

УДК 537.5

Роль термоэлектронной эмиссии в формировании и развитии искрового канала в газах

Ф. М. А. Аль-Харети, О. А. Омаров, Н. О. Омарова, П. Х. Омарова, М. Б. Хачалов

В работе представлены данные экспериментального исследования формирования искрового канала, где в результате плавления вискера образуется катодное пятно с последующим дрейфом из него термоэлектронного пучка. Измерены параметры плазмы в различных типах разрядов. По регистрируемым спектрам ионных и атомных линий определялась концентрация электронов, а по их относительным интенсивностям — температура электронов в моменты образования стримера, канала и дуги.

PACS: 52.25.-b, 52.70.-m, 52.80.Tn

Ключевые слова: стример, искровой канал, ионные спектры, скорость расширения, катодное пятно, гидродинамический механизм расширения.

Введение

Картина формирования искрового канала в молекулярных газах отличается от формирования такого канала в инертных газах. При искровом пробое молекулярных газов в результате перекрытия стримером разрядного промежутка возбуждаются ионизационные фронты, распространяющиеся к противоположным электродам. За это время резко возрастает степень ионизации в стримерном канале [1]. При дальнейшем росте проводимости за счет термоэлектронной эмиссии из образовавшегося катодного пятна происходит трансформация стримерного канала в искровой.

При пробое инертных газов, например, аргона, свечение возникает в расчетной точке перехода лавины в стример $x_{кр}$. После перекрытия разрядной области стримером, наблюдаемые ионизационные фронты движутся с электродов навстречу друг другу (рис. 1).

Покадровая съемка с помощью электронно-оптического преобразователя (ФЭР-2) позволяет проследить развитие свечения, с концентрацией электронов $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Плотность тока в момент перекрытия фронтом промежутка составляет $\sim 10^2 \text{ А/см}^2$, при полном токе $\sim 10 \text{ А}$. При замыка-

нии ионизационными фронтами промежутка появляется более выраженное интенсивное свечение, а на катоде яркое катодное пятно. Начало резкого роста тока характеризуется ярким свечением и катодными пятнами. К моменту появления катодного пятна плотность тока достигает значения $\sim 10^3 \text{ А/см}^2$.

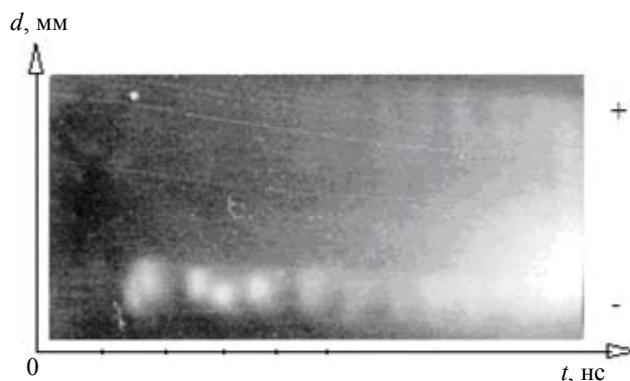


Рис. 1. Оптический снимок развития искрового канала в Ar (без предьонизации) в зависимости от времени. ($E/p = 14 \text{ В/см} \cdot \text{Торр}$, $U_{np} = 11,3 \text{ кВ}$, $d = 1 \text{ см}$)

При перенапряжениях больше 150 % по мере приближения плазменного фронта к катоду наблюдается одновременное появление нескольких катодных пятен, являющихся источниками термоэлектронов. В этом случае параллельно инициируются несколько каналов на фоне тлеющего свечения объемного диффузного разряда, которые на ранних этапах развития сливаются и образуют широкий столб плазмы. При этом значение плотности тока гораздо меньше, чем в случае формирования одиночного канала, и скорость прорастания соответственно уменьшается [2].

