

04;12

Зависимость зарядности ионов от силы тока в стационарных и импульсных вакуумных разрядах

© И.А. Кринберг

Иркутский государственный университет

Поступило в Редакцию 8 августа 2000 г.

Показано, что в электровакуумных разрядах температура электронов в области равновесия плазмы с собственным магнитным полем пропорциональна силе тока и обратно пропорциональна коэффициенту эрозии материала катода. Установлено, что в этой области при токах $I \geq 300$ А происходит дополнительная ионизация образовавшихся в прикатодной области ионов электронным ударом, вследствие чего средний заряд ионов Z повышается с ростом тока, причем зависимость $Z(I)$ усиливается с уменьшением длительности импульса тока.

1. Введение. Как известно [1,2], ионный состав плазмы вакуумной дуги практически не зависит от силы тока в диапазоне $I = 50 - 500$ А и характеризуется средним зарядом ионов $Z_0 = 1-3$, величина которого определяется исключительно типом материала катода. Естественным объяснением постоянства ионного состава является специфический механизм образования плазмы в вакуумных дугах: испарение материала электрода с малых участков поверхности (размером $1-10 \mu\text{m}$), называемых катодными микропятнами (эмиссионными центрами, фрагментами) [3]. Эмитируемая из них плазма характеризуется электронной температурой $T_0 \approx 2-5$ eV и высокой электронной плотностью $N_0 \approx 10^{20}-10^{21} \text{ cm}^{-3}$ [4-6], которая обеспечивает установление ионизационного равновесия, описываемого системой уравнений Саха. Увеличение силы тока I приводит лишь к пропорциональному увеличению числа катодных микропятен и эмитируемых из них плазменных микроструй с теми же значениями параметров плазмы T_0 и N_0 , вследствие чего ионный заряд $Z_0(T_0, N_0)$ не зависит от I .

При удалении плазмы от поверхности катода скорость ионов V повышается до предельного значения $V_0 \approx (20Z_0T_0/m)^{1/2} \approx (0.5-2) \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ [7,8], а электронная плотность быстро убывает

на несколько порядков величины, что сопровождается снижением электронной температуры в десятки раз [6,7]. При этом плазма не успевает релаксировать к равновесному зарядовому распределению ионов, соответствующему новым значениям $T_e(r)$ и $N_e(r)$. Поэтому относительный ионный состав остается почти постоянным ("замороженным") [5] и примерно соответствует первоначальным значениям T_0 и N_0 в прикатодной области [9]. Однако при токах $I > 500$ А в стационарных вакуумных дугах все же наблюдается некоторое повышение среднего заряда ионов $Z(I)$ с ростом тока I [10], которое становится более значительным в импульсных вакуумных разрядах [8,11]. Основным физическим механизмом, обеспечивающим рост заряда ионов при усилении тока, представляется сжатие катодной плазменной струи (образующейся в результате слияния многих микроструй) собственным магнитным полем, которое приводит к образованию дополнительной "горячей зоны" за пределами прикатодной области [6,12–14]. Ранее нами были выполнены численные расчеты электронной температуры для ряда частных случаев и дана качественная оценка повышения заряда ионов за счет дополнительной ионизации в этой зоне [6,14]. В настоящей работе найдено общее аналитическое решение, дающее зависимость электронной температуры от силы тока и других параметров электровакуумного разряда, а также получены аналитические соотношения для расчета ионного состава в условиях неравновесной ионизации в "горячей зоне". На основе данных решений детально исследована зависимость ионного заряда от силы тока при различной длительности разряда.

