

01;04
©1993

ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВАКУУМНОЙ ДУГИ ПРИ НАЛИЧИИ ГАЗА В РАЗРЯДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ

И.А.Кринберг, И.А.Мельников

1. Разреженная газовая среда, частично сохраняющаяся в вакуумных коммутаторах тока или создаваемая специально в вакуумно-дуговых технологических установках, может оказывать существенное влияние на параметры вакуумно-дугового разряда, возникающего при работе данных устройств. Экспериментальные исследования показывают, что при увеличении давления газа происходят уменьшение среднего заряда ионов z_i [1], электронной температуры T_e [2] и увеличение падения напряжения U на разрядном промежутке [3]. Такая зависимость от газового давления интерпретируется в [2,3] как результат генерации (или срыва) различных видов плазменной неустойчивости. В настоящей работе показано, что наблюдаемое воздействие газовой среды на катодную плазменную струю (КПС) может быть объяснено без привлечения механизма плазменной турбулентности, как следствие потери импульса и энергии КПС при нерезонансной перезарядке ионов и неупругих столкновениях электронов с нейтралами.

2. Как и в [4], будем считать, что КПС представляет собой стационарную, сферически расширяющуюся токнесущую струю (в пределах конуса с телесным углом $\Omega \simeq 1$), состоящую из электронов и холодных ионов ($T_i = 0$) со средним зарядом $z_i e = \text{const}$. В предположении квазинейтральности имеем $N_e = z_i N_i$ и $V_e/V_i = I_e/I_i = \gamma = \text{const}$, где N и V — концентрация и скорость движения частиц, $I_e - I_i = I$ — ток разряда. В простейшем приближении примем, что газовая среда есть неподвижный холодный нейтральный газ с концентрацией $N_n = \text{const}$ во всем разрядном промежутке. Будем учитывать влияние перезарядки лишь на уменьшение импульса КПС, не рассматривая изменение ионного состава.

Используя в [4] систему гидродинамических уравнений тогда следует дополнить силой трения для ионов R_{in} и скоростью потерь энергии электронами Q_{en} (величинами R_{en} и Q_{in} , как показал расчет, можно пренебречь):

$$R_{in} = -m_{in} \sigma_{in} N_i N_n V_i^2, \quad (1)$$

$$Q_{en} = -N_e N_n \int_0^{\infty} s_{en}(v) f(v) 4\pi v^3 dv, \quad (2)$$

где $m_{in} = m_i m_n / (m_i + m_n)$ — приведенная масса, $\sigma_{in} \approx \approx 2\sigma_{ex}$ — сечение передачи импульса (σ_{ex} — сечение перезарядки), $s_{en} = \sum E_k \sigma_k$, σ_k — сечения неупругих столкновений электрона с нейтралом (включая ионизацию) с потерей энергии E_k [5], $f(v)$ — функция распределения электронов, которую будем считать максвелловской и нормированной к единице. Вводя, как и в [4], безразмерные температуру $t = T_e/T_*$, энергию иона $w = W_i/W_*$ ($W_i = m_i V_i^2/2$), потенциал $\varphi = \Phi/\Phi_*$ и расстояние $x = r/r_*$ путем нормирования по значениям в критической точке r_* , получаем (с учетом $\gamma \gg 1$):

$$\frac{dw}{dx} = \left[\frac{2t}{x} - \frac{2}{5} \left(\frac{\beta}{x^2 t^{3/2}} - 3\alpha\eta_i w - q_{en} \right) \right] \left(\frac{3\alpha}{5} - \frac{t}{2w} \right)^{-1}, \quad (3)$$

$$\frac{dt}{dx} = \frac{2}{5} \left(\frac{\beta}{x^2 t^{3/2}} - 2\alpha\eta_i w - q_{en} - \alpha \frac{dw}{dx} \right), \quad (4)$$

$$\varphi(x) = 1 + \frac{5}{2}(t-1) + \frac{\alpha}{\gamma}(w-1) + \int_1^x q_{en}(t, w) dx, \quad (5)$$

$$\eta_i = (m_{in}/m_i)\sigma_{in}N_n d, \quad \eta_e = \sqrt{m_i/m_e} \langle s_{en}^* \rangle N_n d / T_*, \quad (6)$$

где $\alpha = W_*/z_i T_*$, $\beta = C z_i I / d T_*^{5/2}$ [4], $q_{en} = \eta_e \Psi(t) / \gamma t \sqrt{\alpha z_i t w}$, $\Psi(t) = \langle s_{en} \rangle / \langle s_{en}^* \rangle$, $\langle s_{en} \rangle(t) = \int_0^{\infty} s_{en}(y) \exp(-y/t) y dy$, $y = m_e v^2 / 2T_*$.

Здесь учтено, что для $\Omega \simeq 1$ $r_* \simeq d$ (d — диаметр катодного пятна) [4], а знаком “*” обозначены значения переменных при $r = r_*$ ($x = 1$).