Яркое свечение с ростом тока разряда распространяется к электродам со скоростью $\sim 3 \cdot 10^6$ —

Аль-Харети Фаваз Мохаммед Али, аспирант.
Омаров Омар Алиевич, зав. кафедрой.
Омарова Наида Омаровна, профессор.
Омарова Патимат Хасбулаевна, аспирант.
Хачалов Магомед Багаудинович, доцент.
Дагестанский государственный университет.
Россия, 367000, г. Махачкала, ул. Дзержинского, 12А.
Тел. 8 (872-2) 56-21-34. E-mail: inproao@mail.ru

Статья поступила в редакцию 20 мая 2015 г.

© Аль-Харети Ф. М. А., Омаров О. А., Омарова Н. О., Омарова П. Х., Хачалов М. Б., 2015

$5 \cdot 10^6$ см/с. Пространство между ярким свечением и электродами, где концентрация электронов составляет $\sim 10^{14}$ см⁻³, заполняется диффузным свечением [2, 3].

Целью данной работы являлось формулировка на основе экспериментальных и теоретических данных общей картины формирования искрового канала для инертных и молекулярных газов, в т. ч. выявление роли термоэлектронной эмиссии в развитии искрового разряда.

Результаты экспериментальных исследований

В результате экспериментальных исследований [1—3] показано, что для наиболее яркой области свечения искрового канала характерны интенсивные ионные линии в спектре аргона, а именно для ArII (372,9; 354,5 и 358,8 нм). Этим линиям соответствуют потенциалы возбуждения 19,96; 24,62; 22,94 эВ. Для атомных линий аргона ArI (434,1; 442,3; 436,3; 433,5 и 355,6 нм) штарковское уширение в начальные моменты времени составляет 0,1—0,4 Å, при этом рассчитанная концентрация электронов $n_e \approx 10^{16}$ см⁻³.

С увеличением интенсивности свечения ионных линий аргона регистрируется интенсивный непрерывный спектр в области 350—360 нм.

При установлении частичного локального термодинамического равновесия (ЧЛТР) можно определить температуру плазмы по относительным интенсивностям спектральных линий. Время установления ЧЛТР определяется по формуле работы [4]:

$$\tau \approx \frac{4,5 \cdot 10^7 z^3}{n^4 n_e} \left(\frac{kT_e}{z^2 E_0} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{2zE_0}{n^3 kT_e} \right), \quad (1)$$

где n — главное квантовое число, z — заряд иона, E_0 — энергия ионизации, n_e — концентрация электронов, T_e — температура электронов. Например, за 10 нс ЧЛТР установится для линий аргона 480,6 и 484,7 нм при $n_e \sim 10^{16}$ см⁻³ и $kT_e \approx 3$ эВ.

При токе ~ 10 А ширина спектральной линии ArII $\lambda = 480,6$ нм составляет $\Delta\lambda_{0,5} = 0,1$ нм, чему соответствует концентрация электронов $n_e \approx 3 \cdot 10^{17}$ см⁻³, вычисленная по известной ударной электронной полуширине ω , найденной из таблиц Грима [4]. А для линии 422,8 нм — $n_e \approx 2,4 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Таким образом, значение плотности электронов, рассчитанные по полуширинам различных спектральных линий, незначительно отличаются друг от друга.

При токе разряда ~ 50 А электронная температура искрового канала, определенная по относительной интенсивности спектральных линий ArII, составляет величину $T_e \approx 6 \cdot 10^4$ К [2]. Зависимость

температуры плазмы искрового канала от времени показана на рис. 2.

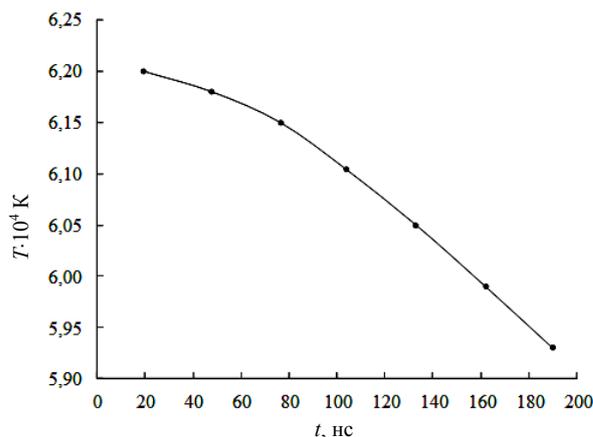


Рис. 2. Зависимость температуры аргоновой плазмы в области искрового канала от времени.

