

чивается с ростом магнитного поля и уменьшением расхода. Диапазон давлений с оптимальным КПД в изучаемом ускорителе значительно ниже, чем в ускорителе с протяженной зоной, занятой сильным магнитным полем [2], а критическое давление составляет $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ Па.

Таким образом, проведенные исследования показали, что оптимизация режимов работы, конструкции и схемы электропитания УАС обеспечивает высокую эффективность формирования и ускорения потока ионов в широком диапазоне напряжений ($V_y \geq 0,2$ кВ) и магнитных полей ($H \geq 0,2$ кЭ). Это дает возможность широко использовать УАС в различных областях техники и технологии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин С. Д., Ерофеев В. С. и др. Характеристики двухступенчатого ускорителя с анодным слоем // ПМТФ.— 1978.— № 2.
2. Ерофеев В. С., Наумкин В. П., Сафронов И. Н. Смена режимов в ускорителе с анодным слоем и его оптимизация // ПМТФ.— 1981.— № 1.
3. Ерофеев В. С., Сафронов И. Н. Особенности работы двухступенчатого ускорителя с анодным слоем на цезии // Тез. докл. IV Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам.— М.: Наука, 1978.
4. Грицаенко В. П., Сафронов И. Н. и др. Характеристики ускорителя с анодным слоем при малых напряжениях // Тез. докл. V Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам.— М.: Наука, 1982.
5. Ерофеев В. С., Ляпин Е. А. Модификация разряда в источнике ионов холловского ускорителя с анодным слоем // Материалы II Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям.— Минск: Ин-т физики АН БССР, 1973.
6. Гаркуша В. И., Лесков Л. В., Ляпин Е. А. Плазменные ускорители с анодным слоем // Плазменные ускорители и ионные инжекторы.— М.: Наука, 1984.
7. Коврижко А. Ф., Сафронов И. Н., Семенкин А. В. Исследование работы двухступенчатого ускорителя с анодным слоем с одним источником электропитания // ПМТФ.— 1982.— № 6.
8. Лесков Л. В., Подгорнова В. Д. Обобщенные вольт-амперные характеристики и критерии подобия газопроточных полых катодов // Межвузовский тематический сборник научных трудов «Источники и ускорители плазмы».— Харьков, 1983.— № 7.

Поступила 3/VII 1986 г.

УДК 597.823

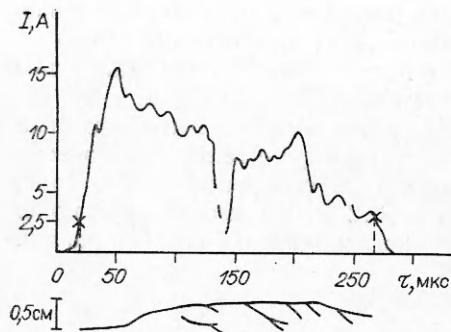
РАСШИРЕНИЕ ОБЛАСТИ МИКРОДУГОВЫХ РАЗРЯДОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДА ПРИ ТУРБУЛИЗАЦИИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ

М. Г. Мусаев, А. С. Плешанов, Э. К. Чекалин

(Москва)

На поверхности электродов, покрытых оксидной пленкой, в условиях вакуумных дуг и низких давлений окружающего газа, как известно, образуются нестационарные быстро перемешивающиеся микродуги, которые опираются на делящиеся ячейки катодного пятна, число их пропорционально общему разрядному току [1]. При этом ячейки пятна испытывают взаимное расталкивание, обусловленное собственными магнитными полями ячеек и пятна [1, 2], и распространяются по всей поверхности электрода. С повышением давления окружающего газа взаимное расталкивание ячеек ослабевает, затем прекращается, и микродуги притягиваются друг к другу амперовыми силами, действующими между параллельно текущими токами, что приводит к компактному расположению ячеек пятна и образованию малоподвижной токовой привязки на поверхности электрода.

В условиях сверхзвукового потока аргоновой плазмы за сильными ударными волнами в ударной трубе при скоростях потока $3 \cdot 10^5$ см·с⁻¹, температуре ~ 8000 К и давлении $\sim 0,15$ МПа наблюдалось разбегание делящихся микродуг по поверхности стеночного электрода круглого сечения диаметром 1 см, размещенного на одной из стенок диэлектрической секции ударной трубы. Другой электрод (анод) располагался на противоположной стенке секции. Электроды включались в цепь с предварительной заряженной батареей конденсаторов, разряд которой через меж-



Р и с. 1

но с помощью температурного пленочного датчика, отвечает моменту (~ 110 мкс) начала турбулизации нестационарного ламинарного пограничного слоя за ударной волной в месте расположения электрода на стенке измерительной секции.

