

04

Начальные стадии формирования импульсного разряда в промежутке с геометрией острие—плоскость в предварительно ионизированном аргоне

© В.С. Курбанисмаилов¹, Д.В. Терешонок², Г.Б. Рагимханов¹, З.Р. Халикова¹¹ Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия² Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

E-mail: gb-r@mail.ru

Поступило в Редакцию 28 октября 2021 г.

В окончательной редакции 14 декабря 2021 г.

Принято к публикации 16 декабря 2021 г.

На основе двумерной осесимметричной диффузионно-дрейфовой модели выполнено исследование влияния начальных условий на особенности формирования и развития анодо направленной волны ионизации между двумя электродами с геометрией промежутка острие—плоскость в аргоне при атмосферном давлении.

Ключевые слова: газовый разряд, низкотемпературная плазма, пробой газов, волны ионизации, моделирование.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.05.52157.19067

Несмотря на большое число работ, посвященных исследованию импульсных объемных разрядов, многие вопросы, связанные с физикой формирования начальных стадий, вызывают научные дискуссии [1–4], в том числе и для инертных газов [5,6].

В настоящей работе в условиях равномерной предварительной ионизации аргона при атмосферном давлении выполнено расчетно-теоретическое исследование начальной стадии формирования импульсного разряда в аргоне в межэлектродном промежутке с геометрией острие—плоскость. Острие (катод) представляло собой прямой цилиндр радиусом 1 мм и длиной 1 см, расстояние от острия до плоскости было равно 8.5 мм.

Такая постановка задачи, по мнению авторов, представляет интерес ввиду геометрии катода. Как правило, при моделировании катод задают в виде иглы с заостренным или закругленным кончиком, что автоматически дает максимальное значение напряженности поля на оси разрядного промежутка. В настоящей работе использование прямого цилиндра создает предпосылки к торообразной геометрии ионизационной волны, так как максимальная напряженность поля находится вблизи торца цилиндра.

Моделирование выполнено в двумерной осесимметричной постановке с начальной концентрацией электронов и атомарных ионов 10^8 см^{-3} во всей расчетной области. Напряжение на электродах в течение всего времени расчета составляло 5 кВ.

Прямоугольная расчетная сетка по радиусу была со сгущением к оси разряда с числом ячеек $N_r = 1050$. В межэлектродном промежутке сетка сгущалась вблизи электродов $N_z = 1900$.

Газоразрядная плазма рассматривается как сплошная многокомпонентная среда, состоящая из нейтральных атомов (Ar), электронов (e), возбужденных атомов (Ar^*)

с энергией возбуждения 11.5 eV, атомарных (Ar^+) и молекулярных (Ar_2^+) ионов. Кинетика рассматриваемых процессов, константы соответствующих реакций (за исключением прямой ионизации и возбуждения) были взяты из работы [7].

Приведенная далее система уравнений включает в себя уравнения баланса заряженных и возбужденных частиц, уравнение для энергии электронов и уравнение Пуассона [7–10]. Нагрев нейтрального газа не учитывался. Температура тяжелых частиц в процессе счета предполагалась равной температуре нейтрального газа (300 К).

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma &= S, \\ \Gamma &= qn\mu\mathbf{E} - D\nabla n, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e k_B T_e \right) + \nabla \cdot \mathbf{F} &= \mathbf{j}_e \cdot \mathbf{E} + S_e, \\ \mathbf{F} &= \frac{5}{2} k_B T_e \Gamma_e - \lambda_e \nabla T_e, \\ \lambda_e &= \frac{5}{2} n_e D_e, \\ \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{e(n_{\text{Ar}^+} + n_{\text{Ar}_2^+} - n_e)}{\epsilon_0}, \end{aligned} \quad (1)$$

где n , Γ , μ , D — концентрация, поток, подвижность и коэффициент диффузии соответствующих компонентов плазмы, e — заряд электрона, k_B — постоянная Больцмана, T_e — температура электронов, λ_e , D_e — теплопроводность и коэффициент диффузии электронов, которые определялись приведенным локальным полем E/N из BOLSIG+ [11], n_e , n_{Ar^+} , $n_{\text{Ar}_2^+}$ — концентрации электронов, атомарных и молекулярных ионов, S — источник рождения и гибели рассматриваемых частиц в плазме, S_e — упругие и неупругие потери электронов,

