

DOI: 10.18721/JPM.12308
УДК 533.9.01

СРАВНЕНИЕ СПОСОБНОСТИ ИСПУСКАНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ И КООКСИАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ

А.П. Головицкий, О.А. Ремига

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

Для положительного столба электроотрицательного тлеющего разряда среднего давления в смеси хлора с инертным газом теоретически исследован переход от традиционной цилиндрической геометрии разряда к коаксиальной, когда плазма разряда локализована в зазоре между двумя коаксиально расположенными цилиндрическими трубками; при этом возникает новый механизм потерь электронов – их диффузионный уход на внутреннюю стенку. Показано, что существование разряда становится возможным лишь при существенном увеличении частоты ионизации и, соответственно, электронной температуры; последнее вызовет возрастание удельной мощности ультрафиолетового излучения разряда. Получены аналитические выражения для оценки электронной температуры плазмы указанного разряда в коаксиальной геометрии.

Ключевые слова: излучение плазмы, электроотрицательный разряд, электронная температура, частота ионизации, коаксиальная геометрия

Ссылка при цитировании: 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. DOI: 10.18721/JPM.12308

THE ELECTRONEGATIVE GLOW DISCHARGE IN THE CYLINDRICAL AND COAXIAL GEOMETRY: THE COMPARISON OF OPTICAL RADIATION EMISSION ABILITY

A.P. Golovitskii, O.A. Remiga

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

The transition from the traditional cylindrical discharge geometry to the coaxial one (where the discharge plasma is located in a gap between two coaxially placed cylindrical tubes) has been theoretically investigated for the positive column of an electronegative middle pressure glow discharge in the mixture of chlorine and inert gases. Here a new electron's loss mechanism appears, i.e. the electron's diffusional outgoing onto the inner wall. The discharge existence was proved to be only made possible by sufficient increasing of the ionization frequency and hence the electron temperature as well. The elevation of the electron temperature would cause a growth of the specific power of discharge ultraviolet radiation. The analytical expressions for estimating the electron temperature of the discharge plasma in the coaxial geometry were derived.

Keywords: plasma radiation, electronegative discharge, electron temperature, ionization frequency, coaxial geometry

Citation: 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 Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics. 12 (3) (2019) 101–109. DOI: 10.18721/JPM.12308

Введение

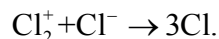
Под коаксиальной геометрией разряда будем, как и в работе [1], подразумевать, что разряд происходит в зазоре между двумя коаксиально расположенными цилиндрическими трубками, плазма имеет трубчатую форму, а продольное поле E_z и ток разряда направлены вдоль оси трубок. Подобные электроотрицательные разряды в смесях инертных газов с хлором используются на практике как рабочие среды мощных эффективных источников ультрафиолетового (УФ) излучения [2, 3], не содержащих ртути. Излучающими частицами в них являются эксимерные молекулы – хлориды инертных газов.

В нашей работе [1] отмечено, что для положительного столба электроотрицательного тлеющего газового разряда среднего давления (до 40 Тор) в коаксиальной геометрии имеет место увеличение частоты ионизации, по сравнению со случаем цилиндрической геометрии даже при малом (0,05 – 0,10) отношении R_1/R_2 – радиуса внутренней стенки разрядной трубки к радиусу внешней. Поэтому логично предположить, что при этом должны увеличиться и скорости заселения возбужденных состояний атомов газа, а также удельная мощность оптического излучения разряда. Но этот важный для практического применения газоразрядных источников света вопрос изучен не был.

Цель данной работы – показать теоретически, что переход от цилиндрической к коаксиальной геометрии названных разрядов вызовет увеличение электронной температуры T_e , а, следовательно, и концентрации эксимерных молекул в положительном столбе, а также оценить количественно прирост величины T_e и удельной мощности эксимерного УФ-излучения.