Полученный результат, однако, противоречит известным, согласно которым при давлениях газа порядка атмосферного взаимное расталкивание ячеек катодного пятна не имеет места [2]. В данном случае разбегание микродуг, вероятно, вызвано не взаимным расталкиванием ячеек в собственном магнитном поле катодного пятна, а определяется действием хаотических турбулентных пульсаций скорости газа в пограничном слое, которые, несмотря на амперовы силы притяжения микродуг, размывают компактную группу катодных пятен, образующуюся в условиях ламинарного пограничного слоя, предшествующего турбулизации, что и объясняет характер наблюдаемой фоторазвертки после 110 мкс.

Предполагается, что разбегание микродуг под действием турбулентных пульсаций может быть описано диффузионным процессом аналогично [3] в условиях взаимного притяжения микродуг амперовыми силами. Для простоты анализа принимается, что ток в отдельной микродуге неизменен и число микродуг в процессе разбегания остается постоянным, так что микродуги рассматриваются как стационарные образования.

Уравнение диффузии микродуг, имеющее вид уравнения Фоккера — Планка, в цилиндрическом центрально-симметричном случае запишем как

$$(1) \quad \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(D \frac{\partial n}{\partial r} - nbf \right) \right],$$

где n — плотность микродуг; D и b — турбулентные аналоги коэффициента диффузии и подвижности; f — амперова сила; r — радиус; t — время. Функции D и b , как обычно, связаны соотношением Эйнштейна

$$(2) \quad D/b = T$$

(T — турбулентный аналог температуры). Амперова сила, действующая на прямой электрический ток I длиной l в магнитном поле H , имеет вид $f = -IHl/c$ (минус означает притяжение). Из уравнения Максвелла $\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}$ находим

$$H = \frac{2}{cr} \int j dS.$$

Здесь j — плотность тока; интегрирование производится по кругу радиуса r . Если I — ток на одну ячейку пятна, то в предположении $I = \text{const}$, что находится в согласии с экспериментальными данными [1], получим

$$(3) \quad f = -4\pi \left(\frac{I}{c} \right)^2 l \frac{1}{r} \int_0^r n r dr.$$

электродный промежуток инициировался передним фронтом ионизирующей ударной волны в месте расположения электродов.

На рис. 1 приведены одна из типичных фоторазверток свечения ячеек катодного пятна на поверхности стеночного электрода и соответствующая сфазированная осциллограмма разрядного тока. Согласно фоторазвертке, разбегание ячеек начинается в глубине области ударно-сжатого потока аргоновой плазмы. Начало разбегания (ветвление следов) ячеек, как это было установлено

Уравнение (1) с учетом (2) и (3) запишем как

$$(4) \quad \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[rD \left(\frac{\partial n}{\partial r} + \kappa \frac{n}{r} \int_0^r n r d\rho \right) \right],$$

где при $T = \text{const}$ $\kappa = \frac{4\pi (I/c)^2 l}{T} = \text{const} > 0$.

В дальнейшем для простоты анализа помимо условия $\kappa = \text{const}$ принимается $D = \text{const}$.

Уравнение (4) относительно $n(r, t)$ следует решить при условиях

$$n(r, 0) = n_0(r), \quad \partial n / \partial r(0, t) = 0, \quad n(\infty, t) = 0;$$

$$(5) \quad \int_0^{\infty} n 2\pi r dr = \text{const} = N$$

(N — общее число микродуг).

Найдем автомодельное решение (4) в виде

$$(6) \quad n = \varphi(t)v(\eta), \quad r = \psi(t)\eta$$

(v и η — безразмерные значения функции и аргумента). Подстановка (6) в (4) дает

$$(7) \quad -\frac{\psi\psi'}{D} \left(\eta^2 \frac{dv}{d\eta} - \frac{\varphi'/\varphi}{\psi'/\psi} \eta v \right) = \frac{d}{d\eta} \left[\eta \left(\frac{dv}{d\eta} + \kappa\varphi\psi^2 \frac{v}{\eta} \int_0^{\eta} v\xi d\xi \right) \right]$$

(штрих означает дифференцирование по t). Из условия (5) вытекает соотношение

$$(8) \quad -\frac{\varphi'/\varphi}{\psi'/\psi} = \text{const} = 2,$$

при этом 1-й интеграл (7)

$$\eta \left(\frac{dv}{d\eta} + \kappa\varphi\psi^2 \frac{v}{\eta} \int_0^{\eta} v\xi d\xi \right) + \frac{\psi\psi'}{D} \eta^2 v = C$$

(C — постоянная интегрирования).