2. Равновесие плазмы в магнитном поле. Как показывают численные модельные расчеты [6,13,14], при медленном нарастании тока (когда длительность импульса $\tau > \tau_L$, где $\tau_L \approx L/V \approx 0.1-1 \mu s$ — время заполнения плазмой межэлектродного промежутка длиной L) имеет место равномерное магнитное сжатие токового канала и на расстояниях $r \geq 1$ мм от катода при токах $I \geq 300$ А магнитное давление становится равным давлению плазмы $P = T_e N_e + T_+ N_+$ ($N_+ = N_e/Z$ и T_+ — концентрация и температура ионов). Условия такого равновесия имеют вид [15]:

$$-\nabla P + \mathbf{j} \times \mathbf{B}/c = 0, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = 4\pi \mathbf{j}/c, \quad (2)$$

где \mathbf{B} — магнитная индукция, \mathbf{j} — плотность тока, c — скорость света.

Будем считать, что плазменная струя представляет собой конус с медленно меняющимся углом полураствора $\alpha(r)$, на поверхности которого выполняется условие $N_e = 0$. Используя сферические координаты r, θ, φ и учитывая аксиальную симметрию струи, из (1), (2) имеем:

$$-\frac{dP}{d\theta} + \frac{1}{8\pi \sin \theta} \frac{dB^2}{d\theta} = 0. \quad (3)$$

Умножая (3) на $\sin \theta$ и интегрируя его по θ от 0 до α , находим давление $\bar{P} = B_\alpha^2/8\pi$, усредненное по сечению струи, представляющему собой элемент сферической поверхности $S(r) = 2\pi r^2(1 - \cos \alpha)$. Из (2) можно получить значение магнитного поля $B_\alpha = 2I/(cR)$ на боковой поверхности струи (имеющей радиус $R = r \sin \alpha$). Учитывая неравенство $T_e \gg T_+/Z$ и пренебрегая изменением концентрации и температуры электронов по сечению струи, получаем:

$$\bar{P} = N_e T_e = \frac{I^2}{2\pi R^2 c^2}, \quad (4)$$

что совпадает с критерием равновесия Беннета для плазменного цилиндра [15].

Так как полный ток разряда определяется соотношением $I = jS = eN_e U_e S$ (где U_e и e — токовая скорость и заряд электронов), то из (4) можно получить $T_e = eU_e SI/(2c^2 \pi R^2)$. Используя безразмерный коэффициент эрозии $\eta = ZeG/mI = I_+/I = V/U_e$ (где $G = mN_+VS = mI_+/Ze$ — скорость эрозии, I_+ — ионный ток), можно заменить токовую скорость на скорость ионов. Тогда, учитывая, что при типичных значениях угла $\alpha < \pi/4$ с хорошей точностью можно принять $\pi R^2/S = (1 + \cos \alpha)/2 \approx 1$, находим:

$$T_e = \left(\frac{e}{2c^2}\right) \frac{V}{\eta} I, \quad (5)$$

где $e/2c^2 = 5 \cdot 10^{-10} \text{ eV} \cdot \text{s/A} \cdot \text{cm}$. Из (5) видно, что температура электронов в "горячей зоне" пропорциональна силе тока ($T_e = kI$) и не зависит от сечения струи. Так как, согласно проведенным расчетам [6], скорость ионов практически не меняется в этой области катодной струи, то можно принять $V \approx V_0$. Тогда для типичных значений коэффициента эрозии $\eta = 0.06-0.11$ [16] и скорости ионов $V_0 = (0.5-2) \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ [8] получаем значения коэффициента пропорциональности $k \approx 0.005-0.01 \text{ eV/A}$.

Легко оценить, что температура "горячей зоны" T_e будет превышать температуру прикатодной области $T_0 \approx 2-5 \text{ eV}$ [5] при токах более 300–500 А. Именно при таких токах и наблюдалось существенное повышение ионного заряда [8,10,11,17].