Описание модели

В плазме галогенсодержащих разрядов, как показано в работах [4, 5], среди положительных ионов преобладают молекулярные (Cl_2^+ для хлора), а доминирующим механизмом гибели отрицательных ионов Cl^- является диссоциативная ион-ионная рекомбинация:



Принятые обозначения. Введем следующие обозначения: ν_i, ν_a – частоты ионизации и прилипания; ρ_i – коэффициент

ион-ионной рекомбинации; T_j, μ_j, n_j – температура, подвижность и абсолютная концентрация заряженных частиц j -го сорта; индексы $j = e, p, n$ соответствуют электронам, положительным и отрицательным ионам; D_{ap}^*, D_{an}^* – приведенные частоты диффузии ионов; n_{e0} – максимальная электронная концентрация;

$$\begin{aligned} D_{ap}^* &= \mu_p T_e / (eR_2^2); \\ D_{ap}^* &= D_{ap}^* / \mu_{pn}; \\ \mu_{pn} &= \mu_p / \mu_n; \mu_{np} = \mu_n / \mu_p; \\ \nu &= \nu_i / D_{ap}^*; \alpha = \nu_a / D_{an}^*; \\ \eta &= n_{e0} \rho_i / D_{ap}^*; \end{aligned} \quad (1)$$

здесь ν, α, η – безразмерные приведенные частоты соответственно ионизации, прилипания и ион-ионной рекомбинации.

Далее, X – поперечная приведенная (безразмерная) радиальная координата, X_1 – приведенная координата внутренней стенки;

$$X = r/R_2; X_1 = R_1/R_2; X \leq X \leq 1;$$

$n(X), N(X), P(X)$ – относительные пространственные распределения электронов, отрицательных и положительных ионов по координате X (поперечная направлению тока); τ_p, τ_n – отношения температур ионов и электронов;

$$\begin{aligned} n(X) &= n_e(X) / n_{e0}; \\ N(X) &= n_n(X) / n_{e0}; \\ P(X) &= n_p(X) / n_{e0}; \\ \tau_j &= T_j / T_e; \tau_p \approx \tau_n \approx \tau. \end{aligned} \quad (2)$$

В излагаемой модели, как и в работах [1, 6], приняты квазинейтральность, т.е.

$$P(X) = n(X) + N(X), \quad (3)$$

а также постоянство величин $\nu_i, \nu_a, \rho_i, \mu_j$ по поперечному сечению плазмы и неизотермичность плазмы, т.е. принято $T_e \gg T_p, T_n$. Однако величины τ_p, τ_n не полагаются пренебрежимо малыми.

Математическое описание. В работах [1, 6] получены следующие уравнения для переменных N, P и n :

$$-\Delta N \cdot \tau_n + \nabla \left(\frac{N}{n} \nabla n \right) \approx \alpha n - \mu_{pn} \eta NP, \quad (4)$$



$$-\Delta P \cdot \tau_p - \nabla \left(\frac{P}{n} \nabla n \right) \approx \nu n - \eta NP \quad (5)$$

с нулевыми граничными условиями на стенках для любого типа заряженных частиц. Производные в уравнениях (4) и (5) берутся по приведенной координате X .

Известно [6 – 8], что для электроотрицательных разрядов характерно расслоение плазмы в поперечном к протеканию тока направлении на центральную область ион-ионной ($i-i$) плазмы (далее «сердцевина») с относительно малым содержанием электронов и на периферийную область электрон-ионной ($e-i$) плазмы (далее «оболочка»), почти не содержащую отрицательных ионов с режимом диффузии плазмы, близким к амбиполярному. Ограничимся случаем сильной электроотрицательности, когда $\alpha \gg 1$, и в сердцевине

$$N \approx P \gg n \sim 1, \quad (6)$$

а в оболочке

$$P \approx n \gg N, \quad (7)$$

причем оболочка тонкая и ее даже для цилиндрической геометрии разряда можно рассматривать как плоскую [7, 8].

