

03;04

Плазменные и газодинамические приэлектродные процессы в начальной фазе микроструктурированного искрового разряда в воздухе

© К.И. Алмазова¹, А.Н. Белоногов¹, В.В. Боровков¹, В.С. Курбанисмаилов², Г.Б. Рагимханов^{2,†},
А.А. Тренькин¹, Д.В. Терешонок³, З.Р. Халикова²

¹ Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

² Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия

³ Объединенный институт высоких температур, Москва, Россия

† E-mail: gb-r@mail.ru

Поступило в Редакцию 14 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 20 апреля 2020 г.

Принято к публикации 20 апреля 2020 г.

Представлены результаты исследований динамики приэлектродных процессов в начальной фазе искрового разряда в воздухе атмосферного давления в геометрии острие—плоскость. Вблизи поверхности плоского катода после пробоя зарегистрированы области размером около $50\ \mu\text{m}$ и более с повышенной концентрацией электронов, составляющей $(3-8) \cdot 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$. С учетом экспериментальных данных по эрозионному воздействию разряда на поверхность плоского электрода и сопутствующим газодинамическим эффектам предложена физическая модель приэлектродных процессов, на основании которой выполнены оценки газодинамических параметров.

Ключевые слова: газовый разряд, микроструктура, прикатодная плазма, ударная волна.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.15.49740.18336

Широкое практическое применение и научный интерес стимулируют актуальность исследований импульсных газовых разрядов и обуславливают большое количество публикаций в этом направлении. Вместе с тем ряд явлений до сих пор остается малоизученным. Одно из них связано с наличием микроструктуры токовых каналов и ее участием в газоразрядных процессах в плотных газах, когда канал представляет собой скопление около 100 и более каналов микронного диаметра [1–9]. Микроструктура разрядов регистрировалась методом автографов в виде множества микрократеров на поверхности электродов [1–5] и методом теневого фотографирования в объеме разрядного промежутка [6–9]. При этом оптическими и электронно-оптическими методами внутренняя структура токового канала на фоне светящейся внешней оболочки была неразрешима [1,2,4].

Полученные к настоящему времени данные по микроструктурированным разрядам в плотных газах, во-первых, свидетельствуют о том, что это явление нередкое, а во-вторых, указывают на возможность существенной взаимосвязи микроструктуры и динамики протекающих процессов (см. работы [1–8] и ссылки в них).

Так, в исследованиях по теневого фотографированию искрового разряда вблизи поверхности плоского электрода были зарегистрированы структуры полукольцевой формы, отождествленные с полусферическими ударными волнами (УВ). Было высказано предположение, что источниками УВ являются процессы формирования микрократеров в областях контакта микроканалов с

плоским электродом [5,7]. Эрозионные микрократеры при этом имели диаметр от 5 до $35\ \mu\text{m}$ и глубину от 0.1 до $0.4\ \mu\text{m}$ [5].

Целью настоящей работы является продолжение исследований динамики приэлектродных процессов в начальной фазе микроструктурированного искрового разряда в воздухе атмосферного давления в геометрии острие—плоскость.

Эксперименты проводились на стенде, включающем генератор импульсов напряжения (ГИН), кабельную линию, разрядный промежуток, диагностическую аппаратуру и систему синхронизации. Подробно аппаратура и методики описаны в [5–8].

Генерация импульсов напряжения обеспечивалась коммутацией заряженной емкости ГИН на кабельную линию. Амплитуда напряжения на выходе ГИН составляла 30 kV и имела положительную полярность. Длительность фронта импульса напряжения по уровню 0.1–0.9 составляла 7 ns.

Кабельная линия длиной 7 m нагружалась на разрядный промежуток острие—плоскость. В качестве острия использовался осесимметричный электрод длиной 40 mm, диаметром 10 mm с углом при вершине 14° и радиусом кривизны 0.1 mm, изготовленный из нержавеющей стали. Межелектродный зазор составлял 1.5 mm.

В экспериментах измерение напряжения (емкостным делителем) и тока (резистивным шунтом) осуществлялось на выходе ГИН.