При $n(\infty, t) = 0$ $C = 0$, отсюда получаем уравнение

$$(9) \quad \frac{\partial v}{\partial \eta} + \left(\frac{\psi\psi'}{D} \eta + \kappa\varphi\psi^2 \frac{1}{\eta} \int_0^{\eta} v\xi d\xi \right) v = 0.$$

Из (8) и (9) следуют условия автомодельности $\varphi\psi^2 = \text{const} = \alpha > 0$, $\psi\psi'/D = \text{const} = \beta > 0$, последнее из них при нулевой постоянной интегрирования дает обычный результат $\psi = \sqrt{2\beta Dt}$.

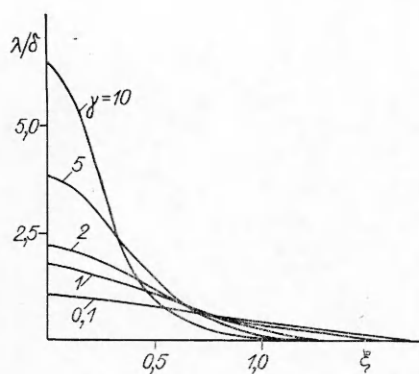
Введя $\zeta = \frac{\beta\eta^2}{2} = \left(\frac{r}{2\sqrt{Dt}} \right)^2$ и функции $\lambda = \frac{v}{v(0)}$, $\mu = \int_0^{\zeta} \lambda d\xi$, получим

$$(10) \quad \frac{d}{d\zeta} \left(\frac{\zeta d\lambda}{\lambda d\zeta} \right) + (1 + \gamma\lambda) = 0;$$

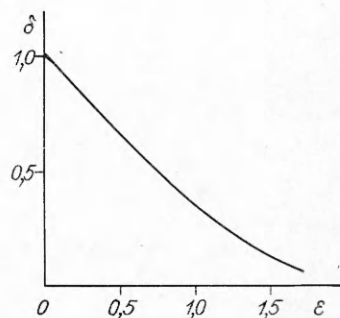
$$(11) \quad \frac{d^2\mu}{d\zeta^2} + \left(1 + \gamma \frac{\mu}{\zeta} \right) \frac{d\mu}{d\zeta} = 0,$$

где $\gamma = \kappa \frac{\alpha}{2\beta} v(0) > 0$. Из (11) вытекает интегральное представление

$$(12) \quad \lambda = \exp \left[-\zeta - \gamma \int_0^{\zeta} \lambda(\xi) \ln \frac{\zeta}{\xi} d\xi \right].$$



Р и с. 2



Р и с. 3

По определению $\lambda(0) = 1$, $\mu(0) = 0$, и из (12) ввиду $\lambda \geq 0$ имеем $\lambda(\infty) = 0$. Неопределенная постоянная γ получается из условия (5), которое имеет вид

$$(13) \quad \mu(\infty) = \int_0^{\infty} \lambda d\xi = \delta = \frac{\varepsilon}{\gamma} \quad (\varepsilon = \kappa N/4\pi).$$

То, что решения уравнений (10) и (11) в самом деле существуют, видно из итерационной процедуры согласно (12):

$$\begin{aligned} 0 < \lambda < 1, \quad 0 < \exp[-(1 + \gamma)\xi] < \lambda < \exp(-\xi) < 1, \\ 0 < \exp[-(1 + \gamma)\xi] < \exp\left[-\xi - \gamma \int_0^{\xi} \exp(-\xi) \ln \frac{\xi}{\xi} d\xi\right] < \\ < \lambda < \exp\left\{-\xi - \gamma \int_0^{\xi} \exp[-(1 + \gamma)\xi] \ln \frac{\xi}{\xi} d\xi\right\} < \exp(-\xi) < 1 \end{aligned}$$

и т. д. Решения в квадратурах этих уравнений в силу их нелинейности и, по-видимому, отсутствия групповых свойств преобразования (кроме замен $\lambda \rightarrow \gamma\lambda$, $\mu \rightarrow \gamma\mu$, исключаяющих γ) проблематичны. Отметим, что можно получить решение (10) в виде степенного ряда

$$(14) \quad \lambda = \sum_{k=0}^{\infty} a_k \xi^k / k! \quad (a_0 = 1),$$

$$a_{k+1} = -a_k - \gamma \sum_{l=0}^k \frac{1}{l+1} c_k^l a_{k-l} a_l \quad (k \geq 0).$$

Были произведены численные расчеты λ в функции ξ путем решения уравнения (10) методом Рунге — Кутты. Расчеты λ , согласно (14), дали совпадающие результаты. На рис. 2 приведена зависимость нормированной плотности λ/δ от безразмерной координаты $\xi = r/(2\sqrt{Dt})$ при параметре γ , на рис. 3 — зависимость постоянной δ от ε . При отсутствии амперовых сил ($\varepsilon = 0$), очевидно, $\lambda = \exp(-\xi^2)$ и $\delta = 1$. Учет амперовых сил приводит к обострению функции источника λ/δ в начале координат, однако при любой интенсивности амперового взаимодействия диффузионный процесс расплывания ансамбля микродуг не блокируется этим взаимодействием и не существует предельного стационарного распределения плотности микродуг. Это является следствием того, что амперова сила, проходя через максимум, на бесконечности стремится к нулю.

