Оптимизация параметров диодного плазменного стабилизатора напряжения

© А.С. Мустафаев, А.Ю. Грабовский, Е.В. Штода

Санкт-Петербургский горный университет императрицы Екатерины II, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: schwer@list.ru

Поступило в Редакцию 29 апреля 2025 г.
В окончательной редакции 18 июля 2025 г.
Принято к публикации 22 июля 2025 г.

Выполнен экспериментальный анализ влияния формы бокового экрана диодного стабилизатора напряжения на энергетическую релаксацию пучковых электронов. Установлено, что экран конической геометрии обеспечивает нарастание длины энергетической релаксации электронов пучка и кратное увеличение плотности тока прибора. Оптимизированы давление гелия, межэлектродный зазор и электрокинетические параметры стабилизатора. При плотностях тока порядка $2\,\mathrm{A/cm^2}$ эффективная стабилизация напряжения достигается в диапазоне от 20 до 65 V.

Ключевые слова: низковольтный пучковый разряд, электронный пучок, анизотропная плазма, плазменные неустойчивости, стабилизированное напряжение.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.23.61676.7873

Исследования последних лет [1–3] показали, что одним из перспективных направлений плазменной энергетики является разработка приборов на базе низковольтного пучкового разряда (НПР) в инертных газах. Эффективными оказались режимы сильно анизотропной плазмы с функцией распределения электронов по скоростям (ФРЭС), содержащей несколько групп быстрых электронов высоких концентраций [4].

С одной стороны, подобная неравновесная структура ФРЭС существенно затрудняет диагностику анизотропной плазмы. Кроме того, при существенном увеличении плотности тока в плазменных приборах возбуждаются неустойчивости и колебания [1], ухудшающие электрокинетические характеристики устройств.

С другой стороны, неравновесная ФРЭС в НПР открывает возможности управления различными группами быстрых электронов при помощи активных границ плазмы [3] для оптимизации электрокинетических характеристик приборов. Подобные исследования в условиях плазменных триодов проведены в работе [1].

Исследования диодных стабилизаторов напряжения на базе НПР в гелии, неоне и аргоне [2] показали, что с повышением давления газа напряжение горения НПР снижается вплоть до потенциала возбуждения метастабильного уровня плазмообразующего газа. Использование инертных газов с различными потенциалами ионизации позволило получить стабилизированное напряжение в интервале 9–50 V, однако с ростом напряжения выше 30 V коэффициент стабилизации снижался.

В настоящей работе экспериментально исследованы электрокинетические параметры диодного прибора классической конструкции (рис. 1, *a*) с электродами диаметром 10 mm. Для решения задачи увеличения плотности разрядного тока плазменный канал прибора окружался коническим экраном (рис. 1, *b*). Анод такого прибора имеет диаметр 30 mm и установлен на расстоянии 8 mm от катода. Выбор гелия в качестве плазмообразующей среды связан с тем, что он обладает наибольшими потенциалами возбуждения и ионизации среди прочих инертных газов. Это позволяет добиться наиболее яркого проявления нелокальных эффектов для их использования с целью оптимизации электрокинетических характеристик газоразрядных приборов.

Исследование плазмы выполнено цилиндрическими зондами длиной 1 mm и диаметром 0.07 mm. Выбор именно этой конструкции для диагностики плазмы НПР обусловлен простотой изготовления и применения зонда. Отметим, что современный математический аппарат метода цилиндрического зонда позволяет определять как четные, так и нечетные компоненты ФРЭС в анизотропной плазме [5]. Учтены факторы, вносящие экспериментальные искажения в результаты зондовых измерений [6]. Для регистрации значений второй производной (I''_U) применялся метод фазового детектирования [7].

Основополагающие теоретические и экспериментальные исследования НПР выполнены авторами работ [4,8,9], приведем их важнейшие результаты.

