

Генерация однородной эмиссионной плазмы в разрядной системе с протяженным полым катодом форвакуумного плазменного источника ленточного пучка электронов

А. С. Климов, А. А. Зенин, Е. М. Окс

Для разрядной системы с протяженным полым катодом, используемой в форвакуумном плазменном источнике ленточного электронного пучка, исследовано влияние геометрии катодной полости и рода плазмообразующего газа на однородность распределения концентрации плазмы в области эмиссионной границы. Показано, что наибольшее влияние на однородность распределения концентрации эмиссионной плазмы оказывает геометрические параметры разрядного промежутка электронного источника. При оптимальной геометрии разрядной системы определен диапазон токов разряда, давления и рода газа, обеспечивающие неоднородность распределения концентрации плазмы не более 20 % от среднего значения.

Ключевые слова: плазменный катод, протяженный полый катод, тлеющий разряд, однородность плазмы, форвакуумная область давлений.

Введение

Генераторы объемной плазмы на основе систем тлеющего и дугового разрядов используются в технологиях вакуумно-плазменного напыления покрытий, азотирования поверхности металлов и сплавов и в других технологиях обработки материалов [1–4], а также в плазменных электронных и ионных источниках, формирующих пучки большого сечения (широкоапертурные и ленточные) [5–7].

Во всех случаях формирования объемной плазмы важное значение имеет однородность пространственного распределения концентрации плазмы вблизи области ее использования. В источниках широкоапертурных и ленточных электронных пучков однородность плазмы необходимо обеспечить непосредственно вблизи ее эмиссионной поверхности. Обычно требуемый уровень однородности эмиссионной плазмы достигается при использовании перераспределяющих электродов [8, 9], специальной конфигурации магнитного

поля, накладываемого на разрядную область источника [10, 11], управлением ионизационными процессами на катоде за счет секционирования катода и подачи на каждую секцию потенциала от отдельного источника [12], и, наконец, разделением областей генерации плазмы и ее использования в двухступенчатых системах [13].

Большая протяженность в одном направлении области эмиссии электронов обуславливает повышенные требования к распределению концентрации плазмы для плазменных источников ленточных электронных пучков. В форвакуумной области давлений (5–50 Па) электронные пучки ленточной конфигурации получают при использовании системы тлеющего разряда с протяженным полым катодом [7]. Вопросы получения однородной эмиссионной плазмы в такой разрядной системе были изучены нами ранее в [14–16]. В этих работах основное внимание уделялось влиянию конфигурации и размеров поперечного сечения катода. Влияние на однородность эмиссионной плазмы геометрии катода в целом, а также рода рабочего газа до настоящего времени изучено недостаточно. Восполнение этого пробела и является целью настоящей статьи.

Экспериментальная установка

Для исследований использовалась разрядная система форвакуумного плазменного источника ленточного электронного пучка [16]. Разрядная система состояла из протяженного прямоугольного полого катода (рис. 1), а также плоского анода.

Климов Александр Сергеевич¹, с.н.с., д.т.н.

Зенин Алексей Александрович¹, с.н.с., к.т.н.

Окс Ефим Михайлович^{1,2}, зав. кафедрой, профессор, д.т.н.

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники.

Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 40.

Тел. 8(905) 990-52-41. E-mail: klimov@main.tusur.ru

²Институт сильноточной электроники СО РАН.

Россия, 634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3.

Статья поступила в редакцию 31 января 2018 г.

© Климов А. С., Зенин А. А., Окс Е. М., 2018

Внутренние размеры катодной полости l составляли $280 \times 60 \times 30$ мм. В одной из стенок катода было изготовлено, обращенное к аноду, протяженное отверстие размером 280×25 мм. Расстояние между выходной апертурой полого катода и плоскостью анода 2 устанавливалось равным 5 мм. Анод и катод разрядной системы электронного источника имели водяную рубашку охлаждения. Эмиссионное окно в аноде представляло собой щель с размерами 280×10 мм, перекрытое мелкоструктурной вольфрамовой сеткой 3 с прозрачностью 80% . Использование вольфрама в качестве материала сетки обусловлено необходимостью сохранения работоспособности источника электронов в условиях интенсивного нагрева сетки обратным потоком ионов, формируемого из плазмы, генерируемой в области транспортировки ускоренного электронного пучка и направленного в сторону эмиссионного электрода. Все остальные электроды источника изготавливались из нержавеющей стали.

