

УДК 537.525

Образование многозарядных ионов при неравновесной ионизации плазмы в вакуумных дугах

Е. А. Зверев

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

И. А. Кринберг

Иркутский государственный университет, Россия

Показано, что неравновесная ионизация может вызывать существенное повышение заряда ионов в случае возрастания температуры и плотности электронов за пределами прикатодной области под воздействием собственного магнитного поля вакуумного разряда. В стационарных и квазистационарных вакуумных дугах такое возрастание возникает при усилении тока и уменьшении начального сечения катодной плазменной струи. В импульсных разрядах малой длительности повышение температуры до 100 эВ связано с образованием перетяжек на плазменной струе.

Электровacuумные разряды являются удобным и сравнительно простым устройством для получения плотных ионных потоков для различных технических приложений. Важная характеристика таких потоков — средний заряд ионов Z , в связи с чем возникает потребность в развитии методов управления этим параметром и выявлении физических механизмов, приводящих к его изменению. Измерения показывают, что в слаботочных вакуумных дугах ($I = 30 - 300$ А) ионный состав не зависит от силы тока и длины межэлектродного промежутка и определяется исключительно материалом катода, а средний заряд ионов (для данного материала) меняется в очень узких пределах $Z = 1 - 3$ [1–3]. При увеличении тока до $I = 1 - 3$ кА в стационарных вакуумных дугах средний заряд повышается до $Z = 2 - 4$ [4], а при импульсах тока с амплитудой порядка 1 кА и длительностью $\tau \approx 1 - 30$ мкс $Z = 4 - 6$ [5]. На начальной стадии еще более коротких импульсов ($\tau \leq 1$ мкс) для катодов из меди и тантала наблюдались ионы со средним зарядом $Z = 9$ и 20 [6, 7].

В настоящее время нет единого мнения о причинах изменения ионного состава при изменении макроскопических параметров разряда. Так, авторы работ [4, 5] интерпретируют наблюдавшийся ими рост ионного заряда повышением электронной температуры в прикатодной области (до значений 3–4 эВ для катода из титана (Ti) и 4–6 эВ — для катода из вольфрама (W) вследствие предполагаемого усиления энерговыделения. Считая, что в этой области (где концентрация частиц порядка $N \approx 10^{22} - 10^{23}$ м⁻³) существует локальное термодинамическое равновесие и применимо уравнение Саха, авторы подбирали значения электронной температуры и концентрации, чтобы согласовать расчетные значения ионных долей с измерениями. Каких-либо модельных оценок, связывающих полученные значения электронной температуры с параметрами разряда, представлено не было. С другой стороны, в более ранних работах [8, 9] при проведении спектроскопических измерений при токах порядка 1 кА наблюдалось повышение интенсивности спектральных линий

двухзарядных ионов алюминия (Al^{++}) по мере удаления от катода и одновременное ослабление линий однозарядных ионов алюминия (Al^+), интенсивность которых была максимальной около катода. Авторы работ [8, 9] объясняют свои результаты неравновесной ионизацией в межэлектродном промежутке. Считая плазму однородным цилиндром и используя уравнения баланса для различных возбужденных состояний ионов разного заряда, они подбирали значение электронной температуры. Наилучшее согласие расчетов с измерениями было получено при $T_e \approx 6$ эВ для концентрации электронов $N_e \approx 10^{20} \text{ м}^{-3}$ (оценка для $I = 1,2$ кА). Теоретической интерпретации найденного значения температуры не дается.

Модель однородного плазменного цилиндра была использована для изучения ионизации в межэлектродном промежутке также в работах [10, 11]. Однако в отличие от работ [8, 9], модель была дополнена условием равновесия магнитного и газового давления на поверхности цилиндра, существование которого предполагалось. В итоге было получено аналитическое соотношение, выражающее электронную температуру через силу тока и коэффициент эрозии катода. На его основе была найдена зависимость среднего заряда ионов от силы тока, которая находится в качественном согласии с измерениями.

