

УДК 537.521

DOI: 10.21779/2542-0321-2022-37-4-53-59

**В.С. Курбанисмаилов<sup>1</sup>, Г.Б. Рагимханов<sup>1</sup>,  
З.Р. Халиков<sup>1</sup>, А.А. Амирова<sup>2</sup>**

## **О роли взрывоэмиссионных процессов при формировании наносекундного разряда в воздухе в промежутке с геометрией «острие–плоскость»**

<sup>1</sup> Дагестанский государственный университет; Россия, 367000, Махачкала,  
ул. М. Гаджиева, 43а; [gb-r@mail.ru](mailto:gb-r@mail.ru);

<sup>2</sup> Институт физики ДФИЦ РАН; Россия, 367015, г. Махачкала, ул. М. Ярагского, 94

В статье представлены результаты исследования электрических характеристик импульсного наносекундного разряда в воздухе в разрядном промежутке *острие–плоскость*. Для условий эксперимента выполнен расчетно-теоретический анализ формирования катодных факелов на острийном катоде. При этом в качестве возможного механизма рассматривается развитие взрывной эмиссии на микронеоднородностях. Расчеты времени формирования взрывоэмиссионного центра выполнены с учетом усиления напряженности электрического поля у естественных выступов микронного размера полем положительных ионов, образующихся в результате ионизации газа автоэмиссионными электронами.

Показано, что характерные времена формирования катодного факела составляют порядка 10–15 нс, что удовлетворительно согласуется с данными эксперимента.

**Ключевые слова:** *искровой разряд, микроструктура, катодный факел, автоэлектронная эмиссия*.

### **Введение**

Наносекундные разряды активно изучаются на протяжении длительного времени и с каждым днем находят широкий спектр практического применения в различных областях науки и техники. Такие разряды, помимо электрических и плазмохимических эффектов, зачастую сопровождаются и газодинамическими явлениями [1–2].

Исследования стадии формирования наносекундного искрового разряда в воздухе в промежутке с геометрией *острие–плоскость*, выполненные с применением современных методов лазерного зондирования и основанных на нем теневых и интерференционных методик, позволили определить особенности динамики формирования пространственной микроструктуры разряда [3–4], т. е. развитие разряда происходит в виде большого числа микроканалов. Была установлена компактность пространственной микроструктуры канала в случае, когда острье имеет отрицательную полярность.

Эти исследования позволили получить дополнительные данные о газодинамических эффектах в таких разрядах. В частности, в работе [5] нами было выявлено, что формирование радиальной структуры при положительной полярности остряя наблюдается с 60 нс, а при отрицательной с 40 нс. В работе [6] было выполнено численное моделирование расширения катодного факела в гелии, установлено, что скорость расширения катодного факела на начальном этапе расширения достигает значений порядка  $10^4$  м/с.

Кроме того, в [7] наряду с цилиндрическими УВ в прикатодной области на времени в интервале не менее 15 – 20 нс после пробоя разрядного промежутка были зареги-

стрированы полусферические УВ, источники которых расположены на поверхности плоского электрода, а их генерация, предположительно, связана с образованием микрократеров в областях контакта микроканалов с плоским электродом [7]. Таким образом, все еще остается открытым вопрос о механизме формирования микрократеров в условиях эксперимента.

Цель работы – расчетно-теоретический анализ возможности развития взрывоэмиссионных процессов на поверхности острыйного электрода на начальных стадиях формирования импульсного наносекундного разряда в промежутке *острие–плоскость*.

Схема экспериментальной установки и методики исследования разряда подробно описаны в [3].

В качестве остряя был использован железный осесимметричный электрод длиной 19 мм, диаметром 14 мм и с углом при вершине 36°, а в качестве плоского использовался алюминиевый электрод формы шарового сегмента диаметром 4.5 см и толщиной 1.5 см. Расстояние между электродами составляло 1.5 мм. Рабочий газ – воздух.

На межэлектродный промежуток подавались импульсы напряжения отрицательной полярности амплитудой 25 кВ, вырабатываемые генератором. Длительность фронта нарастания импульса напряжения составляла 7 нс.