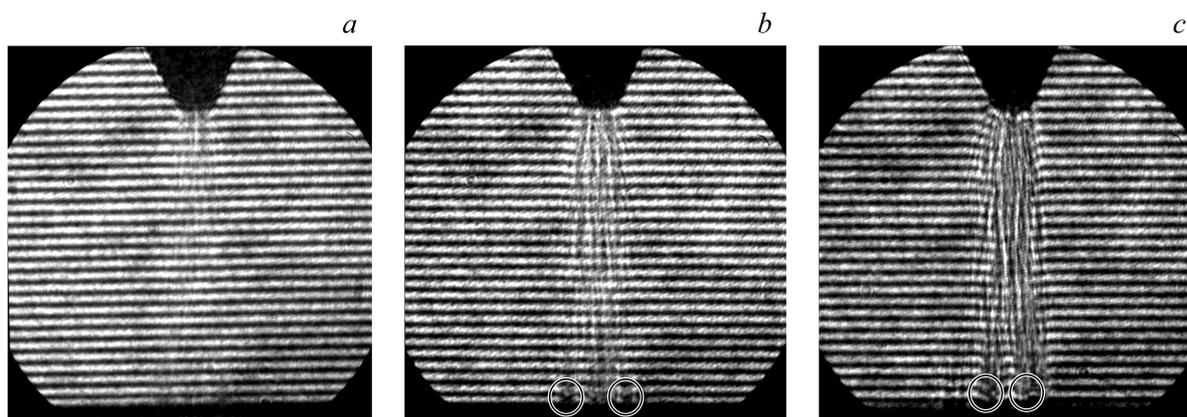


Рис. 1. Интерферограммы разряда в различные моменты времени относительно начала пробоя: *a* — 2 ns, *b* — 5 ns, *c* — 8 ns. Электрод-острие находится сверху. Окружностями на частях *b* и *c* вблизи катода выделены области сдвига интерференционных полос.

Система оптической регистрации включала в себя источник зондирующего излучения — лазер (длина волны 532 nm, длительность импульса на полувысоте 6 ns), объектив, светофильтры и цифровую электронно-оптическую камеру. Плоскопараллельный пучок лазерного излучения, проходя через область разряда перпендикулярно оси электрода-острия, регистрировался электронно-оптической камерой. Система регистрации обеспечивала пространственное разрешение не хуже 5 μm [6–8].

С применением описанной системы оптической регистрации и оптической схемы на базе интерферометра Маха–Цендера была реализована интерференционная методика. Экспозиция кадра интерферограммы определялась длительностью импульса лазера.

Сдвигом момента запуска системы оптической регистрации относительно момента пробоя обеспечивалась визуализация различных стадий разрядного процесса. Съемка велась в однокадровом режиме (один кадр за импульс). За момент пробоя был принят момент начала роста тока и соответственно спада напряжения.

На рис. 1 представлены интерферограммы разряда в различные моменты времени. Видно, что аналогично [6–9] разряд развивается в микроканальной форме. Смещение интерференционных полос начинает регистрироваться на 5 ns после пробоя вблизи плоского электрода и едва заметно вблизи острия. Диаметр канала разряда в этот момент составляет ~ 0.3 mm, количество микроканалов оценочно ~ 100 , диаметр микроканалов ~ 10 μm , ток разряда ~ 400 А. Смещение полос отрицательное. В настоящей работе в качестве причины такого смещения рассматривается рефракция на свободных электронах. При этом предполагается, что частота лазерного излучения лежит вдали от частот всех резонансных переходов присутствующих в разряде частиц.

Для интерферограммы на рис. 1, *b* сдвиг интерференционных полос регистрируется на расстояниях вплоть

до 100 μm от плоского электрода в двух областях. Поперечный по отношению к оси симметрии промежуток размер искажений полос не превышает 50 μm . Полагая, что этот размер задает определенную по сдвигу полос концентрация электронов в этих областях составляет не менее $3 \cdot 10^{19}$ cm^{-3} .

Для интерферограммы, соответствующей 8 ns (рис. 1, *c*), поперечные размеры областей сдвига полос имеют значения 50–100 μm , концентрация электронов в них составляет $(4–8) \cdot 10^{19}$ cm^{-3} на расстояниях до 200 μm от плоского электрода.

