

03:04;12

©1994 г.

ДВИЖЕНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ ФОНТАНИРУЮЩЕГО РАЗРЯДА В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ МАГНИТОРАЗРЯДНОЙ УДАРНОЙ ТРУБЕ

Б.Г.Гаврилов, С.А.Кожухов, Д.Б.Собянин

Проведены исследования кинематических характеристик плазменной струи фонтанирующего разряда, распространяющейся в трубе при давлении воздуха 20–700 Па и энергии батареи конденсаторов 0.6–5.0 кДж. В рамках модели “снежного плуга” предложено аналитическое описание движения струи, оценивается величина коэффициента захвата воздушной массы, приводятся данные о яростной температуре и концентрации ионов в струе.

Нами выполнено исследование кинематических характеристик плазменной струи в магнитоударной ударной трубе с плоскими кольцевыми электродами, которая представляет собой стеклянную трубу с внутренним диаметром 105 мм длиной 2010 мм, на одном из торцов которой расположено разрядное устройство. Через противоположный торцевой фланец выводятся кабели регистрирующей аппаратуры. Разрядник состоит из центрального диаметром 16 мм и кольцевого с внутренним диаметром 46 мм и внешним 70 мм латунных электродов, соосно укрепленных на цилиндрическом основании из оргстекла. В качестве накопителя энергии используется батарея конденсаторов емкостью $c = 100\text{--}400$ мкФ, соединенная с электродами через коммутирующий разрядник. Напряжение зарядки U_0 изменялось в пределах 3.6–5 кВ. Перед опытом камера откачивалась до требуемого давления P_0 . После каждого разряда воздух в камере обновлялся.

Перемещение струи и концентрация ионов в равновесной области за ее фронтом (“пробке”) регистрировались цилиндрическими зондами Ленгмюра (соосными с трубой). Яростная температура плазмы оценивалась с помощью фотодиодов. Для измерения тока в разрядной цепи использовался пояс Роговского. Полоса пропускания систем регистрации ограничена сверху 10 МГц. Запись сигналов проводилась цифровыми осциллографами С9–8.

Во всем диапазоне энергий батареи конденсаторов ($E = 0.6\text{--}5.0$ кДж) величина яростной температуры T_b в области “пробки”, рассчитанная [1] по данным оптических измерений (для степени черноты $\epsilon = 1$) в полосе $\delta\lambda = 72$ нм ($\lambda = 1.4$ мкм), не превышает 2500 К. На участке разгона яростная температура увеличивается с ростом давления

в камере. При изменении P_0 от 20 до 700 Па для $E = 1.25$ кДж значение T_b возросло с 1700 до 2000 К; для $E = 5.0$ кДж — с 2150 до 2400 К (расстояние от точки измерения до разрядника $L_0 = 15$ см). На участке торможения температура медленно падает, достигая на расстоянии $L_0 = 80$ см значений 1700 К для всего диапазона энергий батареи конденсаторов. Доля энергии разряда η , идущая на излучение (оцененная по яркостной температуре: $\eta \sim T_b^4/E$), слабо зависит от давления и остается практически неизменной в диапазоне $200 \leq P_0 \leq 700$ Па. С уменьшением давления до 20 Па величина η снижается в 1.5 раз.

Расчет концентраций ионов в "пробке" — n_i проводился по формуле, предложенной в [2] для зондов, работающих в переходном режиме ($0.1 \leq Kn \leq 10$, где Kn — число Кнудсена),

$$n_i = \frac{I}{J(Kn)2\pi r_p l_p e} \left[\frac{2\pi m_i}{kT_i} \right]^{0.5} \quad (1)$$

Здесь I — зондовый ток, r_p — радиус поперечного сечения зонда, l_p — для зондового электрода, T_i — ионная температура, k — постоянная Больцмана, $m_i = 5 \cdot 10^{-26}$ кг, $j(Kn)$ — безразмерный параметр. В наших условиях $r_p = 0.1$ мм, $l_p = 7$ мм, $Kn = 0.4-0.9$, $J(Kn) \cong 1.0$.

Влиянием магнитного поля струи (по данным [3] величина аксиальной компоненты не превосходит 0.5 Тл) можно пренебречь, поскольку ларморовский радиус ионов ($r_{Li} \geq 8 \cdot 10^{-4}$ м) по крайней мере на порядок больше характерного размера зонда r_p .