Внутренние размеры и геометрию катодной полости можно было изменять за счет расположения внутри катодной полости металлических вставок 4 (см. рис. 1). Диапазон изменения глубины полости h варьировался от 24 до 60 мм, при меньшей глубине полости возникали значительные трудности с зажиганием и поддержанием разряда, разряд горел неустойчиво и напряжение горения составляло более $1,5$ кВ, а полость глубиной 60 мм не содержала вставок.

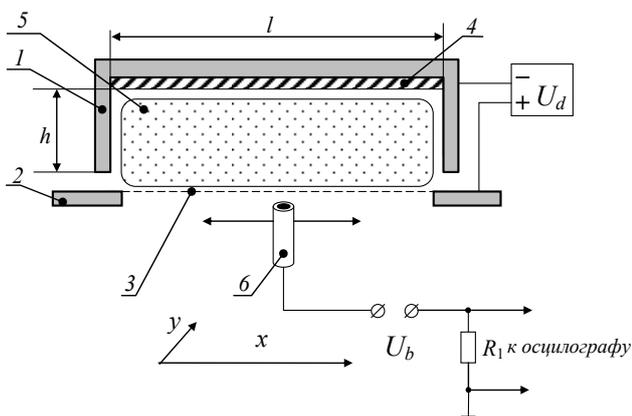


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – полый катод; 2 – анод; 3 – эмиссионная сетка; 4 – вставка; 5 – разрядная плазма; 6 – перемещаемый ленгмюровский зонд.

Для измерения концентрации плазмы вблизи эмиссионной поверхности использовался одиночный ленгмюровский зонд 6 . Приемная поверхность зонда представляла собой медный диск диаметром 3 мм. Обработка зондовой характеристики осуществлялась по стандартной методике [17]. Зонд устанавливался за эмиссионной сеткой вне

разрядного промежутка на устройстве перемещения. Концентрация плазмы оценивалась по величине ионного тока насыщения приходящегося на зонд. Отрицательное смещение на зонд подавалось от источника, стабилизированного напряжения и составляло порядка 20 В. Расположение зонда непосредственно в катодной полости, т. е. при снятой эмиссионной сетке, приводило к возмущению разрядной плазмы. Поэтому измерение концентрации плазмы проводилось вне разрядной ячейки в непосредственной близости к эмиссионной сетке. Поскольку плотность тока ионов покидающих плазменную границу определяется параметрами самой плазмы и не зависит от величины потенциала анода, то ионы, подлетающие к эмиссионной сетке, пролетают сквозь ее ячейки и попадают на приемную поверхность зонда. За счет рассеяния часть ионов теряется, однако это не может сказаться на характере распределения концентрации вдоль катодной полости. Специальные измерения концентрации плазмы, проведенные непосредственно в катодной полости и их сравнение с измерениями за эмиссионной сеткой показали, что потери ионов составляют не более $10\text{--}20\%$ во всем диапазоне варьируемых параметров.

Ток насыщения отрицательной ветви зондовой характеристики, определяющий величину концентрации плазмы, оценивался по величине падения напряжения на измерительном безындукционном резисторе R_1 номиналом 10 кОм. Профиль распределения концентрации плазмы вдоль длины полости $n(x)$ измерялся в процессе перемещения зонда, токовый сигнал которого измерялся с помощью осциллографа Tektronix TPS2024B. Время измерения одного распределения определялось скоростью перемещения зонда и составляло приблизительно 40 секунд.

Эксперименты проводились в атмосфере аргона, гелия и кислорода при давлениях 10 Па, 20 Па и 30 Па.

Результаты экспериментов

В отличие от источников, генерирующих цилиндрические электронные пучки, однородность распределения концентрации плазмы в источниках ленточных пучков достигается гораздо сложнее ввиду довольно сильного различия размеров пучка в продольном и поперечном сечении. При этом концентрация разрядной плазмы оказывается более однородной в поперечном сечении (ось y , рис. 1), чем в продольном (ось x , рис. 1). В поперечном сечении концентрация плазмы монотонно спадает от центральной части полости к периферии, в продольном же сечении распределение концентрации оказывается зависящим от тока

разряда, давления газа, а также геометрии катодной полости. Влияние давления газа на профиль продольного распределения концентрации плазмы в катодной полости иллюстрируется экспериментальными данными, представленными на рис. 2.