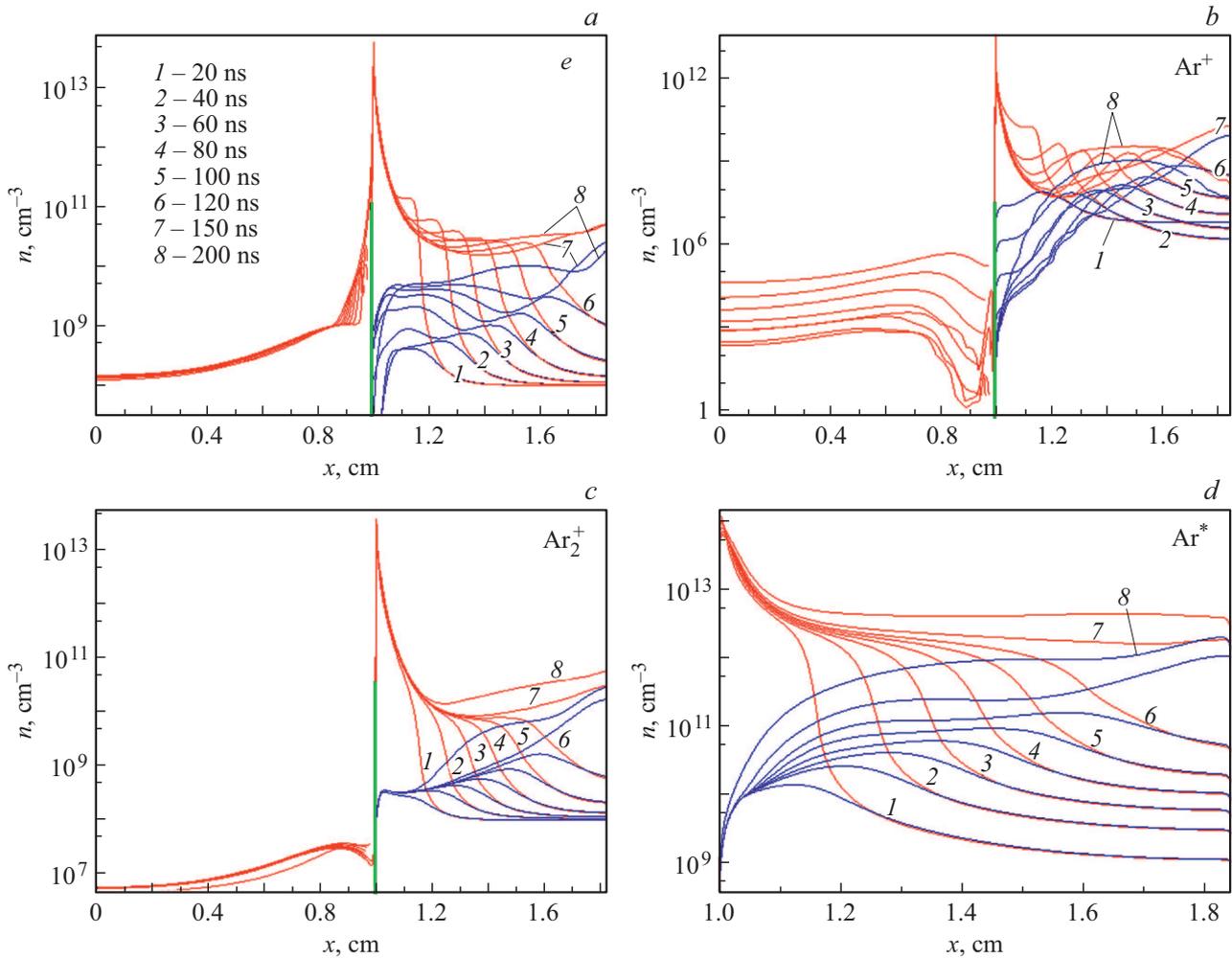


Рис. 1. Распределение концентрации электронов (а), атомарных ионов аргона Ar^+ (b), молекулярных ионов аргона Ar_2^+ (c), возбужденных атомов аргона Ar^* (d) в разрядном промежутке для различных моментов времени. Синие линии — $r = 0$, красные — $r = 0.1$ см. Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи.

\mathbf{j}_e — плотность тока электронов, \mathbf{E} — напряженность электрического поля. Для ионов $q = +1$, для электронов $q = -1$, для возбужденных частиц $q = 0$.

Константы возбуждения и прямой ионизации определялись приведенным локальным полем E/N из BOLSIG+ [11]. Остальные константы задавались как функции T_e .

