

# ЭВОЛЮЦИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ КОРОНЫ В РЕЖИМЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ТОКА РАЗРЯДА: ПЕРЕХОД ОТ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО РЕЖИМА К СТАЦИОНАРНОМУ ГОРЕНИЮ

*А. В. Козырев\**, *А. О. Коковин*, *В. Ю. Кожевников*, *В. Ф. Тарасенко*, *Е. Х. Бакиш*,  
*Н. П. Виноградов*

*Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук  
634055, Томск, Россия*

Поступила в редакцию 20 сентября 2022 г.,  
после переработки 20 сентября 2022 г.  
Принята к публикации 13 октября 2022 г.

Исследована эволюция режимов горения слаботокового коронного разряда в диоде, заполненном атмосферным воздухом, с острым катодом и плоским анодом. Теоретическое описание проведено в рамках осесимметричной многожидкостной модели плазмы, включающей кинетику 9 сортов частиц и 25 плазмохимических реакций. Детально описан разряд в промежутке длиной 10 мм, с радиусом кривизны вершины игольчатого катода 100 мкм, напряжением источника 8 кВ, балластной емкостью 100 пФ и балластным сопротивлением в цепи 1 МОм. Экспериментально и теоретически показано, что в этих условиях разряд за 180 мкс проходит четыре четко различающиеся стадии. Это (1) темная фаза запаздывания пробоя (0–20 мкс); (2) фаза частотно-импульсного режима Тричела с переменной скважностью и квазистационарной составляющей тока короны (20–80 мкс); (3) промежуточная фаза монотонно возрастающего слабого тока (80–130 мкс), завершающаяся колебательным переходом к (4) стационарной фазе (130–180 мкс), имеющей типичную структуру тлеющего разряда. Проанализированы тенденции изменения параметров коронного разряда при вариации питающего напряжения. Теоретические расчеты хорошо соответствуют экспериментальным данным.

DOI: 10.31857/S004445102302013X  
EDN: OQZQYI

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Самостоятельный коронный разряд в воздухе является одним из самых распространенных видов электрического разряда в технике [1–4]. Это обусловлено, в первую очередь, простотой его технической реализации и широким спектром возможного применения в качестве источника атмосферных ионов (люстра Чижевского), источника химически активных радикалов и возбужденных молекул, источника ионизирующего ультрафиолетового излучения, электрофильтров для очистки воздуха от вредных примесей и т.п. Несмотря на довольно длительную историю изучения коронного раз-

ряда [1, 3–5] и большое количество новых публикаций [6–13], остается еще много особенностей, которые нуждаются в дополнительном исследовании. Наибольшими перспективами в технических приложениях обладает коронный разряд в атмосферном воздухе (озонаторы помещений, обработка биологических объектов, стерилизация поверхностей и инструмента), поэтому именно короне в воздухе уделяется повышенное внимание исследователей [6–16].

Одной из особенностей коронного разряда в воздухе является импульсный режим функционирования, который впервые наблюдался Тричелом в лаборатории Лёба [5]. Этот режим горения короны, характеризующийся довольно регулярной последовательностью импульсов, наблюдается в воздухе, как правило, в ограниченном диапазоне напряжений на диоде. В некоторых технических приложениях управляемость параметрами режимов горения разряда может дать определенное преимущество пе-

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

ред неуправляемыми режимами. Поэтому выяснение условий функционирования импульсного режима и причины его перехода в другую форму представляют большой интерес как с научной, так и технической стороны.

В данной работе авторы сосредоточились на исследовании последовательной эволюции всех форм горения короны с отрицательно заряженного острия при подаче на разрядный промежуток монотонно возрастающего напряжения, которое естественным образом формировалось в электрической цепи за счет большого балластного сопротивления и емкости диода. Такие режимы поддержания коронного разряда часто используются в технических устройствах. Экспериментальные измерения разрядного тока и напряжения на острие сопровождались теоретическим моделированием разряда в рамках многожидкостной нестационарной модели атмосферной плазмы [14].

## 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЫ

На рис. 1 схематически показана осесимметричная геометрия задачи и конфигурация вычислительного домена.