— Для плазмы НПР характерна сильная неравновесность ФРЭС: она состоит из нескольких групп электронов разных энергий. В результате явления термоэлектронной эмиссии накаленный катод испускает электроны. После этого они формируют плотный пучок по причине ускорения на прикатодном скачке потенциала до энергии порядка энергии ионизации газа-наполнителя (24.6 eV для гелия). По мере движения к аноду пучковые (быстрые) электроны обеспечивают возбуждение и ионизацию атомов, в результате чего рождаются медленные (тепловые) электроны с энергией порядка 2 eV.

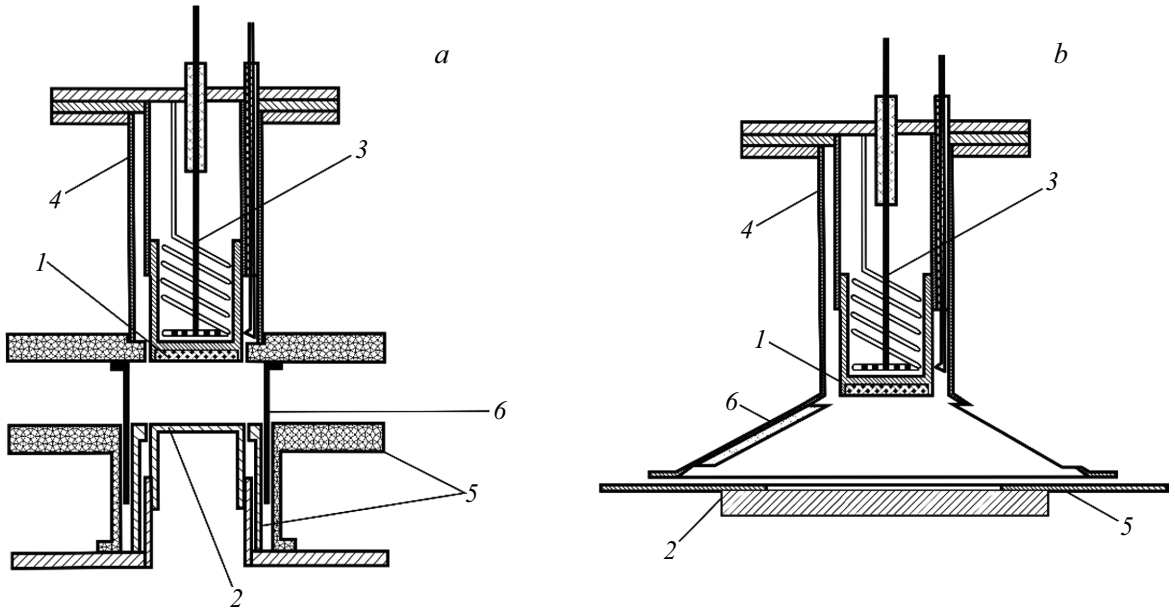

Рис. 1. Схемы экспериментальных диодных приборов с боковыми экранами цилиндрической (a) и конической (b) формы. *1* — катод, *2* — анод, *3* — катодный нагреватель, *4* — теплозащитный экран, *5* — алундовые изоляторы, *6* — боковой металлический экран.

— Токоперенос в плазме осуществляется быстрыми электронами, тогда как медленные электроны оказываются запертыми в потенциальной яме между катодом и анодом и практически не участвуют в токопереносе.

— Процессы рекомбинации заряженных частиц протекают преимущественно вблизи стенок плазменного объема.

— В плазме НПР высока вероятность развития пучково-плазменной неустойчивости, приводящей к полной энергетической релаксации электронных пучков и обрыву тока [8,9].