Сложим уравнения (4) и (5). Из такой суммы, если учесть условия (6), получим для сердцевины следующее соотношение:

$$\Delta N \cdot \tau_s \approx (\mu_{pn} + 1) \eta N^2 - (\nu + \alpha), \quad (8)$$

где $\tau_s = \tau_p + \tau_n$

Если же учесть неравенство (7), справедливое для оболочки, где мало отрицательных ионов, а к тому же присутствует сильное поперечное поле E_x [7], что дает возможность пренебречь ионной диффузией, то получим:

$$\Delta n = -(\nu + \alpha)n. \quad (9)$$

Уравнение (8) исследовано нами в работе [1], где показано, что если выполняется неравенство

$$0,01 \leq \tau < 1,0, \quad (10)$$

то при условии

$$0,3 \leq R_1/R_2 < 1,0 \quad (11)$$

решение (8) для коаксиальной геометрии оказывается близким к симметричному относительно точки с координатой $(X_1+1)/2$. Такая симметрия позволяет переместить в эту точку нуль координаты X , а также записать решение как

$$N(X) \approx \frac{\nu + \alpha}{2\tau_s} X_0^2 \left[1 - \left(\frac{X}{X_0} \right)^2 \right] \quad (12)$$

и проводить дальнейшие расчеты для коаксиальной геометрии как для плоской геометрии (назовем это приближением плоской геометрии). Здесь X_0 – отсчитываемая от нового нуля координата, при которой $N(X)$ полагается равной нулю, т. е. X_0 является приведенной координатой границы между плазмами $i-i$ и $e-i$. Само значение X_0 пока неизвестно и далее подлежит расчету.

Приведенная координата внешней стенки (до сдвига координат она была равна единице) станет в приближении плоской геометрии равной

$$\sigma = \frac{R_2 - R_1}{2R_2} < \frac{1}{2},$$

а координата X будет находиться в пределах от 0 до σ .

Ввиду отсутствия данных, полученных из каких-либо реальных экспериментов, справедливость результата (12) проверялась посредством его сравнения с результатом вычислительного эксперимента (далее ВЭ) [1, 6]. Последний представляет собой модель, в которой при минимуме априорных предположений численно решается система стационарных уравнений для потоков заряженных частиц плазмы и их концентраций в положительном столбе электроотрицательного тлеющего разряда – как задача на собственные значения. В результате такого подхода удается вычислить пространственные профили концентраций электронов и ионов, величины частот плазмохимических процессов, а также провести верификацию полученных аналитических выражений и определить области их применимости. В итоге установлено, что использование выражения (12) для коаксиальной геометрии дает при соблюдении неравенств (10) и (11) погрешности величин $N(X)$ и $n(X)$ не более 12 %, а при

$$0,5 \leq R_1/R_2 < 1,0$$

– не более 6 %.

Для неизотермической плазмы величина $\tau < 1$, поэтому отрицательные ионы не попадают на стенки и гибнут только в объеме плазмы. Следовательно средние по ее сечению скорости рождения и гибели отрицательных ионов должны быть равны, т. е.

$$\alpha \int_0^{\sigma} n(X) dX = \mu_{pn} \eta \int_0^{X_0} N^2(X) dX. \quad (13)$$

Соотношение (13) будет далее использовано при расчете величины X_0 , но для взятия интеграла в левой части нужно знать функцию $n(X)$. В сердцевине (см. неравенство (6)) $n(X) \approx 1$, а в оболочке, как утверждалось в работе [6] по результатам ВЭ, зависимость распределения $n(X)$ при $\tau \geq 0,01$ близка к линейной.

Линейность зависимости $n(X)$

Теоретически подтвердим линейность зависимости $n(X)$.