В настоящей работе дополнительная ионизация ионов за пределами прикатодной области исследуется на основе самосогласованной модели, учитывающей изменение всех параметров плазмы (температура, плотность, скорость, ионный состав) вдоль оси катодной плазменной струи. Рассматриваются стационарная вакуумная дуга, а также импульсные разряды с различной скоростью нарастания тока. Проведенные исследования позволяют выявить физические механизмы, ответственные за повышение зарядности ионов при изменении различных макропараметров вакуумного разряда.

Модель катодной плазменной струи

Для проведения исследований использовалась развитая ранее [12–14] МГД-модель катодной плазменной струи (КПС), которая была дополнена системой уравнений для расчета ионного состава. В основе модели лежит представление о слиянии многих катодных микроструй в единый плазменный поток (макрострую) с сечением S_0 вблизи поверхности катода на некотором расстоянии $r_0 \leq 1$ мм. Используется усреднение параметров плазмы по сечению струи. В итоге для параметров КПС в сферической системе координат получается следующая система уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial r} (S \rho V) = 0; \tag{1}$$

$$\rho \left(\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial r} \right) = - \frac{\partial P}{\partial r}; \tag{2}$$

$$\frac{3}{2} P_e \frac{d_e}{d_t} \ln \left(\frac{P_e}{N_e^{5/3}} \right) = \frac{j^2}{\sigma}. \tag{3}$$

Здесь $\rho = mN_+$ и $P = T_e N_e + T_+ N_+$ — плотность и давление плазмы, соответственно;
 T_e — электронная температура;

N_e — концентрация электронов;
 V, T_+, N_+ — скорость, температура и концентрация ионов с
 массой m , соответственно;
 $P_e = N_e T_e$ и V_e — давление и скорость электронов;

$$d_e/dt = \partial/\partial t + V_e \partial/\partial r ;$$

$S(r) = 2\pi r^2(1 - \cos\alpha)$ — сечение струи, представляющее собой элемент
 сферической поверхности с углом $\alpha(r, t)$, соот-
 ветствующим боковой границе струи;

$j = I/S$ — плотность тока;
 $\sigma = k_\sigma T_e^{3/2} / Z$ — электропроводность плазмы, где $k_\sigma =$
 $= 3 \cdot 10^{13} \text{ эВ}^{-3/2} \text{ с}^{-1}$ при типичном значении куло-
 новского логарифма $\ln \Lambda \approx 8$.

Магнитное поле на боковой поверхности плазменной струи было равно

$$B_\alpha = \frac{2I}{cr \sin \alpha}.$$

Уравнения для расчета сечения струи (полученные при усреднении урав-
 нения поперечного движения плазмы) имеют вид [12—14]

$$\rho r \frac{f(\alpha)}{\alpha} \left(\frac{\partial V_\alpha}{\partial t} + \frac{V}{r} \frac{\partial(rV_\alpha)}{\partial r} \right) = P - \frac{I^2}{2c^2 S}; \quad (4)$$

$$V_\alpha = \frac{d\alpha}{dr} = r \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} + V \frac{\partial \alpha}{\partial r} \right), \quad (5)$$

где функция $f(\alpha) \approx \alpha^2/6$.

При решении системы (1—5) использовались также условия $N_e = ZN_+$
 (квазинейтральность) и $ZT_e \gg T_+$, позволяющие принять $P \approx T_e N_e$.

Данная система была дополнена уравнениями баланса числа ионов разной
 зарядности

$$\frac{\partial N_n}{\partial t} + \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial r} (S N_n V_n) = k_n N_{n-1} N_e - k_{n+1} N_n N_e, \quad (6)$$

где N_n и V_n — плотность и скорость ионов с зарядом $+ne$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), со-
 ответственно.

