

ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ В ОТРАЖАТЕЛЬНОМ РАЗРЯДЕ С ПОЛЫМ КАТОДОМ

М.Ю.Крейндель, И.В.Осинов, Н.Г.Ремпе

Генерация плазмы в источниках заряженных частиц с высокой плотностью эмиссионного тока осуществляется в разрядах с неоднородным радиальным распределением концентрации [1]. Такое распределение обеспечивается, например, в разрядах в скрещенных магнитном и электрическом полях. Расчет разрядных систем в скрещенных полях усложняется тем, что вследствие особенностей переноса частиц поперек магнитного поля при определенных условиях в разрядах может развиваться неустойчивость, существенно влияющая на характеристики генераторов плазмы [2,3]. Учет этой неустойчивости в расчетах чаще всего осуществляется путем использования аномальных коэффициентов переноса, определяемых из экспериментов [3].

В настоящей работе рассматривается самосогласованная задача о связи параметров плазмы отражательного разряда с полым катодом [1] с условиями горения разряда: давлением рабочего газа, индукцией магнитного поля, размерами разрядной камеры.

Разряд возбуждается в разрядной камере, состоящей из цилиндрического анода 1 (рис. 1), полого катода 2 и катода-отражателя 3. Необходимое для зажигания и поддержания разряда магнитное поле 0.05–0.1 Тл обеспечивается магнитом 4. Давление рабочего газа (аргона) порядка 0.5–5 Па. В полости в стационарном режиме образуется плотная плазма, параметры которой определяются осциллирующими быстрыми вторичными электронами, отраженными со стенок. Исследования распределения параметров плазмы показали, что концентрация заряженных частиц нарастает к выходному отверстию полости [4], достигая значения концентрации приосевой плазмы в межкатодном зазоре. При этом у выходного отверстия создается электрическое поле со средней напряженностью порядка 10–15 В, обеспечивающее протекание электронного компонента тока полости и препятствующее выходу ионов в межкатодное пространство. Таким образом, катодная полость в разряде может рассматриваться как источник низкоэнергетичных электронов. Ток полости составляет часть разрядного тока I_p и может быть определен как mI_p . В режимах, соответствующих технологическому применению источников, доля тока разряда m , приходящаяся на полость, практически постоянна [5], что позволяет рассматривать процессы в межкатодном пространстве независимо от процессов в полости.

В таком представлении отражательный разряд с полым катодом имеет ряд общих черт с отражательным разрядом с накаливаемым катодом [3], таких как наличие осевого магнитного поля, потока электронов, поступающих в разряд, и системы отражательных электродов, обеспечивающих осцилляцию электронов в разряде. Перенос частиц на анод в этих разрядах при высоком давлении P и малой индукции магнитного поля B обеспечивается преимущественно классическими механизмами, а при низких P и больших магнитных полях значительная доля полного потока

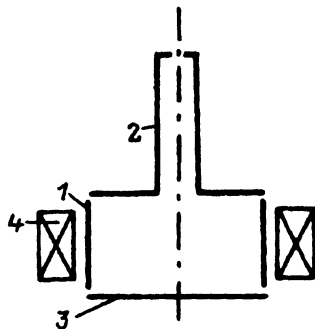


Рис. 1. Электродная схема отражательного разряда с полым катодом.

частиц поперек магнитного поля может переноситься за счет вращательной неустойчивости плазмы.

В рассматриваемых условиях система уравнений, описывающих плазму в межкатодном пространстве отражательного разряда с полым катодом, имеет следующий вид:

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_i = (\beta - \kappa)n + \alpha, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_e = (\beta + \gamma\kappa)n + \alpha + \lambda, \quad (2)$$

$$\mathbf{j}_e = -[b_{e\perp}n\mathbf{E} + D_{e\perp}\nabla n + \omega_e\tau_e(b_{e\perp}n\mathbf{E} + D_{e\perp}\nabla n)], \quad (3)$$

$$\mathbf{j}_i = -[-b_{i\perp}n\mathbf{E} + D_{i\perp}\nabla n + \omega_i\tau_i(b_{i\perp}n\mathbf{E} + D_{i\perp}\nabla n)], \quad (4)$$

где n — концентрация плазмы (считаем, что плазма в разряде квазинейтральна); \mathbf{j} — плотность потоков частиц, индекс e соответствует электронам, а i — ионам; κn — число ионов, уходящих на катоды,

$$\kappa = \frac{1}{L} \left(\frac{2kT_e}{M_i} \right)^{\frac{1}{2}};$$

L — расстояние между катодами; β — число ионизаций, совершаемых γ -электроном в единицу времени; α — число ионизаций, совершаемых выходящими из полости электронами в единицу объема за единицу времени; $\lambda = (mI_p)/(e\pi r_0^2 L)$ — число электронов, приходящих из полости в межкатодное пространство в единицу объема за единицу времени; r_0 — радиус плазмы на выходе из полости.

В уравнениях (3), (4) b_{\perp} и D_{\perp} — классические коэффициенты подвижности и диффузии поперек магнитного поля.

