

Кинетическая теория прикатодного слоя в низковольтных пучковых разрядах

© А.Х. Бадр¹, В.С. Сухомлинов², А.С. Мустафаев¹, О.Д. Бербенева¹

¹ Санкт-Петербургский горный университет императрицы Екатерины II, Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: hady93327@gmail.com

Поступило в Редакцию 29 апреля 2025 г.

В окончательной редакции 18 июля 2025 г.

Принято к публикации 18 июля 2025 г.

Построена кинетическая теория прикатодного слоя низковольтного пучкового разряда в инертных газах при числах Кнудсена порядка единицы. В этих условиях данная плазменная система перспективна для создания приборов плазменной электроники. Обнаружено, что структура прикатодного слоя такого разряда принципиально отличается от таковой для самостоятельного тлеющего разряда. Так, пространственная зависимость электрического поля может быть немонотонной и содержать максимум. При этом значения электрического поля около катода оказываются существенно меньше, пространственные зависимости плотностей электронов и ионов могут иметь минимум, а протяженности квазинейтрального предслоя и прикатодной части возмущенного слоя, где существенно нарушается квазинейтральность, значительно возрастают.

Ключевые слова: прикатодный слой, предслой, электронный пучок, упругое рассеяние электронов.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.23.61674.7923

Известны так называемые пучковые разряды, в которых пучок электронов, двигаясь в плазме, переносит ток и обеспечивает необходимую для существования разряда скорость ионизации [1–4]. К таким разрядам относятся и низковольтный пучковый разряд (НПР) в инертных газах. Изучение закономерностей динамики электронных пучков в плазме важно для разработки новых приборов плазменной электроники нового поколения, в которых применяется пучковая плазма [5,6].

В работе [7] была разработана кинетическая теория пристеночных слоев (в том числе и прикатодных) для произвольных условий в газоразрядной плазме. Однако в них рассматривался тлеющий разряд, где перенос тока и ионизация обеспечиваются за счет плазменных электронов.

Согласно известным представлениям, возмущенный пристеночный слой (ВПС) имеет следующую структуру. Он делится на так называемый квазинейтральный предслой и пристеночный слой, в котором квазинейтральность существенно нарушается. В предслое сравнительно слабо нарастает электрическое поле при удалении от его границы с невозмущенной плазмой, и по достижении ионами некоторой средней скорости начинается разделение зарядов за счет сильного падения концентрации электронов по сравнению с ионной. При этом происходит резкий рост электрического поля. Однако из-за наличия пучка быстрых электронов НПР обладает рядом специфических особенностей формирования прикатодного слоя, которые делают развитую в упомянутых работах кинетическую теорию неприменимой для этого случая [5,6].

Необходимо также отметить, что при определенных условиях пучковые разряды неустойчивы относительно слабых возмущений их параметров [8]. Это препятствует

использованию НПР в прикладных целях. Как известно, инкременты неустойчивости гармонических возмущений параметров НПР имеют максимум на частоте плазмы. При этом основную роль в раскачке колебаний в диапазоне параметров НПР, перспективных с точки зрения практических применений, играют шумы пучка [9]. Таким образом, важной проблемой является исследование спектра шумов пучка, который определяется, в частности, и структурой прикатодного слоя.

Воспользуемся моделью НПР, развитой в работе [9]. В условиях применения НПР в плазменной электронике, когда межэлектродное расстояние не превышает 10–12 мм, а давление инертного газа порядка десятых Торр, как правило, выполняется соотношение

$$d_c \ll d \sim \lambda_{ea}, \quad (1)$$

где d_c , d , λ_{ea} — соответственно ширина ВПС, межэлектродное расстояние и длина свободного пробега относительно упругих столкновений с атомами плазмообразующего газа. Межэлектродная разность потенциалов в НПР близка к потенциалу ионизации плазмообразующего газа. Длина пробега электронов относительно неупругих столкновений λ_{eai} более чем на порядок превышает величину λ_{ea} [4], поэтому их учет производится за счет того, что в рассмотрение включается плазма, образующаяся за счет неупругих столкновений. В силу выполнения соотношений (1) при описании процессов вне ВПС можно пренебречь шириной d_c . Катод является источником пучка электронов, которые переносят ток разряда.

Электроны пучка при движении испытывают упругие столкновения с атомами плазмообразующего газа без потери их энергии. При каждом упругом столкновении

происходит существенная изотропизация распределения электронов пучка по направлениям движения. Отсюда следует, что электронное облако НПР в области энергии первоначального пучка (после ускорения в прикатодном слое) вне ВПС представляет собой практически монокинетический электронный газ. Этот газ состоит из двух групп электронов: 1) нерассеянных; 2) испытавших упругие столкновения с атомами инертного газа.

