

DOI: 10.18721/JPM.14109  
УДК 533.9.01

## ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД СРЕДНЕГО И НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В ЗАЗОРЕ МЕЖДУ ДВУМЯ ЭКСЦЕНТРИЧНЫМИ ТРУБКАМИ

**А.П. Головицкий, Д.Г. Коренюгин**

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,  
Санкт-Петербург, Российская Федерация

Рассмотрен положительный столб тлеющего разряда низкого и среднего давления в диффузионном режиме, в зазоре между двумя цилиндрическими диэлектрическими стенками с несопадающими параллельными осями, причем ток разряда направлен вдоль этих осей. Показано, что электронная температура плазмы такого разряда выше, чем в традиционной цилиндрической геометрии при равных внешних радиусах плазмы, но пространственное распределение плотности плазмы в поперечном сечении разряда может приобретать сильную азимутальную неоднородность.

**Ключевые слова:** тлеющий разряд, положительный столб, эксцентричная геометрия, электронная температура

**Ссылка при цитировании:** Головицкий А.П., Коренюгин Д.Г. Тлеющий разряд среднего и низкого давления в зазоре между двумя эксцентричными трубками // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2021. Т. 14. № 1. С. 128–137. DOI: 10.18721/JPM.14109

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

## MODERATE AND LOW PRESSURE GLOW DISCHARGE IN THE GAP BETWEEN TWO ECCENTRIC TUBES

**A.P. Golovitskii, D.G. Korenyugin**

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University,  
St. Petersburg, Russian Federation

The positive column of a low and moderate pressure glow discharge located between two dielectric cylindrical walls with noncoincident parallel axes has been considered, the discharge current being aligned along the axes. The electron temperature of such discharge plasma was shown to be higher than the one of traditional cylindrical geometry when the outer plasma radii being equal; but the spatial distribution of plasma density in the discharge cross-section can acquire the strong inhomogeneity in the azimuthal direction.

**Keywords:** glow discharge, positive column, eccentric geometry, electron temperature

**Citation:** Golovitskii A.P., Korenyugin D.G., Moderate and low pressure glow discharge in the gap between two eccentric tubes, St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics. 14 (1) (2021) 128–137. DOI: 10.18721/JPM.14109

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

## Введение

В работах [1, 2] теоретически изучалась плазма положительного столба тлеющего разряда низкого и среднего давления, когда разряд локализован в зазоре между двумя коаксиально расположенными цилиндрическими диэлектрическими трубками, при этом продольное поле  $E_z$  и ток разряда были направлены вдоль общей оси трубок. Авторами было показано, что в такой геометрии разряда имеет место существенное увеличение температуры электронов  $T_e$ , по сравнению со случаем цилиндрической геометрии, даже при малом (0,1 и менее) отношении радиуса внутренней стенки к радиусу внешней — ввиду наличия дополнительного канала потерь электронов: их ухода на внутреннюю стенку. Такой результат важен, в частности, для конструирования газоразрядных источников видимого и ультрафиолетового излучений, так как он открывает возможность повышения удельной мощности излучения и его коэффициента полезного действия без заметного снижения объема разряда — только за счет перехода от традиционной цилиндрической к коаксиальной геометрии разряда. Последнее позволяет дать физическое объяснение экспериментальным результатам, полученным в работах [3 – 7].

Результаты работ [1, 2] получены в допущении строго коаксиального, концентричного расположения трубок. Однако такой идеальный случай нелегко реализовать на практике. Погрешности изготовления часто приводят к несоосности, эксцентricности внутренней и внешней трубок, т. е. к нарушению центральной симметрии как поперечного сечения прибора, так и профилей концентраций заряженных частиц.

Данная работа ставила целью выяснить, как количественно влияет эксцентricность сечения разрядного канала на пространственные распределения концентрации электронов плазмы  $n$  и на электронную температуру  $T_e$ .

В настоящей статье мы ограничимся рассмотрением простого случая плазмы положительного столба тлеющего электрополо-

жительного разряда в диффузионном режиме при низком и среднем давлении: когда длина температуропроводности электронов больше внешнего радиуса плазмы, а электронная температура  $T_e$  постоянна по сечению прибора. Считаем, что основным механизмом рождения заряженных частиц выступает прямая ионизация электронным ударом, а гибели — амбиполярная диффузия к стенкам.

