

УДК 533.9

DOI: 10.21779/2542-0321-2020-35-3-81-91

Н.А. Ашурбеков, К.О. Иминов, Г.Ш. Шахсинов, М.З. Закарьяева

Исследование динамики формирования пространственного распределения основных параметров плазменного источника на основе наносекундного разряда с протяженным полым катодом в аргоне

Дагестанский государственный университет; Россия, 367000, Республика Дагестан, г. Махачкала, ул. М. Гаджиева 43а; nashurb@mail.ru

Методами численного моделирования исследована динамика развития основных характеристик ограниченного наносекундного разряда с полым катодом в аргоне. Показано, что с помощью такого типа разряда можно создать протяженный плотный плазменный столб с высокой концентрацией заряженных и возбужденных частиц. Выполнен анализ динамики развития областей распределения объемного заряда, напряженности электрического поля и концентрации возбужденных частиц и показана возможность оптимизации характеристик плазменного источника путем изменения амплитуды импульсов напряжения и давления газа.

Ключевые слова: *полый катод, плазма газового разряда, возбужденные атомы, численное моделирование.*

Введение

В последние десятилетия значительно возрос интерес к технологическим приложениям плазмы высоковольтных газовых разрядов наносекундной длительности. Импульсный объемный разряд наносекундной длительности при повышенных давлениях газов широко используется, в частности, для создания химически активной плазмы. Такая плазма является востребованной при очистке и стерилизации поверхностей, при прецизионной модификации поверхностей и приповерхностных слоев материалов, разложении органических соединений и переработке отходов [1–4]. Активно исследуются и оптические свойства плазмы высоковольтных наносекундных разрядов в газах повышенного давления прежде всего в связи с возможностью использования разрядов данного типа для создания мощных источников излучения оптического и ультрафиолетового диапазонов [5–7].

Другим технологическим применением таких разрядов является создание на их основе источников высокоэнергетических электронов и рентгеновского излучения [8, 9].

Для оптимизации плазменных технологий важным являются наличие комплекса данных о параметрах плазмы импульсного разряда наносекундной длительности, например распределении потенциала электрического поля, концентрациях и энергии электронов, концентрации возбужденных частиц.

Целью настоящей работы является исследование пространственно-временной динамики распределения потенциала электрического поля, плотности заряженных частиц и плотности возбужденных атомов в плазме ограниченного наносекундного разряда с протяженным щелевым катодом в аргоне при средних давлениях газа с помощью методов численного моделирования.

Описание модели

Для численного моделирования задачи используется программная среда Comsol Multiphysics с модулем Plasma [10]. Геометрия области моделирования выбирается исходя из реальных размеров разрядной области с учетом особенностей электродной системы, использованной в экспериментальных работах [11]. Электроды были изготовлены из алюминия, где катод представляет собой цилиндрический стержень диаметром 1,2 см и длиной 5 см, вдоль которой прорезана прямоугольная полость глубиной 0,6 см и шириной 0,2 см. Анод представляет собой плоскую пластину шириной 2 см и длиной 5 см. Расстояние между электродами составляло величину 0,6 см. Разрядная область между щелевым катодом и плоским анодом ограничена с боковых сторон диэлектрическими пластинами [12], следовательно, геометрическая область моделирования представляет собой прямоугольный параллелепипед высотой 0,2 см длиной 1,2 см и шириной 5 см, заполненная газоразрядной плазмой (рис. 1). В рассматриваемой модели для декартовой системы координат (x, y, z) зависимость от z не учитывается, поскольку вдоль электродов по всей их длине условия не меняются. Поэтому задачу можно решать для двумерного случая.

Задачей численного моделирования является исследование динамики формирования и развития ограниченного наносекундного разряда со сложным профилем поверхности катода и определение пространственно-временной структуры распределения основных параметров разряда. Результаты моделирования позволят понять кинетику элементарных процессов с участием электронов, атомов, ионов, возбужденных частиц и фотонов, участвующих в формировании высоковольтного наносекундного разряда на различных стадиях его развития и объяснить наблюдаемые в эксперименте особенности этого разряда в аргоне.

В области моделирования решается самосогласованная система, состоящая из стандартного уравнения Пуассона для расчета электрического потенциала плазмы, уравнения дрейфа-диффузии – для плотности электронов, расширенной формы уравнений Максвелла–Стефана – для переноса тяжелых частиц, уравнения энергетического баланса – для средней энергии электронов. Функция распределения электронов по энергиям состояла из вторичных плазменных электронов и высокоэнергетичных электронов, доля которых определялась из экспериментальных данных и не превышала 20 процентов от общей концентрации электронов [13].