Согласно выражению (9), в оболочке для приближения плоской геометрии выполняется равенство

$$n(X) = n_m \sin \left[\sqrt{\nu + \alpha} (\sigma - X) \right], \quad (14)$$

откуда получим

$$n'(X) = -n_m \sqrt{\nu + \alpha}.$$

С другой стороны, согласно уравнению (5) и условию (7), в оболочке

$$-\Delta n (1 + \tau) \approx \nu n$$

или (для приближения плоской геометрии)

$$n'(\sigma) = -\frac{\nu}{1 + \tau} \int_0^{\sigma} n(X) dX.$$

При сильной электроотрицательности оболочка тонка, а в сердцевине значение функции $n(X) \approx 1$, поэтому сердцевина даст основной вклад в величину интеграла. Тогда

да величину $n'(\sigma)$ можно оценить как

$$n'(\sigma) \approx -\frac{\nu \sigma}{1 + \tau}. \quad (15)$$

Приравняв оба выражения для $n'(\sigma)$, получим следующее выражение:

$$n_m \approx \frac{\nu \sigma}{(1 + \tau) \sqrt{\nu + \alpha}}. \quad (16)$$

Результаты расчетов по формулам (15) и (16) в сравнении с данными ВЭ приведены в табл. 1. Пример приведен для $\alpha = 8$ и для плоской геометрии, т.е. при $\sigma = 1$.

Данные табл. 1 показывают, что выражение (15) обеспечивает соответствие значения $n'(1)$ вычислительному эксперименту с погрешностью не более 22 %. Главный результат здесь, однако, в том, что значения n_m существенно превосходят единицу и растут с увеличением τ . Уравнению (9) это не противоречит. Но $n(X) \leq 1$ по определению. Поэтому зависимость $n(X)$ в оболочке должна соответствовать лишь самому началу синусоидальной зависимости (14), т.е. вблизи стенки $n(X)$ должна быть близкой к линейной, а именно (в приближении плоской геометрии):

$$n(X) \approx \frac{\nu \sigma}{1 + \tau} (\sigma - X).$$

Физически линейность $n(X)$ в оболочке при $\tau > 0$ вызвана диффузионным проникновением отрицательных ионов со стороны

Таблица 1
Результаты расчета зависимости величин $n'(1)$ и n_m
от приведенной частоты ионизации
и относительной ионной температуры

ν	τ	$n'(1)$		n_m
		ВЭ	По формуле (15)	По формуле (16)
24,9	0,01	-24	-24,7	4,3
55,2	0,05	-47	-52,6	6,6
92,7	0,10	-107	-84,0	8,4
167	0,20	-177	-140	10,5

Обозначения: ν – приведенная частота ионизации, полученная в вычислительном эксперименте (ВЭ) при различных величинах относительной ионной температуры τ , $n'(1)$ – производная профиля электронной концентрации на стенке, n_m – амплитуда синусоидальной зависимости (14).

Примечание: Представлены расчетные данные для случая $\alpha = 8$ и для плоской геометрии, т.е. при $\sigma = 1$.

(*i-i*)-плазмы в оболочку против поперечного поля оболочки

$$E_x \propto \frac{\nabla n_e}{n_e},$$

которое является слабым вблизи максимума синусоидальной зависимости (14). Такое проникновение, во-первых, увеличивает размер сердцевинки при сокращении размера оболочки, а во-вторых, отрицательные ионы нейтрализуют тормозящее уходящее электронов поле E_x в той области, куда им удастся проникнуть. Электроны из этой области быстро уходят в оставшуюся часть оболочки не в амбиполярном, а в близком к свободному режиму диффузии.

В итоге для коаксиальной геометрии (в приближении плоской геометрии) можно положить, что в оболочке выполняется приближенное равенство

$$n(X) \approx (\sigma - X) / (\sigma - X_0). \quad (17)$$

Если подставить выражения (10) и (17) в равенство (13), то можно после ряда преобразований получить следующую зависимость:

$$X_0 \approx \left[\frac{15\alpha a}{2\mu_{pn}\eta} \left(\frac{\tau_s}{\nu + \alpha} \right)^2 \right]^{1/5}, \quad (18)$$

где $a = (\sigma + X_0)/2$.