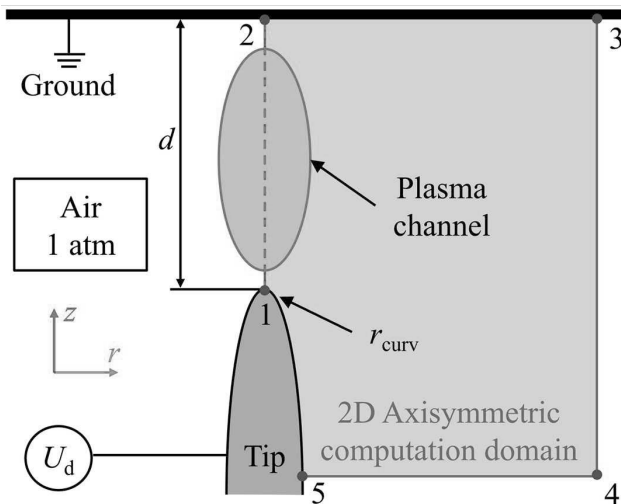


Рис. 1. Схема разрядной геометрии и вычислительного домена 1–2–3–4–5

Плазма описывалась в рамках диффузионно-дрейфового движения электронов и ионов в самосогласованном электрическом поле. Пространственно-временная эволюция плазмы описывалась системой

уравнений непрерывности в частных производных для плазменных компонент:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_e = R_e, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_\varepsilon + \mathbf{j}_\varepsilon \cdot (-e\mathbf{E}) = R_\varepsilon, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_k = R_k, k = 1, \dots, N, \quad (3)$$

где  $e$  — элементарный заряд,  $n_e$  и  $n_\varepsilon$  — концентрация электронов и плотность их внутренней энергии,  $\mathbf{j}_e$  и  $\mathbf{j}_\varepsilon$  — поток электронов и поток их внутренней энергии,  $R_e$  и  $R_\varepsilon$  — скорости рождения – гибели электронов и роста – потери их энергии в неупругих столкновениях соответственно,  $R_k$  — скорость рождения – гибели  $k$ -го сорта ионов,  $N$  — общее количество сортов ионов,  $\mathbf{E}$  — напряженность поля.

Уравнения для частиц были связаны с уравнением Пуассона для вычисления самосогласованной напряженности поля:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{e}{\varepsilon_0} \left( \sum_{k=1}^M z_k n_k - n_e \right), \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi, \quad (4)$$

где  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $z_k$  — зарядность  $k$ -го сорта ионов с учетом его знака,  $\varphi$  — электрический потенциал.

Напряжение на диоде  $U_d$  и ток через промежуток  $I$  вычислялись из уравнения Кирхгофа для электрической цепи и с помощью интеграла по поверхности катода или анода:

$$U_d = U_0 - \left( I + C_b \frac{dU_d}{dt} \right) R_b, \quad (5)$$

$$I = \int_S \left[ e \left( \sum_{k=1}^N z_k \mathbf{j}_k - \mathbf{j}_e \right) + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right] dS, \quad (6)$$

где  $U_0$  — напряжение на внешнем источнике (в этих расчетах полагалось постоянным),  $R_b$  — большое балластное сопротивление, включенное в последовательную цепь с источником и диодом,  $C_b$  — балластная емкость, включенная в цепь параллельно диоду (учитывает также межэлектродную емкость диода).

Кинетическая схема для искусственного воздуха ( $N_2 : O_2 = 4 : 1$ ) была сделана максимально упрощенной, поэтому она включает в себя лишь 9 сортов частиц (свободные электроны  $e$  и 8 видов тяжелых частиц  $N, N_2, N_2^+, O, O_2, O_2^+, O_4^+, O_2^-$ ) и 10 типов химических реакций, которые сведены в таблицу. В

**Таблица 1.** Упрощенная кинетическая схема искусственно-го воздуха

№	Реакция
1 (2+2)	$e + M_2 \leftrightarrow e + M_2^+ + e$
2 (2+2)	$e + O_2 + M_2 \leftrightarrow O_2^- + M_2$
3	$O_2 + N_2^+ \rightarrow N_2 + O_2^+$
4 (2+2)	$O_2 + O_2^+ + M_2 \leftrightarrow O_4^+ + M_2$
5 (2)	$e + M_2^+ \rightarrow M + M$
6	$e + O_4^+ \rightarrow O_2 + O_2$
7 (4)	$e + M_2^+ + M_2 \rightarrow M_2 + M_2$
8	$O_2^- + O_4^+ \rightarrow O_2 + O_2 + O_2$
9 (2)	$O_2^- + M_2^+ \rightarrow O_2 + M_2$
10 (2)	$e + M_2 \rightarrow e + M + M$

Примечание: символ М обозначает N и/или O.

некоторых строках таблицы, где есть символ М, объединены несколько прямых и обратных реакций с близкими скоростями (в скобках рядом с номером показано количество объединенных в строке реакций), поэтому наша расчетная схема в реальности учитывает 25 реакций.