## Методика расчета

На рис. 1 изображено поперечное сечение разрядного канала в эксцентricной геометрии. Начало координат (точка  $O$ ) выбрано в центре внутреннего круга радиусом  $R_1$ . Центр внешней окружности радиусом  $R$  (точка  $O_R$ ) смещен влево от начала координат на расстояние  $d$ . Угол  $\varphi$  отсчитывается от оси  $x$ . Плазма разряда расположена между окружностями. Ток разряда считается направленным перпендикулярно плоскости  $xu$ .

Уравнение для пространственного распределения концентрации электронов положительного столба при вышеназванных условиях имеет следующий вид [8]:

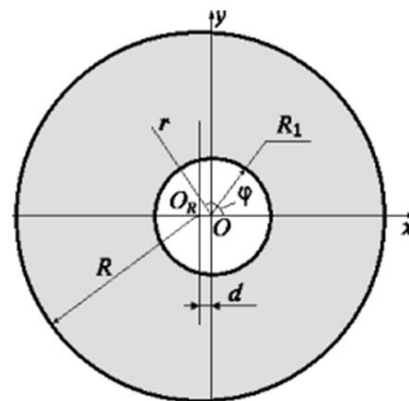


Рис. 1. Поперечное сечение разрядного канала (затумбованная область) в эксцентricной геометрии:

$x, y$  и  $r, \varphi$  — декартова и цилиндрическая системы координат;  $d$  — эксцентricитет внешней окружности относительно внутренней (их радиусы равны  $R$  и  $R_1$  соответственно)

$$D_A \Delta n + v_i n = 0,$$

где  $v_i$ , Гц, – частота ионизации;  $D_A$ , см<sup>2</sup>/с, – коэффициент амбиполярной диффузии; ввиду принятого постоянства  $T_e$  величины  $v_i$  и  $D_A$  не зависят от координат.

Используя приведенную координату  $X = r/R$  и обозначая  $\xi = R\sqrt{v_i/D_A}$ , получим:

$$\frac{\partial^2 n}{\partial X^2} + \frac{1}{X} \frac{\partial n}{\partial X} + \frac{1}{X^2} \frac{\partial^2 n}{\partial \varphi^2} + \xi^2 n = 0. \quad (1)$$

Решение уравнения (1) ищем в виде произведения двух функций:

$$n = P(r)\Phi(\varphi).$$

Тогда уравнение (1) принимает вид

$$\frac{X^2 P''}{P} + \frac{X P'}{P} + \xi^2 X^2 = -\frac{\Phi''}{\Phi} = k^2,$$

где  $k$  – постоянное число.

Следовательно,  $\Phi'' = -k^2 \Phi$ , или

$$\Phi(\varphi) = C_1^{(k)} \cos(k\varphi) + C_2^{(k)} \sin(k\varphi). \quad (2)$$

По физическому смыслу,  $\Phi(\varphi)$  – четная по  $\varphi$  функция с периодом  $2\pi$ . Поэтому  $k$  может принимать только целые значения:  $k = 0, 1, 2, \dots$ , а  $C_2^{(k)} = 0 \forall k$ .

Функция  $P(r)$  следует выражению

$$P(r) = B_{k1} J_k(\xi X) + B_{k2} N_k(\xi X), \quad (3)$$

где  $J_k(x)$ ,  $N_k(x)$  – функции Бесселя и Неймана  $k$ -го порядка.

В итоге для общего решения уравнения (1) получим в поперечном сечении разряда выражение

$$n(X, \varphi) = \sum_{k=0}^{\infty} \{C_k \cos(k\varphi) \times [J_k(\xi X) + B_k N_k(\xi X)]\}, \quad (4)$$

где вследствие однородности уравнения (1) положено  $B_{k1} = 1$ ,  $B_{k2} \equiv B_k$ .