В работе [6] показано, что при наличии вращательной неустойчивости в разряде возникает переменное азимутальное электрическое поле E_{θ} , обуславливающее аномальный перенос частиц поперек магнитного поля на анод. Считая, что разряд однороден вдоль оси, можно записать уравнения для радиальных (с индексом r) и азимутальных (с индексом θ) составляющих потоков частиц

$$j_{er} = - \left(b_{e\perp}nE_r + D_{e\perp} \frac{dn}{dr} + \omega_e\tau_e b_{e\perp}nE_{\theta} \right), \quad (5)$$

$$j_{ir} = b_{i\perp} n E_r - D_{i\perp} \frac{dn}{dr} - \omega_i \tau_i b_{i\perp} n E_\theta, \quad (6)$$

$$j_{e\theta} = - \left[b_{e\perp} n E_\theta + \omega_e \tau_e \left(b_{e\perp} n E_r + D_{e\perp} \frac{dn}{dr} \right) \right], \quad (7)$$

$$j_{i\theta} = b_{i\perp} n E_\theta - \omega_i \tau_i \left(b_{i\perp} n E_r - D_{i\perp} \frac{dn}{dr} \right). \quad (8)$$

Электрическое поле E_θ может быть определено из условия равенства азимутальных скоростей ионов и электронов

$$E_\theta = - \frac{\omega_e \tau_e \left(n b_{e\perp} E_r + D_{e\perp} \frac{dn}{dr} \right) - \omega_i \tau_i \left(n b_{i\perp} E_r - D_{i\perp} \frac{dn}{dr} \right)}{n(b_{e\perp} + b_{i\perp})}. \quad (9)$$

С учетом (9) уравнения (5), (6) приобретают вид

$$j_{er} = - \left(b_e n E_r + D_e \frac{dn}{dr} \right), \quad (10)$$

$$j_{ir} = b_i n E_r - D_i \frac{dn}{dr}, \quad (11)$$

где коэффициенты подвижности и диффузии равны $b = b_\perp + b_{ан}$, $D = D_\perp + D_{ан}$, т.е. складываются из классической и аномальной составляющих

$$b_{eан} = \xi \frac{(\omega_e \tau_e)^2 b_{e\perp}^2 - \omega_e \tau_e \omega_i \tau_i b_{i\perp} b_{e\perp}}{b_{e\perp} + b_{i\perp}}, \quad (12)$$

$$b_{iан} = \xi \frac{(\omega_i \tau_i)^2 b_{i\perp}^2 - \omega_e \tau_e \omega_i \tau_i b_{i\perp} b_{e\perp}}{b_{e\perp} + b_i}, \quad (13)$$

$$D_{eан} = \xi \frac{(\omega_e \tau_e)^2 b_{e\perp} D_{e\perp} - \omega_e \tau_e \omega_i \tau_i b_{e\perp} D_{i\perp}}{b_{e\perp} + b_{i\perp}}, \quad (14)$$

$$D_{iан} = \xi \frac{\omega_e \tau_e \omega_i \tau_i b_{i\perp} D_{e\perp} - (\omega_i \tau_i)^2 b_{i\perp} D_{i\perp}}{b_{e\perp} + b_{i\perp}}, \quad (15)$$

где ξ — коэффициент, учитывающий размер вращающейся неоднородности плазмы.

Система уравнений (1), (2), (10), (11) решалась численно на ЭВМ. В расчетах диаметр анода задавался равным 14 мм, расстояние между катодами 10 мм, диаметр полости 4 мм, ток разряда 0,1 А, доля тока полости 0.6. Средний размер вращающейся области плазмы с повышенной концентрацией принимался равным 1 рад, при этом $\xi = 1/(2\pi)$.

Радиальные распределения концентрации плазмы в межкатодном пространстве разряда показаны на рис. 2, а, б. Увеличение индукции магнитного поля или уменьшение давления приводит к обострению распределения и росту концентрации на оси, что связано с уменьшением подвижности и коэффициента диффузии электронов, приводящим к накоплению