Воспользуемся этими результатами для оптимизации электрокинетических характеристик стабилизатора напряжения. В работе [9] показано, что явление пучково-плазменной неустойчивости возникает в НПР пороговым образом только при выполнении условия

$$\frac{\lambda_{ea}}{\lambda_0} \geqslant 5, \tag{1}$$

где λ_{ea} — транспортная длина пробега электронов, λ_0 — длина волны Ленгмюра. При выполнении критерия (1) разряд переходит в неустойчивый режим, пучок быстро теряет энергию и не доходит до анода. Примечательно, что при этом выполняется равенство

$$\frac{L_E}{\lambda_0} \approx 5, \qquad L_E = l_i + l_\varepsilon \cong \lambda_{ea}, \tag{2}$$

где L_E — длина полной релаксации пучка электронов, l_i — длина релаксации по направлению скорости, l_ε — длина энергетической релаксации.

В свою очередь длина волны Ленгмюра λ_0 зависит от скорости пучковых электронов v_0 и частоты колебаний ω_e:

$$\lambda_0 = \frac{2\pi v_0}{\omega_e}, \tag{3}$$

где ленгмюровская частота ω_e описывается выражением

$$\omega_e = \sqrt{\frac{4\pi n_t e^2}{m_e}}, \tag{4}$$

в котором n_t — концентрация медленных электронов.

Экспериментально установлено [9], что повышение плотности тока разряда сопровождается ростом концентрации медленных электронов n_t, и выражение (1) может быть записано относительно n_t

$$n_t \geqslant 1.7 \cdot 10^8 \varepsilon_0 \sigma_{ea}^t N_A^2, \tag{5}$$

где ε_0 — энергия электронного пучка, σ_{ea}^t — транспортное сечение, N_A — концентрация атомов газа-наполнителя.

Таким образом, при достижении пороговой концентрации n_t в условиях фиксированных значений давления гелия и межэлектродного зазора начинает выполняться критерий возбуждения пучково-плазменной неустойчивости (1). В результате пучок полностью теряет энергию, нарушаются процессы ионизации и токопереноса. Это является серьезным фактором, ограничивающим возможности повышения энергетических параметров плазменных стабилизаторов. При давлениях гелия P_{He} порядка 1 Torr возбуждение пучково-плазменной неустойчивости происходит при превышении плотности разрядного тока 1 A/cm^2.

Для решения задачи повышения плотности разрядного тока плазменного стабилизатора предпринята попытка

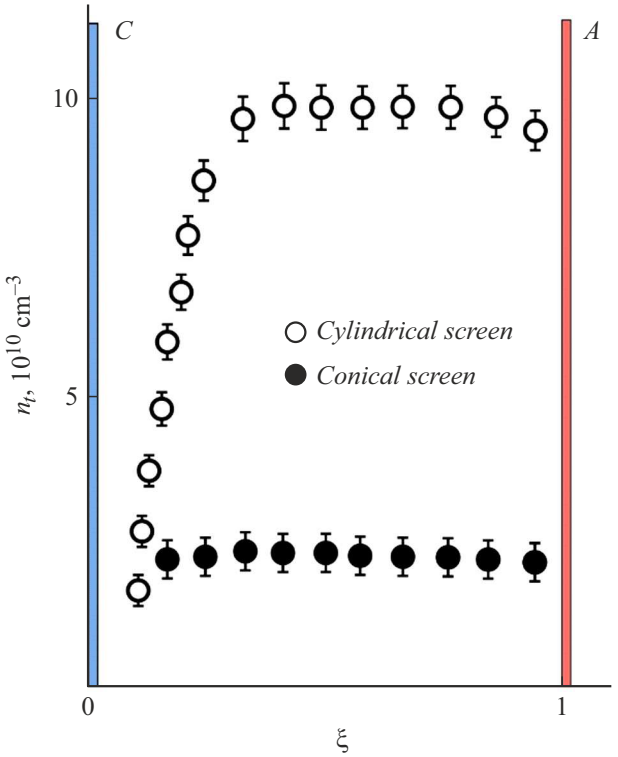

Рис. 2. Распределение концентрации медленных электронов в межэлектродных зазорах приборов с цилиндрическим и коническим боковыми экранами. $P_{\mathrm{He}} = 0.8$ Torr, $d = 8$ mm, $j = 1$ A/cm^2.