На рис. 1 приведены осциллограммы импульсов тока и напряжения, из которых видно, что после пробоя промежутка в разрядной цепи возникает колебательный процесс с периодом около 0.6 мкс. Наблюдается экспоненциальный спад тока и напряжения разряда [5]. Как видно из рис. 1, амплитуда тока и время его затухания составляют 0.9 кА и 1.2 мкс. При этом на характерных зависимостях можно выделить два момента – появление напряжения на разрядном промежутке и момент пробоя. Интервал времени между ними составляет порядка 4 нс. По осциллограммам тока и напряжения была рассчитана мощность энерговклада в разряд (рис. 2). Как видно из рисунка, наряду с колебаниями тока и напряжения наблюдается и колебание мощности.

Из решения уравнения Пуассона  $\nabla^2\varphi = -\rho/\epsilon_0$  с учетом реальной геометрии разрядного промежутка (формы электродов и расстояния между электродами) для прикладываемого поля 25 кВ была определена напряженность электрического поля как  $E = -\nabla\varphi$ . В частности, было установлено, что характерное значение поля на острье достигает порядка  $4.6 \cdot 10^5$  В/см.

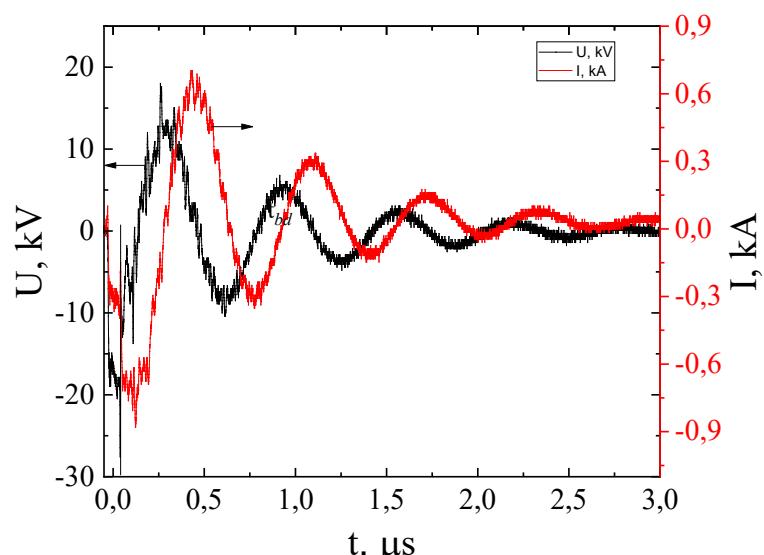


Рис. 1. Осциллограммы напряжения  $U$  и тока  $I$  начальной стадии разряда

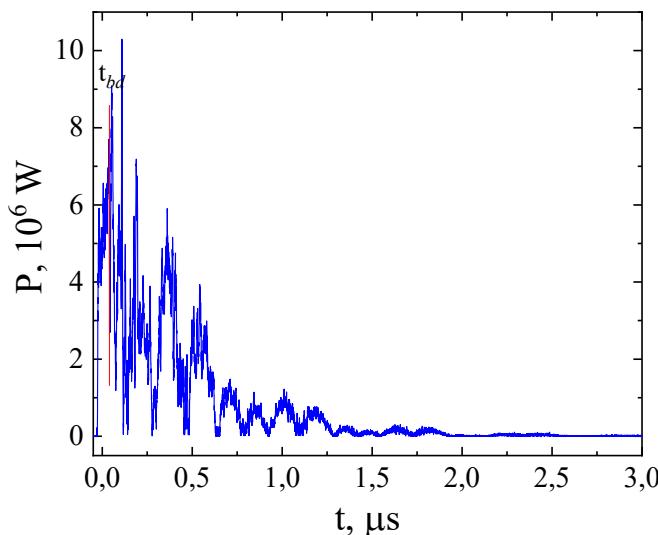


Рис. 2. Оциллограмма мощности разряда

Как следует из данных эксперимента [7], в процессе пробоя на поверхности электродов формируется множество катодных факелов, образование которых происходит в процессе разрушения микронеоднородностей.

Рассмотрим возможность формирования кратеров за счет взрывных процессов микронеоднородностей на электродах.

Будем считать, что пробой инициируется электронами, эмитированными с естественных микроострий на катоде. Причем напряженность локального электрического поля на их вершинах превышает макроскопическое поле  $E_0$  в  $\beta_g$  раз ( $\beta_g$  – геометрический коэффициент усиления поля), т. е. дается выражением  $E_{loc} = \beta_g E_0$ .