Выражение (6) описывает исчезновение n -кратно заряженных ионов при
 их ионизации и образование таких ионов в результате ионизации ионов с
 кратностью заряда $(n - 1)$. Рекомбинацией ионов за пределами прикатодной
 области (при концентрации электронов $N_e < 10^{24} \text{ м}^{-3}$) можно пренебречь
 [9, 11]. Коэффициент ионизации $(n - 1)$ -кратно заряженных ионов может
 быть представлен в виде [15]

$$k_n = \sigma_0 \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{E_0}{E_n} \right)^2 \exp(-E_n / T_e),$$

где $\sigma_0 \approx 10^{-20} \text{ м}^2$; $E_0 = 13,6 \text{ эВ}$;

E_n — энергия образования n -кратно заряженного иона.

Учитывая, что скорость ионов разной зарядности практически одинакова
 ($V_n \approx V$) [16, 17], и используя уравнение (1), можно получить

$$\frac{\partial f_n}{\partial t} + V \frac{\partial f_n}{\partial r} = k_n f_{n-1} N_e - k_{n+1} f_n N_e. \quad (7)$$

Здесь $f_n = N_n/N_+$ — доля ионов данной зарядности;
 $N_+ = \sum_{n=1} N_e$ — суммарная концентрация ионов.

Тогда средний ионный заряд может быть представлен как $Z = \sum_{n=1} n f_n$

или $Z = N_e/N_+$.

Система уравнений (1)–(5), (7) решалась численно методом крупных частиц [18]. При $r = r_0$ задаются граничные условия $N_e = N_0$; $T_e = T_0$; $V = V_0$; $V_a = 0$; $\alpha = \alpha_0$; $S = S_0$; $f_n = f_n^0$ и, следовательно, $Z = Z_0$. Значения скорости ионов V_0 [16, 17] и ионных долей f_n^0 [1, 19] могут быть взяты из измерений в слаботочных дугах ($I = 50 - 200$ А), так как при таких токах скорость ионов в межэлектродном промежутке не меняется [14], а дополнительная ионизация практически отсутствует и плазма сохраняет свой первичный ионный состав.

Начальное сечение струи S_0 является наименее известной величиной. Естественно считать его равным площади, занимаемой на поверхности электрода катодными пятнами. В предельном случае эта площадь может соответствовать всей поверхности катода и быть порядка $S_0 \approx 0,1 - 1$ см². Однако в случае эмиссии плазмы из единичного катодного пятна это сечение будет существенно меньше ($S_0 \approx 10^{-3} - 10^{-2}$ см²). Координата r_0 , соответствующая начальному сечению суммарной плазменной струи, определяется из равенства $S_0(r) = 2\pi r^2(1 - \cos\alpha_0)$ с использованием типичного угла раствора струи (без магнитного сжатия) $\alpha_0 \approx \pi/6$.

Стационарная вакуумная дуга

В стационарных разрядах потоки заряда и массы вдоль оси КПС сохраняются постоянными. Поэтому не меняется и их безразмерное отношение (обычно называемое коэффициентом эрозии) $\delta = eG/mI$, где $G = mN_+VS$ — поток массы; $I = eN_e(V_e - V)S$ — сила тока.

Следует отметить, что часто используемый коэффициент ионной эрозии $\eta = Z_e G/mI = I_i/I$ не остается постоянной величиной вдоль струи, если в ней происходит ионизация и меняется средний заряд Z . Для стационарной дуги скорость электронов пропорциональна скорости ионов и может быть представлена в виде $V_e = V(1 + 1/Z\delta)$. Поэтому при известной начальной скорости ионов V_0 и заданной силе тока начальное значение электронной концентрации (в точке $r = r_0$) определяется соотношением $N_0 = IZ_0\delta/(eV_0S_0)$. Электронная температура T_0 , соответствующая области слияния микроструй в единую плазменную струю, остается неизвестной величиной, которая должна быть меньше температуры $T_c \approx 1 - 4$ эВ [19] в прикатодной области. Однако расчеты показали, что значение T_0 слабо влияет на значения $T_c(r)$ и другие параметры плазмы в межэлектродном промежутке. Поэтому далее во всех случаях принято $T_0 = 1$ эВ.