снижения концентрации медленных электронов n_t на оси разряда.

Рассмотрим особенности движения пучка от катода к аноду. Электроны пучка под воздействием столкновений с атомами теряют направленность (изотропизуются), пройдя расстояние, равное транспортной длине λ_{ea}. При этом происходит постепенное уширение пучка, связанное с диффузией заряженных частиц в радиальном направлении [10]:

$$|r| = \sqrt{2D_0\tau_0}, \tag{6}$$

где параметр D_0 описывает динамику пучковых электронов в радиальном направлении, а τ_0 — время их пробега от катода к аноду. В характерных условиях НПР (при давлении гелия $P_{\mathrm{He}} = 1$ Torr, плотности разрядного тока порядка $j = 1$ A/cm^2 и напряженности продольного поля E_z порядка $5\,\mathrm{V}\cdot\mathrm{cm}^{-1}$) имеем значения $D_0 = 1.3\cdot 10^7\,\mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{s}^{-1}$ и $\tau_0 \approx 1.8\cdot 10^{-8}$ s. По формуле (6) окончательно получаем $|r| \approx 1$ cm, что приблизительно равно диаметру анода прибора с цилиндрическим боковым экраном.

Для снижения концентрации медленных электронов конструкция диодного прибора доработана так, что диаметр анода увеличен и составляет $d_a \approx d_k + 2|r|$ (здесь d_k — диаметр катода), а межэлектродный промежуток окружается коническим проводящим экраном, находящимся под потенциалом катода. Такая конструкция позволила снизить концентрацию медленных электронов на оси прибора в 4 раза, что подтверждается результатами эксперимента. Рис. 2 демонстрирует аксиальные зависимости n_t, зарегистрированные в приборах с различной конструкцией бокового экрана (здесь ξ — безразмерная величина межэлектродного зазора). Хорошо видно четырехкратное снижение концентрации медленных электронов при использовании конического экрана. В соответствии с формулами (2)–(4) это позволяет двукратно увеличить длину энергетической релаксации пучка и поднять плотность тока разряда до 2 A/cm^2.