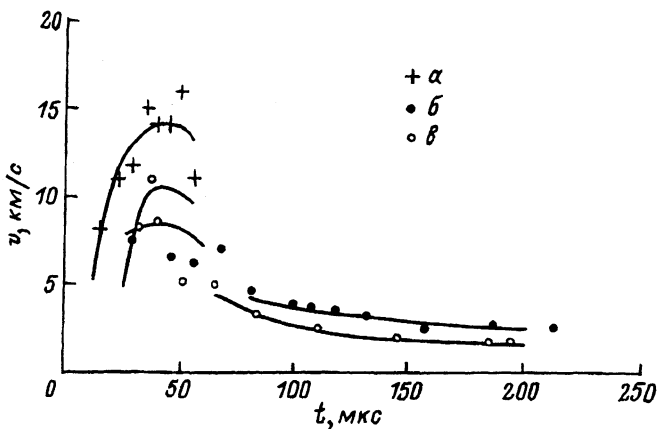
Концентрация ионов достигает максимального значения на участке разгона (расстояние от разрядника $L_0 \leq 15-20$ см), при этом рост n_i в зависимости от энергии, запасенной в конденсаторе, более существен при малых давлениях (для $P_0 = 20$ Па при $E = 1.25$ кДж $n_i = 1 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, при $E = 5$ кДж $n_i = 3 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$). Для $P_0 = 700$ Па увеличение E с 1.25 до 5.0 кДж приводит только к двухкратному изменению n_i с $7 \cdot 10^{12}$ до $6 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. На участке торможения наблюдается монотонный спад n_i (до 2-3 раз при $L_0 = 80$ см).

Исследование формы фронта струи на разных расстояниях от инжектора с помощью нескольких электрических зондов, расположенных в одной (нормальной к оси трубы) плоскости, показало, что фронт практически плоский. Возможное отклонение не превышает 15 мм и носят случайный характер.

Результаты измерений скоростей плазменной струи v представлены на рисунке. Разброс величин v (на участке разгона) в одинаковых опытах укладывается в 25-30% для $U_0 = 5$ кВ и 15-20% для $U_0 = 3.6$ кВ, что объясняется нестабильностью формирования разряда, возрастающей с вкладываемой в него энергией. Характерной особенностью движения струи является слабая зависимость скорости от параметров разряда E , P_0 . Большой показатель степени (равный 0.35), чем в выражении для максимальных скоростей струи

$$v_m = \left(\frac{\mu_0 E^2 \omega^4}{8\pi^2 \rho_0} \right)^{0.25} \quad (2)$$

предложенном в [4] для случая полного захвата газа, свидетельствует, по-видимому, о захвате частичном (μ_0 — магнитная проницае-



Результаты измерений (значки) и расчетов (кривые) скоростей плазменной струи фонтанирующего разряда.

Начальное давление в вакуумной камере: $a - 20$, $b - 70$, $v - 200$ Па.
Энергия разряда $E = 2.5$ кДж.

мость среды, ω — частота разряда, ρ_0 — начальная плотность газа в разрядной камере). Зависимость v_m от частоты практически отсутствует, поскольку основная доля энергии конденсатора, реализуемая в кинетическую энергию струи, приходится на начальную фазу развития (декремент затухания $R/L = 5 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ близок к частоте $(LC)^{-0.5} = 3 \cdot 10^4 \text{ рад/с}$; L и R — индуктивность и омическое сопротивление разрядного контура соответственно), а вклад струи в индуктивность разрядного тока к этому моменту времени незначителен.

Начиная с $t \geq 0.4 \cdot T$ (T — период разряда) величина, обратная скорости, становится пропорциональной координате, что подтверждает приоритет механизма захвата (см. выражение (12)) над остальными тормозящими силами (сопротивление, вязкое трение).

