

04;12

Вариации параметров пучка убегающих электронов в газовом разряде в условиях неоднородной предварительной ионизации

© А.В. Козырев^{1,2}, Е.М. Баранова¹, В.Ю. Кожевников^{1,2},
Н.С. Семенюк^{1,2}

¹Томский государственный университет

²Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск

E-mail: kozyrev@to.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 3 мая 2017 г.

В рамках гибридной теоретической модели наносекундного разряда высокого давления с убегающими электронами продемонстрирована сильная зависимость амплитуды, длительности и энергетического спектра электронного пучка от условий предварительной ионизации газа в промежутке. Смоделированы ситуации с однородным и резко неоднородными распределениями инициирующих электронов в коаксиальном диоде, заполненном гексафторидом серы атмосферного давления. Показано, что амплитуда и профиль импульса тока электронного пучка существенно изменяются при вариации начального распределения электронов в промежутке.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.17.44947.16848

В последние годы низкотемпературная плазма, генерируемая в газовом разряде атмосферного давления, все чаще используется в различных технических приложениях. Генерация убегающих электронов в газовом разряде высокого давления является предметом большого числа экспериментальных и теоретических работ, ссылки на которые можно найти в научных обзорах и монографиях [1–5], посвященных этому явлению. Физическая природа появления быстрых электронов в газовом разряде состоит в том, что при высоких отношениях напряженности электрического поля к давлению часть электронов может переходить в режим непрерывного ускорения. Высокие приведенные напряженности на уровне $E/P > 200 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$ имеют место в течение короткого

момента времени на начальной стадии пробоя газа, когда на газоразрядный промежуток с малым радиусом кривизны катода подается импульс высокого напряжения с субнаносекундной длительностью переднего фронта. Ярко выраженная нестационарность и неоднородность разряда в таких условиях делают как теоретические, так и экспериментальные исследования весьма затруднительными. Широкое разнообразие начальных условий пробоя, конструкций разрядной камеры и методов регистрации коротких импульсов тока быстрых электронов приводит, как правило, к большому разбросу измеряемых параметров у разных исследовательских групп [1–4]. Мы полагаем, что большой разброс измеряемых параметров импульсов тока и спектра быстрых электронов в экспериментах подчас обусловлен таким трудноконтролируемым фактором, как начальное распределение электронов, имеющее место в промежутке до прихода импульса напряжения. Этот фактор имеет большую флуктуацию даже при полностью контролируемых остальных условиях эксперимента. В настоящей работе на основе оригинальной теоретической модели мы демонстрируем влияние начальных режимов предварительной ионизации газа на параметры наносекундного разряда и импульса тока убегающих электронов.

Ранее авторами была разработана и успешно апробирована гибридная модель описания разряда с убегающими электронами, которая впервые позволила количественно рассчитать наблюдаемые характеристики пучка быстрых электронов, генерируемого при пробое гексафторида серы высокого давления [6,7]. Два совершенно разных метода математического описания различных подсистем разряда составляют суть гибридной модели. Полагая, что доля электронов с высокой энергией всегда незначительна и почти не влияет на динамику разряда, весь расчет можно разделить на две последовательные задачи: описание самого разряда и формирование потока убегающих электронов. Первая задача позволяет описывать поведение электронно-ионных компонент низкотемпературной плазмы разряда в дрейфово-диффузионном приближении. Затем с использованием известных в каждый момент времени распределений напряженности электрического поля и источника ионизации газа решается кинетическое уравнение Больцмана для функции распределения убегающих электронов по скоростям (импульсам).

