

04

Ускорение ионов при расширении в вакуум сильноточной катодной плазменной струи

© В.И. Красов, И.А. Кринберг, В.Л. Паперный, Ю.В. Коробкин,
И.В. Романов, А.А. Рупасов, А.С. Шиканов

Иркутский государственный университет

E-mail: paperny@math.isu.runnet.ru

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

E-mail: korobkin@sci.lebedev.ru

Поступило в Редакцию 28 марта 2007 г.

Исследовался процесс ускорения ионов катодной струи низковольтного вакуумного искрового разряда. Показано, что при увеличении амплитуды разрядного тока возрастают величина и скорость ионного потока, эмитированного из разрядного промежутка. Зависимость скорости ионов от амплитуды разрядного тока в диапазоне токов разряда менее 10 кА хорошо описывается простой гидродинамической моделью токнесущей струи, учитывающей сжатие плазмы собственным магнитным полем тока. При амплитуде разрядного тока, превышающей 10 кА, указанный рост прекращается, при этом разброс измеренных величин в различных выстрелах резко возрастает.

PACS: 52.80.Vp

1. Известно, что для вакуумных разрядов различных типов скорость ионов катодной струи определяется в основном видом материала катода, слабо зависит от геометрии разрядного промежутка и тока разряда и лежит в довольно узком интервале величин: $(1-2) \cdot 10^4$ м/с [1]. При этом пучки ускоренных ионов, со скоростями, на 1–2 порядка превыша-

ющими указанные значения, наблюдались в высоковольтных (диапазон десятков и сотен киловольт) искровых разрядах различных типов, в разрядах наносекундной длительности [2,3] либо в моменты выбросов тока также наносекундного масштаба [4]. Эксперименты, проведенные авторами в низковольтном (менее 3 kV) вакуумно-искровом разряде с токами до 10 кА, показали, что катодная струя в этом случае также эмитирует пучки ускоренных до скоростей порядка $5 \cdot 10^5$ м/с многозарядных ионов материала катода (меди), составляющих 10–20% полного ионного содержания плазмы, а скорость основного ионного потока при увеличении амплитуды тока возрастает до $6 \cdot 10^4$ м/с [5]. В работе [6] было предложено качественное объяснение этого эффекта на основе сжатия плазмы собственным магнитным полем тока катодной струи. В данной работе представлена простая гидродинамическая модель, дающая удовлетворительное количественное описание этого явления. Для выяснения возможности дальнейшего повышения скорости ионов расширяющейся в вакуум катодной струи проведены измерения скорости ионов в диапазоне больших амплитуд разрядного тока.

2. Эксперименты проводились в низкоиндуктивном ($L = 40$ нН) вакуумном искровом разряде. Электродная система состояла из медного катода в виде проволоочки диаметром 1 мм и расположенного на расстоянии 9 мм от торца проволоочки сетчатого анода, находящегося под потенциалом заземленной вакуумной камеры, где с помощью безмасляной откачки поддерживалось остаточное давление $(5-8) \cdot 10^{-6}$ Торр. Накопитель ($C = 2 \mu\text{F}$) заряжался до напряжения U_d , варьируемого в диапазоне 0.6–2.6 kV, после чего на торце катода инициировался разряд с помощью высоковольтного пробоя по поверхности диэлектрической вставки между катодом и поджигающим электродом. Ток разряда, амплитуда которого определялась величиной U_d , измерялся поясом Rogowski непосредственно в цепи катода. Временное разрешение регистрирующей системы составляло около 40 ns.

Измерение скорости основного ионного потока производилось времяпролетным способом. Катодная плазменная струя, генерируемая на торцевой поверхности катода, проходила через анод и расширялась в дрейфовую трубку диаметром 50 мм, длиной 100 см. После прохождения трубки ионы регистрировались коллектором, находящимся под отрицательным относительно анода потенциалом, равным 200 V, при котором регистрируется ионный ток насыщения. Разрядный ток имел форму затухающей синусоиды с полупериодом около 1.5 μs .

Ионный сигнал коллектора в данном случае имел единственный максимум, соответствующий основной ионной компоненте [5]. Скорость ионного потока определялась по величине задержки этого максимума относительно первого максимума разрядного тока. Для получения статистически обоснованных результатов каждый результат усреднялся по 10 выстрелам при неизменных параметрах разряда.