Коэффициенты подвижности для ионов и коэффициент диффузии возбужденных частиц в собственном газе были взяты из [12].

Граничные условия на катоде для потенциала, заряженных и возбужденных частиц n^* (индекс i относится к атомарным и молекулярным ионам)

$$\varphi_c = 0, \quad \frac{\partial n_i}{\partial z} = 0, \quad \Gamma_e = -\gamma \sum_i \Gamma_i,$$

$$n^* = 0, \quad \frac{3}{2} k_B T_e = I - 2\varphi_w,$$

на аноде

$$\varphi_a = V_a, \quad \frac{\partial n_e}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial T_e}{\partial z} = 0, \quad n_i = 0, \quad n^* = 0,$$

на боковых гранях расчетной области

$$\frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial n_e}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial n_i}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial n^*}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial T_e}{\partial r} = 0,$$

где $\gamma = 0.1$ — второй коэффициент Таунсенда, $I = 15.76$ eV — потенциал ионизации аргона, $\varphi_w = 4.5$ eV — работа выхода катода, V_a — потенциал анода. Для ион-электронной эмиссии учитывался поток на катод как атомарных, так и молекулярных ионов.

Решение конвективно-диффузионных уравнений получалось методом конечных объемов [13]. Уравнение Пуассона решалось итерационным методом переменных направлений.

На рис. 1 приведены характерные распределения концентрации электронов (а), атомарных ионов аргона

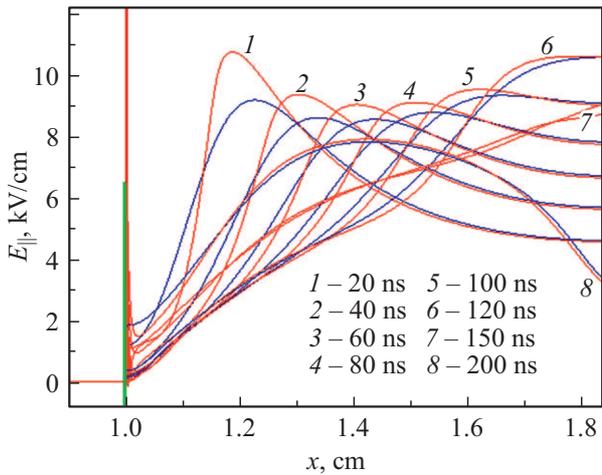


Рис. 2. Распределение амплитуды продольной составляющей напряженности электрического поля E в разрядном промежутке для различных моментов времени. Синие линии — $r = 0$, красные — $r = 0.1$ см. Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи.

Ar^+ (*b*), молекулярных ионов аргона Ar_2^+ (*c*), а также возбужденных атомов аргона Ar^* (*d*) в промежутке для различных моментов времени в случаях $r = 0$ и 0.1 см.

Как показывает анализ результатов расчета (рис. 1, *a-d*), на начальном этапе формирования разряда в разрядном промежутке образуется анодо направленная волна ионизации. Следует отметить, что концентрации заряженных и возбужденных частиц в промежутке имеют максимальные значения вблизи края острия на расстоянии 0.1 см от оси разряда, что объясняется краевыми эффектами, поскольку острие имеет форму цилиндра, а следовательно, поле на краю острия выше (рис. 2), чем на оси, что ведет к более интенсивной ионизации.

С течением времени концентрация атомарных ионов аргона Ar^+ (рис. 1, *b*) на оси ($r = 0$ см) в промежутке возрастает и максимум смещается в сторону анода. К моменту времени 150 нс концентрация максимальна вблизи анода, а к 200 нс концентрация ионов максимальна в середине промежутка между острием и анодом. Аналогичная картина прослеживается для концентрации молекулярных ионов Ar_2^+ (рис. 1, *c*), но концентрация Ar_2^+ в промежутке выше, чем концентрации Ar^+ и возбужденных атомов аргона Ar^* (рис. 1, *d*), что указывает на высокую интенсивность процессов образования молекулярных ионов в промежутке в процессе конверсии. При высоких давлениях и низкой температуре газа (на начальной стадии формирования газ не успевает нагреться) идет наработка молекулярных ионов.