Основным каналом размножения заряженных частиц были реакции ударной ионизации молекул исходного газа электронами (реакции 1 в таблице). Скорость этих реакций, имеющих высокую пороговую энергию электронов, очень чувствительна к виду энергетического спектра электронов, и поэтому она вычислялась с помощью специальной процедуры BOLSIG+ [15], использующей известные данные о сечениях ионизации. Иные каналы ионизации (ступенчатая, диссоциативная и т.п.) в нашей модели не учитывались. В модель включено прилипание свободных электронов к кислороду с образованием молекулярного отрицательного иона и обратная реакция теплового отлипания (реакции 2). В схему включены реакции ионной конверсии (реакции 3, 4), имеющие большие сечения и определяющие ионный состав плазмы. В схеме учитывались четыре вида электрон-ионной рекомбинации (обратные реакции 1 и реакции 5–7) и три реакции ион-ионной рекомбинации (реакции 8, 9) с известными скоростями [16].

Апробация плазмохимической модели показала, что в нее необходимо добавить две реакции ударной диссоциации молекул (реакции 10 в таблице), так как они играют исключительно важную роль в формировании хвоста энергетического спектра свободных электронов, определяющего скорости всех неупругих процессов с участием электронов. Эти

реакции имеют сильно различающиеся пороговые энергии разрыва связи (9.7 эВ для N<sub>2</sub> и 5.12 эВ для O<sub>2</sub>), и эта разница была учтена в расчетах скоростей реакций. Так, без учета реакций 10 рассчитанный коэффициент ионизации Таунсенда α для воздуха получался сильно завышенным по сравнению с известными данными, а учет диссоциации обеспечивает реальную величину коэффициента α.

Поскольку нашей целью является описание электродинамических параметров разряда, а не его подробной плазмохимии, мы не стали усложнять модель введением возбужденных атомов и молекул и композитных молекул (типа N<sub>x</sub>O<sub>y</sub>). Представленная в таблице схема реакций обладает свойством «минимальной полноты». Это означает, что добавление любой дополнительной реакции лишь незначительно меняет результаты вычислений, а исключение из схемы любой из указанных выше реакций, наоборот, существенно влияет на результат.

Система уравнений (1)–(6) решалась с граничными условиями на металлических электродах и открытых границах (граница 3–4–5 на рис. 1). На электродах (границы вычислительного домена на катоде 5–1 и на аноде 2–3 на рис. 1) коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии был принят γ = 0.01 для всех видов ионов, а электроны полностью поглощались на аноде. На катоде также учитывалась полевая эмиссия на шероховатой поверхности, как это описано в работе [17], а все эмитированные электроны имели начальную кинетическую энергию 0.026 эВ (комнатная температура). На открытых границах домена (границы 3–4–5 на рис. 1) нормальные компоненты напряженности поля и всех потоков заряженных частиц полагались равными нулю. Для иницирования счета во всем пространстве задавалось однородное распределение начальных электронов комнатной температуры с концентрацией 1 см<sup>-3</sup>.

**Особенности вычислительного метода.** Численное решение системы уравнений в частных производных проведено методом конечных элементов в среде COMSOL [18] с дополнительными мерами стабилизации процесса сходимости расчета. Для двумерной геометрии (в пределах домена 1–2–3–4–5–1 на рис. 1) была точно настроена расчетная сетка переменной густоты (среднее число элементов сетки в домене 10<sup>5</sup>), причем минимальный размер элемента сетки (на вершине иглы) был ~ 1 мкм, а максимальный (вдали от электродов) — 0.2 мм. Для корректного разрешения приграничных эффектов счета были использованы пограничные слои.

### 3. ОБЩАЯ ДИНАМИКА КОРОННОГО РАЗРЯДА С СИЛЬНЫМ ОГРАНИЧЕНИЕМ ТОКА

Рассмотрим основные закономерности эволюции коронного разряда, хотя и на частном примере, он демонстрирует весьма общие свойства короны. Параметры разрядной цепи и геометрические характеристики диода являются типичными для технических приложений короны. Радиус кривизны вершины игольчатого катода принят равным 100 мкм (это типичное значение для технических систем, так как более острые вершины быстро сглаживаются в процессе горения разряда за счет эрозии электрода, а менее острые требуют повышенных напряжений для инициирования короны). Длина промежутка от вершины острия до плоского анода равна  $d = 10$  мм. Поскольку типичные напряжения в коронно-разрядных системах для таких зазоров лежат в диапазоне 5–30 кВ (в зависимости от назначения разряда), напряжение источника питания в расчетах также варьировалось. Параллельно диоду включена балластная емкость  $C_b = 100$  пФ (такая емкость в реальных схемах принципиально неизбежна как межэлектродная емкость диода, но в технических устройствах может быть реализована в виде отдельного конденсатора). Балластное сопротивление, ограничивающее ток в цепи, в этом примере принято равным  $R_b = 1.0$  МОм, что ограничивает стационарный ток в цепи разряда на миллиамперном уровне (это типично для техники коронного разряда в целях предотвращения короткого замыкания цепи и необратимого разрушения устройства).

