

Трёхмерная картина распределения концентрации электронов в объеме разряда с полым катодом, не ограниченного стенками

А.В. Бернацкий,^{1,*} И.И. Драганов,^{1,2} В.В. Лагунов,¹ А.Х. Садурни Сорокин,³ В.Н. Очкин¹

¹Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН

Россия, 119991, Москва, Ленинский пр-кт, д. 53

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9

³Российский университет дружбы народов им. Патриса Лумумбы

Россия, 117198, Москва, ул. Миклухо-Маклая, д. 6

(Поступила в редакцию 24.04.2026; после доработки 22.05.2026; подписана в печать 25.05.2026)

В разряде с прямоугольным полым катодом и сетчатым анодом проведены трёхмерные пространственные измерения концентрации электронов. Область измерений существенно превышала апертуру разряда, в том числе включала пространство за анодом. Установлено, что значительная концентрация электронов наблюдается в пространстве за анодом. Эффект «облета» электронами анода наблюдается вдоль всей его поверхности.

PACS: 52.80.-s УДК: 533, 533.9

Ключевые слова: разряд с полым катодом, концентрация электронов, зонд Ленгмюра, низкотемпературная плазма.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.81.2640602](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.81.2640602)

ВВЕДЕНИЕ

Разряд с полым катодом (РПК) широко востребован в ряде современных прикладных областей. В частности, для ионных источников он применяется для формирования направленных потоков заряженных частиц в ускорителях и масс-спектрометрах. В атомно-эмиссионной спектроскопии РПК обеспечивает высокочувствительный элементный анализ благодаря получению узких спектральных линий излучения даже при низких концентрациях атомов. В микроэлектронике такой тип разряда используется для плазменного травления наноструктур и осаждения пленок с задаваемыми характеристиками. В оптике РПК применяется для создания газовых лазеров и юстировки спектральных приборов. Компактность и низкое энергопотребление устройств с полым катодом (ПК) делают их перспективными для портативных анализаторов. В медицине РПК находит свое применение при стерилизации инструментов и модификации биосовместимых поверхностей имплантатов. Геометрия ПК обеспечивает высокую плотность плазмы при низких напряжениях горения разряда, что важно для эффективного распыления материалов катода. Эти и другие применения РПК подробно обсуждаются в обзорах [1–7]. Помимо реализованных практических применений, полый катод геометрически схож с зазорами в стыках стенок сложных вакуумных систем (например, токамаков), что позволяет использовать его в качестве модельной системы для изучения свойств пристеночной плазмы реакторов [8–10].

Однако, в отличие от хорошо изученного тлеющего разряда в трубке (см., например, [11–13]), для РПК, не ограниченного стенками (открытого разряда), отсутствуют общие теории процессов и свойств плазмы как внутри, так и вне ПК [14]. В этой связи для понимания процессов в РПК важными остаются прямые пространственные измерения распределений ключевых параметров электронов: функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ), потенциала плазмы U_p , концентрации N_e и средней энергии $\langle u \rangle$ электронов. Для определения всех перечисленных выше параметров используется метод одиночного зонда Ленгмюра [14–16].

Как показал анализ, проведённый в обзоре [14], на текущий момент пространственные измерения параметров плазмы в РПК носят обрывистый характер. Данные измерений можно квалифицировать по степени локализации: в выбранной точке пространства (например, [17, 18]); одномерные 1D вдоль выделенного направления [19–23]; двумерные 2D в плоскости [24–30].

В рамках настоящего исследования впервые проведены трёхмерные пространственные измерения концентрации электронов N_e в РПК как в области между полым катодом и анодом, так и в постонодной плазме.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты проводились на установке «Течь». Подробное описание установки и её диагностического комплекса представлено в [14] (см, также [25, 26]). Разрядный узел представлен на рис. 1. Он состоит из прямоугольного ($100 \times 10 \times 50$ мм³) полого

* E-mail: bernatskiyav@lebedev.ru

катода с открытой стороной (срез) $100 \times 10 \text{ мм}^2$, напротив которой и параллельно ей на расстоянии 30 мм располагается сетчатый анод (геометрический размер $100 \times 10 \text{ мм}^2$). Сетка анода сплетена из стальной проволоки диаметром 0.4 мм, размер каждой ячейки $1.25 \times 1.25 \text{ мм}^2$. Разрядный узел размещён внутри цилиндрической вакуумной камеры (диаметр 300 мм, длина 300 мм).