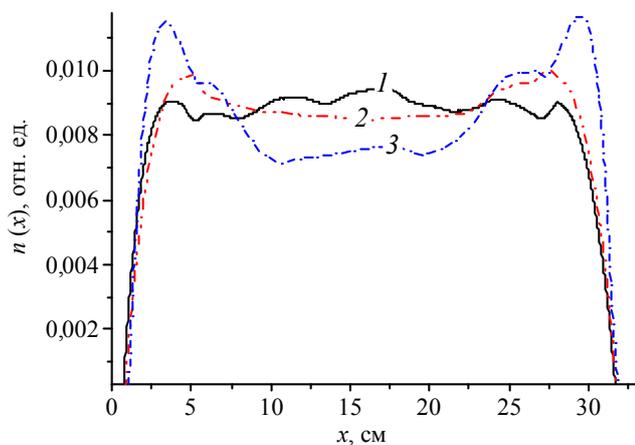


Рис. 2. Профиль распределения концентрации плазмы вдоль протяженного размера катодной полости при токе разряда 400 мА и давлении аргона: 1 – 10 Па; 2 – 20 Па; 3 – 30 Па.

Как видно из представленных зависимостей, повышение давления приводит к росту концентрации плазмы на периферии полости, что при извлечении электронов и формировании электронного пучка окажет негативное влияние на однородность распределения плотности тока пучка. С уменьшением глубины полости степень неоднородности концентрации плазмы на периферии повышается (см. рис. 3).

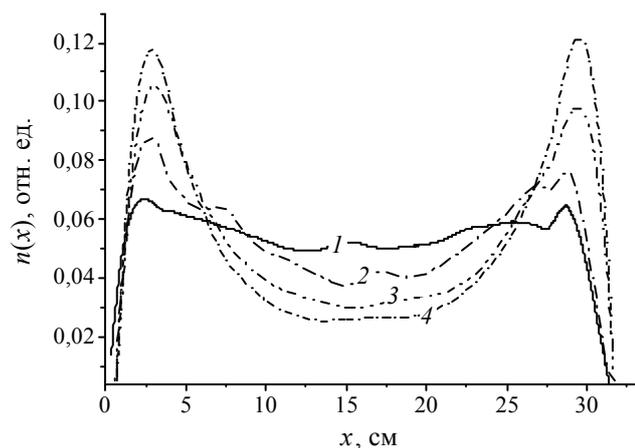


Рис. 3. Распределение концентрации вдоль протяженного размера катодной полости при давлении 30 Па, токе разряда 200 мА, в газовой среде аргона. Глубина полости: 1 – 54 мм; 2 – 36 мм; 3 – 24 мм.

Влияние тока разряда на профиль распределения концентрации плазмы показано на рис. 4. При относительно малом токе разряда плазма оказывалась сосредоточенной в основном у торцевых

стенок катодной полости. Рост тока приводил к сглаживанию распределения концентрации, однако существенная неоднородность распределения все же сохранялась.

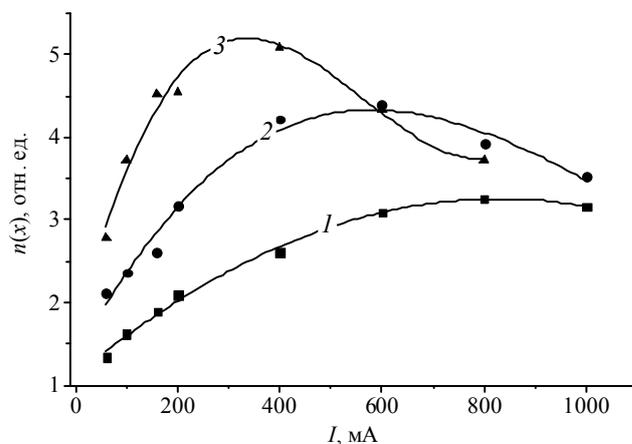


Рис. 4. Зависимость отношения концентрации на периферии к концентрации в средней части полости от тока разряда. Давление 30 Па, аргон. Глубина полости 1 – 48 мм; 2 – 42 мм; 3 – 24 мм.

На характер распределения концентрации также оказывает влияние выбор рабочего газа. При токе разряда 200 мА распределения концентраций плазмы для разных газов отличаются незначительно друг от друга (рис. 5). При этом профили распределения представляет собой плато, неоднородность распределения концентрации не превышает 10 %.