Таким образом, в рассматриваемых условиях в НПР имеем три группы электронов, обладающих существенно различными функциями распределения (ФРЭ):

- практически мононаправленные электроны пучка, не испытавшие ни одного столкновения;
- электроны с энергией, близкой к энергии пучка, испытавшие хотя бы одно упругое столкновение с атомами и имеющие распределение по направлениям движения с небольшим средним косинусом между скоростью и нормалью к плоскости катода;
- электроны плазмы, имеющие слабо анизотропное распределение по скоростям со средней энергией

$$E_e = 1.5kT_e \ll E_0, \quad (2)$$

где $T_e \sim 1 \text{ eV}$ — температура ФРЭ в плазме, E_0 — энергия электронов пучка.

Процессы формирования структуры прикатодного слоя в рамках изложенной выше модели можно описать следующим образом. Катод находится под отрицательным потенциалом относительно плазмы и прикатодного слоя. Введем декартову систему координат XYZ , плоскость XY которой совпадает с границей невозмущенной плазмы, а ось Z направлена вдоль электрического поля плазмы в сторону катода. Со стороны катода против оси Z начинают движение электроны, покидающие катод, нагретый до температуры $T_c \sim 1000 \text{ K}$. При своем движении в сторону плазмы они ускоряются до энергий, соответствующих падению напряжения на прикатодном слое, и формируют практически мононаправленный пучок, поскольку $E_0 \gg 1.5kT_e$.

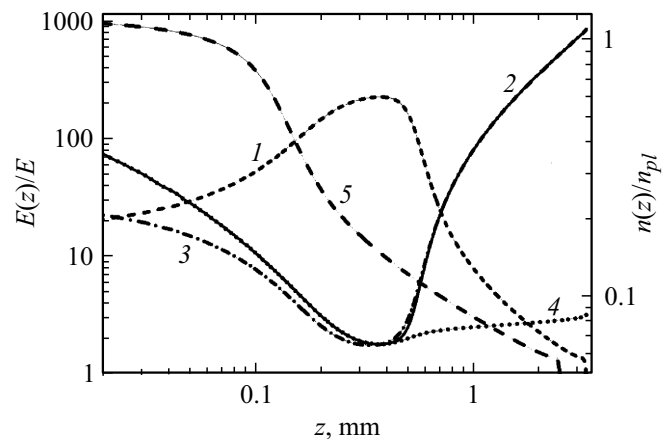
Таким образом, в прикатодном слое от плазмы в сторону катода движутся по оси Z , замедляясь в поле слоя, группа упругорассеянных электронов с энергией пучка и электроны плазмы, имеющие среднюю энергию E_e . Положительный заряд между плазмой и катодом создают ионы плазмообразующего газа. Существенным отличием структуры прикатодного слоя в НПР от такового в тлеющем разряде является то, что отрицательный заряд в этом слое создается не только электронами плазмы, но и движущимися навстречу друг другу мононаправленным пучком (со стороны катода) и изотропным потоком электронов с энергией E_0 (со стороны плазмы), удовлетворяющей неравенству (2).

При количественном описании пространственной структуры прикатодного слоя считалось, что как в плазме, так и в ВПС основной процесс, ответственный за формирование функции распределения ионов (ФРИ), — резонансная перезарядка. Для решения поставленной

задачи был применен подход, разработанный в [7]. Была сформулирована и решена система уравнений, состоящая из кинетических уравнений Больцмана для ФРИ, функции распределения эмитированных катодом электронов, быстрых упругорассеянных электронов и уравнения Пуассона. При этом как в плазме, так и в ВПС ФРЭ считалась максвелловской.

Была проведена верификация разработанной теории путем сравнения результатов расчетов с экспериментальными данными других авторов [4,10,11], которая показала их хорошее соответствие.

Рассмотрим результаты расчетов пространственных распределений параметров ВПС в условиях НПР. На рисунке приведены пространственные зависимости концентраций различных групп заряженных частиц для типичных условий НПР в He и относительного электрического поля в прикатодном слое, в том числе и без учета быстрых электронов. Как видно, в последнем случае электрическое поле монотонно растет до величин порядка 10^3 плазменного. При учете же групп быстрых электронов в прикатодной области рост поля замедляется и при достаточно большой их концентрации электрическое поле является немонотонным в соответствии с немонотонными зависимостями концентрации ионов и суммарной концентрации электронов, состоящей из трех различных групп. Вместе с тем расчеты показывают, что в части прикатодного слоя, прилегающей к плазме, электрическое поле в НПР существенно выше, чем было бы без учета быстрых электронов. Кроме того, при учете быстрых электронов концентрация ионов в разряде при той же концентрации плазменных электронов выше, поскольку концентрация ионов в плазме равна