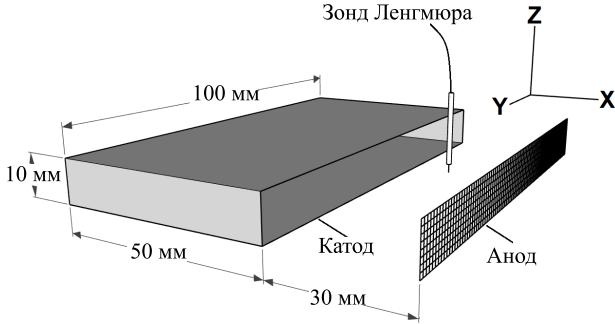


Рис. 1. Разрядный узел

На рис. 1 показаны оси X , Y , Z , вдоль которых перемещался измерительный зонд Ленгмюра. Ось X направлена от катода к аноду (координата катода $x=0 \text{ мм}$, анода $x=30 \text{ мм}$). Ось Y параллельна длинной стороне катода 100 мм, ось Z — короткой стороне 10 мм. Как было показано ранее в работе [14], в такой геометрии разряд симметричен относительно геометрического центра открытой стороны катода x, y, z (0, 0, 0). Поэтому в настоящей работе измерения проводились в секторе $x=(0:50) \text{ мм}$, $y=(0:50) \text{ мм}$, $z=(0:16) \text{ мм}$. Шаг измерений по оси X составлял 2 мм, по оси Y — 10 мм, по оси Z — 1 мм.

Как известно, конечный размер проводящей части зонда (радиус r в случае цилиндрического зонда) приводит к искажениям вольт-амперной характеристики (ВАХ) зонда вследствие «эффекта стока» электронов на зонд [31] и конечного сопротивления плазмы [32]. По мере увеличения r искажения усиливаются, что приводит к некорректному определению потенциала плазмы U_p и ФРЭЭ в области низких энергий. Различные способы коррекции измеренных величин с учётом «эффекта стока» подробно рассмотрены в [31]. Алгоритм учета влияния конечного сопротивления плазмы представлен в [32]. В настоящих исследованиях зондовые измерения проводились цилиндрическим зондом радиусом $r = 30 \text{ мкм}$, длиной $l = 2 \text{ мм}$. Как было показано в [24], при таких размерах искажения ВАХ зонда в следствие «эффекта стока» электронов на зонд и конечного сопротивления плазмы незначительны. В качестве изолятора-держателя зонда использовался кварцевый капилляр с внешним радиусом $R = 115 \text{ мкм}$. Расстояние между проволокой зонда и внутренней поверхностью держателя составляло 22.5 мкм, что меньше радиуса Дебая для настоящих экспериментальных условий ($r_D \approx 100 \text{ мкм}$). Согласно [20], такой держатель вносит незначительные искажения в результат измерений. Измерительная зондовая система и процесс обработки зондово-

го сигнала подробно описаны в [14, 21]. Время измерения ВАХ зонда в каждой точке пространства составляет $\sim 2 \text{ с}$.

Существуют два основных способа определения концентрации электронов N_e с помощью зонда Ленгмюра. Один из них подразумевает определение N_e по величине электронного тока насыщения I_p (значение тока на вольт-амперной характеристике $I(U)$ зонда при потенциале плазмы U_p):

$$N_e^{\text{current}} = \frac{4 \cdot I_p}{|e| \cdot S_p \cdot v_e}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона; S_p — площадь поверхности проводящей части зонда; v_e — средняя скорость электронов. Величину потенциала U_p можно определить разными методами [19]: по точке излома электронной ветви ВАХ; по точке пересечения линий, аппроксимирующих ВАХ в полулогарифмическом масштабе; по напряжению, при котором вторая производная ВАХ равна нулю; по напряжению, при котором шумы измеряемого зондом тока максимальны (по максимуму шума ВАХ). В [14, 19] указаны преимущества и недостатки каждого метода. Нашим коллективом разработана цифровая версия метода, в котором потенциал плазмы определяется по максимуму шума ВАХ. Анализ, проведённый в [19], указывает на ряд преимуществ данного подхода перед другими способами определения величины U_p .

Другой способ определения N_e заключается в интегрировании второй производной ВАХ:

$$N_e^{\text{int}} = \frac{2\sqrt{2 \cdot m_e}}{e \cdot S_p} \int_{-\infty}^{U_p} \sqrt{\frac{|U|}{e}} \frac{d^2 I}{dU^2} dU, \quad (2)$$

где m_e — масса электрона; I, U — ток и напряжение на зонде.