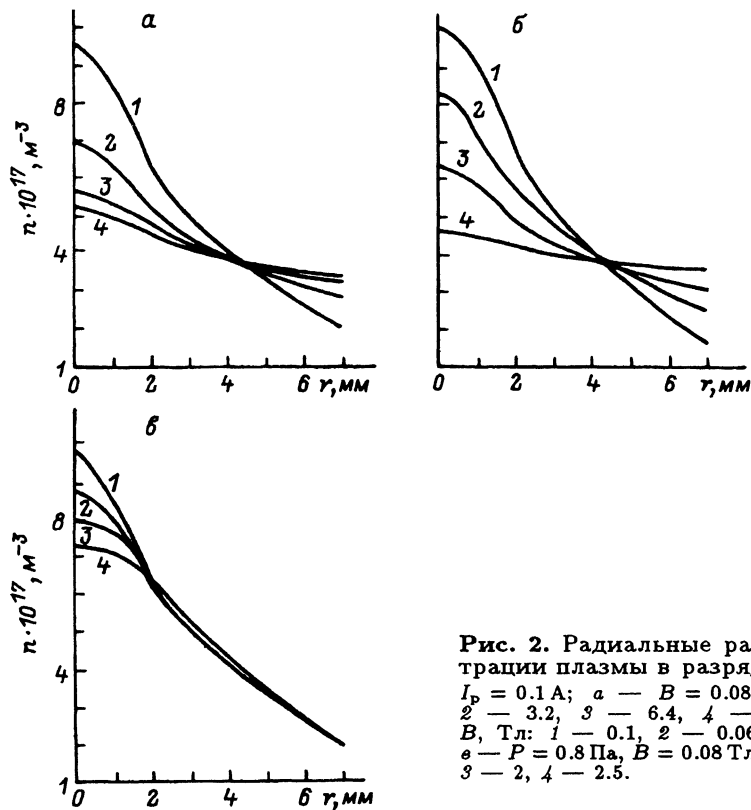


Рис. 2. Радиальные распределения концентрации плазмы в разряде.

$I_p = 0.1$ А; а — $B = 0.08$ Тл; P , Па: 1 — 0.8, 2 — 3.2, 3 — 6.4, 4 — 16; б — $P = 0.8$ Па; B , Тл: 1 — 0.1, 2 — 0.06, 3 — 0.04, 4 — 0.02; в — $P = 0.8$ Па, $B = 0.08$ Тл; r_0 , мм: 1 — 1, 2 — 1.5, 3 — 2, 4 — 2.5.

электронов на оси. Экспериментальные исследования зависимости концентрации приосевой плазмы от давления и магнитного поля свидетельствуют о качественном согласии результатов расчета с экспериментом.

Существенное влияние на распределение концентрации плазмы оказывает величина радиуса выходного отверстия полости (рис. 2, в). Увеличение концентрации и неоднородности распределения приосевой плазмы с уменьшением r_0 при постоянном mI_p обусловлено повышением плотности потока электронов, поступающих из полости в межкатодное пространство.

Сравнение эмиссионных характеристик источников электронов на основе отражательного разряда с полым катодом с отверстиями в полости диаметром 2 и 4 мм показало, что уменьшением размера выходного отверстия полости можно увеличить эффективность (отношение тока эмиссии к току разряда) источника в 1.3–1.5 раз. Дальнейшее уменьшение диаметра отверстия в полости нецелесообразно из-за повышения напряжения горения разряда и увеличения стартового тока зажигания полости.

Анализ влияния радиуса анода и расстояния между катодами показал, что увеличение этих величин приводит к снижению концентрации плазмы на оси, что соответствует эксперименту.

Подставляя полученные в расчете результаты в выражения для азимутального поля (9) и плотности азимутального потока (7), можно по-

лучить зависимость частоты вращения плазменной неоднородности от магнитного поля и давления газа. Из расчетов следует, что частота вращения увеличивается с ростом магнитного поля. Этот результат не является очевидным, так как скорость азимутального дрейфа уменьшается с увеличением магнитного поля, а рост частоты вращения получается только в результате решения самосогласованной задачи и объясняется опережающим ростом напряженности радиальной электрической поля по сравнению с магнитным. С увеличением давления газа частота вращения уменьшается. Диапазон изменения частот (60–200 кГц) и характер зависимости частоты от давления и магнитного поля совпадают с экспериментальными данными.

Таким образом, разработанная методика расчета позволяет определить связь параметров плазмы отражательного разряда с полым катодом с условиями горения разряда и геометрическими размерами разрядной камеры. Удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных результатов свидетельствует о соответствии физических представлений реальным процессам в разряде.

Выполненные расчеты могут быть использованы для оптимизации геометрических размеров электродов разрядной камеры и выбора режимов работы, обеспечивающих получение наибольшей осевой концентрации плазмы. Кроме того, расчеты могут стать основой для анализа эмиссионных свойств плазмы при наличии вращательной неустойчивости, а также определения условий и механизма эффективного переключения электронного тока на коллектор в эмиттере на основе отражательного разряда с полым катодом.

Список литературы

- [1] Завьялов М.А., Крейнделъ Ю.Е., Новиков А.А., Шантурин Л.П. // Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989.
- [2] Груздев В.А. // Изв. вузов. Физика. 1970. № 5. С. 136–138.
- [3] Габович М.Д., Наумовец В.Г., Романюк Л.И., Слободян В.М. // УФЖ. 1970. Т. 15. № 4. С. 543–550.
- [4] Груздев В.А., Осипов И.В., Ремпе Н.Г. // Плазменная эмиссионная электроника. Сб. тр. I Всесоюз. совещания по плазменной эмиссионной электронике. Улан-Удэ, 1991. С. 36–39.
- [5] Бурдовицын В.А., Репин М.Ф. // Изв. вузов. Физика. 1990. № 4. С. 64–67.
- [6] Романюк Л.И., Слободян В.М. // УФЖ. 1973. Т. 18. № 3. С. 456–461.

Томский институт автоматизированных систем
управления и радиоэлектроники

Поступило в Редакцию
25 ноября 1991 г.