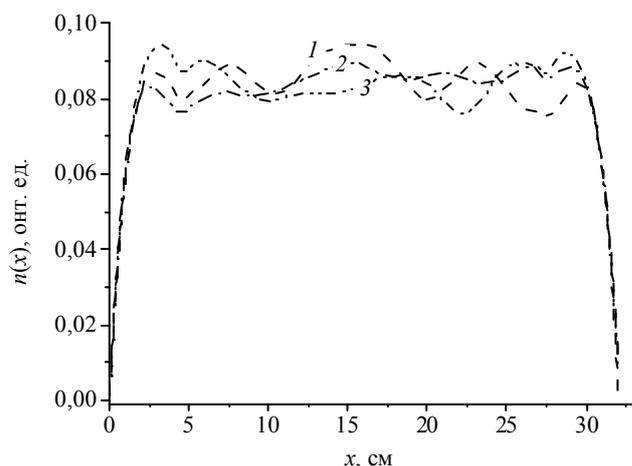


Рис. 5. Распределение концентрации вдоль протяженного размера катодной полости при давлении 20 Па, токе разряда 200 мА для различных газов: 1 – кислород; 2 – гелий; 3 – аргон.

При увеличении тока разряда до 1 А распределение концентрации плазмы становится зависящим от рода газа (рис. 6). В газовой среде кислорода наблюдается рост концентрации в средней части полости, в среде аргона – рост концентрации

на периферии, а распределение снятые в среде гелия практически не изменяются.

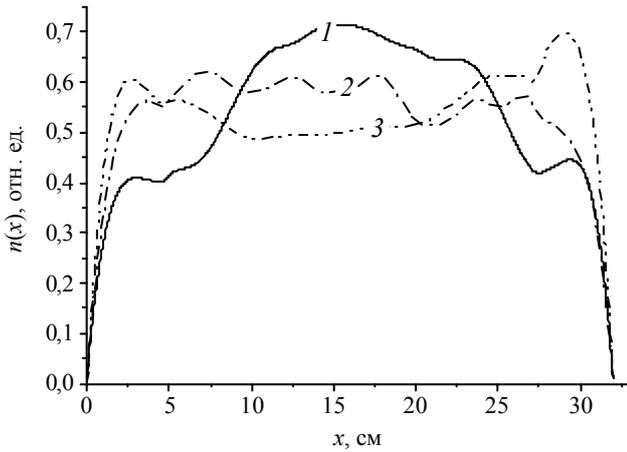


Рис. 6. Распределение концентрации вдоль протяженного размера катодной полости при давлении 20 Па, токе разряда 1 А для различных газов: 1 – кислород; 2 – гелий; 3 – аргон.

Обсуждение результатов эксперимента

Как известно, в тлеющем разряде основными механизмами рождения заряженных частиц – ионов и электронов – является ионизация газа, причем в ионизации участвуют как относительно медленные плазменные электроны, так и быстрые электроны, рождаемые за счет ион-электронной эмиссии со стенок катодной полости и ускоренные в катодном слое. При повышенных давлениях форвакуумного диапазона длина свободного пробега электронов в атмосфере аргона составляет несколько сантиметров и ионизация нейтральных атомов вторичными электронами происходит в основном вблизи торцевых стенок полости. Именно эти процессы могут обусловить повышение концентрации плазмы вблизи торцевых стенок катодной полости.

Указанный механизм образования неоднородности был положен в основу одномерной модели процессов ионизации и токопрохождения в системе тлеющего разряда с протяженным полым катодом, учитывающей изменение концентрации n и потенциала плазмы ϕ только вдоль одной координаты x . При этом предполагалось, что плазма имеет положительный относительно анода потенциал, а движении заряженных частиц в плазме происходит за счет дрейфа и диффузии. Вклад в ионизацию вносят как плазменные электроны, так и электроны с катодной полости. Электроны уходят из плазмы на анод, преодолевая потенциальный барьер.