Из выражения (18) можно оценить величину X_0 , входящую туда в неявной форме. Если же $a \geq 0,7\sigma$, т. е. $0,4\sigma \leq X_0 < \sigma$, то величину X_0 с погрешностью не более 5 – 10 % можно оценивать по более простой и явной формуле:

$$X_0 \approx \left[\frac{15\alpha\sigma}{2\mu_{pn}\eta} \left(\frac{\tau_s}{\nu + \alpha} \right)^2 \right]^{1/5}. \quad (19)$$

Поток положительных ионов из оболочки на стенку течет фактически в амбиполярном режиме [7, 8] (так как в оболочке $n_n \ll n_e \approx n_p$):

$$\Gamma_p \approx -D_{ap} \frac{dn_p}{dx}.$$

Поскольку в сердцевине при сильной электроотрицательности

$$n_p \approx n_n \gg n_e \text{ и } n_e \approx n_{e0}$$

(см. условие (6)), а в оболочке $n_p \approx n_e$, то, в соответствии с выражением (17),

$$\frac{dn_p}{dx} \approx -\frac{n_{e0}}{(\sigma R_2 - x_0)},$$

где x_0 – абсолютная координата границы между плазмами *i-i* и *e-i*.

Формируется поток Γ_p в сердцевине плазмы, и при x_0 он соответствует выражению

$$\Gamma_p = \nu_i \int_0^{x_0} n_e(x) dx - \rho_i \int_0^{x_0} n_p(x) n_n(x) dx.$$

Если приравнять вышеприведенные выражения для Γ_p при x_0 и учесть равенство (13), то получим следующее выражение (для приближения плоской геометрии):

$$\nu - \frac{\alpha}{2\mu_{pn}} \cdot \frac{\sigma + X_0}{X_0} \approx \frac{1}{X_0(\sigma - X_0)}. \quad (20)$$

Из этого выражения можно вычислить величину ν , подставив X_0 из формулы (19). Отметим, что расхождение данных ВЭ и расчетов значений ν по формулам (20) и (19) не превышает 18 % (табл. 2). Если же выразить ν и α как функции T_e , то последнюю также можно вычислить, рассмотрев выражение (20) как трансцендентное уравнение относительно T_e .

Таким образом, для электроотрицательного тлеющего разряда в коаксиальной геометрии выражение (20) является аналогом формулы Шоттки, используемой для оценок T_e плазмы положительного столба электроположительного тлеющего разряда в цилиндрической геометрии [9].

Пример реализации расчета

Для примера рассмотрим электроотрицательный тлеющий газовый разряд в смеси 6 Тор ксенона Xe и 0,25 Тор хлора Cl₂ (по напуску) при токе 10 мА. Примем радиус внешней цилиндрической трубки равным $R_2 = 6$ мм, температуру газа $T_g = 500$ К; концентрация ксенона с учетом термовытеснения равна

$$N_{Xe} = 1,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3},$$

а хлора, с учетом диссоциации молекул хлора электронным ударом [8], –

$$N_{Cl_2} = 1,75 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3},$$

Аппроксимации частоты ионизации

$$\nu_i \cong N_{Xe} \cdot 9,2 \cdot 10^{-8} \exp(-12,9/T_e) 1/\text{с}$$

и частоты прилипания

$$\nu_a \cong N_{Cl_2} 3,69 \cdot 10^{-10} \times$$

$$\times \exp(-1,68/T_e + 1,457/T_e^2 - 0,44/T_e^3) 1/\text{с}$$

(T_e – в эВ, концентрации – в см^{-3}) взяты из работы [10]. Принимаем

$$\tau_p = \tau_n = \tau = 0,05.$$

Необходимо заметить, что использование понятия электронной температуры T_e , равносильное допущению максвелловской функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), для плазмы разрядов в смесях инертных газов с хлором является упрощенной идеализацией. В действительности, если определить T_e как параметр максвелловской ФРЭЭ, адекватно описывающей возбуждение высоколежащих уровней атома инертного газа и его ионизацию электронным ударом (так называемая «температура быстрых электронов» [11]), то для указанного выше разряда в цилиндрической геометрии модель, представленная нами в работе [8], дает величину $T_e \approx 1,2$ эВ. Но если в рамках той же модели рассчитать для тех же условий разряда величины D_e и μ_e (они определяются медленными электронами), используя при этом полученную из кинетического уравнения ФРЭЭ, а затем рассчитать температуру электронов, воспользовавшись соотношением Эйнштейна, как $T_e = eD_e/\mu_e$, то значение такой температуры T_e окажется более 6 эВ.

