в этих точках производная $\partial U / \partial q = \sigma(T) E^2 - W_r(T)$ обращается в нуль. Поскольку в столбе дуги, на границе с пограничным слоем, $[dT/dr]_{T=T_1}$, хотя и мало, отлично от нуля, то значение $\mathcal{H}(p, q)$ в (9) выбирается равным $\mathcal{H}_1 = = 1/2 [\kappa(T) (dT/dr)]_{T=T_1}^2 + U(q_1)$ (рис. 2). Для решения уравнения (7) задаются три условия: температура на стенке, температура и поток тепла на внешней границе погранслоя. Поэтому из решения уравнения (7) находится не только распределение температуры $T(x)$ в пределах пограничного слоя, но также и протяженность δ самого погранслоя (по этому поводу см. также раздел 5). Таким образом, распределения $T(r)$ в столбе дуги, соответствующие устойчивой ветви вольт-амперной характеристики ($E \leq E_{кр}$, $T \leq T_{кр}$), могут быть сшиты со значением температуры $T=T_0$ на стенке. В то же время из рис. 2 очевидно, что решения вблизи $T=T_2$, соответствующие неустойчивой ветви вольт-амперной характеристики, в рамках используемого метода расчета (приближение теплового погранслоя) не могут быть сшиты с значением температуры T_0 на

стенке, поскольку решение соответствующей механической задачи дает здесь осцилляции в потенциальной яме вблизи $q=q_2$.¹

4. Проанализируем теперь результаты численных расчетов. Остановимся вначале на распределении $T(r)$ в столбе дуги. При определении $W_r(T)$ были использованы данные [9] для интенсивности излучения водородной плазмы. В рассматриваемом диапазоне значений параметров плазмы преобладает излучение в линиях и полная интенсивность излучения существенно меньше излучения черного тела. Для определения эффектививной вероятности $w(T, r)$ выхода фотона из плазмы существенен контур линий серии Лаймана. Оценки, выполненные в соответствии с [10, § 38], показывают, что в рассматриваемом диапазоне концентраций плазмы $n \geq 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ определяющим для формы линий серии Лаймана в основном является электронное ударное уширение, так что контур линии можно считать дисперсионным. К этому же выводу приводят и результаты конкретных расчетов контуров линий, выполненных в [9]. В этом случае в соответствии с [8] вероятность выхода фотона из точек, расположенных на оси, $w(T, 0) = 1/2\sqrt{k_0(T)R_0}$. Для точек на границе с пограничным слоем

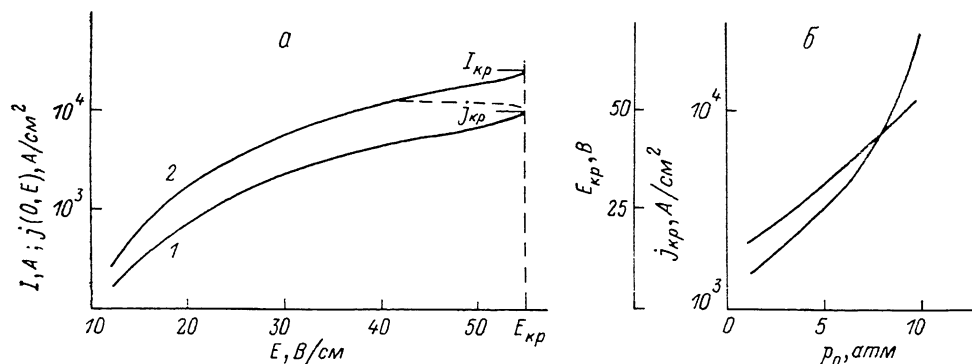


Рис. 3.