В качестве упрощенной модели разряда с неоднородной геометрией разрядного промежутка, допускающей математическое описание на

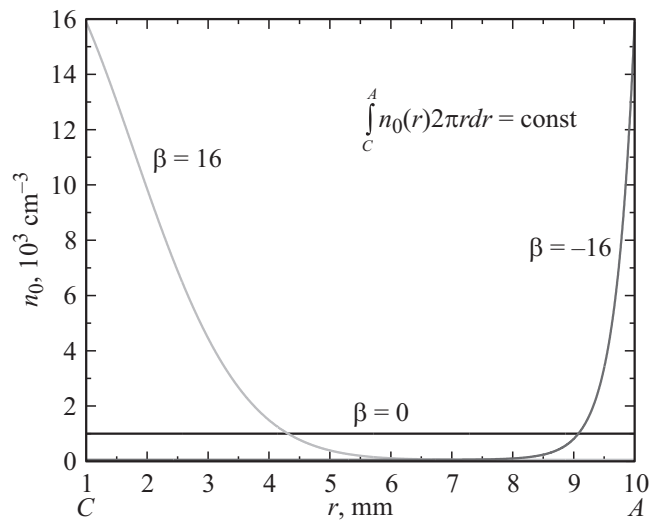


Рис. 1. Пространственное распределение начальной концентрации электронов в коаксиальном промежутке при различных значениях параметра β .

основе уравнений в частных производных, был выбран коаксиальный газонаполненный диод (давление газа P , радиус катода r_C , радиус анодного цилиндра r_A , продольная длина разрядной трубки L). На такой промежуток, включенный в последовательную электрическую цепь с источником напряжения и балластным сопротивлением R , подается электрический импульс $U_S(t)$ с крутым передним фронтом и амплитудой, существенно превышающей напряжение статического пробоя газа.

Начальная концентрация электронов n_0 задавалась на низком уровне так, чтобы радиальная зависимость начальной концентрации описывалась гауссовой функцией $n_0(r) \propto \exp(-\beta r^2/r_A^2)$, а полное число иницирующих электронов в межэлектродном пространстве не менялось при вариации параметра β . Радиальные зависимости $n_0(r)$ при трех значениях параметра β показаны на рис. 1, радиус катода равен $r_C = 1 \text{ mm}$, радиус анода $r_A = 10 \text{ mm}$. При величинах $\beta = \pm 16$ начальная концентрация у одного из электродов на семь порядков отличалась от концентрации у второго! Поэтому при больших положительных β

можно говорить о прикатодной, а при больших отрицательных β — о прианодной предварительной ионизации, при $\beta = 0$ начальная предварительная ионизации была однородной.

Для описания пространственно-временной эволюции плотности плазменных электронов $n_e(r, t)$ и напряженности электрического поля $E(r, t)$ в промежутке используются три уравнения: уравнение непрерывности для электронной компоненты плазмы

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(w_e n_e - D_e \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) \right\} + (\alpha - \eta) w_e n_e, \quad (1)$$

уравнение сохранения для погонной плотности радиального тока в электрической цепи $J(t)$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{J(t)}{2\pi r} + e \left(w_e n_e - D_e \frac{\partial n_e}{\partial r} \right), \quad (2)$$

уравнение Кирхгофа для электрической цепи

$$J(t) = \frac{1}{LR} \left(U_0(t) - \int_{r_c}^{r_A} E(r, t) dr \right). \quad (3)$$

Здесь $\alpha(E)$, $\eta(E)$, $w_e(E)$ — коэффициент ионизации Таунсенда, коэффициент прилипания и скорость дрейфа плазменных электронов соответственно как известные функции локальной напряженности поля, D_e — коэффициент электронной диффузии, e — элементарный заряд, ε_0 — электрическая постоянная. В результате решения системы (1)–(3) мы получали три функции: $n_e(r, t)$, $E(r, t)$ и $J(t)$, которые полностью характеризовали „анатомию“ разряда. Интегрированием $E(r, t)$ по координате рассчитывалось мгновенное падение напряжения на диоде $U(t)$.