В модели был использован подход, описанный в [18], т.е. записывались уравнения непре-

рывности для потоков ионов и электронов, а также выражения для самих потоков. Дополнительно учитывалась ионно-электронная эмиссия со стенок катодной полости, а также размеры самой полости. Уравнения непрерывности для потоков ионов I_i и электронов I_e , таким образом, представляли собой следующую систему:

$$\operatorname{div} I_i = W_p + W_\gamma - Z_i, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} I_e = W_p + W_\gamma + W_{\gamma s} - Z_e, \quad (2)$$

где W_p , W_γ , $W_{\gamma s}$ – слагаемые, последовательно учитывающие рождение заряженных частиц за счет ионизации газа плазменными электронами, γ -электронами, а также вклад самих γ -электронов (размерность $1/(\text{м}\cdot\text{с})$); Z_i и Z_e – скорости исчезновения заряженных частиц (размерность $1/(\text{м}\cdot\text{с})$).

С учетом диффузии и дрейфа заряженных частиц выражения для потоков могут быть представлены как следующие выражения:

$$I_i = -D_i \frac{dn}{dx} S - \mu_i \frac{d\phi}{dx} n S, \quad (3)$$

$$I_e = -D_e \frac{dn}{dx} S + \mu_e \frac{d\phi}{dx} n S, \quad (4)$$

где μ_i , μ_e , D_i , D_e – подвижности и коэффициенты диффузии ионов и электронов соответственно; n и ϕ – концентрация и потенциал плазмы соответственно; $S = (h - l_s) \times (l - l_s)$ – площадь сечения плазмы (размерность м^2); h и l – высота и ширина полости соответственно (размерность м); l_s – толщина слоя пространственного заряда (размерность м).

Скорости рождения частиц W_p , W_γ , $W_{\gamma s}$ могут быть представлены в виде последовательных выражений:

$$W_p = \beta n (h - l_s) \times (l - l_s) \quad (5)$$

где β – выход ионизации плазменными электронами (размерность $1/\text{с}$);

$$W_\gamma = 0,4 \frac{\phi}{U_i} \gamma n \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}} (2h + l - 4l_s), \quad (6)$$

где γ – коэффициент ионно-электронной эмиссии; M_i – масса иона (размерность кг);

$$W_{\gamma s} = 0,4 \gamma n \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}} (2h + l - 4l_s), \quad (7)$$

$$Z_i = 0,4 n \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}} (2h + l - 4l_s), \quad (8)$$

$$Z_e = \frac{1}{4} n \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp\left(-\frac{\Delta\phi}{kT_e}\right) \times (l - 2l_s) \quad (9)$$

где $\Delta\phi$ – разность потенциалов плазма–анод (размерность В).

Продольная координата x отсчитывалась от середины полости. Для решения системы уравнений начальные значения концентрации и потенциала плазмы брались из эксперимента и составляли порядка $1,2 \times 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и 3 В соответственно. В предположении симметрии задачи, значение первой производной концентрации и потенциала в начальной точке устанавливалось равным нулю. Сечения ионизации газа, подвижности заряженных частиц и ряд других констант были взяты из [19]. Система уравнений (1–4) решалась методом Эйлера, программная реализация метода была написана на языке Pascal. В результате решения были получены распределения концентрации плазмы, представленные на рис. 7.

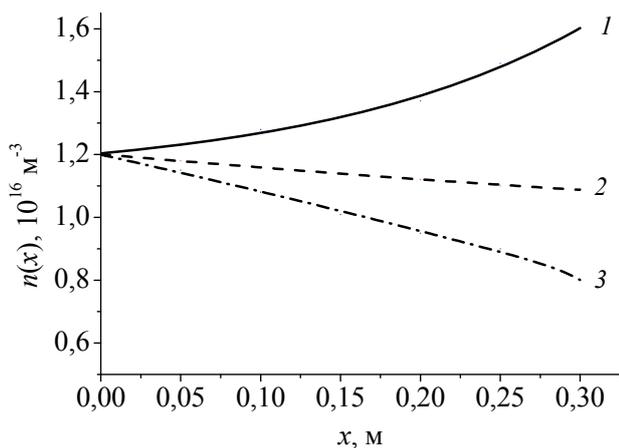


Рис. 7. Расчетные распределения концентрации плазмы вдоль протяженного размера катодной полости при давлении 10 Па, токе разряда 200 мА. Глубина полости: 1 – 23 мм; 2 – 24 мм; 3 – 25 мм.