В работах [33, 34] отмечено, что определение концентрации согласно (1) подразумевает большую систематическую ошибку, чем по формуле (2). Это объясняется тем, что небольшие неточности в нахождении U_p могут привести к значительным погрешностям определения I_p (так как в этом месте ВАХ быстро возрастает) и, соответственно, N_e^{current} . Однако оба метода используются в равной степени широко. В работе [14] проводится сравнение двух подходов на примере измерений в разряде с полым катодом в гелии. Разница между величинами N_e^{current} и N_e^{int} не превышает 10%. В рамках данной работы для определения концентрации электронов мы использовали формулу (2).

По измеренной $I(U)$ возможно так же получить ФРЭЭ $f(u)$, а затем среднюю энергию электронов $\langle u \rangle$:

$$f(u) = 2^{3/2} m_e^{1/2} e^{-3/2} S_p^{-1} U^{1/2} \frac{d^2 I}{dU^2}, \quad (3)$$

$$\langle u \rangle = \frac{\int_0^\infty u f(u) du}{\int_0^\infty f(u) du}. \quad (4)$$

Измерения проводились в He при давлении 2 мбар и токе разряда 60 мА. В условиях эксперимента на аноде формировалась однородная светящаяся пленка [14, 25], занимающая большую часть поверхности анода, в области $y = (40 : 50)$ мм плёнка отсутствовала.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2–4 показаны результаты измерений распределения концентрации электронов N_e в разных плоскостях. На рис. 2 — в плоскости XZ при $y = 0$ мм; на рис. 3 — в плоскости XY при $z = 0$ мм; на рис. 4 — результаты измерений в плоскости YZ , параллельной срезу катода, на разных координатах x . Сопоставление данных результатов позволяет впервые получить полную пространственную картину распределения концентрации электронов в объеме разряда с полым катодом не ограниченного стенками.

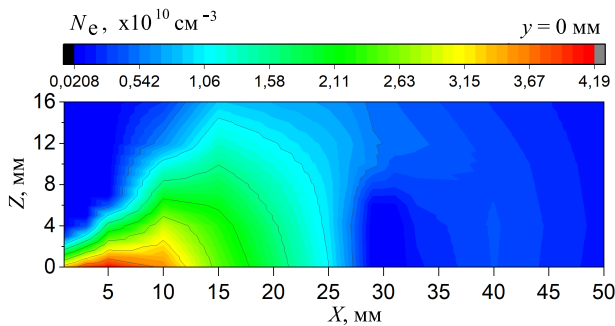


Рис. 2. Распределение концентрации электронов N_e в плоскости XZ при $y = 0$ мм

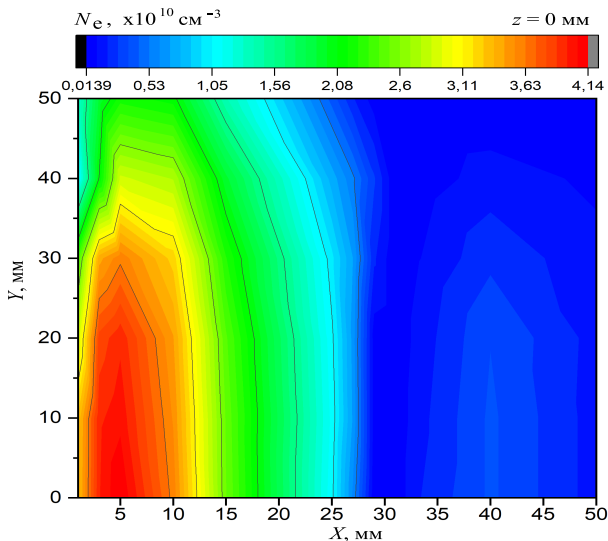


Рис. 3. Распределение концентрации электронов N_e в плоскости XY при $z = 0$ мм

Полученные результаты подтверждают, что область существования плазмы в открытом разряде существенно превышает область, ограниченную апертурой разрядной системы. Под апертурой разрядной системы подразумевается область пространства между электродами: $x = (0 : 30)$ мм; $y = (-50 : 50)$ мм; $z = (-5 : 5)$ мм.

В частности, значительная концентрация электронов наблюдается в пространстве за анодом. Как было показано в [14, 25, 26], это происходит вследствие эффекта «облета» электронами анода. В таком разряде из-за диффузии и дрейфа электронов значительная их часть вблизи анода $x \approx 30$ мм движется над ним $z = (5 : 16)$ мм. Затем, на некотором удалении $x > 30$ мм, энергия электронов уменьшается и под действием поля они попадают на анод с обратной, по отношению к катоду, стороны.