$w(T, R-\delta) = 1/3\sqrt{\pi k_0(T)\delta}$, где k_0 — коэффициент поглощения в центре линии. Приведенные выражения, естественно, справедливы при $k_0R_0 \gg 1$ и $k_0\delta \gg 1$. При промежуточных значениях r $w(T, R-\delta)$ интерполировалась между двумя указанными предельными значениями. Отметим, что при $T > T_{кр}$ увеличивается относительная роль рекомбинационного континуума, хотя излучение в линиях вблизи критического тока по-прежнему играет преобладающую роль.

На рис. 3, а представлена рассчитанная в соответствии с (3), (4) плотность тока $j(0, E)$ на оси разряда как функция электрического поля E (кривая 1), показаны величина критической напряженности поля $E_{кр}$ и соответствующее значение критической плотности тока (кривая 2) ($p=10$ атм, $R=1$ см). Штриховой линией обозначена неустойчивая ветвь вольт-амперной характеристики, где $j(0, E) > j_{кр}(0, E_{кр})$, $T(0) > T_{кр}(0)$. На рис. 3, б построены зависимости $j_{кр}$ (кривая 1) и $E_{кр}$ (кривая 2) от давления p_0 .

Распределения $T(r)$ для нескольких точек на устойчивом участке вольт-амперной характеристики рассчитаны согласно (3), (4) (рис. 4). В приведенных расчетах формальное решение уравнения (4) продолжено до самой границы трубки. Здесь $w(T, R-x) = 1/3\sqrt{\pi k_0(T)x} \rightarrow \infty$ при $x \rightarrow 0$, так что температура $T(r)$, рассчитанная таким образом, стремится к нулю при $r \rightarrow R_0$ и $w \rightarrow \infty$. Как и должно быть, профиль температуры $T(r)$ в основной части разрядного столба весьма пологий. Исключение представляет лишь область в непосред-

¹ Поскольку при увеличении r $W_r(T, r)$ увеличивается, то, как следует из рис. 1, при заданном $E < E_{кр}$ на неустойчивом участке вольт-амперной характеристики ($T > T_{кр}$) решение уравнения (4) должно приводить к возрастающей зависимости $T(r)$. Для получения правильного решения здесь необходим учет теплопроводности тем более, что при $T > T_{кр}$ ($j > j_{кр}$) W_r начинает существенно уменьшаться с увеличением T и относительная роль теплопроводности в локальном балансе энергии столба дуги возрастает.

ственной близости от стенки трубки, где приближение эффективного времени жизни уже неприменимо.

5. Распределение температуры в пристеночной области, т. е. в пределах теплового пограничного слоя $x < \delta$, должно определяться с учетом теплопроводности из уравнения (7). Оценим протяженность пограничного слоя. Для оценки δ используем профиль температуры $T(r)$, полученный из решения уравнения (4) (рис. 4). Сравнивая дивергенцию потока тепла $Q_T = -x(T) \times (dT/dr)$, полученную из (4), с левой или правой частью (4), определяем точку $x = \delta_1$, $T = T_\delta$, в которой левая часть (1) становится сравнимой со слагаемыми в правой части. Определенная таким образом величина δ показана на рис. 5 (кривая 1), при этом полагалось $|\text{div } Q_T/W_r(T, r)| = 0.2$. Протяженность пограничного слоя можно оценить также и другими способами.

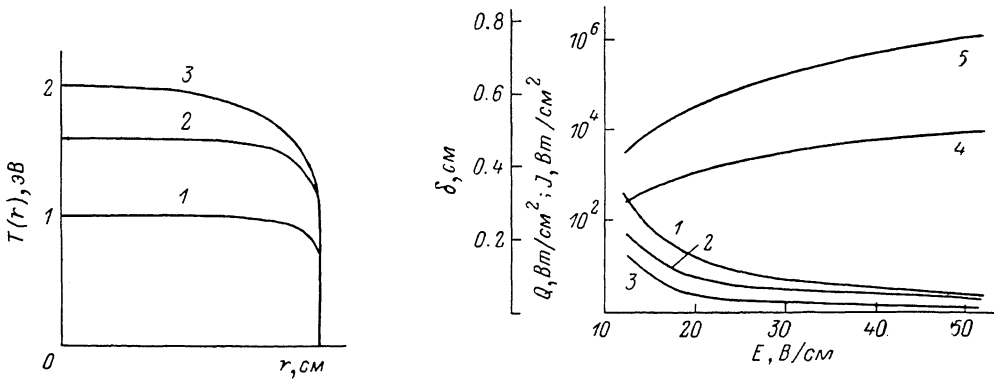


Рис. 4. Распределения температуры по радиусу столба дуги при различных значениях напряженности электрического поля.