Представленные на рис. 7 расчетные кривые $n(x)$ для разных глубин катодной полости находятся в качественном соответствии с экспериментальными результатами, представленными на рис. 2. Однако в расчетных результатах наблюдается более резкая зависимость концентрации плазмы от размеров катодной полости, в частности, от ее глубины h . Так, изменение глубины на несколько миллиметров вызывает резкое изменение в характере распределения концентрации плазмы – от максимума в средней части до появления максимумов вблизи ее торцов. Такое поведение расчетной зависимости, скорее всего, связано с упрощением модели, не учитывающей изменение концентрации в поперечном сечении полости. Тем не менее, расчетные зависимости отражают общие тенден-

ции, наблюдаемые экспериментально, а именно: уменьшение глубины полости приводит к росту концентрации вблизи торцевых стенок катода; рост давления способствует более существенному росту концентрации вблизи торцов полости. Наиболее равномерное распределение концентрации получается в случае использования гелия в качестве рабочего газа.

Заключение

В работе установлено, что профиль продольного распределения концентрации плазмы в протяженном полом катоде форвакуумного источника ленточного электронного пучка, функционирующего в диапазоне давлений 10–30 Па, в значительной степени зависит от геометрии катодной полости, давления и рода газа. Наиболее равномерное распределение концентрации плазмы во всем исследуемом диапазоне давлений наблюдается в случае использования гелия в качестве рабочего газа и достаточно глубокой полости, когда длина свободного пробега электронов превышает глубину полости в несколько раз. Определены оптимальные параметры геометрии полости, при которых удастся получать наиболее близкое к равномерному распределению концентрации плазмы.

Работа поддержана Министерством образования и науки в рамках базовой части проекта № 3.9605.2017/8.9. Окс Е. М. является исполнителем государственного задания по программе «Организация и проведение научных исследований» (проект № 3.6441.2017/6.7).

ЛИТЕРАТУРА

1. Берлин Е. В., Сейдман Л. А. Ионно-плазменные процессы в тонкопленочной технологии. – М.: Техносфера, 2010.
2. Щанин П. М., Коваль Н. Н., Гончаренко И. М., Григорьев С. В. // Физика и химия обработки материалов. 2001. № 3. С. 16.
3. Derflinger V. H., Schütze A., Ante M. // Surface and Coatings Technology. 2006. Vol. 200. P. 4693.
4. Walton S. G., Muratore C., Leonhardt D., Fernsler R. F., Blackwell D. D., Meger R. A. // Surface & Coatings Technology. 2004. Vol. 186. No. 1-2. P. 40.
5. Бугаев С. П., Крейнделъ Ю. Е., Щанин П. М. Электронные пучки большого сечения. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
6. Крейнделъ Ю. Е. Плазменные источники электронов. – М.: Атомиздат, 1977.
7. Бурдовицин В. А., Климов А. С., Медовник А. В., Окс Е. М., Юшков Ю. Г. Форвакуумные плазменные источники электронов. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2014.
8. Девятков В. Н., Коваль Н. Н., Щанин П. М. // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 1. С. 44.
9. Гушениц В. И., Коваль Н. Н., Щанин П. М. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 8. С. 12.

10. Gavrilov N. V., Mesyats G. A., Nikulin S. P., Radkovskii G. V. // Journal of Vacuum Science & Technology A. 1996. Vol. 14. P. 1050.
11. Гаврилов Н. В., Емлин Д. Р., Никулин С. П. // Известия ВУЗов. Физика. 2001. Т. 44. № 9. С. 48.
12. Никулин С. П., Чичигин Д. Ф., Третников П. В. // ЖТФ. 2004. Т. 74. № 9. С. 39.
13. Мартенс В. Я., Шевченко Е. Ф. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. № 8. С. 71.
14. Бурдовицин В. А., Бурачевский Ю. А., Окс Е. М., Федоров М. В. // Приборы и техника эксперимента. 2003. № 2. С. 127.
15. Бурачевский Ю. А., Бурдовицин В. А., Климов А. С., Окс Е. М., Федоров М. В. // ЖТФ. 2006. Т. 76. № 10. С. 62.
16. Климов А. С., Бурачевский Ю. А., Бурдовицин В. А., Окс Е. М. // ЖТФ. 2008. Т. 78. № 4. С. 43.
17. Хаддлстоун Р., Леонард С. Диагностика плазмы. – М.: Мир, 1967.
18. Климов А. С., Бурачевский Ю. А., Жирков И. С. // Доклады томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. 2008. № 2(18). Ч. 2. С. 53.
19. Левитский С. М. Сборник задач и расчетов по физической электронике. – К.: Изд-во Киевского университета, 1964.