Из условия непрерывного перехода через критическую точку (где $x = w = t = \varphi = 1$) [4] из (3) получаем $\alpha = 5/6$ и $\beta + 3\alpha\eta_i - q_{en}^* = 5$. Учитывая $\eta_e/\eta_i \simeq 10^2$, отсюда находим электронную температуру в точке $x = 1$:

$$T_* = C_0 \left(\frac{z_i I}{d} \right)^{2/5} \left(1 + \frac{\eta_e}{5\gamma\sqrt{z_i}} \right)^{-2/5}, \quad (7)$$

где $C_0 = C^{2/5} \approx 0.1$ эВ (см/А) $^{2/5}$ [4]. При $\eta_e = 0$ ($N_n = 0$) равенство (7) совпадает с полученным в [4] для случая КПС в вакууме.

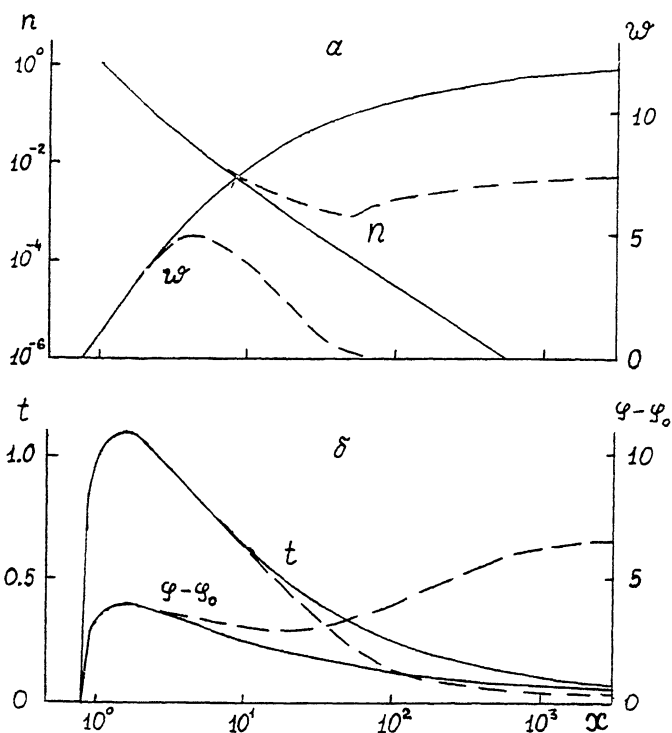


Рис. 1. Изменение параметров КПС вдоль оси (сплошная линия — расчет при $\eta_e = 0$, пунктирная линия — расчет при $\eta_e = 2$): а — энергия и концентрация ионов, б — электронная температура и потенциал.

Уравнения (3)–(5) интегрируются численно в обе стороны от точки $\dot{x} = 1$ после раскрытия неопределенности в правой части (3) по правилу Лопиталья [4].

3. При решении уравнений учтено, что для вакуумной дуги $\gamma \approx 10$ [6], $I/a \approx 10^4$ А/см [4], а сечение нерезонансной перезарядки $\sigma_{ex} \approx 3 \cdot 10^{-16} z_i \text{ см}^2$ (при энергиях $W_i = 10^1 - 10^3$ эВ) [7]. Численные оценки сделаны для условий эксперимента [1–3], где использовалась азотная атмосфера и катоды из Ti и Mo. В случае $\eta_e \ll 5\gamma z_i \approx 2$ (Ti) и $z_i \approx 3$ (Mo) [8], что, согласно (6), дает $T_* = 5.5$ эВ и $T_* = 6.5$ эВ. При таких температурах для неупругих столкновений электронов с молекулой N_2 имеем $\langle s_{en}^* \rangle \approx 10^{-15}$ эВ см [5], $\eta_e/\eta_i \approx 125$ (Ti), $\eta_e/\eta_i \approx 160$ (Mo).

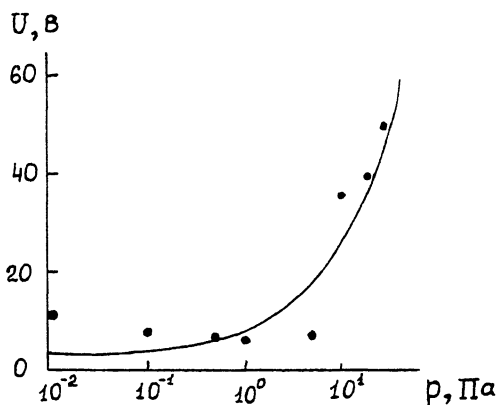


Рис. 2. Зависимость падения напряжения на разрядном промежутке от давления нейтрального газа (сплошная линия — расчет; точки — эксперимент [3]).