В работах [25, 26] эффект облёта электронами анода подтверждается дополнительными экспериментами. В [25] за сетчатым анодом была установлена медная пластина, соединённая контактом с анодом. Фактически это равносильно замене сетчатого анода на плоский. Однако и в этом случае за анодом наблюдалось значительное количество электронов. В [26] за сетчатым анодом располагался идентичный сетчатый анод, заземлённый независимо. Между двумя анодами размещался тefлоновый изолятор. В такой конфигурации ток наблюдался как в цепи первого, так и в цепи второго анода. В условиях экспериментов [25, 26] электроны могут попасть за анод только облетев его. Кроме того, в работах [25, 26] было проведено моделирование методом Монте-Карло. В [25] одномерное (1D) моделирование вдоль оси X , в [26] — двумерное (2D) в плоскости XZ . Моделирование 1D принципиально не может учесть эффект облёта, но учитывает прохождение электронов сквозь сетку анода. 2D-модель учитывает как пролёт электронов через сетку анода, так и движение их над анодом. В [14] приводится сравнение полученных результатов. Только 2D-модель даёт хорошее согласие с результатами прямых измерений концентрации электронов как в области между анодом и катодом, так и в области за анодом.

Ранее данный эффект был обнаружен только в плоскости XZ при $y = 0$ мм [14, 25, 26] (соответствует рис. 2). Результаты трёхмерных измерений в настоящей работе впервые демонстрируют, что данный эффект наблюдается вдоль всей длинной стороны (100 мм) полого катода. Как видно из рис. 4, по мере удаления от катода область, в которой сконцентрировано подавляющее количество электронов, увеличивается равномерно вдоль всей длинной стороны. Так на $x = 1$ мм электроны сконцентрированы в области $z \approx (-4 : 4)$ мм, на $x = 3$ мм в области $z \approx (-5 : 5)$ мм, на $x = 5$ мм в области $z \approx (-7 : 7)$ мм и так далее.

На рис. 5 представлено распределение средней энергии электронов $\langle u \rangle$ в плоскости XY (при $z = 0$ мм). Величина $\langle u \rangle$ в каждой точке определялась согласно формуле (4). Видно, что мак-

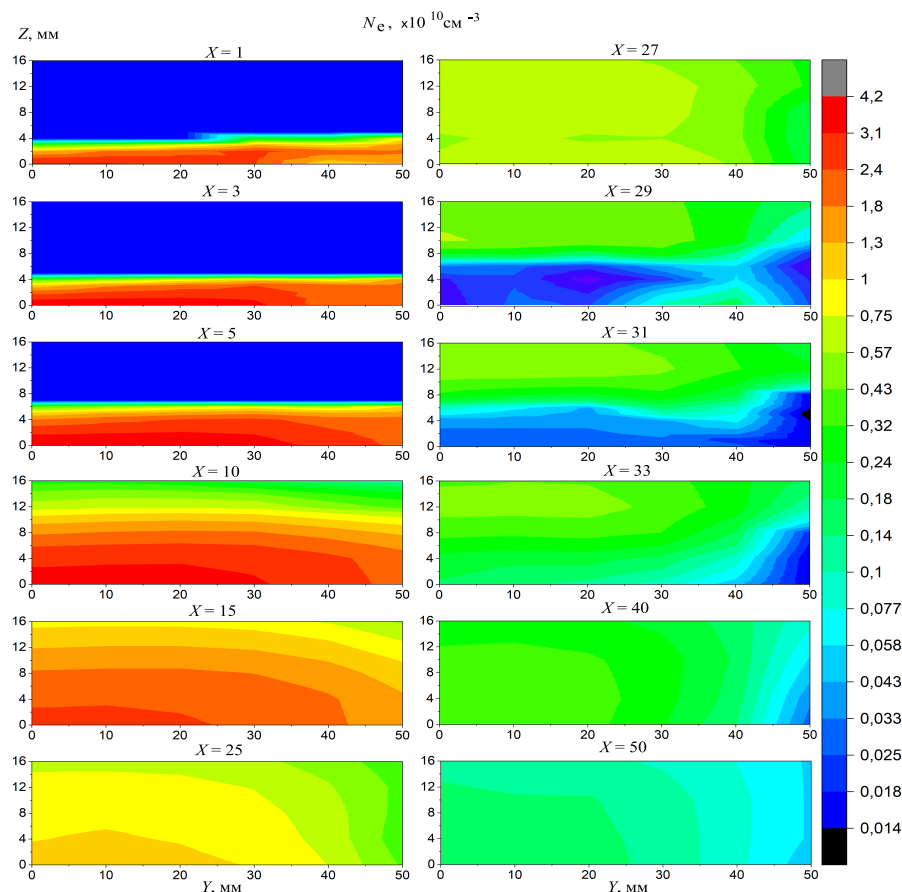


Рис. 4. Пространственное распределение концентрации электронов N_e в плоскости YZ при различных x

