

## Особенности структуры искровых каналов в прикатодной зоне

Е. В. Паркевич<sup>1)</sup>

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 августа 2024 г.

После переработки 3 сентября 2024 г.

Принята к публикации 5 сентября 2024 г.

С использованием пикосекундного лазерного зондирования на длине волны 532 нм исследованы особенности генерации сильноионизованной плазмы с острейного катода после наступления электрического пробоя миллиметрового воздушного разрядного промежутка при атмосферном давлении. Обнаружено, что переход от микронного катодного пятна к растущему искровому каналу сопровождается формированием сферической плазменной области, находящейся в основе искрового канала в прикатодной зоне. Данная область имеет диаметр порядка 100 мкм и характеризуется уменьшением электронной плотности в ее центре, до  $3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , и увеличением, до  $(5-6) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , в области ее оболочки шириной порядка 20 мкм. Показано, что рост последующего искрового канала обеспечивается мощным фронтом ионизации, зарождающимся на границах сферической плазменной области во время ее расширения в течение первой 1 нс после момента пробоя промежутка. Выдвинуты предположения о влиянии формирования сферической плазменной области в прикатодной зоне на дальнейшее развитие микроструктуры электрической искры.

DOI: 10.31857/S0370274X24100058, EDN: EQBNMI

Благодаря многочисленным свойствам импульсный наносекундный газовый разряд нашел широкое применение в различных областях фундаментальной и прикладной науки, включая, например, сильноточную электронику, генерацию наночастиц и плазменно-стимулированное горение [1]. Параметры плазмы, генерируемой во время наносекундного газового разряда, во многом определяются характеристиками используемого высоковольтного генератора, в зависимости от которых могут быть реализованы различные режимы развития разряда: коронный, тлеющий, стримерный, искровой или дуговой [2]. При определенных условиях данные режимы могут последовательно переходить друг в друга. Особый интерес представляет искровая стадия развития разряда, переход к которой сопровождается образованием искровых каналов сильноионизованной плазмы [2–7]. Нарботка такой плазмы в объеме разряда кардинально меняет результирующие характеристики всего разряда, а также существенно влияет на кинетику реакций в газоразрядной плазме и на распределение удельного энерговклада в газоразрядную среду. Недавние исследования в этой области раскрыли сложный характер генерации сильноионизованной плазмы после наступления электрического пробоя воздушных разрядных промежутков при атмосферном давлении. В частности, было показана,

но, что искровые каналы могут развиваться в виде скопления большого количества микроканалов сильноионизованной плазмы [8–11]. Установить причину мелкомасштабной искровой филаментации, к сожалению, до сих пор не удалось в виду чрезвычайной сложности диагностики данного явления. Тем не менее ряд косвенных фактов указывает на то, что на появление микроструктуры у искровых каналов могут влиять неустойчивости, развивающиеся в приэлектродной зоне на стадии перехода катодных и анодных пятен к растущим искровым каналам.

В данной работе получены детальные представления о динамике структуры плазмы вдоль искрового канала, развивающегося с острейного катода после наступления электрического пробоя миллиметрового воздушного разрядного промежутка при атмосферном давлении. Обнаружено, что переход от катодного пятна к растущему искровому каналу сопровождается возникновением сферической плазменной области в прикатодной зоне, обладающей резким градиентом электронной плотности. Обсуждаются особенности формирования данной области и ее возможное влияние на развитие микроструктуры электрической искры.

Экспериментальные измерения проводились на установке, описанной ранее в работе [12]. Для зондирования сильноионизованной плазмы разряда применялся Nd:YAG-лазер Lotis LS-2151 с излучением 1064 и 532 нм и энергией импульса до 80 мДж.

