

04;12

## Влияние собственного магнитного поля на формирование катодной плазменной струи в стационарных вакуумных дугах

© И.А. Кринберг, Е.А. Зверев

Иркутский государственный университет

Поступило в Редакцию 23 июля 1996 г.

В работе показано, что магнитное сжатие катодной плазменной струи начинается после слияния отдельных микроструй в единую струю на расстоянии  $r > 10^3 d$  от катода ( $d$  — диаметр катодного микропятна). Плазменная струя принимает форму параболоида вращения, поверхность которого осциллирует около положения равновесия из-за инерционности поперечного движения плазмы. При этом остывание струи прекращается.

1. Как известно, плазма, образующаяся в катодных микропятнах вакуумно-дугового разряда, распространяется к аноду в виде токнесущих плазменных струй с достаточно четко выраженной боковой границей [1]. Обычно предполагается [1,2], что кинетическое давление плазмы  $P = N_e T_e + N_i T_i$ , на этой границе уравнивается поперечным сжатием катодной плазменной струи собственным магнитным полем. В этом случае должно приближенно выполняться условие равновесия Беннета [3]  $\beta = 2c^2 PS/I^2 = 1$ , полученное для произвольного распределения давления и тока по сечению  $S = \pi d^2/4$  плазменного цилиндра (здесь  $\bar{P}$  — усредненное давление,  $I$  — сила тока,  $c$  — скорость света). Однако около катода, где диаметр микроструи порядка размеров катодного микропятна  $d \simeq 1$  мкм,  $\beta \geq 10^2$  (кинетическое давление существенно больше магнитного), так как измерения электронной концентрации и температуры вблизи катода дают  $N_e \simeq 10^{21}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e \approx 5-10$  эВ [4-6],  $I/d \approx 10^5$  А/см (оценка по эффекту Зеемана [7]), а параметры ионов (со средним зарядом  $Z$ ) оцениваются как  $N_i = N_e/Z$  и  $T_i < T_e$ .

В настоящей работе показано, что магнитного сжатие начинает сказываться лишь после слияния отдельных микроструй в единую катодную плазменную струю на расстоянии  $r > 10^3 d$  от катода. В итоге катодная плазменная струя принимает форму параболоида вращения, поверхность

которого осциллирует около положения равновесия ( $\beta = 1$ ) в силу инерционности поперечного движения плазмы. При этом остывание катодной плазменной струи прекращается, что объясняет наблюдаемое постоянство электронной температуры на больших расстояниях ( $r = 5-40$  см) от катода [1,8].

2. На начальном участке струи, где  $\beta \gg 1$ , поперечному расширению препятствует, по-видимому, трение плазмы о нейтральный газ, который окружает плазму и распространяется преимущественно вдоль поверхности катода [9]. Будем считать, что при  $\beta > 1$  имеет место сферическое расширение катодной плазмы в пределах конуса с телесным углом  $\Omega_0 = 2\pi(1 - \cos \alpha_0) = \text{const}$  (размер которого определяется взаимодействием с нейтральным газом), а сечение струи меняется как  $S(r) = \Omega_0 r^2$ . Так как отношение электронного и ионного токов  $I_e/I_i = \gamma \approx 10$  [9], то в условиях стационарности квазинейтральности  $V_e = \gamma V$  и  $I \approx \gamma e N_e V S$ , где  $V_e$  и  $V$  — радиальные скорости электронов и ионов. Учитывая  $T_e \gg T_i$  [10], имеем  $P \approx T_e N_e$  и  $\beta = 2c^2 T_e / (\gamma e V I)$ . Как показано в [6,10,11], при сферическом расширении токонесущая плазма разгоняется до сверхзвуковой скорости  $V_* = (5ZT_*/3m)^{1/2}$  на расстоянии  $\Delta r = r_* - r_0 \simeq d/4$  от катода, а при  $r > 10^2 d$  скорость достигает предельного значения  $V_\infty \approx 5V_*$  (знаком "\*" отмечены значения переменных в критической точке  $r_*$ ,  $r_0$  — положение поверхности катода,  $m$  — масса иона). Поэтому уменьшение параметра  $\beta$  будет происходить лишь за счет охлаждения плазмы. Так как  $\beta = \beta_* T_e V_* / (T_* V)$ , то при  $\beta_* \simeq 10^2$  значение  $\beta \simeq 1$  достигается на расстоянии  $r_1 \geq 10^3 d$ , где  $T_e/T_* \approx 0.1$  [10]. Дальнейшее охлаждение плазмы вследствие расширения приводит к превышению магнитного давления над кинетическим ( $\beta < 1$ ) и ускорению плазмы к оси струи. Особенности такого процесса существенно зависят от величины угла полураствора струи  $\alpha_0$  и параметра  $\beta_*$ .