$E, \text{ В: } 1 - 15.9, 2 - 43.7, 3 - 52.3.$

Рис. 5. Толщина теплового пограничного слоя и тепловой баланс водородной дуги при $p_0 = 10$ атм, $R = 1$ см.

$1 - \delta_1, 2 - \delta_2, 3 - \delta_3, 4 - Q_0, 5 - J.$

Рассмотрим, например, асимптотику решения уравнения (7) при $x \gg \delta$. При этом используем то, что в пограничном слое производная dT/dr существенно больше, чем в столбе дуги, так что в нулевом приближении температуру в столбе дуги вблизи границы с погранслоем можно считать постоянной и равной T_δ . При $x \gg \delta$ разность

$$T_\delta - T(x) \sim e^{-x/\delta_2}, \quad (13)$$

где

$$\delta_2 = \left[\frac{x(T_\delta)}{\sigma(T_\delta) E^2 \left(\left[\frac{d \ln \sigma(T)}{dT} \right]_{T=T_\delta} - \left[\frac{d \ln W_r(T)}{dT} \right]_{T=T_\delta} \right)} \right]. \quad (14)$$

Вероятность w выхода фотона из плазмы при этом вычислялась при $x = \delta_1$, $T = T_\delta$. Полученная зависимость представлена на рис. 5 (кривая 2).

Наконец, протяженность погранслоя можно оценить по величине потока тепла Q_0 , отводимого на стенку. Решение уравнения (7) в пограничном слое имеет вид

$$\frac{Q_0^2}{2} = \frac{Q_\delta^2}{2} + \int_{T_0}^{T_\delta} x(T') [\sigma(T') E^2 - W_r(T', \delta)] dT'. \quad (15)$$

Здесь поток тепла Q_δ на внешней границе пограничного слоя вычисляется по асимптотическому ходу температуры (13) при $T = T_\delta$. При вычислении (15) воспользуемся тем, что вследствие экспоненциальных зависимостей $\sigma(T)$ и $W_r(T)$ основной вклад в интеграл вносит интегрирование вблизи верхнего предела $T \simeq T_\delta$. Тогда

$$\frac{Q_0^2}{2} = \frac{Q_0^2}{2} + \kappa(T_0) \sigma(T_0) E^2 \left[\frac{1}{d \ln(\kappa(T) \sigma(T))} - \frac{1}{d \ln(\kappa(T) W_r(T))} \right]_{T=T_0} \quad (16)$$

Полагая для оценки $Q_0 = \kappa(T_0) (T_0 - T_0/\delta_3)$, получаем протяженность пограничного слоя δ_3 , которая также отложена на рис. 5 (кривая 3). Видно, что различные оценки толщины теплового пограничного слоя приводят к тому, что в пределах рассчитанного участка вольт-амперной характеристики действительно $\delta \ll R$. На рис. 5 приведен также энергетический баланс дуги: поток тепла на стенку Q_0

и интенсивность излучения $J = R^{-1} \int_0^{R_0} W_r(T, r) r dr$, рассчитанная на единицу площади поверхности. Как и должно быть, в пределах рассчитанной области $J \gg Q_0$. При дальнейшем уменьшении напряженности E электрического поля и тока пограничный слой расширяется и использованный подход к расчету столба дуги перестает быть применимым.