<sup>1)</sup>e-mail: parkevich@phystech.edu

Часть энергии (до 80–90%) выходного излучения лазера использовалась для запуска высоковольтного генератора (с джиттером менее 1 нс). Оставшаяся часть излучения (только вторая гармоника, длительность 70 пс) использовалась для зондирования разряда тремя пучками с наносекундной задержкой друг относительно друга. Плазма визуализировалась посредством лазерной интерферометрии, теневой и шпирен-фотосъемки с использованием многокадровой оптической системы регистрации (рис. 1), имею-

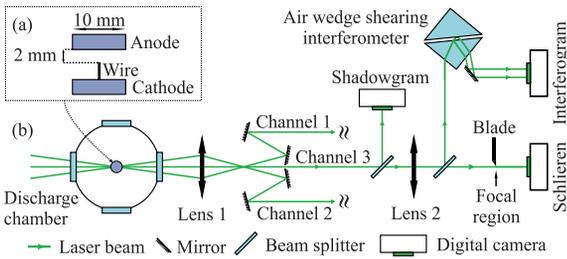


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Геометрия разрядного промежутка. (б) – Оптическая система зондирования тремя лазерными пучками

щей пространственное разрешение до 3 мкм. Изображения регистрировались с десятикратным увеличением на цифровые фотоаппараты Canon 1200, закрытые стеклянными светофильтрами. Генератор обеспечивал выходной 25 кВ импульс напряжения длительностью  $\approx 40$  нс со временем нарастания фронта  $\approx 4$  нс. Данный импульс подавался в разрядную камеру на воздушный промежуток с острым катодом (медная проволочка 100 мкм в диаметре) и плоским анодом (медный цилиндр диаметром 10 мм). Зазор между торцом проволочки и анодом составлял 2 мм. В эксперименте измерялись ток через промежуток анодным шунтом и напряжение разряда с использованием резистивного делителя напряжения. Оба датчика были подробно описаны в работе [10] и имели субнаносекундное временное разрешение. Момент лазерного зондирования контролировался фотодатчиком Thorlabs DET025A с временным разрешением 150 пс. Сигналы всех датчиков регистрировались осциллографом LeCroy WM8620A (6 ГГц, 20 ГВыб/с).

После подачи высоковольтного импульса на разрядный промежуток в среднем через 3–4 нс наступал электрический пробой (рис. 2), сопровождающийся резким спадом напряжения и ростом тока через промежуток (со скоростью нарастания около 100–200 А/нс). Момент появления сильноионизированной плазмы на остром катод в виде микронного катодного пятна ( $\approx 30$  мкм в диаметре) с субнаносе-

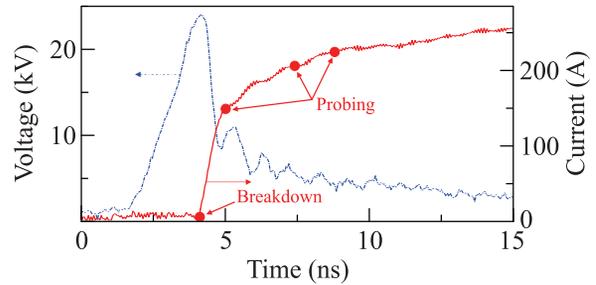


Рис. 2. (Цветной онлайн) Осциллограммы тока и напряжения разряда. Момент времени  $t_{br} \approx 4.2$  нс соответствует наступлению электрического пробоя промежутка. Точками на осциллограмме тока отмечены моменты зондирования разряда

кундной точностью совпадал с началом электрического пробоя промежутка (рис. 3). Изображения катодного пятна получены спустя  $\approx 0.5$  нс после момента пробоя промежутка. Анализ данных, полученных при обработке интерферограмм на рис. 3, показал, что электронная плотность плазмы катодного пятна в среднем находится в диапазоне  $(1-5) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , что указывает на взрывной характер его инициирования [13–15]. Интерферограммы обрабатывались вплоть до извлечения двумерных карт сдвига фазы. Далее карты трассировались, т.е. составлялся набор профилей сдвига фазы для большого количество проведенных срезов, проводилась симметризация профилей, и в итоге решалось обращенное интегральное уравнение Абеля [16]. Результирующая ошибка обработки не превышала 20%. Сравнительный анализ тенеграм, полученных до и после момента пробоя, показал, что в области формирования катодного пятна наблюдаются существенные усиления (“светлые области”) и ослабления (“темные области”) интенсивности излучения. При моделировании дифракции лазерного пучка на плазменных микроструктурах в [17] было установлено, что возникновение таких локальных зон с возмущениями интенсивности обусловлено особенностями дифракции когерентного лазерного пучка на плазме с очень высокими градиентами электронной плотности. Данный факт находится в согласии с результатами обработки лазерных интерферограмм. В последующие наносекунды после момента пробоя катодное пятно трансформируется в сферическую область плазмы (диаметром  $\approx 100$  мкм) и распространяющийся от этой области в сторону анода фронт мощной ионизации. Последний прокладывает путь развития последующего искрового канала в направлении анода. Характерная скорость распространения фронта мощной ионизации составляет  $\approx 9 \times 10^6$  см/с, кото-