Воспользуемся для описания разгона струи фонтанирующего разряда подходом, предложенным Комельковым и др. [5] для расчета ускорения плазменной струи. Полагая, что основной силой, действующей в осевом направлении на струю, является пондермоторная ($\vec{F} = \vec{I}_p \times \vec{H}$, \vec{I}_p — ток разряда, \vec{H} — магнитное поле), авторы определяли перемещение плазмы (и величину разрядного тока), совместно решая уравнение Кирхгофа для разрядной цепи и уравнение движения для заранее заданной стартовой массы. Анализ зависимостей тока разряда от времени показал, что с достаточной точностью в наших опытах величина $I_p(t)$ может быть описана выражением $I_p(t) = I_0 e^{-\lambda t} \sin(\omega t)$, где постоянные I_0 , λ , ω определяются из осциллограмм тока, полученных с помощью пояса Роговского. В уравнение движения мы добавили так же член, учитывающий увеличение массы газоразрядной плазмы за счет захвата фонового газа $m_i = fx$ (модель “снежного плуга”). В итоге уравнение движения приобретает вид [6]

$$\frac{d}{dt}[(m_0 + fx)\dot{x}] = \frac{L_n I_p^2}{2}, \quad I_p = I_0 e^{-\lambda t} \sin(\omega t), \quad (3)$$

где x — координата вдоль оси разрядной камеры; m_0 — стартовая масса; f — коэффициент, определяющий добавочную массу, вовлекаемую в движение плазменной струей (в случае полного захвата $f = \rho_0 S$, где S — площадь поперечного сечения трубы); L_n — погонная индуктивность плазменной струи

$$L_n = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left[\frac{d_2}{d_1} \right], \quad (4)$$

где d_2 — внутренний диаметр кольцевого электрода, d_1 — диаметр штыревого электрода.

Уравнение (3) имеет аналитическое решение

$$x(t) = -\frac{m_0}{f} + \left[\left(\frac{m_0}{f} \right)^2 + \frac{L_n I_0^2}{f \omega^2 (a^2 + 4)^2} [\beta(t) + C_1 (a^2 + 4) \omega t + C_2] \right]^{0.5}, \quad (5)$$

$$\dot{x}(t) = \frac{L_n I_0^2 [\alpha(t) + C_1]}{2\omega (a^2 + 4) \left[m_0^2 + \frac{f L_n I_0^2}{\omega^2 (a^2 + 4)^2 [\beta(t) + C_1 (a^2 + 4) \omega t + C_2]} \right]^{0.5}}, \quad (6)$$

$$\beta(t) = e^{-2\lambda t} (a^2 (\sin(\omega t))^2 - 2a \sin(2\omega t) + 2 \cos(2\omega t) + \frac{4(a^2 + 4)}{a^2}),$$

$$\alpha(t) = (a (\sin(\omega t))^2 - \sin(2\omega t) + 2/a) e^{-2\lambda t},$$

$$a = -2\lambda / \omega.$$

Коэффициент захвата f , значение стартовой массы m_0 и постоянные интегрирования C_1, C_2 определяются численно из совместного решения уравнений пути и скорости для двух моментов времени, относящихся к области сформированного разряда. При наличии информации о времени t_m достижения струей максимальной скорости v_m и пройденном к этому моменту пути x_m ситуация упрощается. Непосредственно из уравнения движения (3) в момент времени t_m следует

$$f = \frac{L_n (I_p(t_m))^2}{2v_m^2}. \quad (7)$$

Далее определяем стартовую массу и постоянные интегрирования

$$m_0 = \frac{1}{(v_m - v_0)} \left[\frac{L_n I_0^2}{2\omega (a^2 + 4)} [\alpha(t_m) - \alpha(t_0)] + f(x_0 v_0 - x_m v_m) \right], \quad (8)$$

$$C_1 = \frac{2\omega (a^2 + 4)^2 v_0 (f x_0 + m_0)}{L_n I_0^2} - \alpha(t_0), \quad (9)$$

$$C_2 = \frac{\omega^2 (a^2 + 4)^2 (f x_0^2 + 2x_0 m_0)}{L_n I_0^2} - \beta(t_0) - C_1 (a^2 + 4) \omega t_0. \quad (10)$$

Нестабильность на этапе формирования разряда может привести к значительному разбросу величин m_0 .