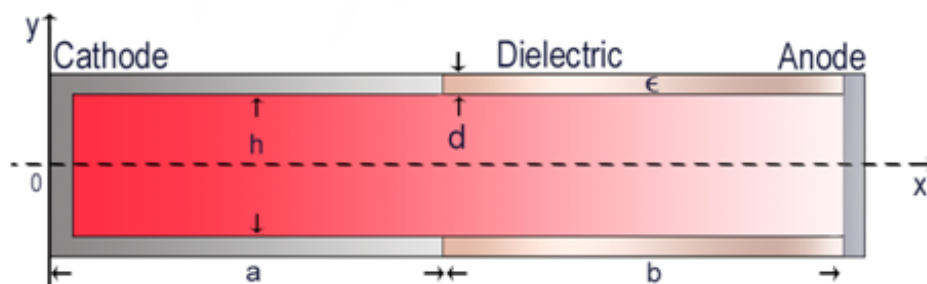


Рис. 1. Геометрия области численного моделирования газоразрядных процессов

Для численного решения системы уравнений выбирались начальные условия для плотности электронов и ионов $n_e(t = 0, x, y) = n_i(t = 0, x, y) = n_0$, где $n_0 \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$ –

начальная фоновая плотность плазмы, определяемая остаточными процессами в газоразрядной системе при частотно-периодическом режиме создания плазмы [14].

Граничные условия выбирались следующим образом:

- 1) $V = 0$ – электрический потенциал на стенках катода;
- 2) $V = U(t)$ – электрический потенциал на стенке анода, который задается из экспериментально измеренной величины импульса напряжения на аноде;
- 3) граничные условия на диэлектрических стенках, ограничивающих область разряда:

$$-n * D = \sigma_s + \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{V_{ref} - V}{d_s},$$

где ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость; d_s – толщина слоя диэлектрика; V_{ref} – опорный потенциал определяемый захваченным на поверхности диэлектрика зарядом; σ_s определяется следующим образом: $\sigma_s = n \cdot J_i + n \cdot J_e$, J_i – нормальная составляющая общей плотности ионного тока на стенке, J_e – нормальная составляющая общей плотности электронного тока на стенке.

Для задания формы и параметров потенциала электрического поля на аноде производилась оцифровка импульса, прикладываемого в эксперименте к разрядному промежутку напряжения. Для выравнивания значений разрядного тока с экспериментальными значениями в модель вводится балластное сопротивление в соответствии с уравнением $U = U_0 - I_p \cdot R_b$.

Для решения данной системы уравнений строится треугольная сетка в области моделирования и запускается вычислительный цикл с заданным временным шагом. Рассчитываются значения потенциала электрического поля и плотности заряженных частиц в каждой внутренней узловой точке сетки. При этом учитываются упругие и неупругие электрон-атомные и ион-атомные столкновения, которые приводят к возбуждению и ионизации атомов аргона. Учитывается гибель заряженных частиц за счет рекомбинации в объеме и на поверхности электродов и диэлектрических стенок. Вторичная электронная эмиссия с поверхности катода учитывалась с коэффициентом 0.02. Шаг сетки меняется в пределах $(1 \div 9) \cdot 10^{-3}$ см, а шаг по времени берется 10^{-12} с [10]. Итерационный процесс уточнения значений вычисляемых параметров прекращается при достижении заданной точности. Для приведенных в данной работе результатов расчета относительная точность расчета составляет 10^{-5} .

1. Результаты численного моделирования и их обсуждение

Численное моделирование разряда в аргоне проводилось при различных давлениях газа и значениях амплитуды прикладываемого к электродам импульса напряжения. При этом значение приведенного электрического поля E/N в разрядном промежутке в максимуме составило от 350 до 700 Td. Была исследована динамика формирования и развития фронта волны ионизации и распределения потенциала электрического поля по центру разрядной области за время пробоя. При этих же условиях исследована динамика распределения плотности заряженных частиц, плотности возбужденных атомов и энергетического распределения электронов вдоль центра разрядного промежутка и внутри полости катода. Во всех расчетах начальная концентрация заряженных частиц бралась равной 10^8 см^{-3} и была равномерно распределена в разрядном промежутке и в полости катода.

На рис. 2 представлены результаты численного моделирования динамики пространственно-временного распределения плотности возбужденных частиц в разрядном

промежутке для двух давлений газа, что наглядно показывает динамику формирования и распространения ионизационного фронта в промежутке высоковольтного наносекундного разряда со щелевым катодом.

Анализ результатов моделирования показывает, что на начальных стадиях формирования электрического пробоя газа происходит перераспределение фоновой плотности заряженных частиц из-за вытягивания электронов на анод. При этом концентрация электронов внутри полости катода и вокруг катода падает, а у поверхности анода постепенно растет. При приближении к аноду свободные электроны ускоряются и при столкновениях возбуждают и ионизуют атомы газа. Постепенно растет плотность возбужденных атомов и примерно через 40 нс после начала пробоя у поверхности анода концентрация возбужденных атомов достигает 10^9 см^{-3} .

Дальнейший рост плотности возбужденных атомов и ее распределение в разрядном промежутке показывают, что формируется волна ионизации, направленная в сторону катода. Волна ионизации формируется по центру разрядного промежутка, и ширина плазменного фронта составляет доли мм.

Плазменный фронт перемещается со скоростью $3 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ и примерно через 100 нс после запуска тиратрона достигает поверхности катода (рис. 2).