Граничные условия на внутренней окружности – нулевые:

$$n(\rho, \varphi) = 0 \quad \forall \varphi, \quad (5)$$

где  $\rho$  – приведенный радиус внутренней стенки ( $\rho = R_1/R$ ); на внешней стенке граничные условия – тоже нулевые:

$$n(X_R, \varphi_R) = 0 \quad \forall \varphi_R \in [0, 2\pi), \quad (6)$$

где  $X_R$  – приведенная радиальная координата точки внешней окружности, видимой из начала координат под углом  $\varphi_R$ .

Величины  $X_R$  и  $\varphi_R$  связаны соотношением (см. рис. 1):

$$X_R^2 + a^2 - 2X_R a \cos(\pi - \varphi_R) = 1,$$

где  $a = d/R$ , или

$$X_R = \sqrt{1 - a^2 \sin^2 \varphi_R} - a \cos \varphi_R. \quad (7)$$

Угол  $\varphi_R$ , как и  $\varphi$ , отсчитывается от оси  $x$  против часовой стрелки, а его вершина лежит в начале координат.

Из выражений (4) и (5) следует, что

$$B_k = -\frac{J_k(\xi \rho)}{N_k(\xi \rho)} \quad \forall k \in [0, 1, 2, \dots, \infty).$$

Тогда

$$n(X, \varphi) = \sum_{k=0}^{\infty} C_k \cos(k\varphi) \Omega_k(\xi, X), \quad (8)$$

где введено обозначение

$$\Omega_k(\xi, X) = J_k(\xi X) - \frac{J_k(\xi \rho)}{N_k(\xi \rho)} N_k(\xi X).$$

Из граничных условий (6) следует, что

$$\sum_{k=0}^{\infty} C_k \cos(k\varphi_R) \Omega_k(\xi, X_R) = 0, \quad (9)$$



где величины  $\varphi_R$  и  $X_R$  связаны соотношением (7).

Выражение (8), при условии нахождения коэффициентов  $C_k$  и собственных чисел (СЧ)  $\xi$  из формулы (9), представляет собой точное решение задачи (1) для эксцентричного случая. Но если задавать удовлетворение граничных условий (6) во всех точках внешней окружности, то для нахождения коэффициентов  $C_k$  потребуются решать систему линейных алгебраических уравнений (9) неограниченного размера.

Но отметим, что при  $a \rightarrow 0$ , когда и величина межстеночного зазора, и решение (8) перестают зависеть от угла  $\varphi$ , в суммах (8) и (9) остается лишь один член при  $k = 0$ . При этом равенство (9) переходит в трансцендентное уравнение относительно СЧ  $\xi$  для чисто коаксиального случая:

$$\begin{aligned} \Omega_0(\xi, 1) = J_0(\xi) - \\ - \frac{J_0(\xi\rho)}{N_0(\xi\rho)} N_0(\xi) = 0, \end{aligned} \quad (9a)$$

а выражение (8) – в уравнение вида

$$n(X, \varphi) \propto \Omega_0(\xi, X). \quad (9b)$$

Поэтому целесообразно допустить, что при небольшом отклонении эксцентричного случая от коаксиального, т. е. при малых, но конечных значениях  $a$  (при  $a \ll 1$ ), можно для приближенного решения задачи (1) ограничиться конечным числом членов  $M$  в суммах (8) и (9)<sup>1</sup>:

$$n(X, \varphi) \approx \sum_{k=0}^{M-1} C_k \cos(k\varphi) \Omega_k(\xi, X), \quad (10)$$

$$\sum_{k=0}^{M-1} C_k \cos(k\varphi_R) \Omega_k(\xi, X_R) = 0. \quad (11)$$

Далее, пусть  $M$  лучей исходят из начала координат  $O$  под углами

$$\varphi_j = \pi j / (M - 1), \quad j = 0, 1, \dots, (M - 1)$$

и делят верхнюю полуокружность внутреннего круга  $X = \rho$  на  $(M - 1)$  одинаковых секторов. Наружную верхнюю полуокружность эти лучи пересекут в точках с приведенной радиальной координатой (см. выражение (7)):

$$\begin{aligned} X_j = \sqrt{1 - a^2 \sin^2 \left( \frac{\pi j}{M - 1} \right)} - \\ - a \cos \left( \frac{\pi j}{M - 1} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

включая точки на оси  $X$  при  $\varphi = 0, \pi$ .