6. Подставляя рассчитанный профиль температуры $T(r)$ (с учетом пограничных слоев) в (2)–(3), получаем вольт-амперную характеристику $I(E)$ для всего дугового разряда (рис. 3, а, кривая 2). Вольт-амперная характеристика $I(E)$ на рис. 3, а оборвана при достижении критического тока разряда $I_{кр} = I(E_{кр})$. В рассмотренном примере $E_{кр} \approx 53$ В, $I_{кр} \approx 2.5 \cdot 10^4$ А; при $E = E_{кр}$ dI/dE обращается в бесконечность. При $I > I_{кр}$ на участке S-образной вольт-амперной характеристики с отрицательной дифференциальной проводимостью столб дуги неустойчив даже в том случае, когда разряд стабилизирован бесконечно большим последовательным сопротивлением. Для однородного по радиусу столба можно воспользоваться результатами [11], из которых следует, что в этом случае должны нарастать радиальные, перпендикулярные к току возмущения температуры, оставляющие неизменным полный ток в цепи.²

Вклад в ток от пограничного слоя ΔI мал: $\Delta I/I < 10^{-2}$ на всей вольт-амперной характеристике. При больших E малость $\Delta I/I$ обусловлена узостью пограничного слоя, а при малых E — резкой зависимостью $\sigma(T)$. При уменьшении тока и напряженности поля, однако, увеличивается протяженность δ теплового пограничного слоя. Дуга при этом начинает стабилизироваться теплоотводом на стенку. Вольт-амперная характеристика такой дуги хорошо известна (см., например, [12, § 30]).

7. Кроме очевидного условия $\delta \ll R_0$, для применимости использованного выше метода расчета необходимо выполнение еще ряда критериев. Выше предполагалось наличие локального термодинамического равновесия везде, в том числе и в пределах теплового пограничного слоя. Это справедливо, если длина ионизации $L_i = (D_i \tau_{ion})^{1/2}$ и длина релаксации температуры $L_T = (\kappa(T) \tau_\epsilon/n)^{1/2}$ малы по сравнению с δ [13]. Здесь D_i — коэффициент диффузии ионов [14], τ_{ion} — время ионизации [15], τ_ϵ — время релаксации электронов по энергии. Условия $L_i \ll \delta$, $L_T \ll \delta$ выполняются достаточно хорошо: на рассчитанной ветви характеристики на границе плазмы с пограничным слоем L_i меняется от $3.7 \cdot 10^{-3}$ до $8.5 \cdot 10^{-4}$ см, а L_T — от $3.4 \cdot 10^{-3}$ до $8.3 \cdot 10^{-4}$ см соответственно. Также достаточно хорошо выполняется условие $k_0 \delta \gg 1$. В рассматриваемом диапазоне токов магнитное давление существенно меньше газодинамического давления p_0 . Например, при максимальном токе $I = I_{кр}$ $p_M \approx 1$ атм.

Рассмотренные режимы горения водородной дуги характеризуются большим джоулевым тепловыделением и соответственно большим потоком тепла Q , отводимым излучением и теплопроводностью на стенку (плотность полного потока тепла на стенку $Q \leq 10^5$ Вт/см²). Конечно, в реальных устройствах столь большие потоки энергии на стенку могут отводиться лишь в импульсных режимах.

8. Сравним теперь полученные результаты с выполненными ранее работами по расчету сильноточного разряда в водороде. В работе [16] рассчитана вольт-

² Поскольку вблизи $I_{кр}$ радиальное изменение температуры $T(r)$ невелико, то при анализе на устойчивость столб дуги приближенно можно считать однородным.

амперная характеристика $I(E)$ водородной дуги при давлении $p_0 = 100$ атм, радиусе разряда $R \sim 1$ см в области изменения тока $I \leq 10^4$ А. При рассмотренных значениях параметров плазмы излучение из разряда сильно реабсорбировано, близко к излучению черного тела и монотонно возрастает с увеличением температуры T . Поэтому S-образные вольт-амперные характеристики и соответствующие критические токи разряда в [16] не наблюдались.