Расчеты проводились для дуги с медным катодом при начальном радиусе струи $R \approx 2$ мм ($S_0 = \pi R^2 = 0,1$ см²), $V_0 = 1,3 \cdot 10^4$ м/с [16]; $f_1^0 = 0,2$; $f_2^0 = 0,6$; $f_3^0 = 0,2$; $Z_0 = 2$ и $\eta_0 = Z_0\delta = 0,11$ [20]. На рис. 1 представлены профиль

струи $y(x)$ (в декартовых координатах x, y , где $x = r - r_0$), а также распределение электронной температуры и ионного заряда при различных значениях тока. Видно, что температура возрастает примерно пропорционально силе тока, что соответствует полученной в [10, 11] (из условия равенства магнитного и газового давлений) зависимости $T_e = k_T \frac{IV}{Z\delta}$, где $k_T = e/2c^2 = 5 \cdot 10^{-8}$ эВ·с/А·м.

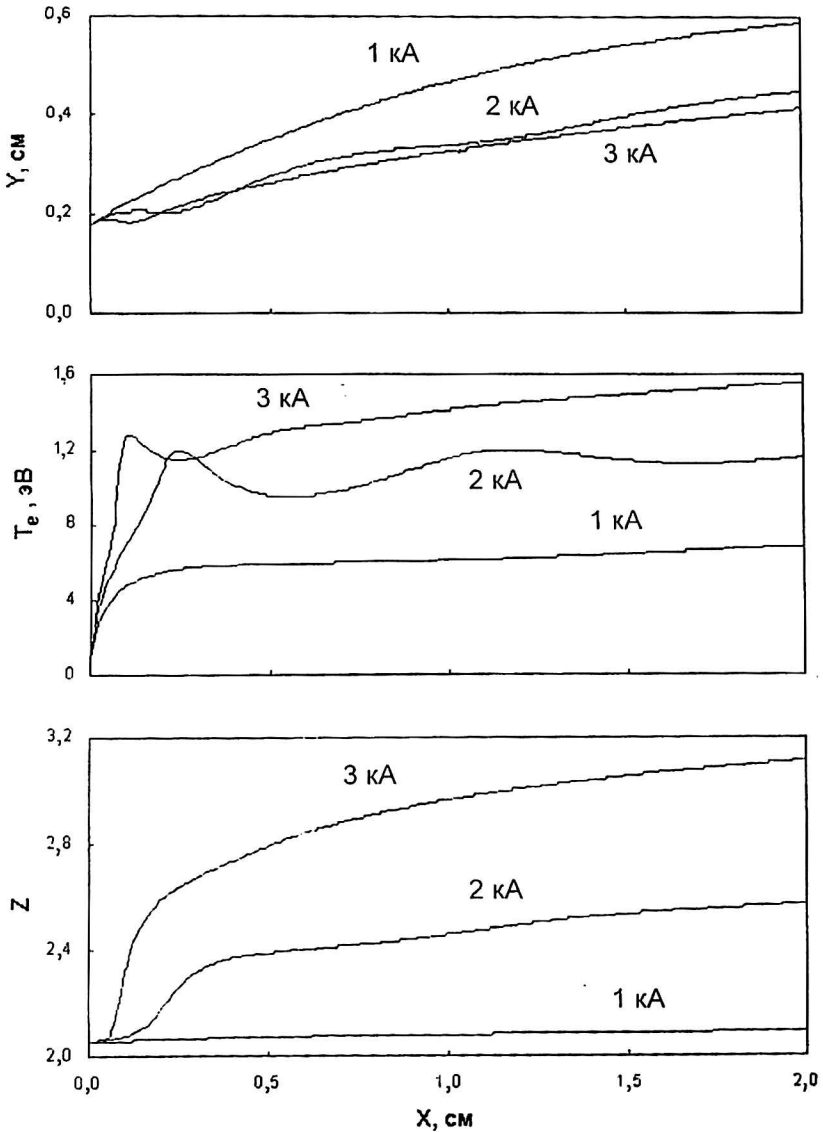


Рис. 1. Изменение радиуса плазменной струи (Y), электронной температуры (T_e) и среднего заряда ионов (Z) по мере удаления от катода при токах 1, 2 и 3 кА (Си-катод, $R = 2$ мм)

Из рис. 1 видно, что заметное увеличение среднего заряда ионов (на 20–50 %) наблюдается лишь при токах свыше 1 кА, когда электронная температура начинает заметно превышать температуру прикатоной области $T_c \approx 1–4$ эВ. Подобное увеличение ионного заряда (до 1,5 раза по сравнению со слаботочными дугами) наблюдалось [4] при повышении тока до 2–3 кА в дуговых разрядах с катодами из углерода, алюминия и железа.

Рис. 2 демонстрирует изменение параметра $\beta = Z\delta T_e / (k_T IV)$, представляющего собой отношение плазменного и магнитного давлений, вдоль оси струи. Видно, что на расстояниях более 1–3 мм устанавливается равновесие давлений. Флуктуации температуры T_e и параметра β являются следствием поперечных колебаний плазмы около положения равновесия при ее движении от катода к аноду. Подобные колебания были обнаружены ранее в модельных расчетах для слаботочных дуговых разрядов ($I = 100\text{--}300\text{ А}$) [14].

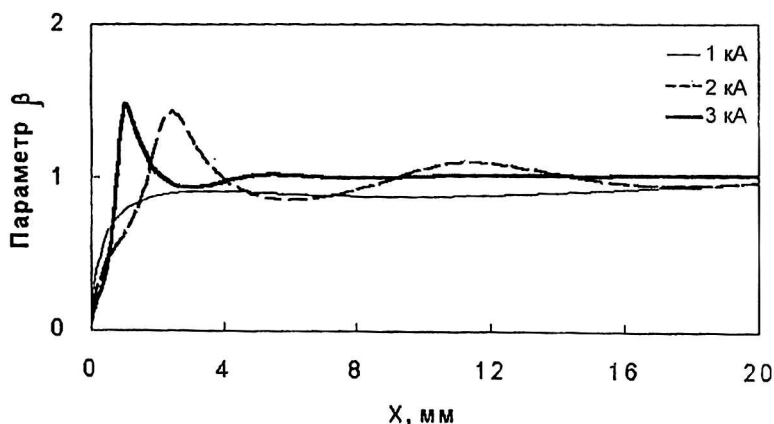


Рис. 2. Вариации отношения кинетического и магнитного давлений (параметр β) вдоль плазменной струи (X) при токах 1, 2 и 3 кА (Cu-катод, $R = 2$ мм)

Квазистационарный электровакуумный разряд

Квазистационарными разрядами будем называть разряды с длительностью импульса $\tau > \tau_L$, где $\tau_L = L/V \cong 1$ мкс — время пролета ионов через межэлектродный промежуток L .