При поиске приближенного решения потребуем выполнения нулевых граничных условий (6) не во всех точках внешней полуокружности, а только в  $M$  ее верхних точках  $\{X_j, \varphi_j\}$ . Поскольку в симметрично расположенных нижних точках указанные граничные условия при этом выполняются автоматически, то на всей внешней окружности нулевые граничные условия выполняются в итоге в  $(2M - 2)$  точках. Тогда выражение (11) перейдет в следующее:

$$\begin{aligned} \sum_{k=0}^{M-1} C_k \cos(k\varphi_j) \Omega_k(\xi, X_j) = 0; \\ j = 0, 1, \dots, M - 1, \end{aligned} \quad (13)$$

которое представляет собой однородную систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) с квадратной матрицей  $M \times M$  относительно конечного числа  $M$  коэффициентов  $C_k$ .

Условием нетривиальности решения системы (13) является равенство нулю ее детерминанта. Отсюда можно найти приближенные значения первых  $M$  собственных чисел задачи (1). Так как между окружностями (т. е. в области, занимаемой плазмой разряда) функция  $n(X, \varphi)$ , описывающая концентрацию, нигде не должна становиться меньше нуля, физический смысл будет иметь лишь собственная функция, соответствующая наименьшему СЧ. Именно оно в дальней-

<sup>1</sup> В дальнейших расчетах правомочность этого допущения подтвердится.

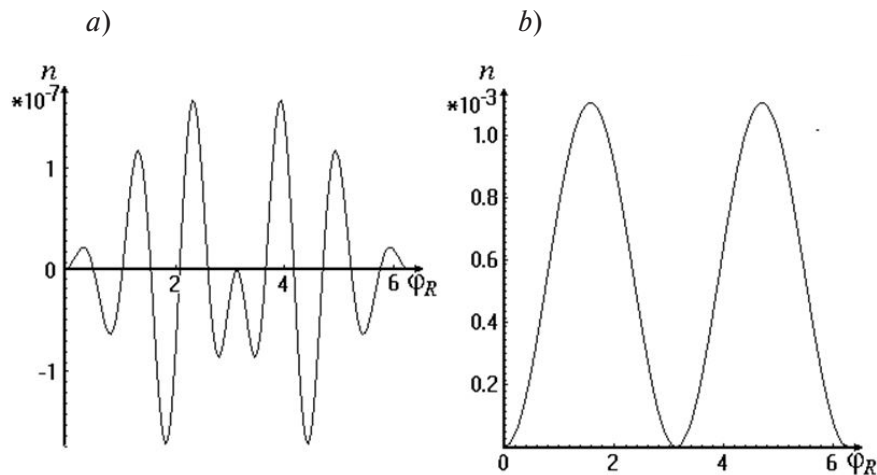


Рис. 2. Выполнение граничных условий (9) на наружной окружности при их точном задании в  $(2M - 2)$  точках границы; представлены случаи  $M = 7$  (a) и 2 (b); функция  $n(X, \varphi)$  в максимуме положена равной 1

шем подставляется в равенство (13).

Ввиду однородности уравнения (1) его решение можно вычислить лишь с точностью до постоянного множителя. Поэтому коэффициенты  $C_k$  можно искать в относительных единицах, положив, например,  $C_0 = 1$ . Затем столбец матрицы СЛАУ (13), который содержит  $C_0 = 1$ , переносится в правую часть СЛАУ. Таким образом, система (13) будет преобразована из однородной в неоднородную, но переопределенную СЛАУ, содержащую  $M$  уравнений и  $(M - 1)$  неизвестных коэффициентов  $C_1, C_2, \dots, C_{M-1}$ , численные значения которых можно вычислить по методу наименьших квадратов.