На рис. 2 показаны полученные в расчете временные профили тока разряда и напряжения на промежутке для двух разных напряжений источника  $U_0$ . Благодаря большой балластной емкости и сопротивлению, напряжение на диоде медленно увеличивается (время  $R_b C_b = 100$  мкс), и коронный разряд последовательно проходит четыре ярко выраженные стадии.

*Первая стадия*, которую можно назвать предпробойной, характеризуется ростом напряжения на диоде от нуля до примерно  $U_1 = 1500$  В. На этой стадии диод остается «холодным», размножение иницирующих и эмитированных электронов еще не значительно. Длительность этой стадии  $\tau_1$ , которую легко оценить из выражения  $U_1 = U_0(\tau_1/R_b C_b)$ , можно назвать временем запаздывания пробоя.

*Вторая стадия* начинается быстрым ростом плотности плазмы у вершины острейшего электрода и формированием первого импульса тока, за

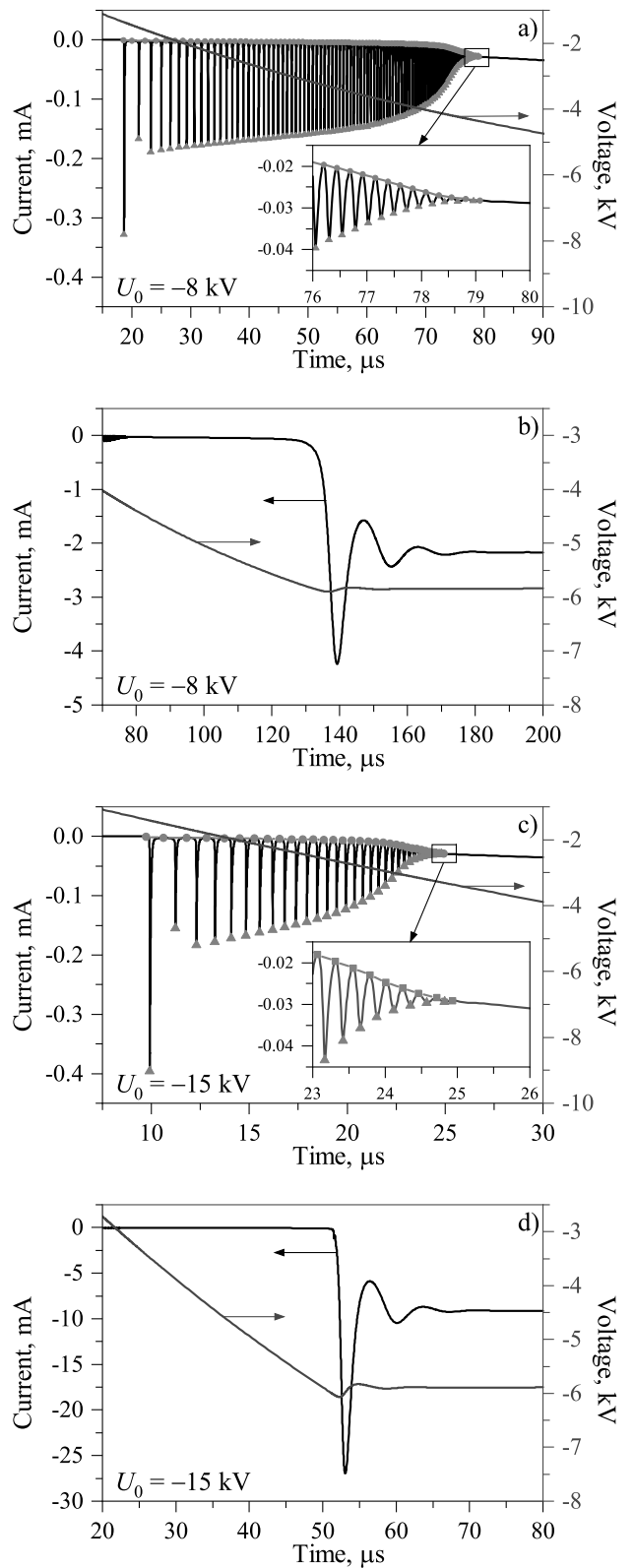


Рис. 2. Временные профили тока коронного разряда (черные линии) и напряжения на диоде (синие линии, правая ось ординат)