Формирование неоднородной функции распределения убегających электронов по импульсам $f(r, p, t)$ описывалось релятивистским уравнением Больцмана с модельной правой частью

$$\gamma \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p}{m\gamma} \frac{\partial f}{\partial r} - eE(r, t) \frac{\partial f}{\partial p} \right) = \alpha w_e n_e f_0(p) - n_g \frac{p}{m\gamma} \sigma^*(p) f(p). \quad (4)$$

Здесь m — масса покоя электрона, p — релятивистский импульс, $\gamma = \sqrt{1 + (p/mc)^2}$ — релятивистский фактор, c — скорость света,

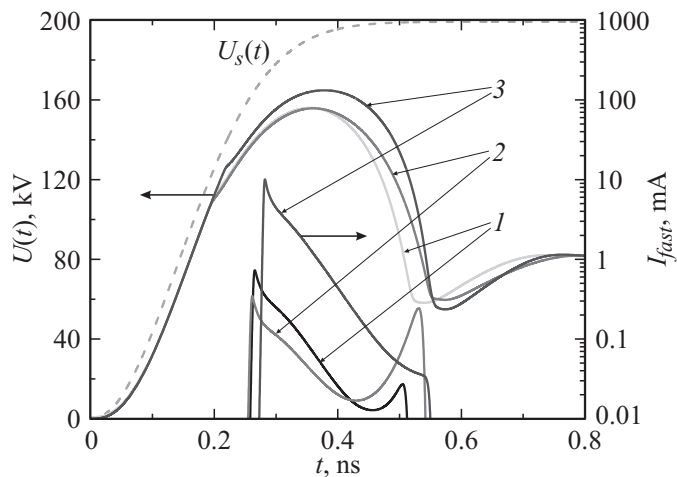


Рис. 2. Зависимость от времени напряжения источника питания $U_s(t)$, напряжения на диоде и тока быстрых электронов за анодом при разных распределениях инициирующих электронов: 1 — $\beta = 0$ (однородная предварительная ионизация), 2 — $\beta = 16$ (прикатодная предварительная ионизация), 3 — $\beta = -16$ (прианодная предварительная ионизация).

$\sigma^*(p)$ — транспортное сечение столкновений электрона с атомами как функция импульса, n_g — концентрация атомов газа, $f_0(p)$ — максвелловская функция распределения плазменных электронов. Первое слагаемое в правой части описывает появление плазменных электронов в промежутке за счет ударной ионизации газа, а второе — „гибель“ убегающих электронов в рассеивающих столкновениях. Главным достоинством нашей модели является то, что в уравнение (4) мы подставляем уже вычисленные из (1)–(3) функции $n_e(r, t)$ и $E(r, t)$.

На рис. 2 приведены вычисленные зависимости от времени напряжения горения разряда и тока быстрых электронов для следующей конкретной задачи. В коаксиальном диоде (радиус катода $r_C = 1$ mm, радиус анода $r_A = 10$ mm, погонная длина $L = 1$ cm) развивается разряд в SF_6 при давлении 10^5 Pa. Импульс напряжения амплитудой 200 kV с длительностью переднего фронта 0.3 ns по уровню 0.1–0.9 от максимального поступал на диод, последовательно с которым включено

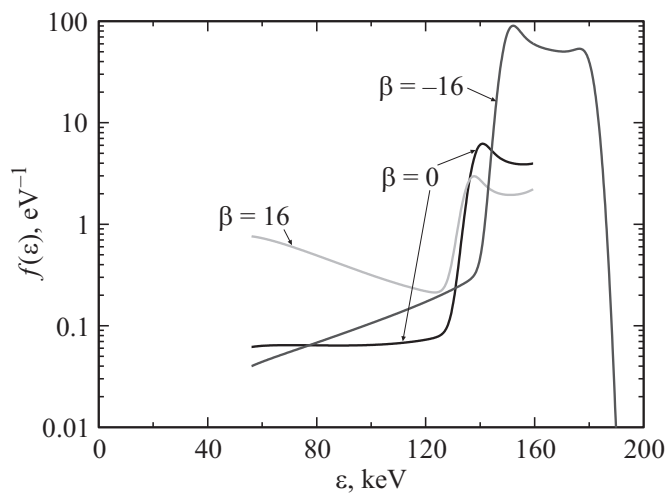


Рис. 3. Интегральные (за один импульс) энергетические спектры быстрых электронов за анодной фольгой.