Расчет показал, что величины коэффициентов  $C_k$  быстро убывают с ростом  $k$ , так что при  $a \leq 0,2$  и  $\rho \leq 0,5$  подтверждается правомочность допущения о том, что конечность числа членов (10) и (11) не вносит заметной погрешности в решение  $n(X, \varphi)$ . Графики выполнения граничных условий (9) для семи и двух точек верхней полуокружности и, соответственно, для семи и двух членов суммы (10) показаны на рис. 2. Видно, что несмотря

на малое число точек, граничные условия (9) выполняются удовлетворительно на всей внешней границе: разница в самих решениях  $n(X, \varphi)$  для семи и двух членов (10) оказывается практически несущественной, а в собственных числах – в третьем знаке.

После вычисления коэффициентов  $C_1, C_2, \dots, C_{M-1}$  переменная  $n(X, \varphi)$  нормируется на единицу в максимуме, и при этом величины  $C_0, C_1, \dots, C_{M-1}$  пересчитываются еще раз.

### Расчетные результаты

Примеры решений по описанной процедуре показаны на рис. 3.

Необходимо отметить большую чувствительность формы  $n(X, \varphi)$  к эксцентricности: заметная неоднородность  $n(X, \varphi)$  от угла возникает уже при небольших значениях  $a$  (см. рис. 3). Чем больше значение  $\rho$ , тем при равных величинах  $a$  эта неоднородность сильнее. Количественно ее можно охарактеризовать отношением минимального к максимальному значению функции  $n(X, \varphi)$  на «гребне» (см. рис. 3). График этого отношения  $h_2/h_1$  показан на рис. 4, a.

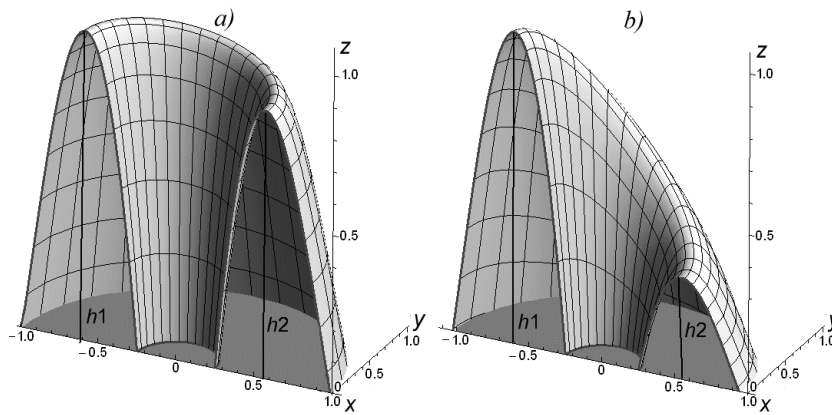


Рис. 3. 3D-распределения функции  $n(X, \varphi)$  в верхней полуокружности, т. е. при  $y \geq 0$  (см. рис. 1) для значений эксцентриситета  $a = 0,01$  (a) и  $0,04$  (b); приведенный радиус внутренней стенки  $\rho = 0,25$

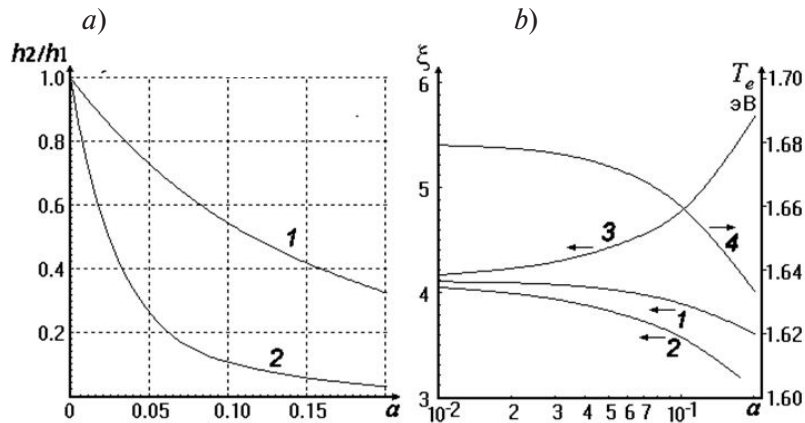


Рис. 4. Зависимости отношения  $h2/h1$  (a), а также СЧ  $\xi$  и электронной температуры плазмы  $T_e$  (b) от эксцентриситета  $a$  газоразрядной трубки.