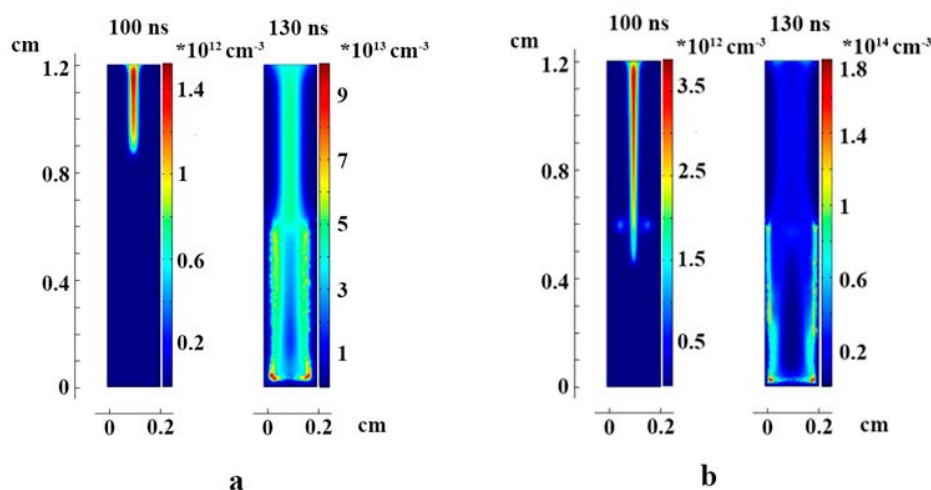


Рис. 2. Результаты численного моделирования динамики пространственно-временного распределения плотности возбужденных атомов в разрядном промежутке при амплитуде импульсов напряжения $U_0 = 0,7 \text{ кВ}$, давлении газа $p = 5 \text{ Тор}$ (а) и $p = 10 \text{ Тор}$ (б)

С ростом давления газа скорость перемещения фронта ионизации увеличивается, плазменный фронт формируется быстрее и раньше перекрывает разрядный промежуток. Далее плазменный фронт проникает в полость катода и достаточно плотная заряженная плазма ($n_e > 10^{12} \text{ см}^{-3}$) переносит электрический потенциал вглубь полости катода, что приводит к формированию катодного слоя и наработке возбужденных и заряженных частиц внутри полости. Электроны, эмитированные с боковых поверхностей полости в катоде, без столкновений проходят область катодного падения потенциала (КПП), ускоряются и при столкновении с атомами возбуждают и ионизуют их. Возбуждение и ионизация атомов происходит преимущественно в узкой области вдоль внутренней поверхности полости, где ускоренные электроны имеют еще высокие энергии.

В результате этого формируется своеобразная структура разряда с неравномерным распределением плотности плазмы внутри полости катода и в промежутке между

электродами. Внутри полости катода плазма в основном локализуется вдоль внутренних поверхностей полости, а в промежутке между электродами стягивается к центру разрядного промежутка (рис. 2).

На рис. 3 представлены результаты численного моделирования распределения потенциала электрического поля вдоль центра промежутка и полости. Последовательная динамика распределения электрического потенциала показывает постепенный рост величины электрического потенциала в разрядном промежутке между электродами в течение 100 нс до максимального значения 700 В, что хорошо согласуется с экспериментом [15], причем величина потенциала в промежутке быстрее растет при $p = 10$ Тор и соответственно раньше проникает внутрь полости катода.