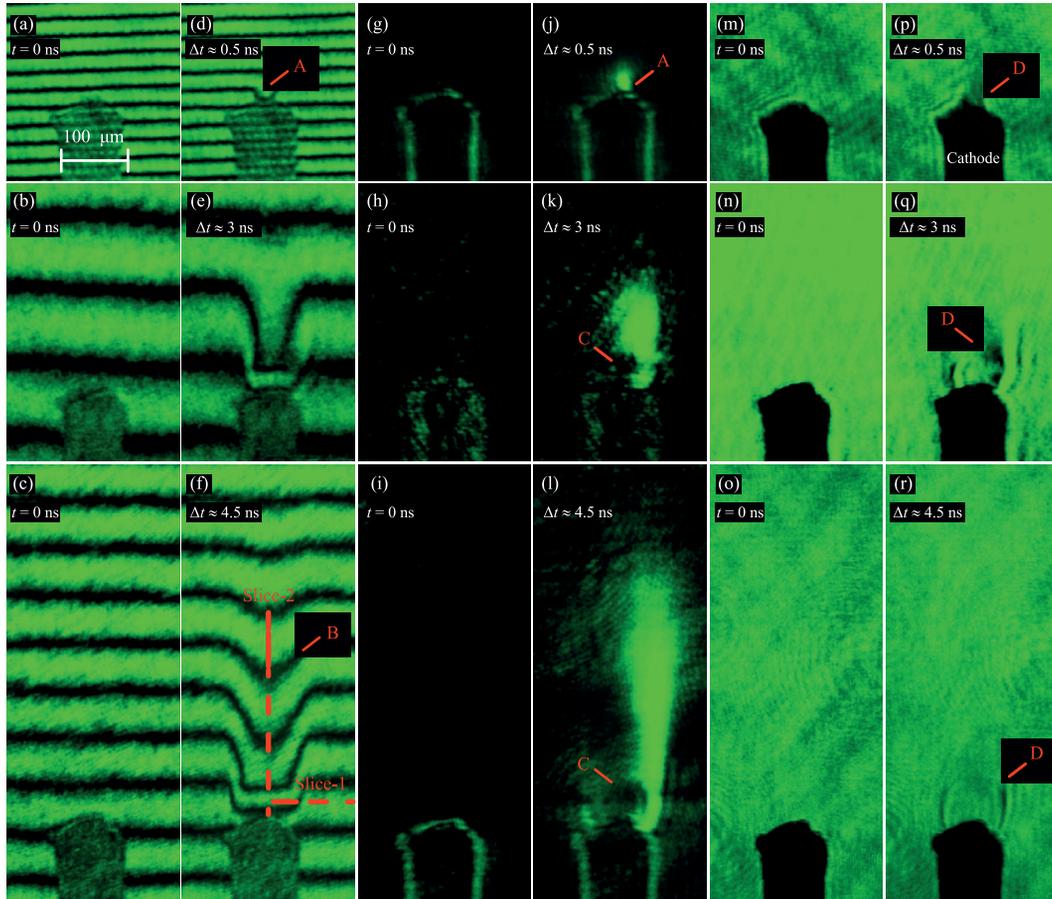


Рис. 3. (Цветной онлайн) Интерферограммы (a)–(f), шпирен-изображения (g)–(l) и тенеграммы (m)–(r), зарегистрированные в одиночном выстреле до ( $t = 0$  нс) разряда и в различные моменты времени ( $\Delta t = t - t_{br}$ ) после пробоя промежутка ( $t_{br} \approx 5$  нс). Буквами на рисунках обозначены: А – катодное пятно, В – развивающийся искровой канал, С – сферическая область плазмы с высоким градиентом электронной плотности, D – зоны резкого падения контраста изображения