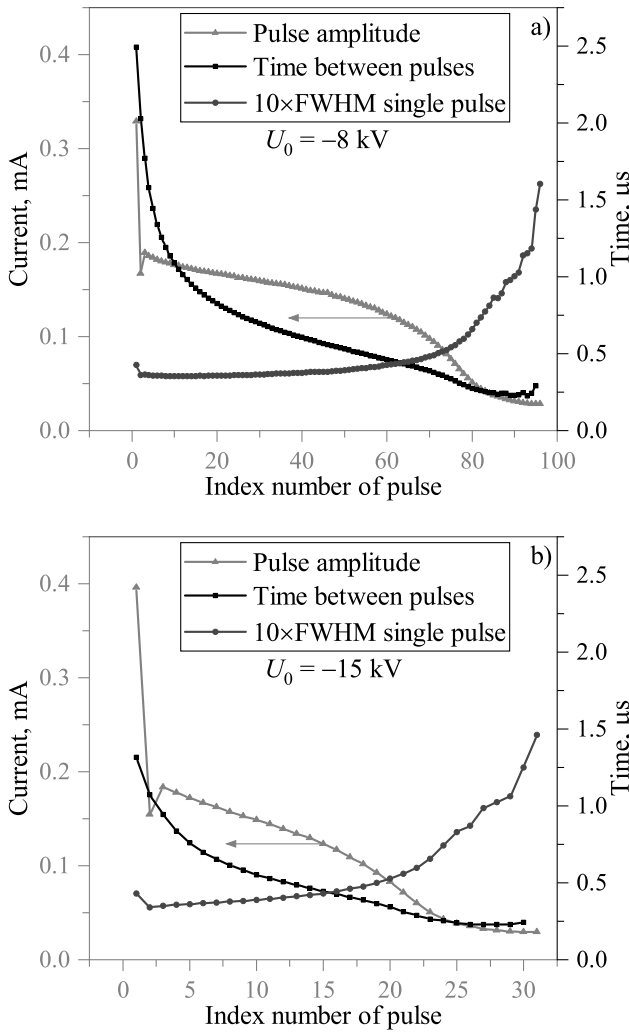


Рис. 3. Дрейф амплитуд, длительностей на полувысоте и межимпульсных интервалов в режиме импульсов Тричела в зависимости от номера импульса в последовательности

которым следует частотно-импульсная последовательность импульсов Тричела [5–16]. Кроме того, в паузах между импульсами протекает квазистационарный ток, амплитуда которого увеличивается с ростом напряжения. Физические процессы, ответственные за формирование первого импульса тока, детально исследованы в работе авторов [19], и здесь мы не будем останавливаться на этих подробностях. В ситуации сильного ограничения тока разряда балластом напряжение на промежутке постепенно растет и, как следствие, параметры режима импульсов Тричела также дрейфуют (рис. 3).

Из сравнения расчетов для двух напряжений источника, показанных на рис. 2 и 3, можно сделать очень важные выводы о внутренних характеристиках режима Тричела. Так, амплитуды и длительности

импульсов тока практически не зависят от напряжения источника, плавно изменяясь с ростом напряжения на диоде. Амплитуды снижаются (а длительности импульсов растут) при увеличении приложенного напряжения и плавно стремятся к нулю. Частота следования импульсов Тричела дрейфует от 0.7–1.0 МГц в начале до 4.0 МГц к концу второй стадии. Примечательно, что ток разряда в конце режима Тричела, т.е. к моменту перехода в третью стадию, не зависит от напряжения источника и составляет 27–29 мкА (это хорошо видно на вставках рис. 2a,c). Отсюда можно сделать осторожный вывод о том, что прекращение импульсного режима коронного разряда обусловлено не столько приложенным напряжением (оно как раз заметно различается: 4.3 кВ и 3.3 кВ при  $U_0 = 8$  и 15 кВ соответственно), сколько плотностью наработанной плазмы перед вершиной острейшего катода.

Третья стадия, начинающаяся после затухания импульсного режима, характеризуется монотонным ростом тока разряда и завершается резким переходом к сильноточному режиму, как видно на рис. 2b,d. Этой стадии коронного разряда уделяется очень мало внимания в научных публикациях, если ее вообще упоминают. Хотя именно она ответственна за постепенное формирование классической структуры тлеющего разряда вдоль оси диода.

Переход от третьей стадии к четвертой очень похож на таунсендовский пробой газоразрядного промежутка после превышения напряжением порогового значения (в нашем случае это пороговое напряжение примерно 6.0 кВ). А именно, медленный рост тока с микроамперного уровня внезапно сменяется крутым ростом на несколько порядков величины, причем переход носит характер релаксационных затухающих колебаний (см. рис. 2b,d). Эта аналогия полностью подтверждается расчетами кинетики заряженных частиц и электрического поля: при приближении напряженности поля к пороговому значению происходит лавинообразный рост концентрации свободных электронов, заряд которых быстро перераспределяет электрическое поле от примерно равномерного по длине промежутка к его компрессии вблизи катода, характерной для тлеющего разряда. Поэтому переход от третьей стадии короны к четвертой можно назвать «повторным пробоем» газонаполненного диода.