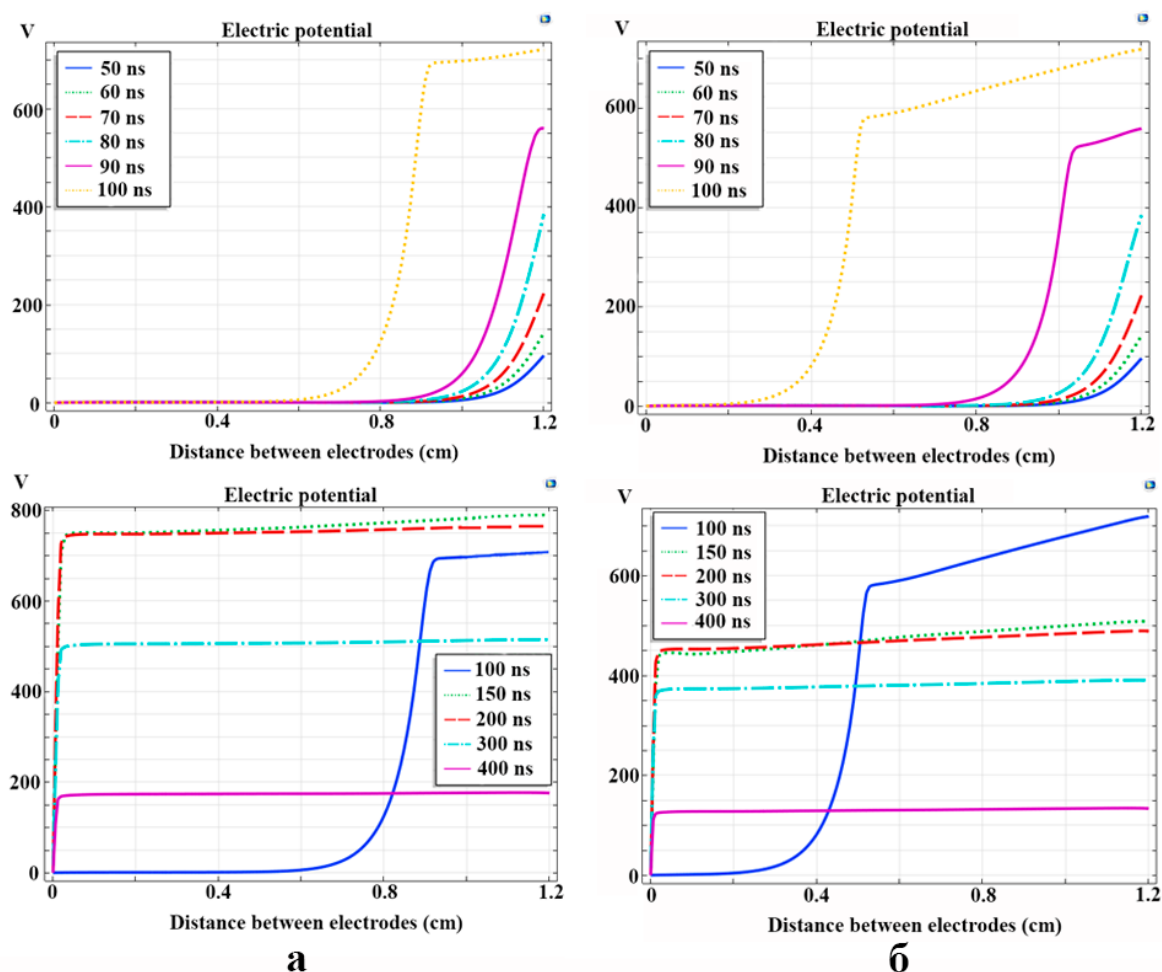


Рис. 3. Результаты численного моделирования распределения потенциала электрического поля по центру разрядного промежутка при амплитуде импульсов напряжения $U_0 = 0,7$ кВ и давлениях газа $p = 5$ Тор (а) и $p = 10$ Тор (б)

Проникновение электрического потенциала внутрь полости катода начинается примерно через 100 нс, достигает основания полости через 150 нс. Интересно отметить, что при давлении газа $p = 10$ Тор с проникновением внутрь полости катода величина электрического потенциала начинает уменьшаться и по достижении основания полости катода составляет 450 В. А в случае $p = 5$ Тор приложенное поле полностью проникает в полость и достигает своего максимума в полости и в промежутке через 200 нс после

приложения напряжения к электродам (рис 3а). В дальнейшем в обоих случаях идет постепенное уменьшение величины потенциала внутри полости катода и в разрядном промежутке (рис. 3).

Результаты моделирования распределения плотности электронов в плазме в разрядном промежутке и внутри полости катода приведены на рис. 4. Эти результаты показывают, что динамика пространственно-временного распределения плотности электронов в разряде заметно меняется с ростом давления газа в разрядной камере. С повышением давления газа растет скорость формирования у поверхности анода и дальнейшего распространения волны ионизации в промежутке. При увеличении давления газа от 5 до 10 Тор скорость распространения плазменного фронта увеличивается почти в два раза и достигает $5 \cdot 10^7$ см/с. Если при $p = 5$ Тор через 100 нс после начала пробоя газа плазменный фронт доходит до середины промежутка между электродами, то при $p = 10$ Тор плазменный фронт уже проникает в полость катода, и концентрация электронов во фронте составляет $\sim 1,4 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, что в два раза выше, чем при $p = 5$ Тор (рис. 4 а и б). Через 120 нс ионизационный фронт достигает основания полости в катоде и в дальнейшем идет увеличение концентрации заряженных частиц в полости и в промежутке.

