

## АКСИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В КАТОДНОЙ ПОЛОСТИ ОТРАЖАТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

*В.А.Бурдовичин, В.Л.Галанский, В.А.Груздев,  
В.И.Зеленский, М.Ф.Репин*

Отражательный разряд с полым катодом (ОРПК), широко применяющийся в плазменных источниках заряженных частиц [1], интенсивно изучается в последние десятилетия. В результате этих исследований получены, в частности, сведения о пространственном и временном распределении параметров плазмы в межкатодном пространстве и в катодной полости [2,3]. Как и в других типах разряда с полым катодом, в полости ОРПК обнаружено наличие максимума плотности плазмы на глубине в несколько диаметров [2]. Для неизобарических газоразрядных структур, в которых рабочий газ подается через катодную полость, наличие указанного максимума обычно связывают с оптимальным для проявления эффекта полого катода значением произведения давления  $p$  газа на диаметр  $d$  полости, реализуемого на определенной глубине полости при соответствующем потоке газа. Однако максимум плотности плазмы наблюдается и в изобарических полостях [4,5], а в неизобарической полости положение максимума плотности плазмы при изменении потока напускаемого газа может соответствовать различным значениям  $p \cdot d$ . Кроме этого, аксиальная неоднородность плотности плазмы в катодной полости ОРПК сложнее, чем в традиционном полокатодном разряде, что проявляется в наличии минимума плотности плазмы у входного отверстия полости. Таким образом, вопрос о механизмах, определяющих неоднородность аксиального распределения плотности плазмы в полном катоде, остается открытым.

В настоящей работе приводятся результаты исследования аксиальных распределений параметров плазмы в изобарической полости ОРПК и обсуждается физическая модель процессов, приводящих к появлению немонотонностей в этих распределениях.

Экспериментальный макет (рис. 1), представляющий собой ячейку ОРПК, помещался в вакуумную камеру, в которую напускался газ до необходимого давления. Аксиальное распределение концентрации плазмы оценивалось по току стеночного зонда  $I_z$ , перемещаемого в продольной щели в стенке полости. Эксперименты проводились со стальными полостями диаметром 6 и 4 мм. В качестве рабочих газов использовались аргон и гелий. В процессе измерений стабилизировался ток катодной полости  $I_{к.п}$ . Вид измеренных аксиальных распределений (рис. 2) при  $I_{к.п} > 100$  мА и давлениях не менее 3 Па по характеру совпадает с полученными в [2] для неизобарической полости. Максимум в распределении  $I_z$  наблюдается на глубине 6–7 диаметров от входного отверстия, а минимум на глубине 3–4 диаметров. Протяженность области существования плазмы в полости возрастает по мере увеличения давления газа, тока катодной полости и ее диаметра, причем указанная протяженность для аргоновой плазмы выше, чем для гелиевой. Положение максимума смещается незначительно в сторону больших глубин с увеличением как

Рис. 1. Экспериментальный макет.  
 1 — плоские катоды, 2 — анод, 3 — цилиндрическая полость, 4 — перемещаемый зонд, 5 — блок питания.

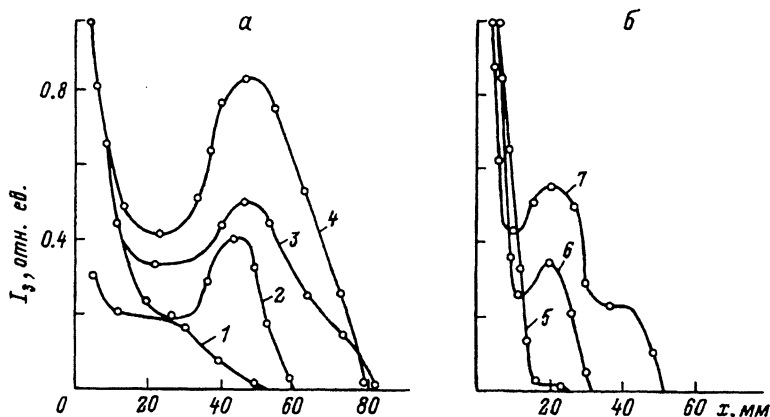
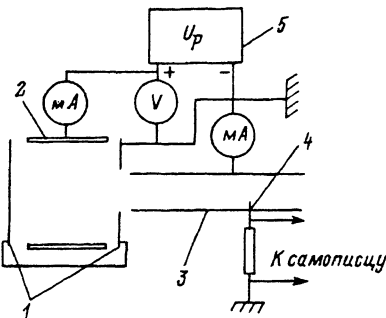


Рис. 2. Аксиальные распределения зондового тока для полостей  $d=6$  (а) и  $4$  мм (б).  
 $I_{к.п.}$ : 1 — 65; 2, 3, 5-7 — 100; 4 — 120 мА; 1-4, 7 — Ar; 5, 6 — He.  $p$ : 1, 2, 4 — 3; 3, 7 — 6; 5 — 4; 6 — 13 Па.