Пространственные зависимости напряженности относительного электрического поля $E(z)/E$ (1 — с учетом быстрых электронов, 5 — без учета быстрых электронов) и относительных концентраций заряженных частиц $n(z)/n_{pl}$ (2 — суммарная концентрация электронов, 3 — концентрация ионов, 4 — быстрых электронов) в прикатодном слое НПР. $P_{He} = 2 \text{ Torr}$, $j = 1 \text{ A/cm}^2$, $kT_e = 1.54 \text{ eV}$, $kT_k = 0.06 \text{ eV}$, $d = 12 \text{ mm}$ (P_{He} , j , T_e , T_k — давление плазмообразующего газа, плотность тока, температура электронов в плазме и поверхности катода соответственно).

суммарной концентрации электронов, в том числе и с учетом быстрых. Существенное отличие структуры прикатодного слоя в НПР заключается в том, что в части ВПС, примыкающей к плазме (малые значения переменной z на рис. 1), отрицательный заряд создается не электронами плазмы с экспоненциально убывающей плотностью, а сравнительно медленно падающей плотностью быстрых электронов.

Один из основных результатов работы заключается в том, что впервые построена кинетическая теория для описания структуры прикатодного слоя при таких условиях в НПР, которые позволяют использовать пучковый разряд данного типа для разработки приборов плазменной электроники. Значимое отличие условий формирования прикатодного слоя НПР от таковых в обычном тлеющем разряде заключается в существовании в этом слое не только потока ионов от плазмы к катоду и электронов плазмы, но и встречных потоков (от катода к плазме и навстречу) быстрых электронов с зависящей от координаты энергией. При этом их максимальная энергия много больше средней энергии электронов в плазме.

Полученные результаты позволяют исследовать спектр шумов пучка, который возникает в НПР. Это имеет важное значение при исследовании устойчивости НПР, поскольку, как указывалось ранее, если в спектре шумов пучка присутствует плазменная частота, то именно эти шумы определяют динамику возмущений в системе.

Результаты работы имеют важное значение не только для НПР, но и для других типов разрядов с подогреваемым катодом, когда электроны поступают с катода в разряд за счет термоэмиссии и ускоряются в прикатодном слое до энергий, существенно больших средней энергии электронов плазмы.

Финансирование работы

Работа финансировалась Фондом развития теоретической физики и математики „Базис“ (проект № 22-1-1-61-1).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] С.М. Левитский, И.П. Шашурин, ЖЭТФ, **52** (2), 350 (1967). [S.M. Levitskii, I.P. Shashurin, Sov. Phys. JETP, **25** (2), 227 (1967)].
- [2] М.Д. Габович, В.П. Коваленко, ЖЭТФ, **57** (3), 716 (1970). [M.D. Gabovich, V.P. Kovalenko, Sov. Phys. JETP, **30** (3), 392 (1970)].
- [3] K. Mizuno, S. Tanaka, Phys. Rev. Lett., **29** (1), 45 (1972). DOI: 10.1103/PhysRevLett.29.45
- [4] А.С. Мустафаев, ЖТФ, **71** (4), 111 (2001). [A.S. Mustafaev, Tech. Phys., **46** (4), 472 (2001). DOI: 10.1134/1.1365475].
- [5] A.S. Mustafaev, V.I. Demidov, I.D. Kaganovich, M.E. Koepeke, A. Grabovskiy, Phys. Plasmas, **21**, 053508 (2014). DOI: 10.1063/1.4876928
- [6] Ф.Г. Бакшт, Б.И. Колосов, А.А. Костин, Р.С. Чураев, В.Г. Юрьев, *Математическое моделирование процессов в низковольтном плазменно-пучковом разряде* (Энергоатомиздат, М., 1990), с. 1–7.
- [7] О. Мурильо, А.С. Мустафаев, В.С. Сухомлинов, ЖТФ, **89** (9), 1384 (2019). DOI: 10.21883/JTF.2019.09.48064.51-19 [O. Murillo, A.S. Mustafaev, V.S. Sukhomlinov, Tech. Phys., **64** (9), 1308 (2019). DOI: 10.1134/S106378421909010X].
- [8] A.I. Ahiezer, Ja.B. Fainberg, Proc. Acad. Sci., **64**, 555 (1949).
- [9] V. Sukhomlinov, A. Mustafaev, A. Zaitsev, N. Timofeev, J. Phys. Soc. Jpn., **91** (2), 024501 (2022). DOI: 10.7566/JPSJ.91.024501
- [10] А.В. Бондаренко, ЖТФ, **46** (12), 2535 (1976).
- [11] K. Riemann, U. Ehlemann, K. Wiesemann, J. Phys. D, **25**, 620 (1992). DOI: 10.1088/0022-3727/25/4/008