На четвертой стадии реализуется стационарная структура классического тлеющего разряда, хотя геометрия промежутка теперь сильно отличается от плоской. Распределение концентрации плазмы остается сильно неоднородным, что характерно для

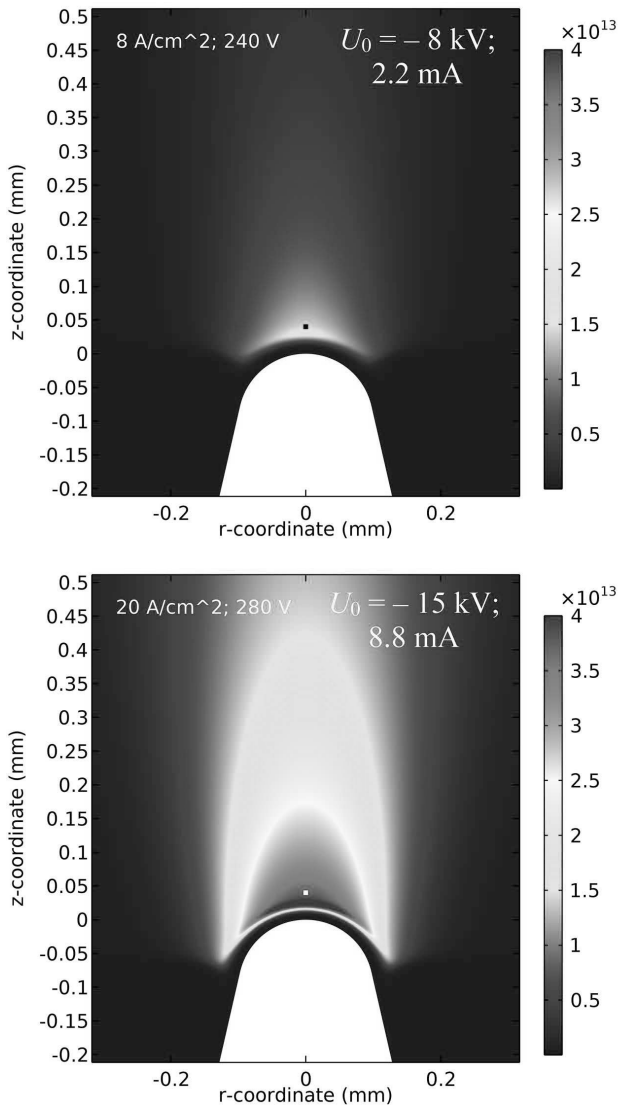


Рис. 4. Пространственное распределение концентрации свободных электронов в стационарном разряде (справа показана общая шкала плотности в  $\text{см}^{-3}$ ). Вверху слева указаны локальная плотность тока и электрический потенциал (относительно катода) в отмеченной точке ( $z = 50 \text{ мкм}$ )

короны, как показано на рис. 4.

Отметим, что увеличение напряжения источника  $U_0$  сказывается только на токе разряда и никак не отражается на напряжении горения разряда, поддерживающегося на уровне 5.9 кВ. Напряженность электрического поля практически однородна вдоль оси разряда и также одинакова ( $\approx 5.6 \text{ кВ/см}$ ), хотя плотность тока сильно уменьшается из-за уменьшения плотности плазмы при удалении от острия. Этот неочевидный факт (постоянства напряжения горения при большой вариации тока разряда) обусловлен тем, что плотность тока в этой стадии разряда

определяется процессами в прикатодной области, а остальной столб (в тлеющем разряде он называется положительным) играет пассивную роль проводника, на поддержание проводимости которого достаточно одного и того же напряжения.

Интересно поэтому сравнить параметры прикатодного слоя объемного заряда в нашем коронном разряде с известными параметрами нормального тлеющего разряда в воздухе в пересчете к атмосферному давлению [2]: падение напряжения в среднем 270 В (зависит от материала катода), толщина слоя около 6 мкм, плотность тока порядка  $200 \text{ А/см}^2$ . Как видно на рис. 4, плотность тока на оси вблизи вершины ( $8\text{--}20 \text{ А/см}^2$ ) в десятки раз ниже «нормальной», толщина прикатодного слоя ( $20\text{--}15 \text{ мкм}$ ) в разы больше «нормальной», а прикатодное падение напряжения ( $240\text{--}280 \text{ В}$ ) практически равно «нормальному». При этом напряжение на слое растет, а толщина слоя уменьшается с ростом плотности тока, что обычно свойственно аномальному тлеющему разряду, хотя плотность тока на порядок ниже «нормальной». Эти отклонения от «нормальных» параметров показывают особый (нестандартный) режим функционирования прикатодного слоя в стационарном коронном разряде, явно обусловленном его сильно неоднородной геометрией.