тока, так и давления. При малых токах и (или) низких давлениях, когда протяженность плазмы не достигает 6-7 диаметров полости, максимум в распределении зондового тока не наблюдается, а имеет место монотонный спад  $I_z$ .

При анализе условий горения разряда с полым катодом важное значение имеет правильный учет механизма ионизации газа в полости, а также характера аксиального движения частиц. Наибольшее распространение получили представления об ионизации вторичными и фотоэлектронами, эмиттированными стенками полости [1]. В то же время некоторые авторы [6] указывают на возможность существенного вклада в ионизацию плазменных электронов.

Приняв во внимание оба указанных процесса и учитывая возможность ухода электронов из полости только через входное отверстие, можно записать систему уравнений математической модели.

При этом для упрощения расчетов примем, что цилиндрическая полость радиуса  $R$  имеет бесконечную длину, плазма в ней квазинейтральна и радиально однородна с максвелловским распределением электронов по скоростям. Пристеночный слой считаем бесстолкновительным.

С учетом этих допущений уравнения непрерывности для токов электронов и ионов принимают вид

$$\frac{dI_e}{dx} = -W_{\text{пл}} - W_\gamma - \gamma \cdot j_{ir} \cdot 2\pi r, \quad (1)$$

$$\frac{dI_i}{dx} = W_{\text{пл}} + W_\gamma - j_{ir} \cdot 2\pi r, \quad (2)$$

где  $I_e, I_i$  — аксиальные компоненты электронного и ионного токов соответственно;  $W_{\text{пл}}, W_\gamma$  — выходы ионизации плазменными и вторичными электронами соответственно;  $\gamma$  — коэффициент ионно-электронной эмиссии;  $j_{ir}$  — плотность тока ионов, уходящих из плазмы на стенки полости в радиальном направлении;  $r$  — радиус плазмы на расстоянии  $x$  от входа в полость.

В диффузионно-дрейфовом приближении для  $I_i(x)$  и  $I_e(x)$  можно записать

$$I_i(x) = -e\pi r^2 \left( n\mu_i \frac{d\varphi}{dx} + D_i \frac{dn}{dx} \right), \quad (3)$$

$$I_e(x) = -e\pi r^2 \left( n\mu_e \frac{d\varphi}{dx} - D_e \frac{dn}{dx} \right), \quad (4)$$

где  $n(x), \varphi(x)$  — концентрация и потенциал плазмы на расстоянии  $x$  от входа в полость;  $\mu_e, \mu_i, D_e, D_i$  — подвижности и коэффициенты диффузии электронов и ионов соответственно.

Выражение для  $W_{\text{пл}}$  при использовании линейной аппроксимации сечения ионизации имеет вид

$$W_{\text{пл}} = \frac{e\alpha n}{T} p \sqrt{\frac{8T_e}{\pi k m}} \exp\left(-\frac{e\varphi_i}{kT_e}\right) \left(\varphi_i + \frac{2kT_e}{e}\right) \pi r^2, \quad (5)$$

где  $T_e$  — температура электронов;  $\varphi_i, T$  — потенциал ионизации и температура газа соответственно;  $\alpha$  — коэффициент в линейной аппроксимации сечения ионизации;  $e, m$  — заряд и масса электрона;  $k$  — постоянная Больцмана.

Учитывая возможность многократной ионизации газа  $\gamma$ -электронами при их радиальной осцилляции и одновременном аксиальном движении со скоростью

$$v_e = \mu_e \frac{d\varphi}{dx} - \frac{D_e}{n} \frac{dn}{dx}, \quad (6)$$

для  $W_\gamma$  с достаточной для качественного анализа точностью можно записать

$$W_\gamma = \frac{\gamma \cdot p \cdot \langle \sigma \rangle}{kT_e v_e} \int_x^{x+h} j_{ir}(y) \cdot 2\pi R \sqrt{\frac{2e\varphi(y)}{m}} dy. \quad (7)$$

Здесь  $\langle \sigma \rangle$  — среднее сечение ионизации газа  $\gamma$ -электронами;  $h$  — расстояние, проходимое  $\gamma$ -электронами вдоль полости,

$$h = \frac{\mu_e k T_e}{\langle \sigma \rangle p} \sqrt{\frac{m}{2e\varphi}} \left( \frac{\varphi - \varphi_i}{E_i} \right) \frac{d\varphi}{dx}, \quad (8)$$