Плотность тока АЭЭ  $j_{FE}$  [А/см<sup>2</sup>] для локального поля  $E_{loc}$  [В/см] рассчитывается по формуле Фаулера–Нордгейма [8]

$$j_{FE} = F(\varphi) E_{loc}^2 \exp(-G(\varphi)/E_{loc}),$$

$$F \approx \frac{1.55 \cdot 10^{-6}}{\varphi} \exp\left(\frac{9.25}{\varphi^{1/2}}\right), \quad G \approx 6.51 \cdot 10^7 \varphi^{3/2}, \quad (1)$$

где  $\varphi$  [эВ] – работа выхода для металла ( $\varphi = 4.5$  эВ).

Как показывает расчет, для весьма умеренного значения коэффициента усиления  $\beta_g = 60$  плотность тока автоэмиссии для значения поля  $E = 4.6 \cdot 10^5$  В/см составляет  $j_{FE} = 3.42$  А/см<sup>2</sup>.

Частота АЭЭ, т. е. число частиц, эмитируемых за единицу времени с отдельного микроострия  $v_{FE} = sj_{FE}/e \approx 2.14 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>, где  $s = 10^{-12}$  см<sup>2</sup> – площадь эмитирующей поверхности. Частоту ионизации определим как  $v_i = \alpha V$ , где  $\alpha$  – коэффициент ударной ионизации, а  $V$  – скорость дрейфа электронов в газе. Для воздуха зависимость  $\alpha$  [1/см] от давления  $p$  [Торр] и поля  $E$  [В/см] можно аппроксимировать как  $\alpha = A p \exp(-B p/E)$ , где  $A = 15$  (см·Торр)<sup>-1</sup> и  $B = 365$  В/(см·Торр) [2]. Для скорости  $V$  [см/с] в воздухе при  $E/p = 10 - 130$  В/(см·Торр) можно использовать линейную ап-

проксимацию  $V = \mu E$ , где  $\mu = K / p$  – подвижность электронов,  $K = 4.5 \cdot 10^5$   $\text{см}^2 \cdot \text{Torr}/(\text{с} \cdot \text{В})$  [2; 8]. Для поля  $E = 4.5 \cdot 10^5$  В/см при геометрическом коэффициенте усиления поля на микроострие  $\beta_g = 60$  получим  $v_i \approx 2.2 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup>. Таким образом, условие  $v_{FE} \ll v_i$  указывает на доминирование ионизационных процессов.

Воспользуемся простейшим критерием для оценки времени ( $t_{EEE}$ ), за которое в веществе микроострия на катоде вкачивается энергия, достаточная для его перехода в плазменное состояние [8; 9]:

$$\int_0^{t_{EEE}} j_{FE}^2 dt = \bar{h}, \quad (2)$$

где  $\bar{h}$  – так называемое удельное действие, составляющее для металлов примерно  $2 \cdot 10^9$  А<sup>2</sup>с/см<sup>4</sup> [9].

На рис. 3 приведены характерные зависимости времени формирования катодного факела  $\tau$  и плотности тока автоэлектронной эмиссии  $j_{FE}$  с микроострия в зависимости от геометрического коэффициента усиления поля  $\beta$  для значения напряженности электрического поля на микроострие  $E = 4.6 \cdot 10^5$  В/см, определенные по формулам (1) и (2).