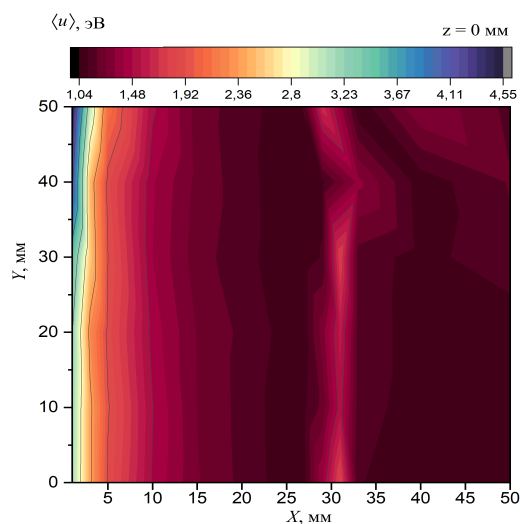


Рис. 5. Распределение средней энергии электронов $\langle u \rangle$ в плоскости XY при $z = 0$ мм

симальная средняя энергия (~ 4.5 эВ) находится у среза катода. Далее, по мере приближения к аноду, величина $\langle u \rangle$ уменьшается до ~ 1 эВ. В области расположения анода ($x = 30$ мм) средняя энергия немного возрастает ~ 2 эВ, за анодом ($x > 35$ мм) величина $\langle u \rangle \approx 1$ эВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В разряде с прямоугольным полым катодом и сетчатым анодом проведены трёхмерные пространственные измерения концентрации электронов. Область измерений существенно превышала апертуру разряда. Установлено, что значительная концентрация электронов наблюдается в пространстве за анодом. Эффекта «облета» электронами анода наблюдается вдоль всей его поверхности. Расширение разряда по мере удаления от катода происходит равномерно вдоль длинной стороны катода.

- [1] Pillow M.E. // *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, **36**, N 8. 821 (1981).
- [2] Mavrodineanu R. // *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, **89**, N 2. 143 (1984).

- [3] Kovaleski S.D., Patterson M.J., Soulas G.C., Sarver-Verhey T.R. *Proc. 27th International Electric Propulsion Conference*, N E-13096 (1984).
- [4] Alberts I.L., Barratt D.S., Ray A.K. // *Journal of Display Technology*, **6**, N 2. 52 (2010).