рая несколько превышает типичную скорость расширения сферической плазменной области в прикатодной зоне,  $\approx 2 \times 10^6$  см/с (оценки получены для первых 3 нс после момента пробоя). При этом скорость расширения сферической области резко падает при достижении ею характерного диаметра в поперечнике, равного порядка 100 мкм. Дальнейшее (на протяжении десятков наносекунд) какое-либо увеличение поперечных размеров сферической области в прикатодной зоне и искрового канала определяется их гидродинамическим расширением вследствие выдавливания на периферию компонент разогретого воздуха. Анализ интерферограмм совместно с шпирен-изображениями, проведенный в приближении геометрической оптики [18] и с учетом нюансов визуализации плазмы при использовании асимметричного ножа Фуко [19], показал, что сферическая плазменная область характеризуется уменьшением элек-

тронной плотности в ее центре, до  $3 \times 10^{19}$  см $^{-3}$ , и увеличением, до  $(5-6) \times 10^{19}$  см $^{-3}$ , в области ее оболочки (рис. 4). Типичная ширина оболочки сферической плазменной области, например, через  $\approx 4.5$  нс после момента пробоя составляет порядка 20 мкм. Наличие высокого градиента электронной плотности ( $10^{22}-10^{23}$  см $^{-4}$ ) в оболочке сферической области может приводить к визуализации на тенеграмме мелкомасштабных зон с резким ослаблением или усилением интенсивности дифрагированного лазерного излучения вследствие аккумуляции дифракционных эффектов во время прохождения излучением неоднородной плазмы [17]. Это хорошо видно на тенеграмме на рис. 3, полученной через  $\approx 4.5$  нс после момента пробоя. Возмущения интенсивности излучения на тенеграмме в локальных областях могут дополнительно искажаться вследствие неточной юстировки оптической системы на объект при косом па-

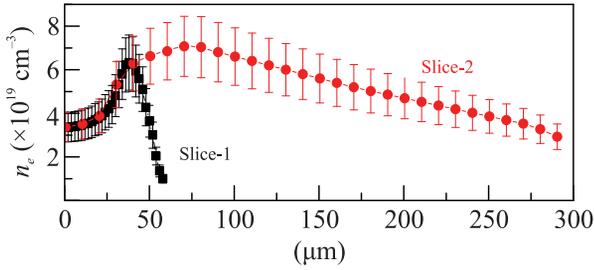


Рис. 4. (Цветной онлайн) Распределения электронной плотности, восстановленные вдоль срезов 1 и 2, проведенных на интерферограмме на рис. 3

дении пучка в собирающий объектив, что, возможно, обуславливает более резкие колебания интенсивности на тенеграмме, полученной спустя  $\approx 3$  нс после момента пробоя. Искровой канал, растущий от сферической плазменной области в прикатодной зоне, представляется относительно однородным, хотя имеется продольный градиент электронной плотности в направлении вершины канала. В среднем значения электронной плотности в развивающемся канале вдали от катода и сферической плазменной области составляют  $(3-5) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , что близко к состоянию полностью диссоциированной и однократно ионизованной воздушной среды при нормальных условиях (что соответствует максимальной электронной плотности  $5.4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Данные значения восстановленной электронной плотности находятся в согласии с результатами современных работ, ведущимися в направлении исследования импульсных искровых разрядов [7, 20–22].