#### 4. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТА С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

В специальных экспериментах, реализующих режим ограничения тока коронного разряда, имеют место неизбежные в сравнении с расчетным вариантом усложнения электрической цепи. Хотя это и приводит к количественным вариациям осциллограмм разрядного тока и напряжения, но на качественном уровне они хорошо воспроизводятся. К сожалению, из-за большой разницы в уровне токов на разных стадиях развития коронного разряда в эксперименте не удается одновременно зафиксировать все четыре стадии, как это было представлено в расчетах на рис. 2. Например, при регистрации малых амплитуд тока на стадии импульсов Тричела рискованно допускать в цепи большой ток стационарного разряда. Поэтому на рис. 5 показан «компромиссный» пример экспериментальных временных профилей тока и напряжения в диоде с острым катодом, параметры которого были следующими: радиус кривизны вершины 100 мкм (как в расчете), длина зазора 3 мм, напряжение источника 5.3 кВ, балластный резистор 1 МОм (как в расчете), балласт-

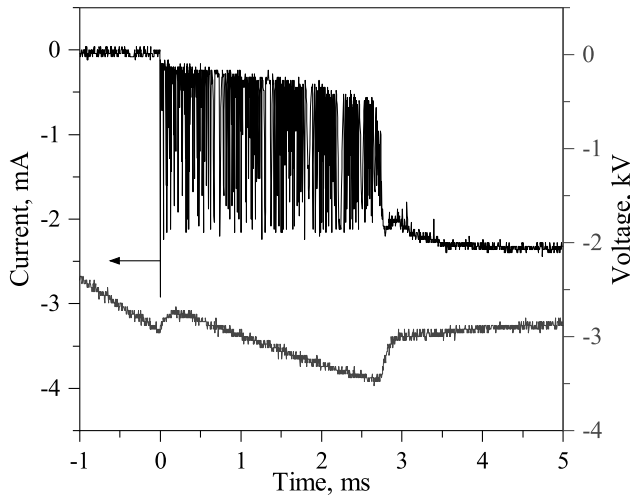


Рис. 5. Экспериментальные профили тока коронного разряда и напряжения на промежутке с параметрами, близкими к параметрам расчетной модели. Полоса пропускания осциллографа 1 ГГц

ная емкость 4.7 нФ. Такие параметры обеспечивали соизмеримый уровень тока разряда на всех стадиях.

В целом этот эксперимент дает ту же общую картину эволюции коронного разряда, что была получена при моделировании: четко видны первые две и четвертая стационарные стадии разряда, а третья (слаботочная переходная стадия) не реализуется, так как средний уровень тока к концу режима Тричела (1.4 мА) оказался близким к стационарному току (2.4 мА). Естественно, что повышенный уровень меняющегося тока разряда в эксперименте заметно сказывался на диодном напряжении, чего не было в расчете. Большой средний ток разряда в этом эксперименте был обусловлен высокой средней напряженностью поля (на уровне 10 кВ/см в эксперименте против 4.2 кВ/см в расчете). Этот же фактор сильного поля обеспечивает достаточные условия для формирования стационарной структуры тлеющего разряда без длительной переходной (третьей) стадии, как это было в расчете. В иных экспериментальных условиях, когда ток импульсной короны был на порядки меньше стационарного тока последней стадии, длительная слаботочная (третья) стадия четко фиксировалась в эксперименте.

Можно упомянуть и другие отличия экспериментальных зависимостей (рис. 5) от расчетных (рис. 2). В эксперименте наблюдается стохастический характер амплитуд в последовательности импульсов Тричела, что и следовало ожидать, так как здесь не было симметрии в процессах генерации разрядной плазмы. Кроме того, в нашей теоретической моде-

ли нагрев газа в разрядной области не учитывался, а в эксперименте этот эффект неизбежно должен сказываться на вариативности условий разряда от импульса к импульсу.

### 5. ИОННЫЙ СОСТАВ И МЕХАНИЗМ ТОКОПЕРЕНОСА В ПЛАЗМЕ

Можно констатировать, что сформулированная нами теоретическая модель коронного разряда позволяет в целом правильно описывать динамику развития ионизационных процессов и получать верную оценку наблюдаемых параметров разряда на всех стадиях его горения. Так, расчетная модель соответствует эксперименту в том, что в обоих случаях первый импульс Тричела имеет максимальную амплитуду тока, а второй в несколько раз ниже первого.