3. На рис. 1, *a* приведена зависимость скорости ионов катодной струи, на рис. 1, *b* — амплитуды ионного сигнала на коллекторе I_c — от амплитуды разрядного тока I_d . Из приведенных зависимостей видно, что с ростом амплитуды разрядного тока до 10 кА растет и скорость ионов, и ток коллектора. Увеличение скорости ионов происходит почти линейно, в то время как рост коллекторного тока описывается зависимостью, близкой к $I_c \propto (I_d)^3$. Однако с увеличением амплитуды разрядного тока до величин, превышающих приблизительно 10 кА, ионный сигнал перестает увеличиваться, а скорость ионов даже несколько уменьшается. Следует отметить, что в этой области разрядных токов резко возрастает разброс от выстрела к выстрелу измеряемых величин. При этом возрастает доля сигналов с относительно малой амплитудой тока и с большой задержкой максимума сигнала, что и определяет наблюдаемые эффекты. Таким образом, можно заключить, что при токах, превышающих 10 кА (в данной геометрии разрядного промежутка), изменяется характер движения катодной плазменной струи, что приводит к ограничению максимально достижимых значений скорости и ионного тока катодной струи.

4. Рассмотрим теперь квазиодномерную модель сильноточной катодной струи [7], согласно которой предполагается, что сечения токового канала и плазменной струи совпадают, а температура, плотность, продольная скорость и плотность аксиального тока не меняются по сечению. Кроме того, пренебрегается температурой ионов по сравнению с электронной температурой и процессами вязкости и теплопроводности. В итоге получается следующая система интегрированных по сечению струи уравнений (непрерывности, а также движения плазмы вдоль оси и в радиальном направлении), описывающая изменение параметров квазинейтральной плазмы в зависимости от расстояния z от катодного пятна:

$$\frac{d}{dz} (\rho V_z S) = 0, \quad (1)$$

$$\rho V_z S \frac{dV_z}{dz} = -\frac{d(PS)}{dz} + \frac{\mu_0 I^2}{4\pi} \frac{d \ln R}{dz}, \quad (2)$$

$$\rho V_z S \frac{dV_R}{dz} = \frac{3PS}{R} - \frac{\mu_0 I^2}{2\pi R}. \quad (3)$$

Здесь I — сила разрядного тока, ρ и P — плотность и давление плазмы; V_z — продольная скорость ионов (плазмы), c — скорость света, e — элементарный заряд, $S = \pi R^2$ и R — сечение и радиус плазменной струи, $V_R = V_z dR/dz$ — радиальная скорость движения боковой границы струи.

Уравнения (1), (2) имеют очевидное решение

$$\rho V_z S = G = \text{const}, \quad (4)$$

$$\rho V_z^2 S + PS - \frac{\mu_0 I^2}{4\pi} \ln R = F = \text{const}, \quad (5)$$

где $G = \rho_0 V_0 S_0$, $F = GV_0 + P_0 S_0 - \mu_0 I^2 \ln R_0 / 4\pi$ и $V_0 \equiv V_{0z}$.

В качестве граничных условий для уравнений (4), (5) используются: начальный радиус плазменной струи (на поверхности катода) — R_0 , продольная компонента начальной продольной скорости плазмы — V_0 , начальный угол полураствора струи — α_0 (следовательно, $V_{0R} = V_0 \tan \alpha_0$). Входными параметрами являются полный ток I и отношение электронного и ионного потоков ξ (т.е. поток массы равен $G = mI/(\xi e)$).

Предположим теперь, что в радиальном направлении градиент давления плазмы компенсируется силой Ампера, т.е. выполняются соотношения $dV_R/dz = 0$ и $V_R = V_0 \tan \alpha_0 = \text{const}$, тогда из (3) находим

$$PS = \frac{\mu_0 I^2}{6\pi} = \text{const}. \quad (6)$$

В этом приближении, как следует из (2) и (6), именно сила Ампера, а не градиент давления ускоряют плазму вдоль оси разряда. Используя соотношения (4)–(6), можно при заданном токе I найти зависимость скорости ионов от радиуса плазменной струи R

$$V_z = V_0 \left[1 + \frac{I}{I_1} \ln \left(\frac{R}{R_0} \right) \right], \quad (7)$$