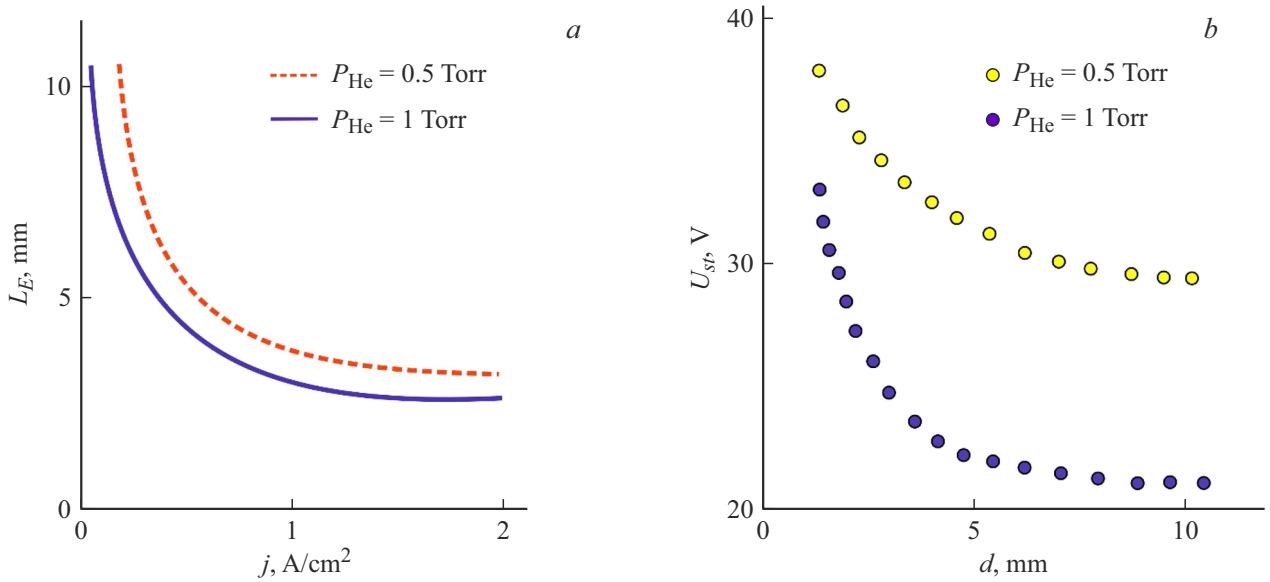

Рис. 3. Зависимость длины полной релаксации пучковых электронов от плотности разрядного тока (*a*) и стабилизируемого напряжения от величины межэлектродного зазора (*b*) при различных давлениях гелия.

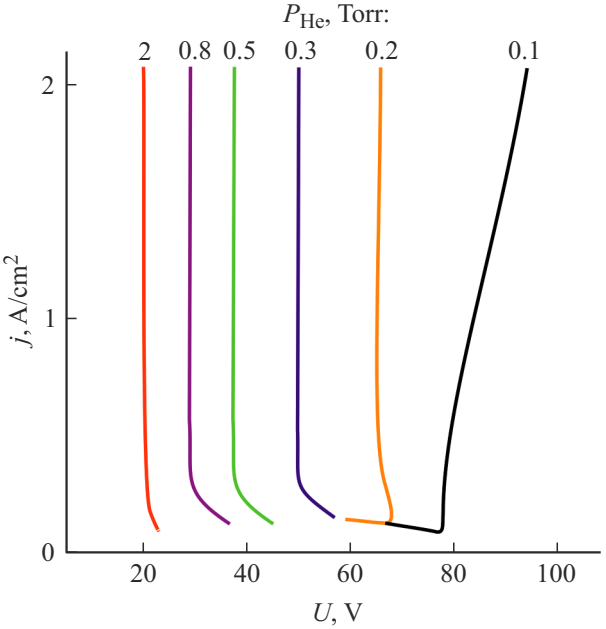

Рис. 4. Разрядные ВАХ при различных значениях P_{He} и $d = 3$ mm.

Рассмотрим теперь возможность увеличения стабилизируемого напряжения U_{st}. Вид вольт-амперной характеристики (ВАХ) плазменных стабилизаторов определяется давлением наполнителя и величиной межэлектродного зазора d, что позволяет добиться повышения U_{st} путем оптимизации значений P_{He} и d. Рис. 3, a демонстрирует, что в рассматриваемых условиях пучок быстрых электронов практически полностью теряет энергию на расстоянии приблизительно 4 mm. Из этого следует, что оптимальные значения нужно выбирать при $d < 4$ mm. На рис. 3, b представлена зависимость U_{st} от величины d для двух значений давления гелия. Видно, что максимальные значения U_{st} достигаются при $P_{He} = 0.5$ Torr и величине d порядка 2–3 mm, которые будут выбраны в качестве оптимальных.

Рассмотрим влияние давления гелия на вид ВАХ прибора. На рис. 4 представлены ВАХ стабилизатора, зарегистрированные при $d = 3$ mm для различных давлений.

Как и ожидалось, изменение P_{He} дает возможность варьировать величину стабилизируемого напряжения в более широком диапазоне. Повышение давления ведет к постепенному снижению стабилизируемого напряжения до величины порядка потенциала возбуждения гелия (19.8 V) [2], тогда как максимальные значения $U_{st} \approx$ 65 V достигаются при $P_{He} = 0.2$ Torr. Дальнейшее снижение давления приводит к деформации ВАХ и снижению коэффициента стабилизации. По-видимому, это связано с нарушением баланса генерации и гибели заряженных частиц в плазме НПР [1].

Новые данные о свойствах плазмы НПР представляют самостоятельный фундаментальный интерес и могут быть использованы при разработке плазменных источников энергии [11], методов синтеза наноматериалов [12,13], компонентов возобновляемой энергетики [14] и т. д.