Отношение  $h2/h1$  (см. рис. 3) показывает неоднородность  $n(X, \varphi)$  при  $\rho = 0,05$  (1) и  $0,25$  (2). Приведены также графики СЧ для эксцентричного (1) и коаксиальных (2, 3) случаев с зазорами  $1 - \rho + a$  (2) и  $1 - \rho - a$  (3); величина  $T_e$  (4) рассчитана для плазмы Ag при давлении 1 Торр и  $R = 1$  см для эксцентричного случая

### Обсуждение результатов

В коаксиальном режиме ширина межстеночного зазора  $b = 1 - \rho$  постоянна и не зависит от угла  $\varphi$ . Ввиду центральной симметрии, в коаксиальном режиме нет иного направления диффузионного потока, ортогонального току, помимо радиального.

Величина СЧ  $\xi = R\sqrt{v_i/D_A}$  определяет величину температуры  $T_e$ , которая в рассматриваемом случае пониженного давления газа является постоянной по всему поперечному сечению положительного столба и со-

ответствует равенству скоростей рождения электронов путем прямой ионизации в объеме и их гибели из-за амбиполярного диффузионного ухода на стенки в радиальном направлении [9, 10]. Само значение  $T_e$  как для коаксиальной, так и для эксцентричной геометрии разряда можно, зная величину СЧ  $\xi$ , определить из следующего выражения:

$$\xi = 8191 C_p R \sqrt{1 + \frac{1}{2} \frac{W_i}{T_e}} \sqrt{\frac{T_e}{W_i}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{W_i}{T_e}\right),$$

где  $W_i$ , эВ, – потенциал ионизации атома газа;  $p$ , Торр, – давление газа;  $R$ , см, – радиус внешней стенки;  $C$  – константа, значения которой протабулированы в работах [9, 10] для различных газов.

Приведенное выражение выведено в данной статье из соотношения, полученного в работах [9, 10] и связывающего величину  $T_e$  с радиусом трубки и сортом газа для цилиндрической геометрии положительного столба тлеющего разряда в диффузионном режиме.

Для эксцентричного случая в рассматриваемых условиях положительного столба величина  $T_e$  при незначительном эксцентриситете мало отличается от идеального коаксиального случая. Пример зависимости  $T_e$  от  $a$  для разряда в аргоне при  $p = 1$  Торр,  $R = 1,00$  см и  $R_1 = 0,25$  см показан на рис. 4, *b* (кривая 4). Значение  $T_e$  лишь незначительно убывает от 1,68 эВ при  $a = 0$  (коаксиальная геометрия) до 1,63 эВ при  $a = 0,2$  (эксцентриситет). Заметим, что для цилиндрической геометрии, при тех же условиях, значение  $T_e$  составило бы всего 1,51 эВ.

Величина  $T_e$  и в эксцентричном разряде остается постоянной в объеме положительного столба, а значит, скорость ионизации постоянна по всему объему. Однако ширина межстеночного зазора  $b$  при  $a > 0$  с изменением угла  $\varphi$  не сохраняется постоянной. Она меняется от  $b_{\min} = 1 - \rho - a$  при  $\varphi = 0$  до  $b_{\max} = 1 - \rho + a$  при  $\varphi = \pi$  (см. рис. 1), поэтому скорость радиального диффузионного устранения зависит от угла  $\varphi$ : она максимальна в области  $b_{\min}$  и минимальна в области  $b_{\max}$ . Расчеты показывают, что величина СЧ  $\xi$  при  $a > 0$  (см. рис. 4, *b*, кривая 1) принимает промежуточное значение между таковыми для двух контрольных коаксиальных случаев: с зазорами, равными  $b_{\max}$  и  $b_{\min}$  (кривые 2 и 3 соответственно). Это означает, что для эксцентричного случая в окрестности угла  $\varphi \approx 0$  (где зазор самый узкий) скорость ионизации оказывается недостаточной для компенсации радиального диффузионного ухода частиц к стенкам, а в области  $\varphi \approx \pi$  (широкий зазор) – избыточной.