3. Неравновесная ионизация. Так как, согласно численным расчетам [6,14], изменение температуры и концентрации электронов и скорости ионов вдоль плазменной струи является слабым, то при расчете ионного состава в "горячей зоне" можно принять $T_e = \text{const}$, $N_e = \text{const}$, $V = V_0 = \text{const}$. Тогда уравнение баланса числа ионов можно записать в виде [18]

$$\frac{dN_n}{dt} = V_0 \frac{dN_n}{dr} = k_n N_{n-1} N_e - k_{n+1} N_n N_e - r_n N_n N_e^2 + r_{n+1} N_{n+1} N_e^2, \quad (6)$$

где N_n — концентрация ионов n -го сорта (с зарядом ne). Приближенные значения коэффициента ионизации электронным ударом $k_n(T_e)$ приведены в [14], а значения коэффициента тройной рекомбинации r_n могут быть найдены согласно принципу детального равновесия $k_n/r_n = AT_e^{3/2} \exp(-E_n/T_e)$ [18], где $A \approx 6 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{eV}^{-3/2}$. Полагая $N_n \cong N_{n-1}$, условие существенного преобладания ионизации над рекомбинацией можно записать в форме неравенства $k_n/r_n N_e \gg 1$. Оно выполняется при $N_e \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, что имеет место в горячей зоне на расстояниях $r \geq 1 \text{ mm}$ от катода. Тогда, пренебрегая в (6) скоростью рекомбинации, можно преобразовать его к виду

$$\frac{df_n}{dr} = \frac{f_{n-1}}{\lambda_n} - \frac{f_n}{\lambda_{n+1}}, \quad (7)$$

где $\lambda_n = V_0/k_n N_e$, $f_n = N_n/N_+$ — относительные ионные концентрации, $N_+ = \sum N_n$ — суммарная концентрация ионов. В качестве начальных значений ионных долей f_n^0 (при $r = r_0$) можно использовать результаты измерений при малых токах $I = 50-200 \text{ A}$ [1,5], когда добавочная ионизация при $r \geq 1 \text{ mm}$ отсутствует.

Учитывая неравенство $\lambda_{n+1} \gg \lambda_n$, можно получить простое решение (7):

$$f_n(r) = C_n \exp\left(-\frac{r-r_0}{\lambda_{n+1}}\right) - C_{n-1} \exp\left(-\frac{r-r_0}{\lambda_n}\right), \quad (8)$$

где $C_n = \sum_{k=1}^n f_k^0$. Средний заряд ионов может быть найден из соотношения $Z = \sum_{n=1} n f_n$.

4. Результаты вычислений. Расчеты ионного состава и среднего заряда ионов были проведены на основании решения (8) для катодов из W, Al и Cu при $r - r_0 = 1$ см, что соответствует типичной длине межэлектродного промежутка. Значения f_k^0 , Z_0 , T_0 были взяты из [1,5], коэффициенты эрозии $\eta = 0.1$ и $\eta = 0.07$ для Al и W из [19], $G/I = 2 \cdot 10^{-5}$ г/С ($\eta = 0.06$) и $G/I = 4 \cdot 10^{-5}$ г/С ($\eta = 0.12$) для импульсной и стационарной вакуумной дуги с Cu-катодом согласно [16]. Вследствие зависимости $\lambda_n(T_e, N_e)$ для определения неравновесного ионного состава требуются значения температуры и концентрации электронов. Температура находится по соотношению (5), а концентрация может быть определена через силу тока как $N_e = \eta I / (eV_0 S)$, если известно сечение струи S . Последнее можно оценить, полагая S равным площади, занимаемой на поверхности электрода катодными пятнами. Учитывая наличие экспериментальных данных, были исследованы три типичных случая: 1) стационарная дуга с Al-катодом в предположении, что пятна занимают всю поверхность катода, так что $S = S_{cath} = 0.3$ см²