Следует отметить, что после 15 ns выделяющихся на общем фоне локальных повышенных смещений интерференционных полос в прикатодной области не регистрируется, картина в этой области становится подобной наблюдаемой во всем канале, что связано с ростом и выравниванием концентрации плазмы в нем.

Зарегистрированные уровни концентрации электронов заметно превосходят значения, соответствующие однократной ионизации воздуха, что свидетельствует о наличии в приповерхностной области плоского электрода плазмы его материала. Полученные результаты в целом подтверждают высказанное ранее предположение о процессах формирования микрократеров и их роли в качестве источников генерации ударных волн в микроструктурированном разряде.

На основании полученных данных рассмотрим следующую физическую модель приэлектродных процессов в микроструктурированных разрядах (рис. 2): микрократеры формируются в результате интенсивного нагрева и испарения вещества материала электрода в областях его контакта с микроканалами, что вызывает генерацию УВ.

Оценим скорость распространения полусферической УВ, расходящейся от поверхности плоского электрода в нагретом газе канала разряда. При этом в качестве процесса, обеспечивающего генерацию УВ, рассмотрим испарение материала с поверхности электрода в области

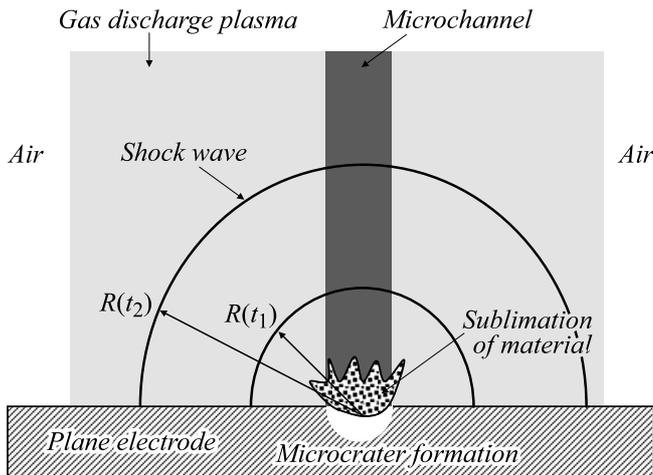


Рис. 2. Схематическая модель приэлектродных процессов в микроструктурированном разряде. Время t_1 соответствует моменту, когда сильная УВ превращается в звуковое возмущение, t_2 определяет промежуточное положение УВ $R(t_2)$.

формирующегося микрократера, т. е. энергия, запасенная в испаренном материале в результате формирования микрократера, пойдет на образование УВ. Будем считать этот процесс достаточно быстрым по сравнению с газодинамическими процессами, которые в нашем случае протекают за время порядка 100 ns [7]. Данное обстоятельство дает возможность рассмотреть газодинамику с мгновенным энерговыделением.

Энерговклад в образование УВ для микрократера диаметром $d = 15 \mu\text{m}$ и глубиной $h = 0.4 \mu\text{m}$ оценим как

$$E_{ev} = m_{cr}L \approx d^2 h \rho L,$$

где ρ — плотность материала электрода, m_{cr} — масса материала катода, которая испарилась из кратера, L — теплота его испарения. Полагая для меди $\rho = 8960 \text{ kg/m}^3$, $L = 4.76 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$, имеем $E_{ev} = 4 \mu\text{J}$.

Соотношение давления на фронте сильной УВ p и в невозмущенном газе p_0 определяется выражением [10]:

$$\frac{p}{p_0} = \frac{2\gamma_0(\gamma^2 - 1)}{3\gamma - 1} \frac{L}{c^2} \frac{m_{cr}}{m}, \quad (1)$$

где γ_0 и γ — соответственно значения постоянной адиабаты в невозмущенном газе и за фронтом УВ. В широком диапазоне температур ($10^4 - 10^5 \text{ K}$) для воздуха при нормальной плотности можно принять $\gamma_0 = \gamma = 1.2$ [10]. Масса воздуха, охваченная УВ радиусом R , есть

$$m = \frac{2}{3} \pi R^3 \rho_0,$$

где ρ_0 — плотность воздуха. Скорость звука в газе с температурой T оценим как

$$c^2 = c_{273}^2 \frac{T}{T_0},$$

где $c_{273} = 330 \text{ m/s}$ — скорость звука в воздухе при температуре $T_0 = 273 \text{ K}$.