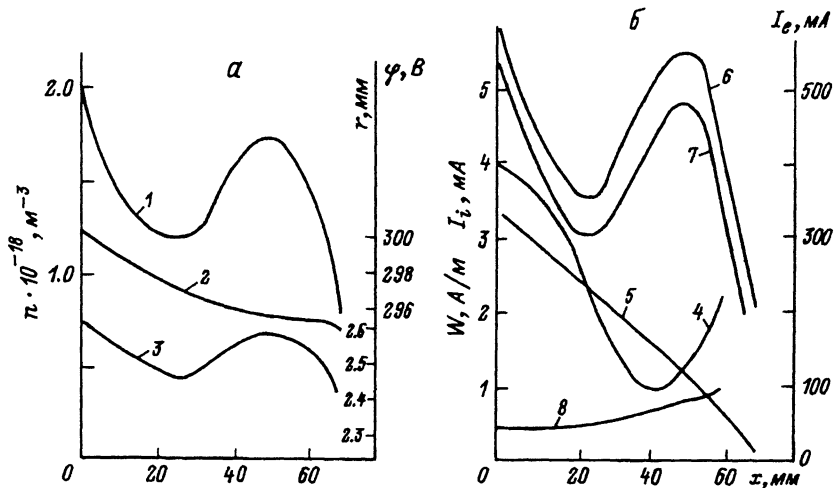


Рис. 3. Расчетные аксиальные распределения параметров плазмы.  
 $I_{к.п} = 300 \text{ mA}$ ;  $\varphi_0 = 300 \text{ В}$ ,  $\kappa = 85$ ,  $R = 3 \text{ мм}$ ,  $p = 5 \text{ Па}$ ; а: 1 —  $n(x)$ ; 2 —  $\varphi(x)$ , 3 —  $r(x)$ ;  
 б: 4 —  $I_i(x)$ , 5 —  $I_e(x)$ , 6 —  $W_y(x) = 2\pi r j_{ir}$ , 7 —  $W_{nl}(x)$ , 8 —  $W_\gamma(x)$ .

где  $E_i$  — энергетическая цена иона.

Выражение (7) получено в предположении, что число актов ионизации, производимых вторичными электронами в слое единичной толщины на глубине  $x$ , определяется временем нахождения электрона в пределах этого слоя и скоростью его радиального перемещения. Вклад в ионизацию на глубине  $x$  вносят  $\gamma$ -электроны, эмиттированные стенками полости в пределах глубины от  $x$  до  $x + h$ .

В качестве недостающего уравнения для определения аксиальных распределений  $n(x)$ ,  $\varphi(x)$  и  $r(x)$  может быть использовано соотношение, устанавливающее равенство эмиссионной способности плазмы по ионам пропускной способности пристеночного слоя,

$$n \cdot r \cdot R \cdot \beta^2(R/r) = A\varphi^{3/2}, \quad (9)$$

где  $\beta^2(R/r)$  — функция Ленгмюра в законе «степени 3/2» для цилиндрического диода,  $A$  — константа.

Граничными условиями, необходимыми для решения системы уравнений (1), (2), (9), служили следующие соотношения:

$$I_i(0) + I_e(0) = I_{к.п}, \quad (10)$$

$$I_e(0) = \kappa I_i(0), \quad (11)$$

$$I_{к.п} = (1 + \gamma) \int_0^l j_{ir} \cdot 2\pi r dx, \quad (12)$$

$$\varphi(0) = \varphi_0, \quad (13)$$

где  $\kappa$  — коэффициент, определяющий соотношение электронного и ионного токов на входе в полость;  $l$  — протяженность области существования плазмы в полости.

Из уравнений (3) и (4) имеем

$$\frac{dn}{dx} = \frac{I_e(x)/\mu_e - I_i(x)/\mu_i}{k\pi r^2(T_e + T_i)}, \quad (14)$$

откуда следует, что характер аксиального распределения концентрации плазмы в полости определяется соотношением приведенных токов  $I_e/\mu_e$  и  $I_i/\mu_i$ . Зависимость  $n(x)$  может иметь вид как нарастающей, так и спадающей кривой, а при выполнении равенства

$$\frac{I_e(x)}{\mu_e} = \frac{I_i(x)}{\mu_i} \quad (15)$$

эта зависимость имеет экстремум. Как следует из (1),  $dI_e/dx < 0$  для всех  $x$ , в то же время уравнение (2) указывает на то, что продольный компонент ионного тока может как нарастать, так и спадать в зависимости от соотношения интенсивностей процессов генерации зарядов в объеме полости и ухода их на стенки. В интересующем нас случае ОРПК на входе в полость  $I_e(0) > I_i(0)$ ,  $I_i(0) > 0$ ,  $I_e(0) > 0$ ,

$$\frac{I_i(0)}{\mu_i} > \frac{I_e(0)}{\mu_e},$$

что обуславливает спад концентрации при малых  $x$ . При условии, что  $|\frac{dI_i}{dx}| > |\frac{dI_e}{dx}|$  на кривой  $n(x)$  возможно появление минимума. Если же по мере продвижения в глубь полости неравенство

$$W_{пл} + W_\gamma < j_{ir} \cdot 2\pi r, \quad (16)$$

имеющее место вблизи входа, сменит знак на противоположный и вновь будет достигнуто равенство приведенных ионного и электронного токов, то на кривой  $n(x)$  должен появиться максимум.