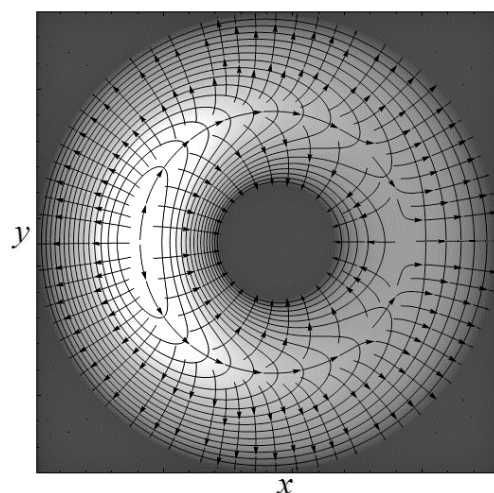


Рис. 5. Пространственное распределение  $n(X, \varphi)$  (выражено яркостью и изолиниями), а также направления потоков электронов в поперечном сечении плазмы (линии со стрелками) в эксцентричной геометрии разряда для  $\rho = 0,25$  и  $a = 0,04$ . «Компенсационный» поток течет в азимутальном направлении по гребню распределения  $n(X, \varphi)$

Такой результат должен привести к следующим эффектам:

во-первых, вызвать рост электронной (и ионной) концентрации и ее градиента в области широкого зазора, а в области узкого – уменьшение названных параметров, по сравнению с коаксиальным случаем  $a = 0$ , т. е. привести к азимутально неоднородному распределению  $n(X, \varphi)$  (см. рис. 3);

во-вторых, при таком распределении концентрации имеет место ее азимутальный градиент  $\text{grad}_\varphi [n(X, \varphi)]$  и соответствующий ему диффузионный поток электронов в азимутальном направлении, «перекачивающий» их из широкого зазора в узкий по обе стороны от внутренней стенки (рис. 5). Этот поток скомпенсирует избыточную генерацию электронов в широком зазоре, а также избыточность диффузионного устранения на стенки в узком зазоре; тем самым баланс заряженных частиц сойдется всюду. Но неоднородность распределения  $n(X, \varphi)$  от угла  $\varphi$  при этом все же останется, так как названный поток, компенсирующий дисбаланс



скоростей рождения и радиальной гибели заряженных частиц в разных областях поперечного сечения положительного столба, может протекать только при наличии азимутального градиента концентраций. Добавим, что наличие градиента концентрации электронов, направленного в среднем от узкого зазора к широкому вызовет появление постоянного электрического поля, направленного в среднем вдоль оси  $x$ . Это поле должно замедлить описанную диффузию электронов в азимутальном направлении до амбиполярной.

### Заключение

Таким образом, отсутствие центральной симметрии пространственного распределе-

ния концентрации плазмы положительного столба в эксцентричной геометрии разряда можно считать характерным свойством плазмы в данной геометрии, фактически ответственным за соблюдение баланса заряженных частиц плазмы во всем предоставленном ей объеме. На саму величину температуры  $T_e$  незначительный эксцентриситет влияет мало. Однако для сохранения приемлемой азимутальной однородности разряда при переходе от цилиндрической к коаксиальной геометрии, необходимо обеспечить хорошую точность изготовления газоразрядного прибора: не следует допускать, чтобы расстояние между осями внутренней и внешней цилиндрических стенок превышало бы 1 – 2% от ширины межстеночного зазора.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Головицкий А.П. Коаксиальный (трубчатый) тлеющий разряд в электроотрицательных газах // Журнал технической физики. 2016. Т. 86. № 7. С. 38–45.
2. Головицкий А.П., Ремига О.А. Сравнение способности испускания оптического излучения электроотрицательного тлеющего разряда в цилиндрической и коаксиальной геометрии // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2019. Т. 12. № 3. С. 101–109.
3. Панченко А.Н., Скакун В.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Ломаев М.И. Мощные коаксиальные эксилампы со средней мощностью более 100 Вт // Письма в Журнал технической физики. 1995. Т. 21. Вып. 20. С. 77–80.
4. Lomaev M.I., Panchenko A.N., Skakun V.S., Sosnin E.A., Tarasenko V.F., Adamson M.G., Myers B.R., Wanga F.T. Exilamps producing up to 130 W of output power and possibility of its applications // Laser and Particle Beams. 1997. Vol. 15. No. 2. Pp. 339–345.
5. Panchenko A.N., Sosnin E.A., Tarasenko V.F. Improvement of output parameters of glow discharge UV exilamps // Optics Communications. 1999. Vol. 161. No. 4–6. Pp. 249–252.
6. Головицкий А.П. Индуктивный высокочастотный разряд низкого давления в смеси инертных газов и галогенов для экономичных безртутных люминесцентных источников света // Письма в Журнал технической физики. 1998. Т. 24. Вып. 6. С. 63–67.
7. Golovitskii A., Pelli A. Specific power of ultraviolet radiation from rf middle pressure discharge in a mixture of inert gas and chlorine // Proceedings of the 9<sup>th</sup> International Conference on Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-9). Minsk, Belarus, Sept. 17 – 21, 2018. Pp. 61–64.
8. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
9. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. Под ред. Л.А. Сены и В.Е. Голанта. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1971. 544 с.
10. Von Engel A., Steenbeck M. Elektrische Gasentladungen: ihre Physik und Technik. Berlin: Verlag von Julius Springer, 1934. 352 S.