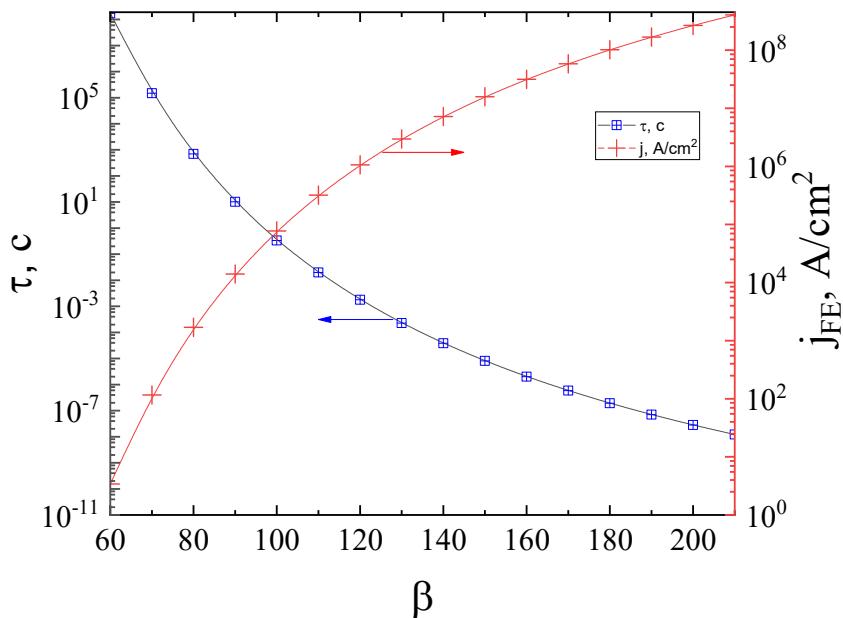


Рис. 3. Характерные зависимости времени формирования катодного факела  $\tau$  и плотности тока автоэлектронной эмиссии  $j_{FE}$  с микроострия в зависимости от геометрического коэффициента усиления поля  $\beta$

Оценки показывают (рис. 3), что при времени  $t_{EEE} = 10$  нс условие (2) выполняется при довольно высоком значении коэффициента усиления поля  $\beta_g > 200$ . В эксперименте площадь активной поверхности острия равнялась примерно 0.05 см<sup>2</sup>. Тогда вероятность существования дефекта поверхности с  $\beta_g > 200$  оценивается в  $\sim 0.5$ , т. е. она меньше единицы.

В критерии (2) не учтено влияние объемного разряда положительных ионов в газе в области микроострия.

С другой стороны, вблизи острия в ходе ионизационных процессов электронами эмиссии возможно скопление объемного заряда положительных ионов. Такой заряд при нахождении вблизи поверхности катода будет усиливать на ней локальное поле и, как следствие, значение плотности тока автоэлектронной эмиссии [8; 10].

Локальное электрическое поле на эмиттирующей поверхности катода с учетом поля  $E_i$ , создаваемое положительными ионами, определяется как [12]

$$E_{\text{loc}} = \beta_g E_0 + E_i, \quad E_i = eN_i(t) / (4\pi\epsilon_0 r^2). \quad (3)$$

Здесь  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $N_i$  – число ионов,  $r$  – их характерное расстояние от вершины эмиттера.

Ионы возникают в результате ионизации газа автоэмиссионными электронами, которые при инжекции в газ попадают в усиленное поле вблизи вершины микроострия.

Число ионов, которое можно считать равным числу автоэмиссионных электронов, дается интегралом [11]

$$N_i(t) = \frac{s}{e} \int_0^t j_{FE}(t) dt. \quad (4)$$

Тогда из (3) и (4) для локального поля на микроострие получим

$$E_{\text{loc}} = \beta_g E_0 + \frac{s}{4\pi\epsilon_0 r^2} \int_0^t j_{FE}(t) dt. \quad (5)$$

Оценки времени перехода микроострия в плазменное по формуле (2) с учетом (5) состояния по формуле для коэффициента усиления поля  $\beta_g = 60$  дает значение  $\approx 15$  нс, что вполне удовлетворительно согласуется с данными эксперимента. Таким образом, возможно образование на острие плазменного выступа, развивающегося в сторону анода.

Движение границы плазменного выступа будет определяться дрейфом электронов в электрическом поле, являющемся суперпозицией внешнего поля и собственного поля плазменной области.