Приведенные соображения получили подтверждение в результате численного решения системы уравнений (1), (2), (9), при котором в качестве внешних параметров использовались  $R$ ,  $p$ ,  $\varphi_0$ ,  $\varphi_i$ ,  $T_e$ ,  $\gamma$ ,  $I_{к.п}$ . На рис. 3 представлены расчетные аксиальные распределения параметров плазмы, а также вклады в ионизацию плазменных и  $\gamma$ -электронов. Совпадение вида расчетных и экспериментальных кривых позволяет предложить механизм возникновения неоднородностей плотности плазмы в полости. Образующееся в проникающей плазме аксиальное электрическое поле, обеспечивающее выход электронов из полости, ослабевает с ростом  $x$ . Это приводит к тому, что время жизни эмиттированных стенками вторичных электронов в глубине полости возрастает, обуславливая увеличение  $W_\gamma$  и соответственно повышение концентрации плазмы. Возникающее возрастание  $n$  усиливается за счет вклада в ионизацию плазменных электронов, так как  $W_{пл}$  прямо пропорционален  $n$ . Таким образом, в глубине полости образуется плазменный „пузырь“. Как видно из рис. 3, без учета вклада в ионизацию вторичных электронов максимум на кривой  $n(x)$  получен быть не может, в то же время, если пренебречь вкладом плазменных электронов, невозможно согласовать с экспериментом координату  $x$  расчетного максимума.

Предлагаемая модель может быть использована для анализа аксиальных распределений параметров плазмы в полости не только в режиме, соответствующем ОРПК. Известно, что полость может быть источником

как электронов, так и ионов. Решение системы (1), (2), (9) в условиях  $I_e(0) > 0$ ,  $I_i(0) < 0$  и  $|I_e(0)| \approx |I_i(0)|$  позволяет получить осевые распределения концентрации и потенциала с максимумом, хорошо согласующиеся с экспериментально наблюдаемыми в работе [5].

В заключение отметим, что в разряде с полым катодом особенности системы инициирования такого разряда могут в значительной степени влиять на распределение параметров плазмы в полости. Учет этих особенностей при анализе может быть реализован соответствующим выбором граничных условий, в частности, во входном отверстии катодной полости.

### Список литературы

- [1] Крейнделъ Ю.Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977.
- [2] Груздев В.А., Осипов И.В., Ремпе Н.Г. // Всесоюз. симпозиум по сильноточной электронике. Томск, 1988. С. 95-97.
- [3] Груздев В.А. // Изв. вузов. Физика. 1970. № 5. С. 136-138.
- [4] Кириченко В.И., Ткаченко В.М., Тютюнник В.Б. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 9. С. 1857-1867.
- [5] Москалев Б.И. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 10. С. 2056-2059.
- [6] Решенов С.П. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 7. С. 1393-1402.

Томский институт автоматизированных систем  
управления и радиоэлектроники

Поступило в Редакцию  
30 июля 1991 г.  
В окончательной редакции  
22 января 1992 г.

01  
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 1, 1993

## РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ПРОВОДНИКА С ПОСТОЯННЫМ ТОКОМ

*В.В.Митянок, Н.А.Поклонский*

Исходя из нерелятивистских представлений установлено [1], что проводник с линейно растущим (или убывающим) во времени замкнутым током является источником электростатического поля. Конечно, время жизни такого источника поля принципиально ограничено.

В рамках специальной теории относительности покажем, что однородный проводник электричества, в котором электроны равномерно движутся относительно положительно заряженного фона, порождает электростатическое поле, существующее сколь угодно долго (пока существует ток).

Рассмотрим проводник в виде отрезка прямой нити (провода) длиной  $L$  и площадью поперечного сечения  $S$ , в котором существует электрический ток

$$\mathbf{I} = -enS\mathbf{v}, \quad (1)$$

где  $-e < 0$  — заряд электрона,  $n$  — средняя объемная концентрация электронов проводимости,  $\mathbf{v}$  — дрейфовая (токовая) скорость.