Быстрый нагрев ионов и атомов приводит к резкому увеличению газодинамического давления ($p_r = nkT \approx 10^6$ Па) и расширению плазменной области. Одновременно с этим происходит термическая ионизация атомов и увеличение концентрации заряженных частиц. Скорость прорастания канала в нашем случае определяется выражением [5]:

$$v_k = \eta r_y \frac{e}{m \epsilon_i} \frac{k_{ee}^2}{k_{ea}^3} \left(\frac{E_{cm}}{n_a} \right)^2 \cdot n_a,$$

где η — коэффициент, характеризующий долю энергии, расходуемой на ионизацию газа, ϵ_i — потенциал ионизации, k_{ee} и k_{ea} — константы электрон-электронных и электрон-атомных взаимодействий, n_a — плотность нейтральных атомов, r_y — размер области усиленного поля, e — заряд электрона. В условиях эксперимента ($W = 25$ %) имеем $r_y \sim 10^{-2}$ см, $E_{cm} \sim 10^4$ В/см, $k_{ea} \sim 10^7$ см³/с, в результате получим значение $v_k \sim 10^7$ см/с.

Анализ полученных результатов

Яркое свечение возле катода при стримерном механизме пробоя инициирует искровой канал. Спад напряжения на промежутке при замыкании его прорастающим стримерным каналом не наблюдается. Это следует из простых оценок сопротивления стримерного канала. При концентрации электронов $\sim 10^{12}$ см⁻³ и диаметре канала в 0,1 мм его сопротивление составляет величину:

$$R_e \approx \frac{m v_{ea} d}{\pi r^2 n_e e^2} \approx 10^5 - 10^6 \text{ Ом}. \quad (2)$$

В случае с молекулярными газами справедлива модель трансформации одиночного канала,

предполагающая увеличение проводимости плазмы стримера, которая характеризуется однородной интенсивностью свечения. Для инертных газов, в частности для Ag, при атмосферном давлении на расстоянии $x_{кр}$ от катода наблюдается яркое свечение, прорастающее к электродам с относительно небольшой скоростью. С появлением яркого свечения в этой точке резко увеличивается энерговыделение, что приводит к взрывообразному расширению этой области.

Возрастание проводимости в инертных газах ограничено, однако при высокой напряженности поля на головке лавины возможно прорастание многих стримеров.

Такое развитие объясняется структурой атома Ag и более слабой зависимостью коэффициента ударной ионизации от напряженности поля. Коэффициенты ударной ионизации инертных и молекулярных газов отличаются. Соответственно, скорости изменения проводимости в этих газах растут по-разному [6].

Приближение стримерного канала к электроду инициирует фронт ионизации, движущийся от электрода за время 10—30 нс, в течение которого концентрация в точке усиления лавины увеличивается и соответственно увеличивается энерговыклад.

Для относительно низкой плотности $n_e < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ основным каналом передачи энергии тяжелой компоненте плазмы является электрон-атомные столкновения, причем с характерным временем передачи $\tau_{ea} \sim (\delta v_{ea})^{-1} \sim 10^{-7} \text{ с}$. Для относительно высокой концентрации основной механизм — это столкновения электронов с ионами, поскольку для концентраций электронов $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ частота электрон-ионных соударений гораздо больше частоты электрон-атомных соударений [7, 8].

Вследствие термической ионизации атомов, растут газодинамическое давление и концентрация заряженных частиц, сопровождаемые расширением плазменной области. В зависимости от экспериментальных условий формирование однородного искрового канала завершается через 300—500 нс.

Так как электроды алюминиевые, то спектр прикатодной плазмы характеризуется яркими линиями материала катода, а именно AlI (396,1; 394,4; 280,1; 281,6 нм) и континуумом (260—360 нм). Ионные линии материала катода начинают регистрироваться с началом резкого роста тока, причем максимально яркие линии наблюдаются через 20—30 нс после этого (рис. 3).