Чтобы учесть в дальнейших расчетах разницу «температур» быстрых и медленных

электронов, величины D_{ap}^* и D_{an}^* , входящие в выражения для ν и α , рассчитывались как

$$D_{ap}^* = \mu_p \beta T_e / (eR_2^2),$$

$$D_{an}^* = \mu_n \beta T_e / (eR_2^2),$$

а величина $\beta = 6$ была подобрана для обеспечения наилучшего согласия результатов расчетов с данными вычислительного эксперимента. Коэффициент ион-ионной рекомбинации принят равным

$$\rho_i \approx 2,9 \cdot 10^{-9} \sqrt{T_g},$$

в соответствии с данными, приведенными в статьях [12, 13].

Результаты расчетов приведены в табл. 2 для цилиндрической и коаксиальной геометрии при разных значениях отношений радиусов внутренней и внешней стенок R_1/R_2 , но при сохранении постоянного значения радиуса внешней стенки R_2 . В качестве величины T_e указана «температура быстрых электронов». Под S_{rel} следует понимать относительную (по отношению к цилиндрической геометрии, при которой $R_1/R_2 = 0$) площадь поперечного сечения плазмы в коаксиальной геометрии.

Для расчета концентрации эксимерных молекул N_{XeCl^*} (удельная мощность УФ-излучения плазмы разряда пропорцио-

Таблица 2
Результаты расчета величин T_e и N_{XeCl^*} для коаксиального и цилиндрического тлеющих разрядов в газовой смеси Хе и Cl_2 в зависимости от соотношения внутреннего и внешнего радиусов разрядной трубки

R_1/R_2	S_{rel}	T_e , эВ (расчет по (20))	ν		α	N_{XeCl^*} , отн. ед.
			ВЭ	Из рассчитанной T_e		
0,00	1,00	1,20	120	99,2	8,00	1,0
0,15	0,98	1,31	231	217	7,48	1,8
0,28	0,92	1,36	330	304	7,24	2,3
0,50	0,75	1,48	–	615	6,75	4,0
0,64	0,59	1,62	1142	1174	6,31	6,6
0,80	0,35	1,94	–	3672	5,51	16,7

Обозначения: ν – приведенная частота ионизации, T_e – электронная температура, α – приведенная частота прилипания, S_{rel} – относительная площадь поперечного сечения плазмы в коаксиальной геометрии (по отношению к цилиндрической), N_{XeCl^*} – концентрация эксимерных молекул, пропорциональная удельной мощности УФ-излучения плазмы.

Примечание. Первая строка таблицы относится к случаю цилиндрической геометрии тлеющего разряда.



нальна этой концентрации) было использовано соотношение [14]:

$$N_{\text{XeCl}} \cdot \infty \langle \sigma_{0M} v_e \rangle,$$

где

$$\langle \sigma_{0M} v_e \rangle = 4,26 \cdot 10^{-9} \exp(-7,986/T_e) + 1,36 \cdot 10^{-8} \exp(-9,753/T_e),$$

а σ_{0M} – суммарное сечение возбуждения метастабильных и резонансных уровней ксенона электронным ударом (оно взято из статьи [15]).

Обсуждение результатов

Главная физическая причина увеличения T_e и удельной мощности УФ-излучения разряда при переходе от цилиндрической геометрии к коаксиальной (при сохранении постоянным значения R_2) заключается в качественном изменении условий разряда, а именно в возникновении дополнительного канала потерь электронов – их диффузионного ухода на внутреннюю стенку. Для компенсации этого ухода, т. е. для поддержания существования разряда в условиях коаксиальной геометрии, необходима увеличенная частота ионизации ν_i , по сравнению со случаем цилиндрической геометрии. Необходимостью увеличения ν_i обусловлен рост T_e при названном переходе (см. табл. 2). При дальнейшем сужении межстеночного зазора в коаксиальной геометрии, т. е. при $R_1/R_2 \rightarrow 1$, потери электронов будут еще

более возрастать, что потребует дальнейшего увеличения как ν_i , так и, соответственно, T_e (как следует из данных табл. 2). Рост T_e , в свою очередь, приведет к росту скоростей возбуждения энергетических уровней ксенона, что при наличии хлора в составе смеси газов обеспечит увеличение концентрации эксимерных молекул и удельной мощности УФ-излучения, испускаемого плазмой.