Таким образом, показана принципиальная возможность диффузионного механизма размывания турбулентными пульсациями компактного расположения микродуг на поверхности электрода.

Авторы благодарят П. П. Лазарева за помощь в проведении расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги.— М.: Наука, 1968.
2. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме.— М.: Наука, 1970.
3. Jüttner В. Erosion craters and arc cathode spots in vacuum // Plasma Physik.— 1979.— V. 19, Н. 1.

Поступила 3/VII 1986 г.

УДК 533.95

РАЗРЯД, ВОЗНИКАЮЩИЙ ПРИ ВЫТЕКАНИИ МАГНИТНОГО ПОТОКА ИЗ ПЛАЗМЫ В ИЗОЛЯТОР

С. Ф. Гаранин

(Москва)

При рассмотрении многих задач, таких как удержание плазмы с магнитным полем стенками, сжатие замагниченной плазмы лайнерами и т. д., необходим учет потерь магнитного потока и плазмы из-за диффузии поля и теплопроводности на стенку. Роль разряда, возникающего в плазме при вытекании из нее магнитного потока, должна быть особенно существенной для водородной плазмы, проводимость которой из-за слабого влияния излучательных процессов может быть велика по сравнению с проводимостью плазмы в магнитоприжатом разряде [1], возникающем на поверхности стенки. В этом случае, если плотность плазмы окажется недостаточно малой, сопротивление разряда будет определяться разрядом по водородной плазме.

Развитие этого разряда рассмотрим в следующей постановке: имеется водородная плазма с магнитным полем, ограниченная жесткой непроводящей стенкой-изолятором. Эта задача решалась в [2, 3] на качественном уровне, и в результате эффективный коэффициент диффузии для плазмы с $\beta \ll 1$ ($\beta = 16\pi N_0 T_0 / H_0^2$ — отношение теплового давления плазмы к магнитному давлению, N_0 , T_0 , H_0 — плотность, температура и магнитное поле в плазме вдали от разрядной зоны) $D \sim cH_0 / 4\pi e N_0$, для $\beta \gg 1$ $D \sim cT_0 / 10eH_0$.

В настоящей работе количественно рассмотрена структура пристеночного токового слоя и сформулировано граничное условие, с помощью которого можно описать влияние этого разряда на движение плазмы во всем объеме.

Пусть все величины зависят от координаты X и времени t , магнитное H и электрическое E поля перпендикулярны друг другу и оси X , характерные времена велики по сравнению с газодинамическими, так что полное давление в системе успеваает выравняться:

$$(1) \quad 2NT + H^2/8\pi = p_0 \equiv 2N_0T_0 + H_0^2/8\pi.$$

Плотность плазмы в основном объеме предполагается малой по сравнению с плотностью в пристеночной разрядной зоне. В этом случае, как показано в [2], задача квазистационарная, т. е. в уравнениях магнитного и электрического полей и теплового баланса плазмы в разрядной зоне можно пренебречь производными по времени, а электрическое поле и поток энергии считать постоянными. Тогда эти уравнения имеют вид

$$(2) \quad E = -\frac{c}{4\pi\sigma} \frac{\partial H}{\partial X} - \frac{b_\Lambda}{e} \frac{\partial T}{\partial X}, \quad Q = -\chi \frac{\partial T}{\partial X} - \frac{cT}{4\pi e} b_\Lambda \frac{\partial H}{\partial X} + \frac{c}{4\pi} EH,$$

где σ , χ , b_Λ — поперечные проводимость, теплопроводность и термоэлектрический коэффициент; Q — поток энергии. Масса плазмы, накапливаемая в пристеночном слое,

$$(3) \quad a = \int_0^{X_0} N dX$$

(X_0 — граница разрядной зоны). Стенка является плоскостью $X = 0$, плазма находится в области $X > 0$. Тогда граничные условия к уравнениям (1), (2) следующие:

$$(4) \quad T(0) = 0, \quad H(0) = H_1, \quad N(X_0) = 0$$