балластное сопротивление $R = 75 \Omega$. Параметры элементарных процессов (α , η , w_e , D_e) в системе (1)–(3) для SF_6 взяты из работы [8], а транспортные сечения σ^* для уравнения (4) — из работы [9]. Для того чтобы расчеты убегающих электронов можно было сравнивать с экспериментальными данными, мы использовали энергетический фильтр в виде алюминиевой фольги толщиной $d = 10 \mu\text{m}$, отсекающий приходящие на анод из столба разряда медленные электроны.

Как видно из рис. 2, количество быстрых электронов в случае „прианодного“ инициирования примерно на порядок выше, чем при других режимах подсветки (обратим внимание на логарифмический масштаб шкалы для токов пучка). Это напрямую связано с большей амплитудой напряжения на промежутке, а следовательно, и большей вероятностью перехода плазменных электронов в режим непрерывного ускорения. Кроме того, в режиме прикатодного инициирования ток пучка состоит из двух импульсов: первый связан приходом на анод опережающей группы убегающих электронов, рожденных на ранней стадии пробоя в области плотной прикатодной плазмы, а второй

импульс обусловлен приходом на анод фронта плотной плазмы разряда. Средняя энергия электронов во втором импульсе тока существенно ниже, чем в первой группе. Это демонстрируется на рис. 3, где показаны энергетические спектры быстрых электронов для трех рассматриваемых режимов подсветки. Как видно, в режиме „прикатодного“ инициирования спектр быстрых электронов довольно широкий и в отличие от двух других режимов подсветки имеет двухмодовую структуру. Наши расчеты на качественном уровне хорошо согласуются с результатами экспериментов из работы [10], где в субнаносекундном разряде в диоде со стержневым катодом отчетливо наблюдалась двухмодовая форма импульса тока и энергетического спектра убегающих электронов.

Таким образом, на основе гибридной физико-математической модели газового разряда с убегающими электронами выявлено сильное влияние режима предварительной ионизации на параметры пучка убегающих электронов. В частности, „прикатодное“ инициирование разряда может приводить к двухмодовой структуре импульса тока пучка. В лабораторных приборах неоднородность предварительной ионизации, вызванная флуктуациями параметров источника подсветки, временем рекомбинации остаточной плазмы или особенностями конструкции диода, может меняться в широких пределах. Нам кажется, что именно по этой причине наблюдаемые в экспериментах флуктуации параметров пучка быстрых электронов очень велики даже в одной и той же серии экспериментов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 17-08-00932-а).

Список литературы

- [1] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. № 7. С. 49–82.
- [2] Runaway electrons preionized diffuse discharges / Ed. V.F. Tarasenko. N.Y.: Nova Science Publ., Inc., 2014. 598 p.
- [3] Месяц Г.А., Шнак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 4. С. 71–80.
- [4] Levko D., Krasik Ya.E. // J. Appl. Phys. 2012. V. 111. Iss. 1. P. 013305.
- [5] Лисенков В.В., Шкляев В.А. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 16. С. 38–46.
- [6] Kozurev A.V., Kozhevnikov V.Yu., Lomaev M.I., Sorokin D.A., Semeniuk N.S., Tarasenko V.F. // Europhys. Lett. 2016. V. 114. N 4. P. 45001.
- [7] Kozurev A.V., Kozhevnikov V.Yu., Semeniuk N.S. // Matter Rad. Extremes. 2016. V. 1. N 5. P. 264–268.

-
- [8] *Dhali S.K., Pal A.K.* // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. Iss. 5. P. 1355–1362.
- [9] *Christophorou L.G., Olthoff J.K.* // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2000. V. 29. N 3. P. 267–330.
- [10] *Gurevich A.V., Mesyats G.A., Zybin K.P., Yalandin M.I., Reutova A.G., Shpak V.G., Shunailov S.A.* // Phys. Rev. Lett. 2012. Iss. 8. V. 109. P. 085002.