где введено обозначение $I_1 = 4\pi m V_0 / (\xi \mu_0 e)$. Из формулы (7) видно, что при малых токах разряда $I \ll I_1$ скорость ионов от тока почти

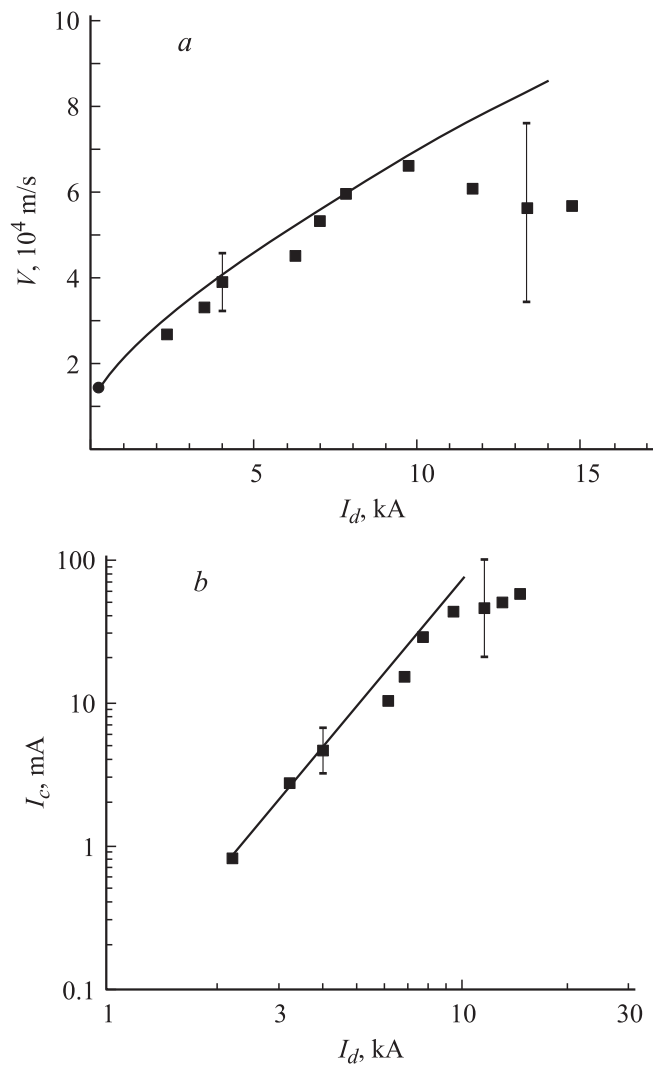


Рис. 1. *a* — зависимость скорости ионов катодной струи (■) от амплитуды разрядного тока, скорость ионов слаботочной вакуумной дуги (●), сплошная линия — расчет по формуле (7); *b* — та же зависимость для амплитуды тока коллектора (■), сплошная линия — функция вида $I_c \propto I_d^3$.

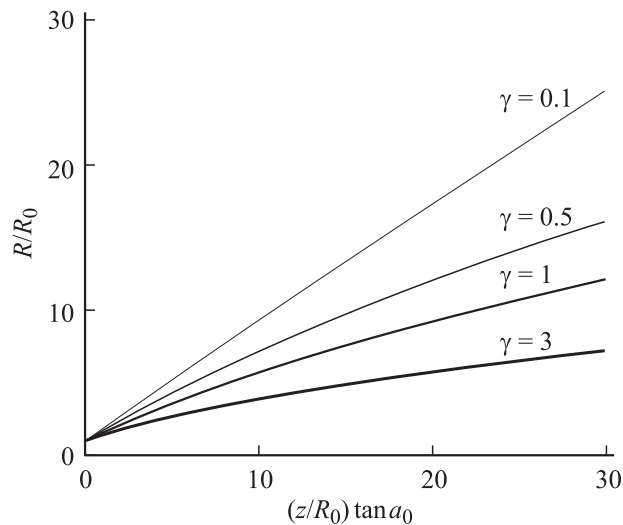


Рис. 2. Расчетный профиль катодной струи при различных токах разряда.