Решение нестационарной системы уравнений (1)–(5), (7) для различных вариантов изменения тока $I(t)$ показало, что при выполнении данного неравенства стационарные и нестационарные решения отличаются лишь на 5–10%. Поэтому при исследовании особенностей ионизации в квазистационарных разрядах использовался тот же метод расчета, что и в предыдущем разделе. Так как величина электронной температуры при данном значении силы тока остается такой же, как и в стационарных дугах, то причиной наблюдаемого повышения ионного заряда при уменьшении длительности импульса [5, 21, 22] может быть большее значение электронной концентрации в плазменной струе. Естественно считать, что при уменьшении длительности токового импульса уменьшается вероятность деления катодных пятен и их удаления друг от друга на значительное расстояние. Поэтому можно ожидать, что в случае коротких импульсов начальное сечение суммарной плазменной струи будет меньше, а электронная концентрация в струе соответственно больше [10, 11]. Исследование зависимости среднего заряда от размера основания плазменной струи было выполнено на примере дугового разряда с титановым катодом при силе тока 1 кА. Использовались следующие значения параметров: $V_0 = 1,5 \cdot 10^4$ м/с [16], $f_1^0 = 0,1$; $f_2^0 = 0,8$; $f_3^0 = 0,1$; $Z_0 = 2$ и $\eta_0 = Z_0 \delta = 0,085$ [20]. Результаты расчетов представлены на рис. 3. Видно, что электронная температура колеблется около значения $T_e \approx 8$ эВ, которое примерно соответствует

условию равновесия давлений. В то же время концентрация электронов $N_e \propto 1/S \propto 1/y^2$ в зависимости от начального сечения меняется на порядок величины. Следствием этого становится изменение скорости ударной ионизации и среднего ионного заряда, который увеличивается при уменьшении начального сечения плазменной струи.

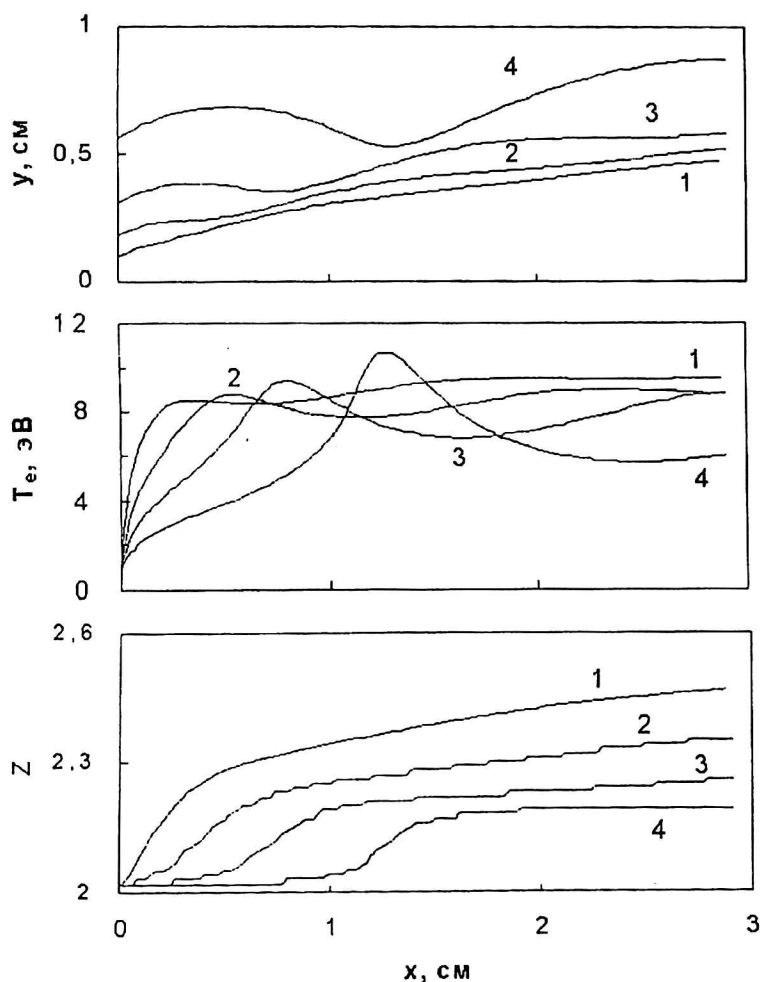


Рис. 3. Изменение радиуса струи (Y), электронной температуры (T_e) и среднего заряда ионов (Z) вдоль плазменных струй с различной площадью основания (Т-катод, $I = 1$ кА):
1 — $S_0 = 0,03$ см²; 2 — $S_0 = 0,1$ см²; 3 — $S_0 = 0,3$ см²; 4 — $S_0 = 1$ см²