- [5] Muhl S., Perez A. // *Thin Solid Films*, **579**, 174 (2015).
- [6] Korolev Y.D., Koval N.N. // *J. of Physics D: Appl. Phys.* **51**, 323001 (2018).
- [7] Goebel D.M., Becatti G., Mikellides I.G., Lopez Ortega A. // *J. of Appl. Phys.* **130**, 050902 (2021).
- [8] Bernatskiy A.V., Kochetov I.V., Ochkin V.N. // *Plasma Physics Reports*, **46**, 874 (2020).
- [9] Bernatskiy A.V., Ochkin V.N. *Plasma Sources Science and Technology*, **26**, N 1, 015002 (2017).
- [10] Bernatskiy A.V., Kochetov I.V., Ochkin V.N. // *Physics of Plasmas*, **25**, N 8. 083517 (2018).
- [11] Bernatskiy A.V., Lagunov V.V., Ochkin V.N., Tskhai S.N. // *Laser Phys. Lett.* **13**, N 7, 075702 (2016).
- [12] Bernatskiy A.V., Lagunov V.V., Ochkin V.N. // *Quantum Electronics*. **49**, N 2. 157 (2019).
- [13] Raizer Y.P. *Gas Discharge Physics*. Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 1991.
- [14] Bernatskiy A.V., Draganov I.I., Ochkin V.N. // *Plasma Physics Reports*, **52**, N 4. 379 (2026).
- [15] Mott-Smith H.M., Langmuir I. // *Phys. Rev.* **28**, 727 (1926).
- [16] Druyvesteyn M.J. *Zeitschrift fur Physik*, **64**. 781 (1930).
- [17] Bernatskiy A.V., Draganov I.I., Dyatko N.A. et al. // *Vacuum*. **246**. 115062 (2026).
- [18] Sorokin I.A., Kolodko D.V. // *Vacuum*. **207**. 111570 (2023).
- [19] Bernatskiy A.V., Draganov I.I., Kochetov I.V. et al. // *Vacuum*. **225**. 113279 (2024).
- [20] Bernatskiy A.V., Draganov I.I., Dyatko N.A. et al. // *Vacuum*. **226**. 113338 (2024).
- [21] Bernatskiy A.V., Draganov I.I., Dyatko N.A. et al. // *Vacuum*. **235**. 114162 (2025).
- [22] Lisovski V.A., Bogodielnyi I.A., Yegorenkov V.D. // *Problems of Atomic Science and Technology*, N 4. 144 (2013).
- [23] Астафьев А.М., Богданов Е.А., Кудрявцев А.А., Унан С. // *Письма в ЖТФ*. **51**, № 23. 50 (2025).
- [24] Bernatskiy A.V., Draganov I.I., Dyatko N.A. et al. // *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. **44**, N 1. 651 (2024).
- [25] Bernatskiy A.V., Draganov I.I., Dyatko N.A. et al. // *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, **45**, N 3. 993 (2025).
- [26] Bernatskiy A.V., Draganov I.I., Dyatko N.A. et al. // *Phys. Rev. E*, **112**, 025204 (2025).
- [27] Farnell C.C., Williams J.D. // *Plasma Sources Science and Technology*. **20**. 025006 (2011).
- [28] Dixon S., Charles C., Boswell R. et al. // *Journal of Physics D: Appl. Phys.* **46**. 145204 (2013).
- [29] Poluektov N.P., Tsar'gorodsev Y.P., Usatov I.I. et al. // *Plasma Sources Science and Technology*, **24**. 035009 (2015).
- [30] Yang Y., Wu Z., Huang T. // *Plasma Sources Science and Technology*, **33**. 125008 (2024).
- [31] Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Dyatko N.A., Ochkin V.N. // *Plasma Sources Science and Technology*, **30**. 095004 (2021).
- [32] Bernatskiy A.V., Draganov I.I., Dyatko N.A. et al. // *Vacuum*. **249**. 115302 (2026).
- [33] Godyak V.A., Denidov V.I. // *J. of Physics D: Appl. Phys.* **44**. 233001 (2011).
- [34] Godyak V.A., Alexandrovich B.M. // *J. of Appl. Phys.* **118**. 233302 (2015).

Three-Dimensional Distribution of Electron Concentration in the Volume of a Wall-Unbounded Hollow Cathode Discharge

A.V. Bernatskiy^{1,a}, I.I. Draganov^{1,2}, V.V. Lagunov¹, A.J. Sadurni Sorokin³, V.N. Ochkin¹

¹*P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences. Moscow, 119991, Russia*

²*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University) Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia*

³*Peoples' Friendship University of Russia named after Patrice Lumumba. Moscow, 117198, Russia*
E-mail: ^abernatskiyav@lebedev.ru

Three-dimensional spatial measurements of electron concentration were performed in a discharge with a rectangular hollow cathode and a mesh anode. The measurement region substantially exceeded the discharge aperture, including the space behind the anode. It was established that a considerable electron concentration is observed in the space behind the anode. The effect of electron bypassing of the anode is observed along its entire surface.

PACS: 52.80.-s

Keywords: hollow cathode discharge, electron concentration, Langmuir probe, low-temperature plasma.

Received 24 April 2026.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2026. **81**, No. . Pp. .

Сведения об авторах

1. Бернацкий Антон Владиславович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник ФИАН; e-mail: bernatskiyav@lebedev.ru.
2. Драганов Иван Игнатьевич — аспирант МФТИ, мл. науч. сотрудник ФИАН; e-mail: draganov.i@lebedev.ru.
3. Лагунов Владимир Владимирович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник ФИАН; e-mail: lagunoww@yandex.ru.
4. Садурни Сорокин Александр Хорхэевич — студент РУДН; e-mail: sashasadurni@gmail.com.
5. Очкин Владимир Николаевич — доктор физ.-мат. наук, гл. науч. сотрудник ФИАН; e-mail: ochkinvn@lebedev.ru.