Уравнение Эленбааса—Геллера (1) с одновременным учетом теплопроводности и излучения решалось в [17] при расчете вольт-амперных характеристик разряда в водороде и в гелии при $p_0 \sim 1$ атм, $R \sim 1$ см, $I \sim 1-10^4$ А. Однако в [17] считалось, что во всем диапазоне значений E и j играет роль лишь излучение рекомбинационного континуума. Естественно, что это обстоятельство существенно повлияло на полученные в [17] результаты.

9. В заключение отметим следующее. Полученная неустойчивость тока в дуге высокого давления и соответствующая S-образная зависимость $j(E)$ во многом напоминает перегревную неустойчивость [11; 18 с. 26]. Как известно, причиной появления перегривной неустойчивости является уменьшение частоты столкновений электронов с тяжелыми частицами при увеличении средней энергии электронов. Причина появления рассматриваемой неустойчивости дуги, стабилизированной излучением, другая. Она состоит в уменьшении мощности излучения в линиях с ростом температуры вследствие уменьшения заселенности излучающих возбужденных состояний при приближении плазмы к сильной ионизации.

Авторы благодарят А. М. Воронова, Г. А. Дюжева, В. Г. Иванова, А. Б. Рыбакова, С. М. Школьника и В. Г. Юрьева за помощь в работе и обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] Теория термической дуговой плазмы / Под ред. М. Ф. Жукова, А. С. Коротева. Новосибирск: Наука, 1987. Т. 1. 288 с.
- [2] Теория термической дуговой плазмы / Под ред. М. Ф. Жукова, А. С. Коротева. Новосибирск: Наука, 1987. Т. 2. 288 с.
- [3] *Абрамов В. А.* // *Опт. и спектр.* 1965. Т. 18. Вып. 6. С. 974—978.
- [4] *Drawin H. W.* // *Z. Phys.* 1969. Bd 228. N 4. S. 99—119.
- [5] *Kremp D., Schlanges M., Kilimann K.* // *Phys. Lett.* 1984. Vol. A100. N 3. P. 149—152.
- [6] *Варафтик Н. Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
- [7] *Ohguchi Y., Murakami T., Kaneko T.* // *J. Phys. Soc. Jap.* 1985. Vol. 54. N 12. P. 4879—4880.
- [8] *Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 376 с.
- [9] *Солоухин Р. И., Якоби Ю. А., Комин А. В.* Оптические характеристики водородной плазмы. Новосибирск: Наука, 1973. 224 с.
- [10] *Собельман И. И.* Введение в теорию атомных спектров. М.: Физматгиз, 1962. 640 с.
- [11] *Волков А. Ф., Коган Ш. М.* // *УФН.* 1968. Т. 96. № 4. С. 633—672.
- [12] *Грановский В. Л.* Электрический ток в газе / Под ред. Л. А. Сена В. Е. Голянта. М.: Физматгиз, 1971. 543 с.
- [13] *Бахит Ф. Г., Юрьев В. Г.* // *ЖТФ.* 1979. Т. 49. Вып. 5. С. 905—944.
- [14] *Радциг А. А., Смирнов Б. М.* Дополнение к кн. И. Мак-Даниеля, Э. Мэзона. «Подвижность и диффузия ионов в газах». М.: Мир, 1976. 422 с.
- [15] *Johnson L. S., Hippov E.* // *IQSRT.* 1973. Vol. 13. N 2. P. 333—358.
- [16] *Онуфриев А. Т., Севастьяненко В. Г.* // *ПМТФ.* 1968. № 2. С. 17—22.
- [17] *Мойжес Б. Я., Немчинский В. А., Перетц Л. Н.* // *ЖТФ.* 1976. Т. 46. Вып. 7. С. 1427—1431.
- [18] *Гуревич А. В., Шварцбург А. Б.* Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973. 272 с.

Всесоюзный научно-исследовательский институт электромашиностроения
Ленинград

Поступило в Редакцию
1 июня 1988 г.