“Быстрый” разряд

“Быстрым” разрядом будем называть разряд с быстрым нарастанием тока, когда характерное время нарастания $\tau < \tau_L$ [13]. В этом случае ток, переносимый преимущественно электронами, усиливается практически сразу вдоль всей КПС, тогда как поток массы вследствие более низкой скорости движения тяжелых частиц успевает возрасти лишь вблизи катода. Как было показано в [13], перед фронтом потока вещества образуется плазменная перетяжка. В настоящей работе быстрое нарастание тока в разряде с Си-катодом моделировалось как $I(t) = I_0 + at$, где $I_0 = 100$ А, $a = 5$ А/нс. В качестве началь-

ных условий использовались расчетные распределения параметров вдоль КПС для стационарной дуги при токе $I_0 = 100$ А. Так как рассматривались лишь малые интервалы времени ($t < 1$ мкс), то начальное сечение КПС (диаметром 1 мм) считалось неизменным. Данное приближение согласуется с экспериментальными данными [23], где при сильноточном импульсе ($I = 1-3$ кА, $\tau < 1$ мкс) вся плазменная струя эмиттировалась из одного катодного пятна. Пример расчета профиля КПС, а также распределения электронной температуры и среднего ионного заряда вдоль оси для различных моментов времени t приведен на рис. 4.

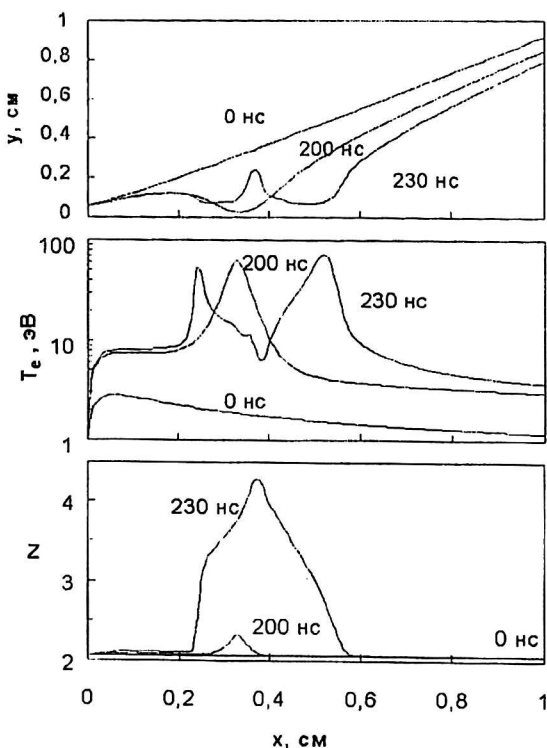


Рис. 4. Изменение радиуса струи (Y), электронной температуры (T_e) и среднего заряда ионов (Z) вдоль плазменной струи (x) в различные моменты t импульса тока $I = I_0 + at$ (Cu-катод, $R = 0,5$ мм, $I_0 = 100$ А, $a = 5$ А/нс)

Видно, что в плазменной струе из-за магнитного сжатия образуется перетяжка, которая в дальнейшем вследствие поперечных пульсаций струи может распадаться на две или более перетяжек. В области сжатия температура повышается до 50–100 эВ, что приводит к повышению среднего заряда ионов до $Z = 4-5$. Данные значения качественно согласуются с измерениями в импульсном разряде с медным катодом [6, 7], где получены значения $T_e \approx 100$ эВ и $Z = 5-9$, соответствующие различной скорости нарастания тока.