Спустя 30 нс с начала резкого роста тока полуширина линии аргона 480,6 нм составляет 0,5—0,6 нм, а линии 422,8 нм $\approx 0,5$ нм. Этим значениям полуширины спектральной линии соответствует плотность электронов $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Спустя 20 нс

плотность электронов уменьшается до значения $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, затем через 30—40 нс катодный факел вытягивается, принимая форму вытянутого эллипса, температура которого составляет 4—5 эВ. Здесь уже заметно, что из пятна вглубь разрядной области прорастает искровой канал со скоростью $\sim 10^7 \text{ см/с}$.

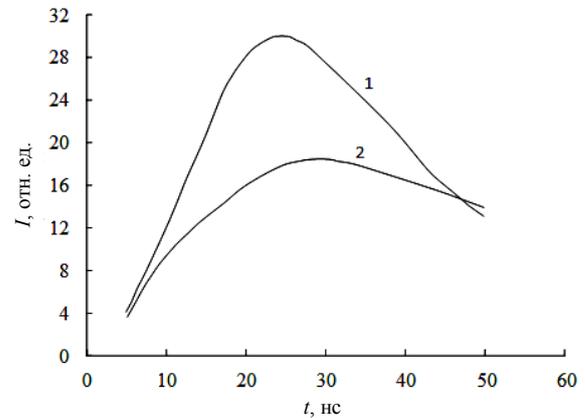


Рис. 3. Изменение интенсивности спектральных линий ионов Al (материала катода) со временем (1—396,1 нм; 2—281,6 нм)

Рассчитанная для этого промежутка концентрация заряженных частиц на начальном этапе развития катодного пятна (20—30 нс) составляет величину $10^{15}—10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Электрическое поле катодного слоя $E_k \sim 10^5 \text{ В/см}$ при наличии микронеоднородностей и диэлектрических вкраплений достаточно для инициирования взрывной эмиссии и формирования катодного пятна.

Лавина электронов в момент перехода от автоэмиссионного режима к взрывно-эмиссионному режиму получила название «эктон». Количество электронов в эктоне оценивается значениями $10^{10}—10^{11}$ [9]. В данном случае с микроэмиттера инициируется электронная ударная волна со скоростью

$\sim \sqrt{\frac{\epsilon}{m}}$ (здесь ϵ , m — энергия и масса

электрона). Она формирует в разрядной области диффузный канал и анодные пятна. В указанном переходном режиме электроны с поверхности катода, попадая в область сильного поля, переходят уже в режим непрерывного ускорения. Величина критического поля, при превышении которой электроны переходят в режим непрерывного ускорения, равна [5, 10]

$$E_{кр} \approx 3,38 \cdot 10^3 p z^* / I, \quad (3)$$

где z^* — число электронов в атоме, I — средняя энергия возбуждения или средняя энергия неупругих потерь. Для аргона $z^* = 18$, $I = 100 \text{ эВ}$ и $E_{кр}/p = 600 \text{ В/(см Торр)}$.

Если в переходном режиме формируется электронная ударная волна, то ее скорость $\sim 10^8$ — 10^9 см/с. При проведении этих оценок энергия электронов была принята равной 10 эВ [11].

Взрывная модель развития катодного пятна предполагает выделение большой удельной энергии на эмиссионном центре и взрыв микроострия.

Уменьшение интенсивности спектральных линий ионов алюминия через 30 нс свидетельствует об уменьшении температуры плазмы катодного пятна уже на ранних стадиях его формирования.

Заключение

Основные результаты работы можно представить следующим образом.

1. Сформулирована общая картина формирования искрового канала на основе экспериментальных и теоретических данных для инертных и молекулярных газов.

2. Рассчитана температура и концентрация электронов плазмы по относительным интенсивностям спектральных линий при установлении частичного локального термодинамического равновесия (ЧЛТР).