Заключение

Теоретически исследован переход от традиционной цилиндрической геометрии электроотрицательного тлеющего разряда среднего давления в коаксиальной геометрии, когда плазма разряда локализована в зазоре между двумя коаксиально расположенными цилиндрическими трубками. На примере разряда в смеси ксенона и хлора количественно исследовано воздействие дополнительного возникшего механизма потерь электронов – их диффузионного ухода на внутреннюю стенку – на электронную температуру и удельную мощность УФ-излучения плазмы разряда. Продемонстрирован существенный рост величин названных параметров плазмы разряда при переходе от цилиндрической к коаксиальной геометрии. Полученный результат может быть эффективно использован при создании и эксплуатации газоразрядных источников света и УФ-излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Головицкий А.П. Коаксиальный (трубчатый) тлеющий разряд в электроотрицательных газах // ЖТФ. 2016. Т. 86. № 7. С. 38–45.
2. Skakun V.S., Lomaev M.I., Tarasenko V.F., Shitts D.V. High-power UV exilamps excited by a glow discharge // Laser and Particle Beams. 2003. Vol. 21. No. 1. Pp. 115–119.
3. 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.
4. Rogoff G.L., Kramer J.M., Piejak R.B. A model for the bulk plasma in an RF chlorine discharge // IEEE Trans. Plasma Sci. 1986. Vol. PS-14. No. 2. Pp. 103–111.
5. Franklin R.N., Daniels P.G., Snell J. Characteristics of electric discharges in the halogens: the recombination-dominated positive column // J. Phys. D: Appl. Phys. 1993. Vol. 26. No. 10. Pp. 1638–1649.
6. Головицкий А.П. Простые аналитические формулы для оценки параметров положительного столба электроотрицательного тлеющего разряда при наличии галогенов в составе газовой смеси // ЖТФ. 2014. Т. 84. № 11. С. 21–30.
7. Цендин Л.Д. Расслоение газоразрядной плазмы в электроотрицательных газах // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 1. С. 21–28.
8. Головицкий А.П. Моделирование положительного столба тлеющего разряда в смеси инертных газов и хлора с учетом диссоциации молекул хлора // ЖТФ. 2011. Т. 81. № 3. С. 45–54.
9. Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. В 2 тт. Т. 2. Свойства газовых разрядов. Технические применения. Москва, Ленинград: ОНТИ НКТП

СССР, 1936. 384 с.

10. **Lichtenberg A.J., Kouznetsov I.G., Lee Y.T., Lieberman M.A., Kaganovich I.D., Tsendin L.D.** Modelling plasma discharges at high electronegativity // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1997. Vol. 6. No. 3. Pp. 437–449.

11. **Богданов Е.А., Кудрявцев А.А., Цендин Л.Д., Арсланбеков Р.Р., Колобов В.И., Кудрявцев В.В.** Влияние метастабильных атомов и нелокальности электронного распределения на характеристики положительного столба разряда в аргоне // *ЖТФ.* 2004. Т. 74. № 6. С. 35–42.

12. **Church M.J., Smith D.** Ionic recombination of atomic and molecular ions in flowing

afterglow plasmas // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1978. Vol. 11. No. 16. Pp. 2199–2206.

13. **Moratz T.J., Saunders T.D., Kushner M.J.** High temperature kinetics in He and Ne buffered XeF lasers: the effect on absorption // *Appl. Phys. Lett.* 1989. Vol. 54. No. 2. Pp. 102–104.