На рис. 1 приведены полученные при $\eta_e = 2$ зависимости параметров КПС от относительного расстояния $x = r/a$ вдоль оси дуги. Поверхности катода соответствуют $x_0 \approx 0.8$ и $\varphi_0 \approx -2.5$ [4], а $n = N_i/N_* = x^{-2}w^{-1/2}$ — относительная концентрация ионов. Согласно (7), при таком η_e изменения температуры в критической точке ($x = 1$) почти не происходит, а параметры КПС, как видно из рис. 1, начинают меняться при $x \gtrsim 3$. В отличие от КПС в вакууме ($\eta_e = 0$) средняя энергия ионов по мере роста x не стремится к предельному значению $w_\infty \approx 12$ [4], а проходит через максимум $w_m \approx 5$ и затем уменьшается вследствие торможения ионов (точнее, вследствие образования при перезарядке новых медленных ионов). При $w \ll w_m$ концентрация ионов начинает повышаться (рис. 1,а), что требуется для сохранения ионного тока в условиях уменьшения средней скорости ионов $V_i \propto \sqrt{w}$. Примерно в этой же области происходит рост потенциала (необходимый для обеспечения прохождения КПС через тормозящую нейтральную среду), а также более быстрый спад электронной температуры (рис. 1,б).

4. Чтобы сопоставить результаты расчета с экспериментом, где фиксировалось давление нейтрального газа $p = N_n T_n$ ($T_n \approx 0.03$ эВ), необходимо установить связь между p и η_e . Для этого, как видно из (6), требуется размер катодного пятна, который по различным оценкам составляет $a \approx 10^{-3} - 10^{-1}$ см. Далее принято $a \approx 10^{-2}$ см, что с учетом (6) дает $p = p_0 \eta_e$, где $p_0 \approx 10$ Па. Вычисленная и экспериментальная зависимость от давления напряжения на разрядном промежутке $U = T_*(\varphi(x_1) - \varphi_0)$ представле-

на на рис. 2 (где $x_l = l/a$, $l = 50$ см — расстояние между электродами [2,3]). Видно, что наиболее быстрый рост $U(p)$ начинается при $p \approx 1-5$ Па. Примерно при таких же давлениях, согласно расчету и эксперименту [2], происходит уменьшение $T_e(p)$ в точке $x \approx 10^3$. При существенно меньшем давлении $p \approx 10^{-2}$ Па ($\eta_e \approx 10^{-3}$) наблюдалось в [1] изменение ионного состава (уменьшение $z_i(p)$ для Mo), когда, согласно (7) и расчетам для $x > 1$, изменений $T_e(x)$ практически не происходит. Объяснение состоит в том, что в области редких столкновений ($x \gg 1$) относительный ионный состав КПС перестает зависеть от $T_e(x)$ (“замороженная” ионизация), продолжая соответствовать (в случае $\eta_e = 0$) максимальному значению $T_{em} \approx T_*$ [9]. Поэтому при $\eta_e \neq 0$ изменение $z_i(p)$ будет определяться не величиной T_e , а вероятностью перезарядки на расстоянии $L \approx 10^2$ см [1] до ионной ловушки. Полагая $\lambda = L$, где $\lambda = (\sigma_{ex} N_n)^{-1}$ — длина перезарядки, отсюда получаем оценку $p \gtrsim 3 \cdot 10^{-2}$ Па влияния нейтрального газа на измеряемый ионный состав, которая находится в согласии с измерениями [1].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (93-02-17417).

Список литературы

- [1] Аксенов И.И., Антупьев Ю.П., Брень В.Г., Падалка В.Г., Попов А.И., Хороших В.М. // ЖТФ. 1981. Т. 51. В. 2. С. 303-309.
- [2] Аксенов И.И., Коновалов И.И., Падалка В.Г., Сизоненко В.Л., Хороших В.М. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. В. 11. С. 1373-1379.
- [3] Аксенов И.И., Коновалов И.И., Падалка В.Г., Сизоненко В.Л., Хороших В.М. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. В. 11. С. 1380-1384.
- [4] Кринберг И.А., Луковникова М.П., Паперный В.Л. // ЖЭТФ. 1990. Т. 91. В. 3. С. 806-820.
- [5] Кринберг И.А. Кинетика электронов в ионосфере и плазмосфере Земли. М.: Наука, 1978. 214 с.
- [6] Daalder J.E. // Physica. В+С. 1981. V. 104. N 1-2. P. 91-106.
- [7] Лисица В.С., Коган В.И. Атомные процессы в плазме. В кн.: Итоги науки и техники. Физика плазмы. Т. 3 / Под ред. В.Д.Шафранова. — М.: ВИНТИ, 1982. С. 5-56.
- [8] Brown I.G., Godechot X. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. V. 19. N 5. P. 713-717.
- [9] Wieckert C. // Contrib. Plasma Phys. 1987. V. 27. N 5. P. 309-330.

Иркутский государственный
университет

Поступило в Редакцию
15 июля 1993 г.