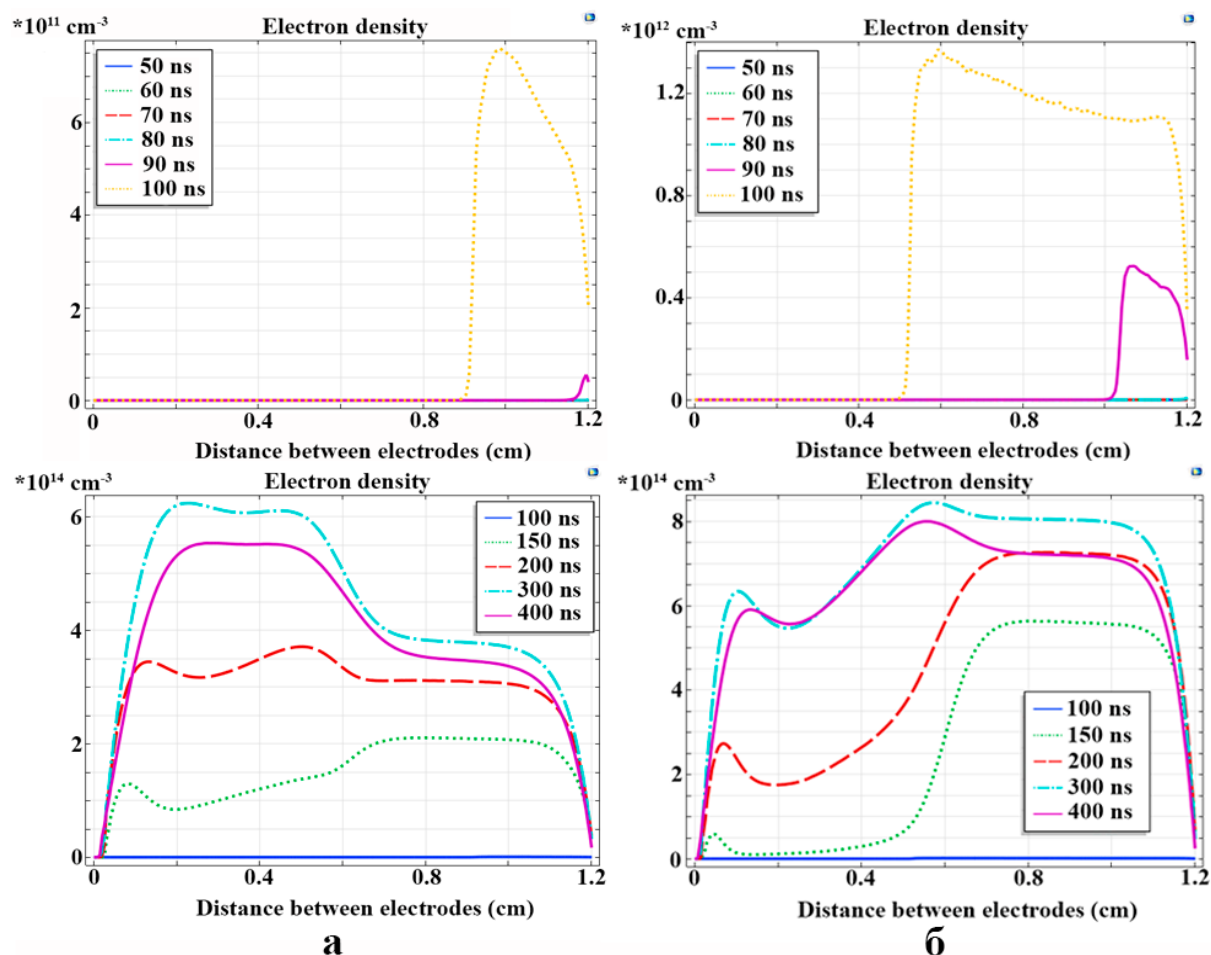


Рис. 4. Результаты численного моделирования распределения плотности электронов по центру разрядного промежутка при амплитуде импульсов напряжения $U_0 = 0,7$ кВ и давлениях газа $p = 5$ Тор (а) и $p = 10$ Тор (б).

В обоих случаях концентрация электронов в плазме достигает максимума $\sim 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ через 300 нс после начала пробоя. В дальнейшем идет уменьшение концентрации за счет рекомбинации и дрейфа электронов и разряд переходит в завершающую стадию. Пространственное распределение плотности электронов при разных давлениях газа заметно отличается. Если при $p = 5$ Тор плотность электронов выше внутри полости катода, то при $p = 10$ Тор, наоборот, плотность электронов выше в промежутке между электродами. После формирования разряда по абсолютным значениям плотности электронов внутри полости катода в обоих случаях совпадают, а в промежутке между электродами при $p = 10$ Тор плотность в два раза выше (рис. 4).

Моделирование распределения свободных электронов по энергиям в разрядном промежутке при развитии электрического пробоя газа показывает, что в начале пробоя энергия растет у электронов, расположенных вблизи анода, поскольку они ускоряются при попадании на поверхность анода. С течением времени растут количество ускоренных электронов у анода и одновременно их энергия. Примерно через 80 нс максимум функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) отрывается от поверхности анода и продвигается к катоду вместе с ионизационной волной градиента потенциала электрического поля (рис. 5). Известно, что при распространении волны ионизации (ВИ) практически все электрическое поле сосредоточено на фронте ВИ. Свободные электроны ускоряются и набирают энергию в этой области усиленного электрического поля и приводят к возбуждению и ионизации атомов газа [16].