3. Влияние магнитного поля будем учитывать, начиная с  $r = r_1$ . Воспользуемся одномерным приближением, рассматривая катодную плазменную струю как плазменную струю с переменным сечением  $S(r)$ . Величины  $T_e(r)$ ,  $V(r)$  и  $j(r) = I/S$  будем считать постоянными по сечению, но учтем зависимость плотности частиц  $N \equiv N_i = N_e/Z$  и скорости  $V_\theta = r\dot{\theta}$  от полярного угла  $\theta$  (в сферической системе координат  $r, \theta, \varphi$ ), полагая  $N = 0$  на границе струи ( $\theta = \alpha$ ). Будем считать  $V_\theta \ll V$ , т. е. форма боковой поверхности струи близка к конической с медленно

меняющимся углом полураствора  $\alpha$ . В этом случае  $d/dt = Vd/dr$  и  $\dot{\alpha} = Vd\alpha/dr$ .

При данных предположениях полученная в [10] система уравнений для  $V(r)$ ,  $T(r)$  и потенциала  $\Phi(r)$  сохраняет свой вид и должна быть дополнена лишь уравнением для сечения  $S(r) = 2\pi r^2(1 - \cos \alpha(r))$ . С этой целью рассмотрим  $\theta$ -проекцию уравнения движения плазмы

$$\frac{mNV}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \dot{\theta}) = -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} - \frac{jB}{c}. \quad (1)$$

Так как скорость сжатия  $\dot{\theta}$  максимальна и равна  $\dot{\alpha}$  на боковой границе струи и  $\dot{\theta} = 0$  на оси, то можно использовать простейшее автомодельное приближение  $\dot{\theta} = \dot{\alpha}\theta/\alpha$ . Тогда, умножая уравнение (1) на  $1 - \cos \theta$  и интегрируя по  $\theta$  от 0 до  $\alpha$ , находим

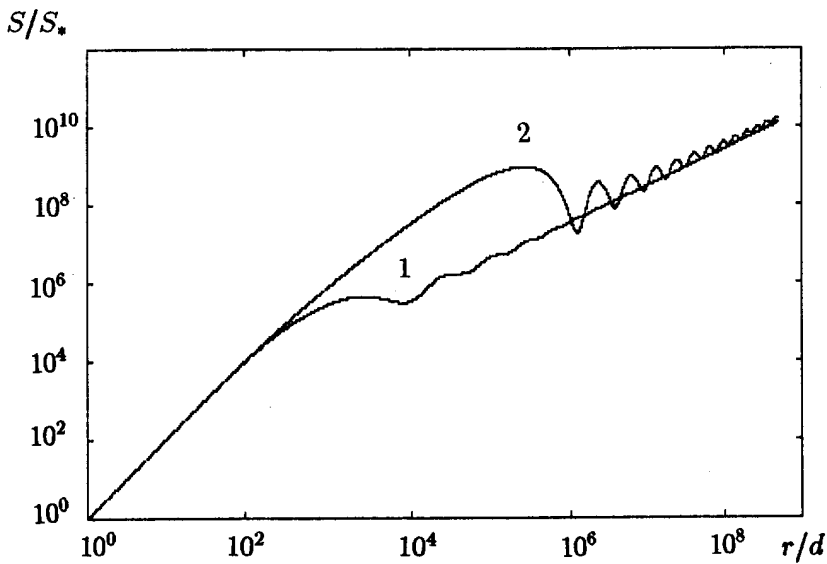
$$f(\alpha)m\bar{N}V \frac{d}{dr}(r^2 \frac{\dot{\alpha}}{\alpha}) = \bar{P} = \frac{I^2}{2c^2 S} \quad (2)$$

где  $f(\alpha) = \int_0^\alpha N(\theta)(1 - \cos \theta)\theta d\theta / \int_0^\alpha (N(\theta) \sin \theta) d\theta$ ,  $\bar{P} = Z\bar{N}T_e$ ,  $N$  — усредненная концентрация ионов. При получении последнего члена в уравнении (2) применялось уравнение Максвелла  $\nabla \times \mathbf{B} = 4\pi\mathbf{j}/c$ , где  $j = j_r = I/S$ , а также предполагалось неравенство  $\sin^2 \alpha/2 \ll 1$ , выполняющееся уже при  $\alpha < \pi/3$ . Как видно из уравнения (2), условие равновесия ( $\dot{\alpha} = 0$ ) для конической струи совпадает с условием Беннета ( $\beta = 1$ ) для цилиндра, но при наличии дополнительных ограничений ( $j = \text{const}$  и условия на угол  $\alpha$ ).