### Заключение

Таким образом, в работе выполнен расчетно-теоретический анализ возможности образования катодных факелов вследствие развития взрывной эмиссии микронеоднородностей на поверхности острийного электрода на начальной стадии формирования наносекундного разряда в воздухе в промежутке *острие* (катод) – *плоскость* длиной 1.5 мм в воздухе атмосферного давления при амплитудном значении прикладываемого к промежутку высоковольтного импульса 25 кВ. Результаты расчета времени формирования взрывоэмиссионного центра, выполненные с учетом усиления напряженности электрического поля у естественных выступов микронного размера полем положительных ионов, образующихся в результате ионизации газа автоэмиссионными электронами, составляют порядка 10–15 нс, что удовлетворительно согласуется с данными эксперимента.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 20-08-01069а.*

### Литература

1. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда: научное издание. – Долгопрудный: Интеллэкт, 2009. – 736 с.
2. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. – М., 1991. – 224 с.
3. *Almazova K.I., Belonogov A.N., Borovkov V.V., Kurbanismailov V.S., Khalikova Z.R., Ragimkhanov G.B., Tereshonok D.V., Trenkin A.A.* Investigation of the microchannel structure in the initial phase of the discharge in air at atmospheric pressure in the «pin (anode)–plane» gap // Physics of Plasmas. 2020. Vol. 27. – P. 123507.
4. *Parkevich E.V., Medvedev M.A., G.V. Ivanenkov, A.I. Khirianova, A.S. Selyukov, A.V. Agafonov, Ph.A. Korneev, S.Y. Gus'kov, A.R. Mingaleev.* Fast fine-scale spark filamentation and its effect on the spark resistance // Plasma Sources Science Technologies. 2019. Vol. 28, no. 9. – P. 095003.
5. *Алмазова К.И., Белоногов А.Н., Боровков В.В., Курбанисмаилов В.С., Омарова П.Х., Рагимханов Г.Б., Тренкин А.А., Терешонок Д.В., Халикова З.Р.* Исследование динамики микроструктурированного искрового канала в воздухе в геометрии «острие–плоскость» на стадии радиального расширения // Физика плазмы. 2021. Т. 47, № 1. – С. 75–81.
6. *Курбанисмаилов В.С., Рагимханов Г.Б., Халикова З.Р.* Процессы расширения плазмы катодного факела в высоковольтном разряде в Не высокого давления // Вестник Дагестанского государственного университета. Сер. 1: Естественные науки. 2021. Т. 36, вып. 4. – С. 13–19.
7. *Almazova K.I., Belonogov A.N., Borovkov V.V., Trenkin A.A., Kurbanismailov V.S., Khalikova Z.R., Ragimkhanov G.B., Tereshonok D.V.* Features of the cathode plasma formation at the initial stage of a nanosecond spark discharge in air // EPL. 2020. Vol. 130, no. 6. – P. 65002.
8. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. – Новосибирск, 1982.
9. *Месяц Г.А.* Взрывная электронная эмиссия. – М.: Физматлит, 2011. – 282 с.
10. *Зубарев Н.М., Месяц Г.А.* Инициирование взрывной электронной эмиссии и убегание электронов при импульсном пробое плотных газов // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113, вып. 4. – С. 256–262.
11. *Месяц Г.А.* О взрывных процессах на катоде в газовом разряде // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1, вып. 19. – С. 885.

*Поступила в редакцию 18 ноября 2022 г.*

UDC 537.521

DOI: 10.21779/2542-0321-2022-37-4-53-59

## **On the Role of Explosive Emission Processes in the Formation of a Nanosecond Discharge in Air in the Gap With the Geometry «Point–Plane»**

**V.S. Kurbanismailov<sup>1</sup>, G.B. Ragimkhanov<sup>1</sup>, Z.R. Khalikov<sup>1</sup>, A.A. Amirova<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Dagestan State University; Russia, 367000, Makhachkala, M. Gadzhiev st., 43a;  
gb-r@mail.ru;

<sup>2</sup> Institute of Physics, Dagestan Federal Research Center of the Russian Academy of Sciences; Russia, 367015, Makhachkala, M. Yaragsky st., 94;

The results of a study of the electrical characteristics of a pulsed nanosecond discharge in air in the "point-to-plane" discharge gap are presented. For the experimental conditions, a computational-theoretical analysis of the formation of cathode torches on a pointed cathode was performed. In this case, the development of explosive emission on micro-inhomogeneities is considered as a possible mechanism. Calculations of the time of formation of an explosive emission center are made taking into account the amplification of the electric field strength near natural protrusions of micron size by the field of positive ions formed as a result of gas ionization by field emission electrons. It is shown that the characteristic times of formation of the cathode plume are about 10–15 ns, which agrees satisfactorily with the experimental data.

Keywords: *spark discharge, microstructure, cathode flame, field emission.*

*Received 18 November 2022*