Сильная УВ превращается в обычную звуковую волну, когда правая часть уравнения (1) порядка величины $\frac{\gamma+1}{\gamma-1}$:

$$\frac{p}{p_0} = \frac{2\gamma_0(\gamma^2 - 1)}{3\gamma - 1} \frac{L}{c^2} \frac{m_{cr}}{m} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}. \quad (2)$$

Соответственно распространение возмущения в канале условно можно разбить на два этапа: движение сильной УВ и распространение звукового возмущения. Радиус сильной УВ определяется выражением

$$R(t) = \beta \left(\frac{E_{ev}}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5}, \quad (3)$$

где коэффициент β составляет $\beta = 0.89 \cdot 2^{1/5}$ для $\gamma = 1.2$ [10], множитель $2^{1/5}$ появляется из-за того, что волна полусферическая.

В соответствии с экспериментальными данными [7] к моменту времени $\tau = 135 \text{ ns}$ радиус УВ составляет около $R_0 = 300 \mu\text{m}$. Соответственно для звукового режима движения волны запишем

$$\left(\frac{R_0 - R(t)}{\tau - t} \right)^2 = c_{273}^2 \frac{T}{T_0}. \quad (4)$$

Решая совместно уравнения (2)–(4), получим для температуры газа в канале значение на уровне $T = 10 \text{ kK}$. При этом время движения сильной УВ получается равным $t_1 = 2 \text{ ns}$. К этому моменту радиус волны в соответствии с (3) достигает значения $R(t_1) = 24 \mu\text{m}$ (рис. 2). Далее сильная УВ вырождается в слабую и распространяется со скоростью звука. Следует отметить, что в эксперименте [7] к моменту времени $t_2 = 30 \text{ ns}$ радиус УВ составлял $100 \mu\text{m}$, при этом расчеты на основе уравнений (2)–(4) дают значение $R(t_2) = 83 \mu\text{m}$ (рис. 2), что достаточно близко к экспериментальным данным.

Таким образом, в работе представлены результаты измерения концентрации электронов вблизи плоского электрода в начальной фазе наносекундного искрового разряда в геометрии острие–плоскость. На основании данных по эрозионному воздействию разряда выполнена оценка газодинамических процессов и получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными по динамике ударной волны.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 20-08-01069а.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Карелин В.И., Тренькин А.А. // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 3. С. 29–35.
- [2] Перминов А.В., Тренькин А.А. // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 9. С. 52–55.
- [3] Ретьев А.Г., Репин П.Б., Покровский В.С. // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 1. С. 56–62.
- [4] Бакиит Е.Х., Блинова О.М., Ерофеев М.В., Карелин В.И., Рипенко В.С., Тарасенко В.Ф., Тренькин А.А., Шибитов Ю.М., Шулепов М.А. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 9. С. 859–870.
- [5] Тренькин А.А. // ЖТФ. 2019. Т. 89. В. 2. С. 189–191.
- [6] Алмазова К.И., Белоногов А.Н., Боровков В.В., Горелов Е.В., Морозов И.В., Тренькин А.А., Харитонов С.Ю. // ЖТФ. 2018. Т. 88. В. 6. С. 827–831.
- [7] Алмазова К.И., Белоногов А.Н., Боровков В.В., Горелов Е.В., Морозов И.В., Тренькин А.А., Харитонов С.Ю. // ЖТФ. 2019. Т. 89. В. 1. С. 69–71.
- [8] Тренькин А.А., Алмазова К.И., Белоногов А.Н., Боровков В.В., Горелов Е.В., Морозов И.В., Харитонов С.Ю. // ЖТФ. 2019. Т. 89. В. 4. С. 512–517.
- [9] Parkevich E.V., Medvedev M.A., Ivanenkov G.V., Khirianova A.I., Selyukov A.S., Agafonov A.V., Korneev Ph.A., Gus'kov S.Y., Mingaleev A.R. // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. N 9. P. 095003.
- [10] Райзер Ю.П. Введение в гидрогазодинамику и теорию ударных волн для физиков. М.: Интеллект, 2011. 432 с.