Переходя, как в [10,11], к безразмерным переменным  $x = r/r_*$  (где  $r_* \simeq d$ ) [11],  $s = S/s_* = x^2(1 - \cos \alpha)/1(1 - \cos \alpha_0)$ ,  $v = V/V_*$ ,  $t = T_e/T_*$ , получаем уравнение

$$\frac{5}{3}f(\alpha) \frac{d}{dx} \left( \frac{x^2 v}{\alpha} \frac{d\alpha}{dx} \right) = \frac{t}{v} - \frac{1}{\beta_*}. \quad (3)$$

Функция  $f(\alpha)$  слабо зависит от относительного распределения плотности частиц  $N(\theta)$  по сечению струи и близка к виду  $f \approx k\alpha^2$ . В случае  $N = \text{const}$  при  $\theta < \alpha$  и  $N = 0$  при  $\theta \geq \alpha$  имеем  $k \approx 1/4$ ; при  $N = N_0(1 - \theta^2/\alpha^2)$  или  $N = N_0(1 - \sin^2 \theta/\sin^2 \alpha)$  получаем значение  $k \approx 1/6$ , которое и использовалось при дальнейших расчетах.



**Рис. 1.** Изменение сечения катодной плазменной струи с расстоянием вдоль оси: 1 — расчет при  $\alpha_0 = \pi/6$ ; 2 — расчет при  $\alpha_0 = \pi/3$ .

Уравнение (3) решается совместно с уравнениями для  $v$  и  $t$  [10] при граничных условиях  $\alpha = \alpha_0$  и  $d\alpha/dx = 0$  при  $x = x_1$  (где  $v(x_1)/t(x_1) = \beta_*$ ).

4. Решение было вначале проведено для элементарной катодной микроструи, в которой переносится ток  $I \simeq 1 - 10$  А [6,7,12],  $d \simeq 0.3 - 3$  мкм [4,6,7] и  $\beta_* \geq 10^2$ . Оказалось, что магнитное сжатие такой струи становится заметным лишь при  $r > 10^7 \simeq 10$  м, т. е. на нереально больших расстояниях. Отсюда следует вывод, что собственное магнитное поле не играет заметной роли в низкочастотных вакуумных дугах с суммарным током  $I_a \simeq 1 - 30$  А.

В случае больших токов  $I_a$ , плазма эмитируется из отдельных микропятен и на начальном этапе  $r \leq D$  существует  $n = I_a/I$  независимых токнесущих микроструй (здесь  $D \simeq (3 - 30)d$  [12,13] — расстояние между микропятнами). Можно считать, что слияние микроструй в единую катодную плазменную струю с током  $I_a = nI$  и полным сечением

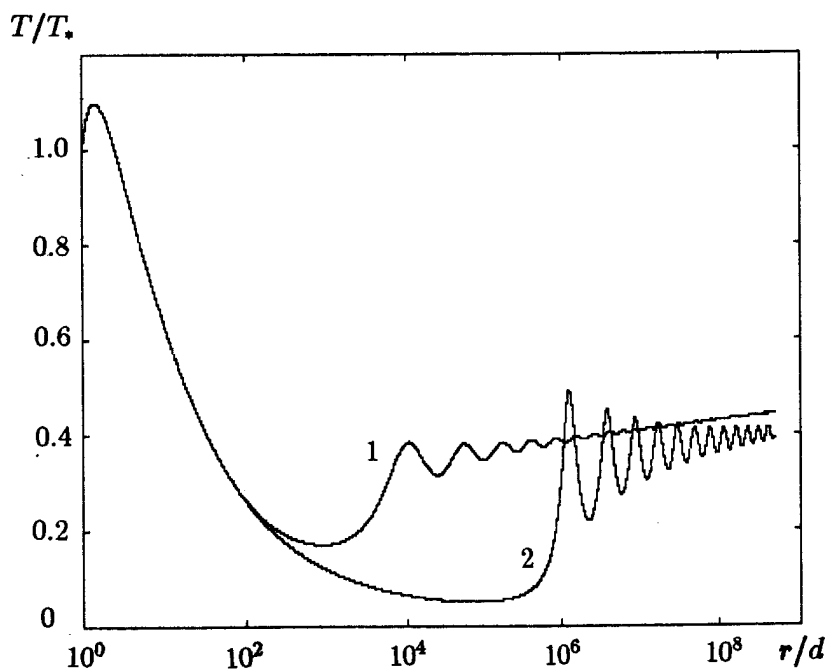


Рис. 2. Изменение электронной температуры вдоль оси катодной плазменной струи (обозначения как на рис. 1).