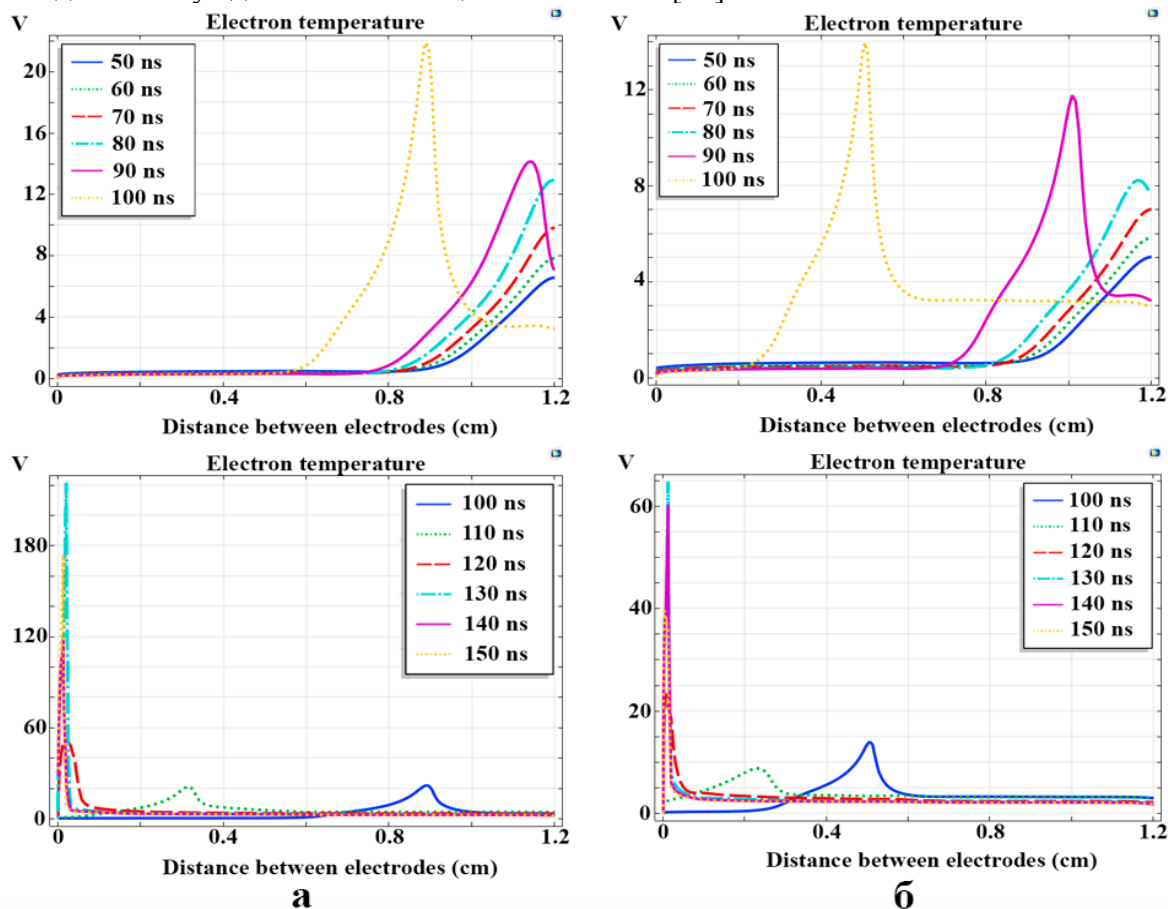


Рис. 5. Результаты численного моделирования распределения средней энергии электронов по центру разрядного промежутка при амплитуде импульсов напряжения $U_0 = 0,7 \text{ кВ}$ и давлениях газа $p = 5$ Тор (а) и $p = 10$ Тор (б)

Характерный размер области усиленного поля (длина фронта ВИ) имеет величину порядка $l_{\phi} = \tau v_{\phi}$, где τ – длительность переднего фронта ВИ; v_{ϕ} – скорость ВИ. При отрицательной полярности импульсов прикладываемого напряжения, когда характеристики волны ионизации в основном определяются током высокоэнергетических электронов, процессы на фронте ВИ аналогичны процессам на головке электронного пучка, распространяющегося через газ. В этом случае фронт волны ионизации является движущимся виртуальным катодом, испускающим высокоэнергетические электроны с энергией порядка $\varepsilon_{\phi} \sim m v_{\phi}^2 / 2$. Эти высокоэнергетические электроны возбуждают и ионизуют атомы газа и приводят к формированию плотной плазмы за фронтом ВИ. При достижении ВИ основания щели катода начинается формирование катодного слоя, где в основном происходит падение потенциала приложенного поля из-за выталкивания электрического поля плотным плазменным столбом (рис. 4). Электроны, эмитированные со стенки катода у основания щели, проходят область катодного падения потенциала без столкновений и набирают энергию $\sim eU_k$ [17]. Это подтверждают и результаты моделирования (рис. 5), где максимум ФРЭЭ после достижения ВИ основания щели до завершения разряда, локализована у основания щели катода. Средняя энергия электронов в разряде при $p = 5$ Тор почти в два раза выше, чем при $p = 10$ Тор, и достигает своего максимума через 300 нс у основания щели катода.