Таким образом, общая картина эволюции структуры растущего анодо-направленного искрового канала представляется следующим образом. Вначале сильноионизованная плазма с электронной плотностью не менее  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  появляется в разряде в микромасштабах поверхности катода и начинает быстро расширяться. В виду, вероятно, достаточно высокой температуры и степени ионизации среды в области возникновения первичной сильноионизованной плазмы расширение катодного пятна носит взрывной характер и происходит во все направления в течение порядка первой наносекунды после момента пробоя промежутка. В результате в прикатодной зоне зарождается сферическая плазменная область с крайне резкими градиентами электронной плотности. Можно предположить, что частично выброшенный ионизованный материал катода содержится в оболочке сферической области, что объясняет наблюдаемые в ней высокие значения электронной плотности. Поскольку подпитка разряда продол-

жается поступающим на промежуток высоковольтным импульсом, в районе оболочки сферической области создаются условия для формирования мощного фронта ионизации, который начинает распространяться в сторону анода и прокладывает путь развития последующего искрового канала. При этом с точки зрения интенсивности развития распространяющийся мощный фронт ионизации опережает темп расширения сферической плазменной области вблизи катода. Как показывает статистика по выстрелам, сферическая плазменная область наблюдается на протяжении долгого времени существования результирующего канала разряда и чем-то напоминает катодный факел, обсуждаемый в работе [23]. В выстреле, приведенном на рис. 3, не прослеживается внутренняя микроструктура, поскольку эффект искровой филаментации – дробление растущего искрового канала на отдельные микроканалы диаметром 10–20 мкм, еще не успел достаточно развиться. Напротив, можно предположить, что в уже растущем канале могут присутствовать зародыши последующих микроканалов, однако их много, расположены они плотно друг относительно друга и многократно перекрываются. Из-за чего на изображении не удастся разрешить биения в профилях результирующего сдвига фазы, вносимого отдельными микроканалами в проходящее лазерное излучение. Отметим, что в некоторых выстрелах удавалось запечатлеть слабые колебания интенсивности (зоны ее ослабления и усиления) от микроканалов на тенеграмме в прикатодной зоне. При этом колебания интенсивности начинали прослеживаться практически сразу от оболочки сферической плазменной области в прикатодной зоне. Данный факт свидетельствует в пользу того, что условия для зарождения одиночных микроканалов могут достигаться уже на этапе перехода катодного пятна к распространяющемуся фронту мощной ионизации. Возможно, оболочка сферической плазменной области (имеющая резкий градиент электронной плотности) оказывается неустойчивой во время своего расширения, что сопровождается появлением множественных мелкомасштабных флуктуаций электронной плотности. Их пространственный масштаб определяется плазменной длиной волны  $l_{pe} \approx 2\pi c/\omega_{pe} \sim 10-40 \text{ мкм}$  (где  $c$  – скорость света в вакууме,  $\omega_{pe} = (4\pi n_e/m_e)^{1/2}$  – плазменная частота), оценка получена для характерных плотностей электронов  $n_e \sim 10^{18}-10^{19} \text{ см}^{-3}$  на фронте расширяющейся плазменной области. Данная величина может определять масштаб первичных зон зарождения микроканалов, в которых их последующее развитие продолжится вследствие усиления ионизации

воздушной среды [21, 22], поддерживаемой большим потоком электронов с катода, сконцентрированным в узких поперечных областях пространства. Заметим, что к схожим результатам приводят рассмотрения развития ионизационной неустойчивости на фронте расширяющегося искрового канала, проведенные авторами работы [11] с использованием модели неустойчивости поверхности растущего стримера. Высказанные предположения, однако, требуют последующего подтверждения в эксперименте. Данные, полученные в этом направлении, могут сыграть решающую роль в определении возможных моделей неустойчивостей в прикатодной плазме, способных создавать условия для развития микроструктуры электрической искры. Можно предположить, что определенного успеха здесь удастся добиться при переходе к зондированию лазерным излучением с длиной волны 1064 нм, поскольку в этом случае повышается чувствительность техники лазерной интерферометрии по отношению к просвечиваемой плазме.

**Финансирование работы.** Данная работа финансировалась за счет средств Российского научного фонда (грант # 24-79-10167).