14. **Головицкий А.П.** Моделирование газоразрядных источников ультрафиолетового излучения с тлеющим разрядом в смеси ксенона и хлора // *ЖТФ.* 2011. Т. 81. № 3. С. 55–64.

15. **Puech V., Mizzi S.** Collision cross sections and transport parameters in neon and xenon // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1991. Vol. 24. No. 11. Pp. 1974–1985.

Статья поступила в редакцию 08.04.2019, принята к публикации 25.04.2019.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ГОЛОВИЦКИЙ Александр Петрович — доктор физико-математических наук, профессор Института физики, нанотехнологий и телекоммуникаций Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

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

РЕМИГА Оксана Александровна — студентка Института физики, нанотехнологий и телекоммуникаций Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Российская Федерация.

195251, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
remiga95@mail.ru

REFERENCES

1. **Golovitskii A.P.**, Coaxial (tubular) glow discharge in electronegative gases, *Tech. Phys.* 61 (7) (2016) 995–1003.

2. **Skakun V.S., Lomaev M.I., Tarasenko V.F., Shitts D.V.**, High-power UV exilamps excited by a glow discharge, *Laser and Particle Beams.* 21 (1) (2003) 115–119.

3. **Panchenko A.N., Sosnin E.A., Tarasenko V.F.**, Improvement of output parameters of glow discharge UV exilamps, *Optics Communications.* 161 (4–6) (1999) 249–252.

4. **Rogoff G.L., Kramer J.M., Piejak R.B.**, A model for the bulk plasma in an RF chlorine discharge, *IEEE Trans. Plasma Sci.* PS-14 (2) (1986) 103–111.

5. **Franklin R.N., Daniels P.G., Snell J.**, Characteristics of electric discharges in the halogens: the recombination-dominated positive column, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 26 (10) (1993) 1638–1649.

6. **Golovitskii A.P.**, Simple analytic relations for estimating parameters of the positive column

of an electronegative glow discharge in a halogen-containing gas mixture, *Tech. Phys.* 59 (11) (2014) 1599–1609.

7. **Tsendin L.D.**, Plasma stratification in a discharge in an electronegative gas, *Sov. Phys. Tech. Phys.* 34 (1) (1989) 11–15.

8. **Golovitskii A.P.**, Simulation of the positive column of a glow discharge in an inert gas-chlorine mixture with allowance for the dissociation of chlorine molecules, *Tech. Phys.* 56 (3) (2011) 361–370.

9. **Engel A., Steenbeck M.**, *Elektrische Gasentladungen, ihre Physik und Technik: zweiter Band: Entladungseigenschaften, technische Anwendungen*, Berlin, Julius Springer-Verlag, 1934.

10. **Lichtenberg A.J., Kouznetsov I.G., Lee Y.T., et al.**, Modelling plasma discharges at high electronegativity, *Plasma Sources Sci. Technol.* 6 (3) (1997) 437–449.

11. **Bogdanov E.A., Kudryavtsev A.A., Tsendin L.D., et al.**, The influence of metastable atoms



and the effect of the nonlocal character of the electron distribution on the characteristics of the positive column in an argon discharge, *Tech. Phys.* 49 (6) (2004) 698–706.

12. **Church M.J., Smith D.**, Ionic recombination of atomic and molecular ions in flowing afterglow plasmas, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 11 (16) (1978) 2199–2206.

13. **Moratz T.J., Saunders T.D., Kushner M.J.**, High temperature kinetics in He and Ne

buffered XeF lasers: the effect on absorption, *Appl. Phys. Lett.* 54 (2) (1989) 102–104.

14. **Golovitskii A.P.**, Simulation of gas-discharge UV sources based on a glow discharge in a xenon-chlorine mixture, *Tech. Phys.* 81 (3) (2011) 371–380.

15. **Puech V., Mizzi S.**, Collision cross sections and transport parameters in neon and xenon, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 24 (11) (1991) 1974–1985.

Received 08.04.2019, accepted 25.04.2019.

THE AUTHORS

GOLOVITSKII Aleksander P.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

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

REMIGA Oksana A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russian Federation
remiga95@mail.ru