$S_a \simeq nS$  произойдет на расстоянии  $r \simeq D$ , где скорость плазмы уже близка к предельному сверхзвуковому значению  $V_\infty \approx 5V_* \simeq 10^4$  м/с, а температура упала лишь до  $T \simeq 2/3T_*$  [10]. Так как параметр  $\beta \sim S/I^2$ , то для суммарной струи  $\beta_a \simeq \beta/n$ .

В качестве примера на рис. 1 и 2 представлены решения уравнения (3) (и уравнений для  $v$  и  $t$ ) с  $\beta_* = \beta_a = 10$ , что примерно соответствует  $n = 10$  и  $I_a \simeq 30-100$  А. В области значений  $x < 30$ , где  $t/v \gg 1/\beta_*$ , решение дает изменение параметров отдельной микроструи с безразмерным расстоянием  $x = r/d$ . Область  $x > 10^3$ , где  $t/v \approx 1/\beta_*$ , соответствует решению для суммарной катодной плазменной струи. В переходном интервале значений  $x$  имеет место слияние отдельных

микроструй в полную катодную и плазменную струю, что, конечно, не описывается уравнением (3). Однако температура и скорость плазмы на этом отрезке меняются сравнительно слабо, так что общая картина изменения параметров катодной плазменной струи при таком приближенном методе расчета сохраняется.

Рис. 1 показывает, что магнитное сжатие приводит первоначально к уменьшению сечения струи, которое затем в среднем возрастает, но не как  $S \sim r^2$  (сферическое расширение), а как  $S \sim r$ , т. е. боковая поверхность катодной плазменной струи принимает форму параболоида вращения. Из рис. 2 видно, что быстрый спад электронной температуры (соответствующий свободному сферическому расширению) сменяется ее ростом и выходом на приблизительно постоянное значение  $T_e \approx 0.4T_*$ . Такое изменение электронной температуры хорошо согласуется с экспериментом, так как согласно оценке по ионному составу (которая дает значения, соответствующие прикатоде области, где  $T_e \approx T_* \approx T_{\max}$ )  $T_e \approx 10$  эВ (Mo) и  $T_e \approx 4$  эВ (Ti) [6], тогда как зондовые измерения вдали от катода дают  $T_e \approx 3$  эВ (Mo,  $t = 15-40$  см) и  $T_* \approx 1.3$  эВ (Ti,  $r = 5-40$  см) [8].

Проведенные модельные расчеты показывают, что превышение магнитного давления над газовым вызывает ускорение плазмы в направлении оси катодной плазменной струи. В силу инерционности поперечного движения возникает периодическое сжатие и расширение плазмы, сопровождающееся колебаниями температуры. Такой процесс аналогичен радиальным колебаниям цилиндрического плазменного шнура в Z-пинче [14]. В отличие от последнего катодная плазменная струя в целом остается стационарной, а поперечное сжатие и расширение имеют место лишь для отдельных порций плазмы по мере их перемещения вдоль струи. При этом электронная температура  $T_e$  и скорость продольного движения ионов  $V$  остаются практически постоянными, увеличиваясь лишь на несколько процентов при изменении расстояния от катода на несколько порядков величины. К значительному ускорению ионов магнитное сжатие приводит лишь в случае нестационарной катодной плазменной струи с нарастающим током  $I_a$  [15].

## Список литературы

- [1] *Лунев В.М., Овчаренко В.М., Хороших В.М.* // ЖТФ. 1977. Т. 47. В. 7. С. 1486–1490.
- [2] *Афанасьев В.П.* // ЖТФ. 1992. В. 11. С. 72–79.
- [3] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
- [4] *Anders A., Anders S., Jüttner B.* et al. IEEE Trans. Plasma Sci. 1992. V. 20. N 4. P. 466–472.
- [5] *Puchkarev V.F.* J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. N 5. P. 685–692.
- [6] *Krinberg I.A., Lukovnikova M.P.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. N 4. P. 711–715.
- [7] *Vogel N., Jüttner B.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. N 6. P. 922–927.
- [8] *Аксенов И.И., Коновалов И.И., Падалка В.Г.* и др. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 1373–1379.
- [9] *Daalder J.E.* // Physica. В+С. 1981. V. 104. N 1–2. P. 91–106.
- [10] *Кринберг И.А., Луковникова М.П., Паперный В.Л.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 91. В. 3. С. 806–820.
- [11] *Krinberg I.A.* // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. N 9. P. 2822–2826.
- [12] *Месяц Г.А., Проскуровский Д.И.* Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984. 256 с.
- [13] *Andres S., Anders A., Jüttner B.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. N 10. P. 1591–1599.
- [14] *Леонтович М.А., Осовец С.М.* // Атомная энергия. 1956. № 3. С. 81–83.
- [15] *Krinberg I.A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. N 7. P. 2049–2051.