Таким образом, в работе исследовано влияние геометрии плазменного канала на порог развития пучково-плазменной неустойчивости. Установлено, что конический экран позволяет двукратно увеличить длину энергетической релаксации электронного пучка и рабочую плотность тока. Выполнен анализ влияния величин межэлектродного расстояния и давления гелия на разрядные ВАХ. В результате обнаружены оптимальные режимы горения НПР, позволяющие кратно увеличить уровень U_{st} и плотность тока по сравнению с аналогичными характеристиками диодного прибора [2]. При этом важно, что U_{st} в диапазоне от 20 до 65 V достигается путем изменения давления гелия от 2 до 0.2 Torr и не требует заполнения прибора различными инертными газами.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] А.С. Мустафаев, А.Ю. Грабовский, В.С. Сухомлинов, ТВТ, **59** (3), 323 (2021). DOI: 10.31857/S004036442103008X [A.S. Mustafaev, A.Y. Grabovskiy, V.S. Sukhomlinov, High Temp., **59**, 155 (2021). DOI: 10.1134/S0018151X21030081].

[2] А.С. Мустафаев, А.Ю. Грабовский, ТВТ, **55** (1), 24 (2017). DOI: 10.7868/S0040364416060120 [A.S. Mustafaev, A.Y. Grabovskiy, High Temp., **55** (1), 20 (2017). DOI: 10.1134/S0018151X16060122].

[3] S.F. Adams, V.I. Demidov, E.A. Bogdanov, Phys. Plasmas, **23** (2), 024501 (2016). DOI: 10.1063/1.4941259

[4] Ф.Г. Бакшт, А.А. Богданов, В.Б. Каплан, А.А. Костин, А.М. Марциновский, В.Г. Юрьев, Физика плазмы, **10** (4), 881 (1984).

[5] А.С. Мустафаев, А.Ю. Грабовский, ТВТ, **53** (3), 347 (2015). DOI: 10.7868/S0040364415020180 [A.S. Mustafaev, A.Yu. Grabovskiy, High Temp., **53** (3), 329 (2015). DOI: 10.1134/S0018151X15020182].

[6] В.И. Демидов, Н.Б. Колоколов, А.А. Кудрявцев, *Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы* (Энергоатомиздат, М., 1996), с. 161–205.

[7] Л.М. Волкова, В.И. Демидов, Н.Б. Колоколов, Е.А. Кралькина, ТВТ, **22**, 757 (1984).

[8] V. Sukhomlinov, A. Mustafaev, H. Koubaji, N.A. Timofeev, A.A. Zaitsev, J. Phys. Soc. Jpn., **92** (4), 123044 (2023). DOI: 10.7566/JPSJ.92.044501

[9] А.С. Мустафаев, ЖТФ, **71** (4), 111 (2001). [A.S. Mustafaev, Tech. Phys., **46** (4), 472 (2001). DOI: 10.1134/1.1365475].

[10] Ю.Б. Голубовский, В.М. Захаров, В.Н. Пасункин, Л.Д. Цендин, Физика плазмы, **7** (3), 620 (1981).

[11] M.F. Campbell, T.J. Celenza, F. Schmitt, J.W. Schwede, I. Bargatin, Adv. Sci., **8** (9), 2003812 (2021). DOI: 10.1002/advs.202003812

[12] A.G. Syrkov, A.N. Kushchenko, A.A. Maslennikov, Non-ferrous Met., N 1, 63 (2024). DOI: 10.17580/nfm.2024.01.10
[13] К.Т. Фам, А.Г. Сырков, М.О. Силиванов, К.К. Нго, Цветные металлы, № 9, 51 (2023). DOI: 10.17580/tsm.2023.09.06
[14] Y. Shklyarskiy, I. Skvortsov, T. Sutikno, Int. Power Electron. Drive Syst., **15** (1), 639 (2024). DOI: 10.11591/ijpeds.v15.i1