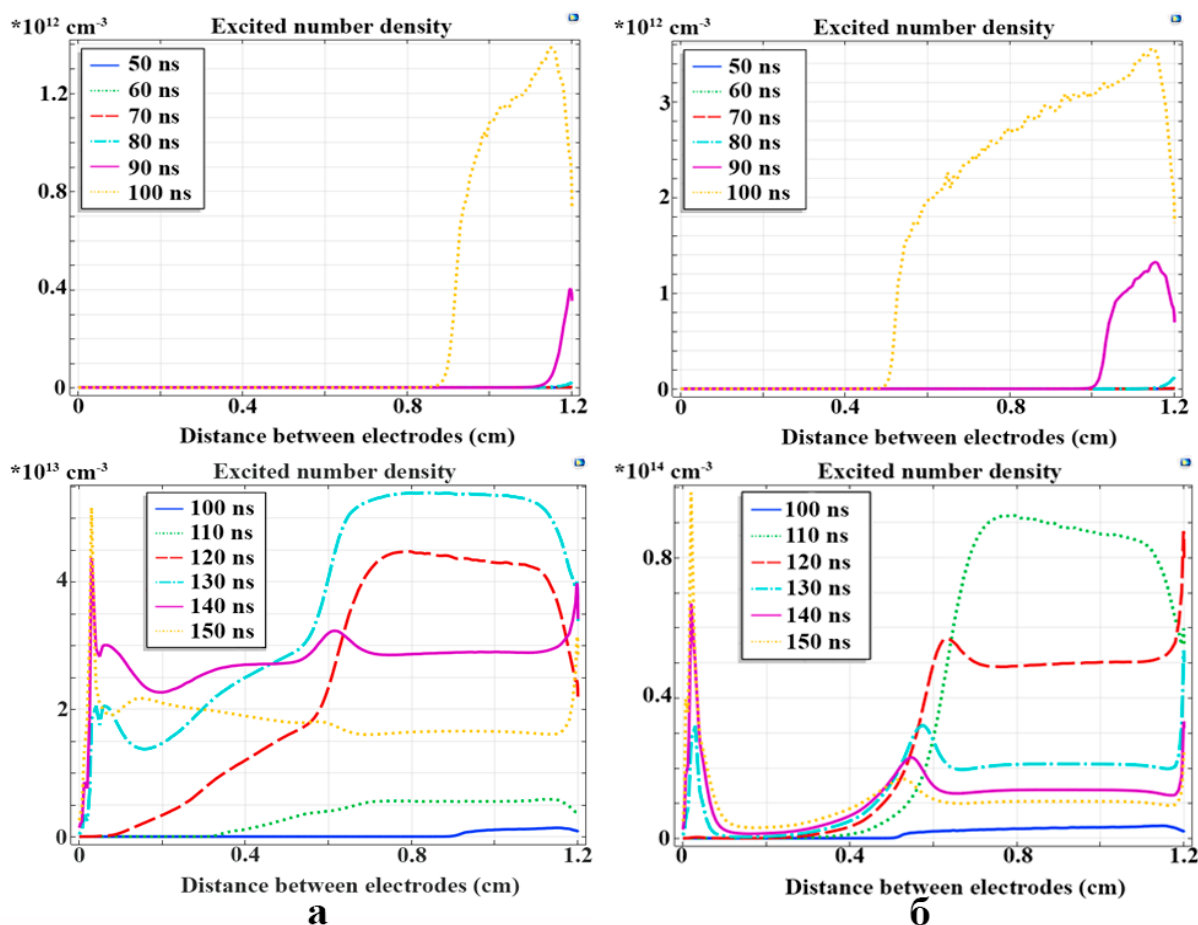


Рис. 6. Результаты численного моделирования распределения плотности возбужденных атомов по центру разрядного промежутка при амплитуде импульсов напряжения $U_0 = 0,7$ кВ и давлениях газа $p = 5$ Тор (а) и $p = 10$ Тор (б)

Результаты численного моделирования распределения плотности возбужденных атомов по центру разрядного промежутка показывают, что в начале пробоя возбужденные атомы появляются у анода, затем с продвижением ИВ концентрация возбужденных атомов растет сначала в промежутке, потом и в полости катода. Динамика роста и распределения плотности возбужденных атомов в промежутке имеет интересные особенности. После проникновения плазмы в полость концентрация возбужденных атомов в промежутке между электродами плавно уменьшается и через 130 нс на функции распределения плотности возбужденных атомов формируются три локальных максимума – у анода, у выхода из полости катода и у основания полости (рис. 6). Это показывает, что электрическое поле в промежутке распределено неравномерно, в указанных точках происходит усиление поля и ускорение электронов, что и приводит к формированию этих максимумов.

Далее с развитием разряда на функции распределения плотности возбужденных атомов сначала исчезает максимум у анода, через 200 нс – максимум у выхода из полости и при этом одновременно растет максимум у основания полости, а через 300 нс концентрация достигает $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что на порядок выше, чем в остальном промежутке. К формированию максимума концентрации возбужденных атомов у основания полости приводят эмитированные с катода и ускоренные в катодном слое электроны. Результаты моделирования показывают, что в ограниченном наносекундном разряде с полым катодом в аргоне концентрация возбужденных атомов достигает величины, сопоставимой с плотностью электронов в разряде.

Заключение

Таким образом, результаты численного моделирования, ограниченного диэлектрическими стенками наносекундного разряда с полым катодом в аргоне, показывают, что с помощью такого разряда при относительно невысоких значениях прикладываемого к электродам напряжения (0.7 кВ) можно создать протяженный плотный плазменный столб с высокой концентрацией заряженных и возбужденных частиц. Анализ областей распределения объемного заряда, напряженности электрического поля, энергии свободных электронов и концентрации возбужденных частиц показывает наличие возможности оптимизировать работу импульсного плазменного реактора на основе наносекундного разряда с целью получения требуемых для технологического применения характеристик заряженных или возбужденных частиц.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 19-32-90179 и проекта Минобрнауки России FZNZ-2020-0002.