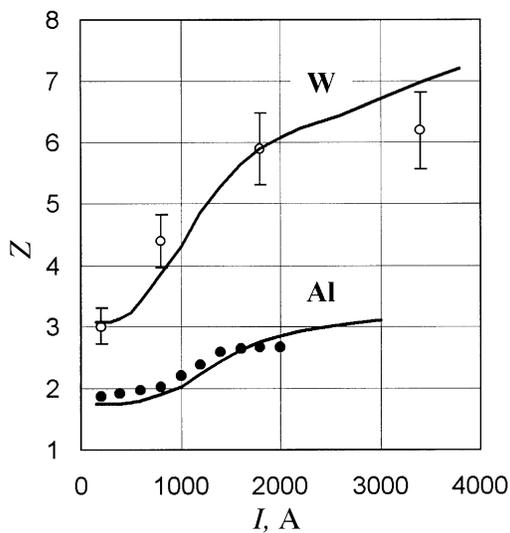


Рис. 1. Зависимость среднего заряда ионов от силы тока в стационарной (Al-катод) и импульсной (W-катод) вакуумной дуге: сплошная линия — расчет, светлые кружки — измерения [11], темные кружки — измерения [10].

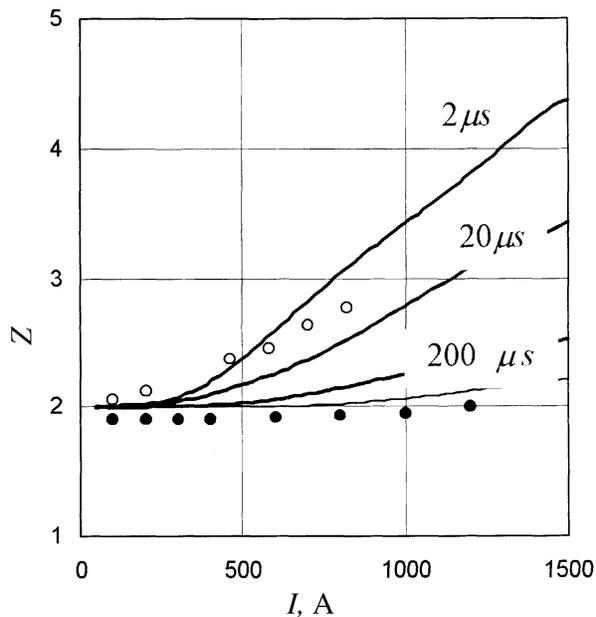


Рис. 2. Зависимость среднего заряда ионов от силы тока (Cu-катод) при различном времени горения вакуумной дуги: толстая линия — расчет при $\eta = 0.06$; тонкая линия — расчет при $\eta = 0.12$; светлые кружки — измерения при $t = 1-6 \mu s$ [17]; темные кружки — измерения при $t = 200 \mu s$ [10].

(диаметр катода экспериментальной установки был равен 0.62 cm [11]); 2) микросекундный импульсный разряд с W -катодом в предположении $S = S_1 I / I_1$, где S_1 — площадь единичного катодного пятна, через которое протекает ток I ; 3) разряд (Cu-катод) с переменным сечением, зависимость которого от времени моделировалась соотношением

$$S(t) = \frac{S_1 I(t)}{I_1} \left(1 + \frac{t}{\tau_S} \right), \quad (9)$$

где t — время горения разряда, $\tau_S \cong S_1 / D$ — характерное время распространения пятен по поверхности катода, D — диффузионный коэффициент хаотического движения пятен. Экспериментальные оценки параме-

тров пятен лежат в довольно широком диапазоне: $S_1 = 10^{-4} - 10^{-3} \text{ cm}^2$, $I_1 = 20 - 150 \text{ A}$, $D = 5 - 20 \text{ cm}^2/\text{s}$ [20–23]. С учетом этих значений для вольфрама было принято $S_1/I_1 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{A}$, а для меди $S_1/I_1 = 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{A}$ и $\tau_s = 1 \mu\text{s}$.

Как видно из рис. 1, добавочная неравновесная ионизация ионов приводит к гораздо более сильной зависимости зарядности ионов $Z(I)$ в коротких импульсных разрядах, чем в стационарных дугах, так как при той же силе тока (определяющей, согласно (5), электронную температуру) концентрация ионизирующих электронов тем выше, чем меньше занимаемая катодными пятнами площадь (и соответственно сечение струи). Данная тенденция иллюстрируется также рис. 2, демонстрирующим ослабление зависимости среднего заряда от тока по мере увеличения времени горения вакуумного разряда. Следует также отметить существенное влияние на зарядность ионов скорости эрозии материала катода: расчетная зависимость для $t = 2000 \mu\text{s}$ начинает совпадать с экспериментальной лишь при увеличении коэффициента эрозии в два раза, что и наблюдается при переходе от импульсной дуги к стационарной [16].