Заключение

Проведенные модельные исследования ионизации ионов электронным ударом (в отсутствие рекомбинации) свидетельствуют о ее существенной роли в увеличении заряда ионов при их движении в межэлектродном промежутке. В стационарных вакуумных дугах основным механизмом роста зарядности является повышение электронной температуры с ростом тока. В квазистационарных импульсных разрядах дополнительным механизмом роста заряд-

ности становится увеличение электронной концентрации путем уменьшения длительности токового импульса, что препятствует увеличению сечения струи вследствие деления и взаимного удаления катодных пятен. Наконец, в очень коротких ("быстрых") разрядах причиной существенного увеличения зарядности ионов становится образование плазменных перетяжек, где происходит значительное повышение электронной температуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 00-02-16792).

Л и т е р а т у р а

1. Brown I. G., Galvin J. E. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1989. V. 17. № 5. P. 679.
2. Anders A., Anders S., Juttner B., Brown I. G. // Ibid. 1993. V. 21. No 3. P. 305.
3. Лунев В. М., Падалка В. Г., Хороших В. М. // ЖТФ. 1997. Т. 47. № 7. С. 1491.
4. Oks E. M., Anders A., Brown I. G. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. V. 24. № 3. P. 1174.
5. Anders A., Brown I. G., Dickinson M. R., MacGill R. A. // Rev. Sci. Instrum. 1996. V. 67. № 3. P. 1202.
6. Артамонов М. Ф., Красов В. И., Паперный В. Л. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. № 23. С. 77.
7. Артамонов М. Ф., Красов В. И., Паперный В. Л. // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. № 6. С. 1404.
8. Voxman R. L., Goldsmith S. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. № 7. P. 3644.
9. Voxman R. L., Goldsmith S. // Ibid. P. 3649.
10. Krinberg I. A. // Proc. 12th Symp. High Current Electronics. — Tomsk, Russia. 2000. P. 33.
11. Кринберг И. А. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. № 2. С. 9.
12. Кринберг И. А., Зверев Е. А. // Там же. 1997. Т. 23. № 11. С. 47.
13. Зверев Е. А., Кринберг И. А. // Там же. 1998. Т. 24. № 18. С. 50.
14. Кринберг И. А., Зверев Е. А. // Физика плазмы. 1999. Т. 25. № 1. С. 88.
15. Зверев Е. А., Кринберг И. А. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. № 7. С. 43.
16. Yuskov G. Y., Anders A., Oks E. M., Brown I. G. // J. Appl. Phys. 2000. V. 88. No 10. P. 5618.
17. Юшков Г. Ю., Бугаев А. С., Кринберг И. А., Окс Е. М. // ДАН. 2001. Т. 378. № 1. С. 41.
18. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. — М.: Наука. 1982. — 392 с.
19. Anders A. // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. No 4. P. 969.
20. Daalder J. E. // Physica B+C. 1981. V. 104. No 1—2. P. 91.
21. Yuskov G. Y., Oks E. M., Anders A., Brown I. G.: Proc. XIX Int. Symp. Discharges and Electr. Insulation in Vacuum (Xi'an, China). 2000. V. 1. P. 264.
22. Bugaev A. S., Oks E. M., Yuskov G. Y., Anders A., Brown I. G. // Rev. Sci. Instrum. 2000. V. 71. No 2. P. 701.
23. Ацферов Д. Ф., Коробова Н. И., Сибиряк И. О. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 3. С. 399.

Multi-charged ions formation under non-equilibrium ionisation of vacuum arc plasma

E. A. Zverev

Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia

I. A. Krinberg

Irkutsk State University, Russia

It is shown that non-equilibrium ionisation may originate the essential ion charge state enhancement in a case of increasing the electron temperature and density out of the near-cathode region due to action of self-magnetic field of vacuum discharge. In steady-state and quasi-steady-state vacuum arcs a such increase results from the discharge current rise and the decrease of a root cross-section of a cathode plasma flow. In the very short-pulse discharge the temperature increase up to 100 eV results from neck formation on the plasma flow.