Как видно из полученных результатов, для значения прикладываемого к промежутку напряжения $V_a = 5$ кВ, несмотря на сильную неоднородность электрического поля E (рис. 2) за счет характерной геометрии разрядного промежутка, скорость анодо направленной волны в

интервале времени от 20 до 120 нс (рис. 2) остается постоянной и близка к значению $5 \cdot 10^6$ см/с. В момент прихода волны на анод концентрация электронов на оси разряда максимальна вблизи анода, однако на краю острия (на расстоянии 0.1 см от центра) концентрация электронов остается максимальной в промежутке, что объясняется высоким значением E (рис. 2) по сравнению с полем на оси разряда.

Можно отметить качественное совпадение с другими расчетами поведения напряженности электрического поля E вдоль разряда для аргона в геометрии острие–плоскость [5], где сначала E падает, а затем растет по мере приближения к аноду.

В работе выполнено двумерное моделирование формирования импульсного разряда в аргоне атмосферного давления в промежутке с геометрией острие–плоскость.

Показано, что на стадии формирования в результате реакции $\text{Ar} + \text{Ar} + \text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}_2^+$ концентрация молекулярных ионов аргона Ar_2^+ существенно превосходит концентрацию атомарных ионов Ar^+ , что обусловлено слабым разрушением Ar_2^+ ввиду отсутствия нагрева газа. Установлено, что в разрядном промежутке на временах до 200 нс формируется анодо направленная волна ионизации. При этом, несмотря на сильную неоднородность электрического поля, скорость анодо направленной волны остается постоянной и равной $5 \cdot 10^6$ см/с.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-08-00333а).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц, *Физика импульсного пробоя газов* (Наука, М., 1991).
- [2] В.Ф. Тарасенко, Е.Х. Бакшт, А.Г. Бураченко, М.И. Ломаев, Д.А. Сорокин, Ю.В. Шутько, *Письма в ЖТФ*, **36** (8), 60 (2010). [V.F. Tarasenko, E. Baksht, A.G. Burachenko, M.I. Lomaev, D.A. Sorokin, Yu.V. Shut'ko, *Tech. Phys. Lett.*, **36** (4), 375 (2010). DOI: 10.1134/S1063785010040255].
- [3] G.V. Naidis, V.F. Tarasenko, N.Yu. Babaeva, M.I. Lomaev, *Plasma Sources Sci. Technol.*, **27** (1), 013001 (2018). DOI: 10.1088/1361-6595/aaa072
- [4] В.В. Осипов, *УФН*, **170** (3), 225 (2000). DOI: 10.3367/UFNr:0170.200003a.0225 [V.V. Osipov, *Phys. Usp.*, **43** (3), 221 (2000). DOI: 10.1070/pu2000v043n03ABEH000602].
- [5] Y. Sato, K. Ishikawa, T. Tsutsumi, A. Ui, M. Akita, S. Oka, M. Hori, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **53** (26), 265204 (2020). DOI: 10.1088/1361-6463/ab7df0

- [6] A. Sobota, F. Manders, E.M. van Veldhuizen, Jan van Dijk, M. Haverlag, IEEE Trans. Plasma Sci., **38** (9), 2289 (2010). DOI: 10.1109/TPS.2010.2056934
- [7] M. Baeva, A. Bösel, J. Ehlbeck, D. Loffhagen, Phys. Rev. E, **85** (5), 056404 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevE.85.056404
- [8] Д.В. Терешонок, Письма в ЖТФ, **40** (3), 83 (2014). [D.V. Tereshonok, Tech. Phys. Lett., **40** (2), 135 (2014). DOI: 10.1134/S106378501402014X].
- [9] С.Т. Суржиков, *Физическая механика газовых разрядов* (Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, М., 2006).
- [10] В.С. Курбанисмаилов, О.А. Омаров, Г.Б. Рагимханов, Д.В. Терешонок, Письма в ЖТФ, **43** (18), 73 (2017). DOI: 10.21883/PJTF.2017.18.45036.16844 [V.S. Kurbanismailov, O.A. Omarov, G.B. Ragimkhanov, D.V. Tereshonok, Tech. Phys. Lett., **43** (9), 853 (2017). DOI: 10.1134/S1063785017090206].
- [11] G.J.M. Hagelaar, L.C. Pitchford, Plasma Sources Sci. Technol., **14** (4), 722 (2005). DOI: 10.1088/0963-0252/14/4/011
- [12] Б.М. Смирнов, *Свойства газоразрядной плазмы* (Изд-во Политехн. ун-та, СПб., 2010).
- [13] J. Teunissen, Plasma Sources Sci. Technol., **29** (1), 015010 (2020). DOI: 10.1088/1361-6595/ab6757