3. Установлена справедливость модели трансформации одиночного стримерного канала в искровой для молекулярных газов. Для инертных газов с появлением яркого свечения наблюдается резкое увеличение энерговыделения в этой точке, приводящее к взрывообразному расширению этой области.

4. В результате исследования выявлено, что расширение плазмы катодного пятна имеет гидродинамическую природу.

5. С увеличением прикладываемого напряжения число катодных пятен и каналов растет, а скорость их прорастания уменьшается.

Выражаем благодарность Рухадзе А. А. за обсуждение и полезные советы в процессе написания работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке базовой части Госзадания Минобрнауки РФ на проведение НИР.

ЛИТЕРАТУРА

1. Омаров О. А., Рухадзе А. А. // Прикладная физика. 2010. № 4. С. 22.
2. Омаров О. А., Курбанисмаилов В. С., Хачалов М. Б. и др. // Инженерная физика. 2013. № 11. С. 48.
3. Баирханова М. Г., Гаджиев М. Х., Курбанисмаилов В. С. и др. // Прикладная физика. 2009. № 5. С. 62.
4. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. — М: Мир, 1978.
5. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. — Новосибирск: Наука, 1982.
6. Радциг А. А., Смирнов Б. М. Параметры атомов и атомных ионов. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
7. Гинзбург В. А. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967.
8. Омаров О. А., Омарова Н. О., Омарова П. Х. и др. // Инженерная физика. 2013. № 5. С. 50.
9. Месяц Г. А. // УФН. 1995. Т. 165. № 6. С. 601.
10. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя. — М.: Наука, 1991. .
11. Гуревич А. Б. // ЖТФ. 1960. Т. 39. В. 5. С. 1296.

Explosive processes in the development of the spark channel at gas breakdown

*F. M. A. Al-Harethi, O. A. Omarov, N. O. Omarova,
P. H. Omarova, and M. B. Khachalov*

Dagestan State University
12A Dzerzhinsky str., Makhachkala, 367000, Russia
E-mail: inporao@mail.ru

Received May 20, 2015

The paper presents the results of experimental studies of formation of the spark channel, thereby forming an explosive emission cathode spots, followed by a drift of the electron beam. Plasma parameters in different types of discharges have been measured. An electron density has been obtained according to the recorded spectrum of ionic and atomic lines. An electron temperature has been calculated on the basis of the relative intensities of the spectral lines in the bright glow.

PACS: 52.25.-b, 52.70.-m, 52.80.Tn

Keywords: spark channel, ion spectra, the rate of expansion, cathode spot.

REFERENCES

1. O. A. Omarov and A. A. Rukhadze, *Prikladnaya Fizika*, No. 4, 22 (2010).
2. O. A. Omarov, V. S. Kurbanismailov, M. B. khachalov, et al., *Inzhenernaya Fizika*, No. 11, 48 (2013).
3. M. G. Bairkhanova, M. Kh. Gadzhiev, V. S. Kurbanismailov, et al., *Prikladnaya Fizika*, No. 5, 62 (2009).
4. Hans R. Griem, *Plasma Spectroscopy*. (McGraw-Hill, New York, 1964; Mir, Moscow, 1978).
5. Yu. D. Korolev and G. A. Mesyats, *Field-Emission and Explosion Processes in Gas Discharge* (Nauka, Novosibirsk, 1982) [in Russian].
6. A. A. Radtsig and B. M. Smirnov, *Parameters of Atoms and Atomic Ions* (Energoatomizdat, Moscow, 1986) [in Russian].
7. V. L. Ginzburg, *Spread of Electromagnetic Waves in Plasma* (Nauka, Moscow, 1967) [in Russian].
8. O. A. Omarov, N. O. Omarova, P. Kh. Omarova, et al., *Inzhenernaya Fizika*, No. 5, 50 (2013).
9. G. A. Mesyats, *Phys. Usp.* **165**, 601 (1995).
10. Yu. D. Korolev and G. A. Mesyats, *Physics of Pulse Breakdown* (Nauka, Moscow, 1991) [in Russian].
11. A. B. Gurevich, *Tech. Phys.* **39**, 1296 (1960).

* * *