не зависит. Интегрируя соотношение $dR/dz = V_R/V_z$ с учетом (7), получаем зависимость радиуса струи R от расстояния z :

$$\gamma(a \ln a - a + 1) + a - 1 = x \tan \alpha_0, \quad (8)$$

где использованы безразмерные переменные $a = R/R_0$, $x = z/R_0$, $\gamma = I/I_1$. Зависимость радиуса струи $a = a(x, \alpha_0, \gamma)$, описываемая формулой (8), изображена на рис. 2. Здесь в качестве начального угла принято значение $\alpha_0 = 45^\circ$, что является характерной величиной для слаботочной дуги [1]. Из рисунка видно, что с увеличением разрядного тока профиль струи приближается к параболическому.

Сравним теперь результаты расчета с данными эксперимента. Используя в качестве граничных условий известные для слаботочной дуги с медным катодом значения скорости ионов $V_0 = 1.3 \cdot 10^4$ м/с [1] и параметра $\xi = 30$ [8], получим $I_1 = 4$ кА. Приняв также радиус катода в качестве начального радиуса струи $R_0 = 0.5$ мм, из формулы (8) находим радиус струи R на срезе анода (при $z = 9$ мм) в зависимости от значения параметра γ , где для тока взято амплитудное значение I_d .

Подставив найденное значение радиуса в формулу (7), находим зависимость скорости ионов за анодом от амплитуды разрядного тока, также изображенную на рис. 1, *a*. Хорошее согласие результатов расчета с данными эксперимента при $I_d < 10$ кА подтверждает справедливость предположения о равновесии на границе струи плазменного и магнитного давлений и показывает, что эффект увеличения ее скорости в данном диапазоне амплитуд разрядного тока можно описать с помощью гидродинамической модели, учитывающей сжатие струи как целого, под действием собственного магнитного поля тока.

Помимо увеличения скорости ионов сжатие приводит также к уменьшению ионных потерь при движении плазменной струи в дрейфовой трубке, возникающих вследствие поглощения ионов стенками трубки. Этими двумя эффектами в сочетании с пропорциональным увеличением ионного тока с ростом величины разрядного тока [6] можно объяснить наблюдаемый быстрый рост I_c (см. рис. 1, *b*).

5. Возможной причиной прекращения роста потока ионов, эмитированных из разрядного промежутка, а также падения скорости этих ионов, наблюдаемых при больших амплитудах разрядного тока, может являться так называемый „кризис течения“, рассмотренный в работе [9] в применении к расширяющейся в вакуум катодной струе, помещенной во внешнее аксиальное магнитное поле. В работе [9] показано, что в этом случае сверхзвуковое течение катодной струи, принимающей форму цилиндра, может происходить лишь при достаточно малой длине межэлектродного промежутка $L < L_t$, где L_t зависит от величины магнитного поля. В случае нарушения этого условия возникает „кризис течения“, приводящий к скачкообразному понижению скорости струи в некотором (критическом) сечении до скорости звука, в результате чего течение струи становится неустойчивым. В данном эксперименте струя находится под действием собственного магнитного поля, однако, как видно из рис. 2, при достаточно большой величине разрядного тока и длине разрядного промежутка форма струи вблизи анода также приближается к цилиндрической, соответствующей случаю сильного внешнего поля. На неустойчивый характер течения катодной струи при токе разряда, превышающем 10 кА, указывает резкое возрастание разброса данных в этом диапазоне токов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 06-08-01484-а, 06-02-16741 а).

Список литературы

- [1] *Anders A., Yushkov G.Y.* // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. N 8. P. 4824–4832.
- [2] *Popov S.A., Proskurovsky D.I., Batrakov A.V.* // In Proc. XIXth ISDEIV. Xi'an, China. 2000. V. 1. P. 81–84.
- [3] *Мюзюкин И.Л., Барахвостов С.В., Земков Ю.А.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 12. С. 45–50.
- [4] *Корон Е.Д., Плутто А.А.* // ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 1055–1060.
- [5] *Gorbunov S.P., Krasov V.P., Paperny V.L., Savvelov A.S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. V. 39. P. 5002–5007.
- [6] *Горбунов С.П., Красов В.И., Паперный В.Л., Коробкин Ю.В., Романов И.В.* // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 22. С. 87–94.
- [7] *Кринберг И.А.* // Прикл. физика. 2004. В. 6. С. 67–71.
- [8] *Anders A., Oks E.M., Yushkov G.Y. et al.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2005. V. 33. N 10.
- [9] *Кринберг И.А.* // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 6. С. 89–94.