**Конфликт интересов.** Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

1. I. Adamovich, S. Agarwal, E. Ahedo et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **55**, 373001 (2022).
2. N. Minesi, S.A. Stepanyan, P.B. Mariotto, G.-D. Stancu, and C.O. Laux, On the arc transition mechanism in nanosecond air discharges AIAA Scitech 2019 Forum AIAA SciTech Forum (San Diego, CA), American Institute of Aeronautics and Astronautics (2019); <https://doi.org/10.2514/6.2019-0463>.
3. R. A. Najaf-Zadeh, J. Phys. D: Appl. Phys. **87**, 3180 (2000).
4. R. van der Horst, T. Verreycken, E. van Veldhuizen, and P. Bruggeman, J. Phys. D: Appl. Phys. **45**, 345201 (2012).
5. D. Z. Pai, K. Ostrikov, S. Kumar, D.A. Lacoste, I. Levchenko, and C. O. Laux, Sci. Rep. **3**, 1221 (2013).
6. A. Lo, A. Cessou, C. Lacour, B. Lecordier, P. Boubert, D. Xu, C. Laux, and P. Vervisch, Plasma Sources Sci. Technol. **26**, 045012 (2017).
7. S. Shcherbanev, C. Ding, S. Starikovskaia, and N. Popov, Plasma Sources Sci. Technol. **28**, 065013 (2019).
8. K.I. Almazova, A.N. Belonogov, V.V. Borovkov, E. Gorelov, I. Morozov, A.A. Tren'kin, and S.Y. Kharitonov, Technical Physics **63**, 801 (2018).
9. A.A. Tren'kin, K.I. Almazova, A.N. Belonogov, V.V. Borovkov, E. Gorelov, I. Morozov, and S.Y. Kharitonov, Technical Physics **64**, 470 (2019).
10. E. Parkevich, M. Medvedev, G. Ivanenkov, A. Khirianova, A. Selyukov, A. Agafonov, P.A. Korneev, S. Gus'Kov, and A. Mingaleev, Plasma Sources Sci. Technol. **28**, 095003 (2019).
11. A. Tren'kin, K. Almazova, A. Belonogov, V. Borovkov, E. Gorelov, I. Morozov, and S.Y. Kharitonov, Technical Physics **68**, S613 (2023).
12. E. Parkevich, M. Medvedev, A. Selyukov, A. Khirianova, A. Mingaleev, S. Mishin, S. Pikuz, and A. Oginov, Optics and Lasers in Engineering **116**, 82 (2019).
13. J. Cl'rouin, P. Noiret, V.N. Korobenko, and A.D. Rakhel, Physical Review B – Condensed Matter and Materials Physics **78**, 224203 (2008).
14. S. Barendts, G. Mesyats, and M. Tsvetoukh, JETP **107**, 1039 (2008).
15. A. Khomkin and A. Shumikhin, JETP **125**, 1189 (2017).
16. K. Bockasten, JOSA **51**, 943 (1961).
17. E. Parkevich, A. Khirianova, T. Khirianov, K. Smaznova, D. Tolbukhin, V. Romanova, I. Kozin, and S. Ambrozevich, Phys. Rev E **109**, 055204 (2024).
18. E. Parkevich, A. Khirianova, T. Khirianov, D. Tolbukhin, Y. K. Bolotov, and S. Ambrozevich, Bull. Lebedev Phys. Inst. **50**, 540 (2023).
19. D. Xu, M. Shneider, D. Lacoste, and C. Laux, J. Phys. D: Appl. Phys. **47**, 235202 (2014).
20. N. Minesi, S. Stepanyan, P. Mariotto, G.D. Stancu, and C.O. Laux, Plasma Sources Sci. Technol. **29**, 085003 (2020).
21. N. Q. Minesi, P.B. Mariotto, E. Pannier, A. Vincent-Randonnier, G.D. Stancu, and C.O. Laux, Plasma Sources Sci. Technol. **32**, 044005 (2023).
22. B. Zhang, Y. Zhu, X. Zhang, N. Popov, T. Orrière, D.Z. Pai, and S.M. Starikovskaia, Plasma Sources Sci. Technol. **32**, 115014 (2023).
23. Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц, *Физика импульсного пробоя газов*, Наука, М. (1991).