Литература

1. Vallée C., Bonvalot M., Belahcen S. et al. Plasma deposition – Impact of ions in plasma enhanced chemical vapor deposition, plasma enhanced atomic layer deposition, and applications to area selective deposition // J. Vac. Sci. Technol. A. – 2020. – V. 38, № 3. – P. 033007.
2. Dorf L., Wang J-C., Rauf S., Monroy G.A., Zhang Y., Agarwal A., Kenney J., Ramaswamy K., Collins K. Etching with atomic precision by using low electron temperature plasma // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2017. – V. 50, № 27. – P. 274003.

3. *Agarwal A., Bera K., Kenney J., Likhanskii A., Rauf S.* Modeling of low pressure plasma sources for microelectronics fabrication // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2017. – V. 50, № 42. – P. 424001.
4. *Korolev Y.D., Koval N.N.* Low-pressure discharges with hollow cathode and hollow anode and their applications // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2018. – V. 51, № 32. – P. 323001.
5. Газовые и плазменные лазеры / под ред. С.И. Яковленко. – М.: Наука, 2005. – 820 с.
6. *Иванов В.А., Петровская А.С., Скобло Ю.Э.* Заселение $2p^55s$ -уровней атома неона в плазме смеси He-Ne. I. Эволюция механизмов в разряде и послесвечении // *Оптика и спектроскопия*. – 2013. – Т. 114, № 5. – С. 750.
7. *Ашурбеков Н.А., Борисов В.Б., Егоров В.С., Кардашов В.Р.* Оптимизация параметров возбуждения пеннинговского плазменного лазера на смеси неон-водород продольным наносекундным разрядом // *Оптика и спектроскопия*. – 1995. – Т. 78, № 6. – С. 999–1003.
8. *Li C., Godyak V., Hofmann T., Edinger K., Oehrlein G.S.* Electron beam injection from a hollow cathode plasma into a downstream reactive environment: Characterization of secondary plasma production and Si₃N₄ and Si etching // *J. Vac. Sci. Technol. A*. – 2020. – V. 38, № 3. – P. 033001.
9. Generation of Runaway Electron Beams and X-Rays in High Pressure Gases / ed. V.F. Tarasenko. – New York: Nova Publishers, 2016. – P. 421.
10. *Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Zakaryaeva M.Z., Ramazanov A.R., Shakhsinov G.Sh.* The dynamics of ionization waves formation in a transverse nanosecond plasma-beam discharge with a slotted cathode in argon // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2019. – V. 1393. – P. 012001.
11. *Ashurbekov N.A., Iminov K.O.* Generation of high-energy electrons in the nanosecond gas discharges with a hollow cathode Generation of Runaway Electron Beams and X-Rays in High Pressure Gases / ed V F Tarasenko. – New York: Nova Publishers, 2016. – V. 1 – P. 421.
12. *Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзева В.С., Кобзев О.В.* Особенности механизмов формирования поперечного наносекундного разряда с щелевым катодом, ограниченного диэлектрическими стенками // *ТВТ*. – 2009. – Т. 47, № 3. – С. 338–343.
13. *Ашурбеков Н.А., Иминов К.О., Кобзева В.С., Кобзев О.В.* О роли высокоэнергетичных электронов в формировании структуры плазменно-пучкового разряда с щелевым катодом // *Письма в ЖТФ*. – 2007. – Т. 33, № 12. – С. 47–54.
14. *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* Физика импульсного пробоя газов. – М.: Наука, 1991. – 224 с.
15. *Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Kobzev O.V., Kobzeva V.S.* Generation of high-energy electrons in a transverse slot-cathode nanosecond discharge at working gas medium pressures // *Tech. Phys.* – 2010. – V. 55, № 8. – P. 1138.
16. *Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В.* Высокоскоростные волны ионизации при электрическом пробое // *УФН*. – 1994. – Т. 164, № 3. – С. 263.
17. *Цендин Л.Д.* Нелокальная кинетика электронов в газоразрядной плазме // *УФН*. – 2010. – Т. 180, № 2. – С. 139–164.

Поступила в редакцию 20 февраля 2020 г.

UDC 533.9

DOI: 10.21779/2542-0321-2020-35-3-81-91

Investigation into the Development of the Spatial Distribution of the Main Properties of Plasma Source Based on a Nanosecond Discharge with an Extended Hollow Cathode in Argon

N.A. Ashurbekov, K.O. Iminov, G.S. Shakhsinov, M.Z. Zakarjaeva

*Dagestan State University; Russia, 367000, Makhachkala, M. Gadzhiev st., 43a;
nashurb@mail.ru*

The dynamics of the development of the main characteristics of a limited nanosecond discharge with a hollow cathode in argon is studied by numerical simulation methods. It is shown that using this type of discharge it is possible to create an extended dense plasma column with a high concentration of charged and excited particles. The dynamics of the space charge distribution areas, of electric field strength, and the concentration of excited particles is analyzed. The capability of optimizing the properties of a plasma source through changing gas pressure and voltage pulses amplitude is demonstrated.

Keywords: hollow cathode, gas-discharge plasma, excited atoms, numerical simulation.

Received 20 February 2020