PACS: 52.80.Hc

Homogeneous emission plasma generation in a discharge system with the extended hollow cathode for a forevacuum plasma source of a ribbon electron beam

A. S. Klimov¹, A. A. Zenin¹, and E. M. Oks^{1,2}

¹Tomsk State University of Control System and Radioelectronics
40 Lenin av. Tomsk, 634050, Russia
E-mail: klimov@main.tusur.ru

²Institute of High Current Electronics, SB RAS
2/3 Akademichesky av., Tomsk, 634055, Russia

Received January 31, 2018

For a discharge system with an extended hollow cathode used in the forevacuum plasma source of a ribbon electron beam, the influence of the geometry of the cathode cavity and the type of plasma-forming gas on the homogeneity of the plasma density distribution in the region of the emission boundary is studied. It is shown that the geometric parameters of the discharge gap of the electron source exert the greatest influence on the emission plasma density distribution. With the optimal geometry of the discharge system, a range of discharge current, pressure, and gas type is determined, which ensures that the distribution of the plasma concentration is not more than 20 % of the mean value.

Keywords: plasma cathode, extended hollow cathode, glow discharge, plasma homogeneity, forevacuum pressure range.

REFERENCES

1. E. V. Berlin and L. A. Seidman, *Ion-plasma processes in the thin-film technology* (Tekhnosfera, Moscow, 2010) [in Russian].
2. P. M. Shchanin, N. N. Koval', I. M. Goncharenko, and S. V. Grigor'ev, *Physics and Chemistry of Materials Treatment*, No. 3, 16 (2001).
3. V. H. Derflinger, A. Schütze, and M. Ante, *Surface and Coatings Technology* **200**, 4693 (2006).
4. S. G. Walton, C. Muratore, D. Leonhardt, R. F. Fernsler, D. D. Blackwell, and R. A. Meger, *Surface & Coatings Technology* **186** (1-2), 40 (2004).
5. S. P. Bugayev, Yu. Ye. Kreyndel', and P. M. Shchanin, *Electronic beams of large cross section* (Energoatomizdat, Moscow, 1984) [in Russian].
6. Yu. Ye. Kreyndel', *Plasma electron sources* (Atomizdat, Moscow, 1977) [in Russian].
7. V. A. Burdovitsin, A. S. Klimov, A. V. Medovnik, E. M. Oks, and Yu. G. Yushkov, *Forevacuum plasma electron sources* (Izd-vo Tom. un-ta, Tomsk, 2014) [in Russian].
8. V. N. Devyatkov, N. N. Koval', and P. M. Shchanin, *Technical Physics* **43** (1), 44 (1998).

9. V. I. Gushenets, N. N. Koval', and P. M. Shchanin, *Technical Physics Letters* **16** (8), 12 (1990)
10. N. V. Gavrilov, G. A. Mesyats, S. P. Nikulin, and G. V. Radkovskii, *Journal of Vacuum Science & Technology A.* **14**, 1050 (1996).
11. N. V. Gavrilov, D. R. Emlin, and S. P. Nikulin, *Russian Physics Journal* **44** (9), 48 (2001).
12. S. P. Nikulin, D. F. Chichigin, and P. V. Tretnikov, *Technical Physics* **74** (9), 39 (2004).
13. V. Y. Martens and E. F. Shevchenko, *Technical Physics Letters* **37** (4), (2011).
14. V. A. Burdovitsin, Yu. A. Burachevskii, E. M. Oks, and M. V. Fedorov, *Instruments and Experimental Techniques* **46** (2), 127 (2003).
15. Yu. A. Burachevsky, V. A. Burdovitsin, A. S. Klimov, E. M. Oks, and M. V. Fedorov, *Technical Physics* **51** (10), 62 (2006).
16. A. S. Klimov, Yu. A. Burachevsky, V. A. Burdovitsyn, and E. M. Oks, *Technical Physics.* **53** (4), 43 (2008).
17. R. H. Huddlestone and S. L. Leonard, *Plasma diagnostic techniques* (Academic Press, New York – London, 1965).
18. A. S. Klimov, Yu. A. Burachevsky, and I. S. Zhirkov, *Doklady Tomskogo gosudarstvennogo universiteta sistem upravleniya i radioelektroniki*, No. 2(18), P. 2 (2008).
19. S. M. Levitskiy, *Collection of problems and calculations on physical electronics* (Izd-vo Kiyevskogo universiteta, Kiev, 1964) [in Russian].