Появление отрицательных m_0 может быть объяснено тем, что мы используем уравнение движения для сформированного разряда, а m_0 есть значение функции $M(x) = m_0 + fx$ при $x = 0$. В итоге определения подобным образом величина m_0 теряет свой физический смысл эрозионной массы, захваченной с электродов и подложки. Придать m_0 значение массы на момент окончания формирования разряда t_p (и использовать уравнение (3) с новыми переменными $t^* = t - t_p$, $x^* = x - x_p$) не представляется возможным в связи с отсутствием четких критериев определения t_p по характеру изменения величин $x(t)$, $v(t)$ или по осциллограмме тока разряда. Эти же причины побудили нас отказаться от использования в качестве начального условия $t_0 = 0$, $x_0 = 0$, $v_0 = 0$ при определении постоянных интегрирования C_1, C_2 .

Коэффициент захвата, определяемый как $\kappa = f/\rho_0 S$, имеет слабую зависимость от давления ($\kappa \sim P^{-0.25 \pm 0.05}$). При малых давлениях ($P_0 = 20$ Па) величина κ практически не зависит от энергии разряда и изменяется для $E = 5$ кДж от 0.3 при $P_0 = 20$ Па до 0.07 при $P_0 = 700$ Па и для $E = 1.25$ кДж от 0.3 при $P_0 = 20$ Па до 0.05 при $P_0 = 200$ Па. Отклонение экспериментальных точек от расчетных кривых $x(t)$ и $v(t)$ не превосходит 20–25%.

На участке торможения полагаем ponderomotorную силу равной нулю, тогда уравнение движения (3) имеет решение

$$x'(t) = -m_0^*/2 + [(m_0/2)^2 + 2f^*(C_1^*t + C_2^*)]^{0.5}, \quad (11)$$

$$\dot{x}'(t) = C_1^*/(m_0^* + f^*x'(t)), \quad (12)$$

где $x' = x - x_T$, x_T — координата, соответствующая времени $t \geq 0.4 \cdot T$.

Зная координату и скорость для двух моментов времени, из уравнений (8), (9) определить постоянные интегрирования C_1^*, C_2^* , начальную массу m_0^* и коэффициент f^* не представляется возможным, так как система уравнений имеет только три степени свободы. Поэтому величины C_1^*, C_2^*, f^* выразим через m_0^* : $C_1^* = m_0^*v_1$, $C_2^* = -m_0^*v_1t_1$; $f^* = m_0^*(v_1 - v_2)/(x_2v_2)$. Величину m_0^* полагаем равной $m_0 + fx_1$, где m_0, f рассчитаны на участке разгона.

Величина коэффициента захвата на участке торможения имеет тот же порядок, что и при разгоне ($E = 5$ кДж, $P_0 = 20$ Па, $\kappa = 0.6$; $P_0 = 700$ Па, $\kappa = 0.07$), однако зависимость $\kappa(P)$ несколько сильнее ($\kappa \sim P^{-0.5 \pm 0.05}$). Отклонение экспериментальных точек от расчетной кривой на участке торможения не превышает 20%.

В итоге проведенных исследований представляется оправданным вывод о правомерности использования для кинетического описания движения плазменной струи в магниторазрядной трубе решений, полученных с использованием модели "снежного плуга". Без существенных погрешностей в диапазоне давлений 20–700 Па можно полагать коэффициент захвата равным 0.25.

Предварительные оценки электродинамических характеристик плазменной струи фонтанирующего разряда позволяют надеяться на возможность ее использования в качестве аналога солнечного ветра и ряда иных плазменных образований при лабораторном моделировании их взаимодействия с магнитосферой Земли.

Список литературы

- [1] Гуревич М.М. Введение в фотометрию. Л.: Энергия, 1968. 215 с.
- [2] Горелов В.А., Кильдюшова Л.А. //ТВТ. 1985. Т. 23. N 2. С. 360-365.
- [3] Скеорцов Ю.В., Комельков В.С., Черветинов С.С. // ЖТФ. 1964. Т. 34. Вып. 6. С. 965-973.
- [4] Varach B. // Phys. Fluids. 1961. Vol. 4. N 12. P. 1474-1477.
- [5] Комельков В.С., Модзолеевский В.И. // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 10. С. 2147-2155.
- [6] Cortack G.D. // Can. J. Phys. 1963. Vol. 41. N 10. P. 1591-1603.

Институт динамики геосфер
Москва

Поступило в Редакцию
5 ноября 1993 г.