*Статья поступила в редакцию 29.10.2020, принята к публикации 02.11.2020.*



## СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

**ГОЛОВИЦКИЙ Александр Петрович** – доктор физико-математических наук, профессор Высшей инженерно-физической школы Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
alexandergolovitski@yahoo.com

**КОРЕНЮГИН Дмитрий Геннадиевич** – старший преподаватель Высшей инженерно-физической школы Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
polarisdk@mail.ru

## REFERENCES

1. **Golovitskii A.P.**, Coaxial (tubular) glow discharge in electronegative gases, *Technical Physics*. 61 (7) (2016) 995–1003.
2. **Golovitskii A.P., Remiga O.A.**, The electronegative glow discharge in the cylindrical and coaxial geometry: the comparison of optical radiation emission ability, *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics*. 12 (3) (2019) 92–100.
3. **Panchenko A.N., Skakun V.S., Sosnin E.A., et al.**, High-power coaxial excilamps with an average power of over 100 Watts, *Tech. Phys. Lett.* 21 (10) (1995) 851–852.
4. **Lomaev M.I., Panchenko A.N., Skakun V.S. et al.**, Excilamps producing up to 130 W of output power and possibility of its applications, *Laser and Particle Beams*. 15 (2) (1997) 339–345.
5. **Panchenko A.N., Sosnin E.A., Tarasenko V.F.**, Improvement of output parameters of glow discharge UV excilamps, *Optics Communications*. 161 (4–6) (1999) 249–252.
6. **Golovitskii A.P.**, Low-pressure inductive rf discharge in a rare gas-halogen mixture for economical mercury-free luminescence light sources, *Tech. Phys. Lett.* 24 (6) (1998) 233–234.
7. **Golovitskii A., Pelli A.**, Specific power of ultraviolet radiation from rf middle pressure discharge in a mixture of inert gas and chlorine, *Proceedings of the 9<sup>th</sup> International Conference on Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-9)*, Minsk, Belarus, Sept. 17 – 21 (2018) 61–64.
8. **Golant V.E., Zhilinskii A.P., Sakharov I.E.**, *Fundamentals of plasma physics*, John Wiley & Sons, New York, 1980.
9. **Granovskii V.L.**, *Elektricheskiy tok v gaze. Ustanovivshiysya tok [Flow of electricity in the gas. The steady-state current]*, Edited by L.A. Sena, V.E. Golant, Nauka, Moscow, 1971 (in Russian).
10. **Von Engel A., Steenbeck M.**, *Elektrische Gasentladungen: ihre Physik und Technik*, Verlag von Julius Springer, Berlin, 1934.

*Received 29.10.2020, accepted 02.11.2020.*

## THE AUTHORS

**GOLOVITSKII Alexander P.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation  
alexandergolovitski@yahoo.com



**KORENYUGIN Dmitry G.**

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation

polarisdk@mail.ru