5. Заключение. В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы. 1. В удаленной от катода части плазменной струи, где плазма находится в равновесии с собственным магнитным полем, электронная температура пропорциональна силе тока и обратно пропорциональна коэффициенту эрозии материала катода. 2. При токах $I \geq 300 \text{ A}$ электронная температура в этой части электровакуумного разряда превышает температуру прикатодной области, вследствие чего происходит дополнительная ионизация идущих от катода ионов, повышение зарядности которых возрастает с ростом тока. 3. Зависимость ионного заряда от силы тока уменьшается при увеличении длительности горения разряда из-за усиления эрозии (что приводит к уменьшению электронной температуры) и возрастания сечения плазменной струи при хаотическом удалении друг от друга катодных пятен (что приводит к уменьшению электронной концентрации). Близкое согласие теоретических и экспериментальных кривых $Z(I)$ свидетельствует о существенном влиянии собственного магнитного поля на параметры электровакуумного разряда.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 00–02–16792 и 99–02–18163).

Список литературы

- [1] *Galvin J.E., Brown I.G., MacGill R.A.* // Rev. Sci. Instrum. 1990. V. 61. N 1. P. 583–585.
- [2] *Николаев А.Г., Окс Е.М., Юшков Г.Ю.* // ЖТФ. 1998. Т. 68. В. 5. С. 39–43.
- [3] *Месяц Г.А.* // УФН. 1995. Т. 165. № 6. С. 601–626.
- [4] *Anders A., Anders S., Juttner B., Luck H.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. V. 24. N 1. P. 69–70.
- [5] *Anders A.* // Phys. Rev. E. 1997. V 55. N 4. P. 969–981.
- [6] *Кринберг И.А., Зверев Е.А.* // Физика плазмы. 1999. Т. 25. № 1. С. 88–95.
- [7] *Кринберг И.А., Луковникова М.П., Паперный В.Л.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 3. С. 806–820.
- [8] *Bugaev A.S., Gushenets V.I., Nikolaev A.G., Oks E.M., Yuskov G.Y.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27. N 4. P. 882–887.
- [9] *Krinberg I.A., Lukovnikova M.P.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. N 4. P. 711–715.
- [10] *Oks E.M., Anders A., Brown G. et al.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. V. 24. N 3. P. 1174–1183.
- [11] *Anders A., Brown I.G., Dickinson M.R., MacGill R.A.* // Rev. Sci. Instrum. 1996. V. 67. N 3. P. 1202–1204.
- [12] *Кринберг И.А., Зверев Е.А.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 1. С. 47–53.
- [13] *Зверев Е.А., Кринберг И.А.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 18. С. 50–56.
- [14] *Зверев Е.А., Кринберг И.А.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 7. С. 43–50.
- [15] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [16] *Месяц Г.А., Проскуровский Д.И.* Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984. 256 с.
- [17] *Abdullin E.N., Bazhenov G.P.* // Proc. XVIIIth International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Netherlands: Eindhoven, 1998. V. 1. P. 207–210.
- [18] *Биберман Л.М., Воробьев В.С., Яубов И.Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 420 с.
- [19] *Daalder J.E.* // Physica B+C. 1981. V. 104. N 1. P. 91–106.
- [20] *Siemroth P., Schulke T., Witke T.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1995. V. 23. N 9. P. 919–925.
- [21] *Beilis I., Djakov B.E., Juttner B., Pursch H.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. V. 30. N 1. P. 119–130.
- [22] *Anders A., Anders S., Juttner B., Brown I.G.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1993. V. 21. N 3. P. 305–311.
- [23] *Juttner B.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27. N 4. P. 836–844.