На базе плазмохимической схемы (см. таблицу) можно сделать детальный расчет «парциального состава тока разряда», пример которого показан на рис. 6. В этом расчете параметры разряда были следующими: напряжение источника 8 кВ, длина промежутка 10 мм, радиус кривизны острия 20 мкм, балластное сопротивление 18 МОм.

Рисунок 6, где показана локальная динамика токов в плазме вблизи острейного катода (на расстоянии 100 мкм от вершины острия), позволяет выяснить дополнительные детали развития разряда,

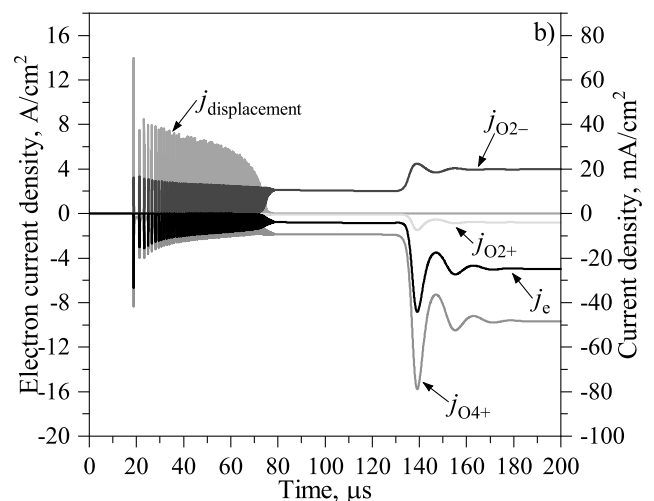


Рис. 6. Временная развертка парциальных плотностей токов на оси системы в точке, удаленной на 100 мкм от вершины острия. Ток электронов отображается на левой оси ординат, а остальные токи — на правой. Ток отрицательных ионов  $O_2^-$  показан как положительный для удобства анализа результатов расчета

в частности, изменения в ионном составе плазмы и механизме переноса заряда на разных стадиях разряда.

Так, в частотно-импульсной стадии разряда амплитуда тока смещения Максвелла в несколько раз превышает амплитуды тока ионов, а последние примерно в 200 раз меньше амплитуды тока свободных электронов. С учетом соотношения масс ( $\sqrt{M_i/m_e} \simeq 240$ ) это означает, что концентрации электронов и ионов в плазме на этой стадии соизмеримы, и плазму можно назвать электрон-ионной. Это соотношение концентраций электронов и ионов примерно в два раза снижается в третьей (квази-стационарной) стадии переноса тока, и здесь, естественно, ток смещения Максвелла равен нулю.

Соотношения токов и концентраций еще заметней меняется на стационарной (четвертой) стадии разряда. Суммарная плотность тока ионов в этой стадии равна примерно  $90 \text{ mA/cm}^2$ , а плотность тока свободных электронов — примерно  $5 \text{ A/cm}^2$ , что всего приблизительно в 50 раз выше. Это означает, что в плазме концентрация свободных электронов в несколько раз ниже концентрации ионов, но проводимость плазмы по-прежнему является электронной. Такая ситуация типична для воздушной плазмы [20–22], когда ее квазинейтральность поддерживается балансом положительных и отрицательных ионов, а перенос тока обеспечивается электронами, что рис. 6 также хорошо демонстрирует.

## 6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Анализ результатов теоретического моделирования и сравнение с данными экспериментов позволяет сделать ряд обобщающих выводов о режиме сильного ограничения тока коронного разряда в воздухе атмосферного давления, когда ток с единичного острия не превышает нескольких миллиампер.

Процесс формирования коронного разряда по мере роста напряжения на диоде может проходить четыре разные стадии: стадия запаздывания пробоя, стадия импульсов Тричела, стадия монотонного роста тока, завершающаяся «вторым пробоем» и переходящая в стадию стационарного тлеющего разряда.

Режим импульсов Тричела реализуется в ограниченном диапазоне напряжений (на рис. 2 это широкий диапазон 1.4–3.9 кВ, на рис. 5 диапазон более узкий 3.0–3.4 кВ). Если по условиям опыта (расчетного или экспериментального) напряжение не поднимается выше верхнего предела этого диапазона,

то импульсно-периодический режим Тричела может иметь неопределенно большую длительность. Если напряжение будет чуть выше нижнего предела, то импульсный режим может иметь очень низкую частоту повторения, вплоть до единиц Гц. Амплитуда импульсов Тричела при этом существенно не меняется [19].

Как показало детальное моделирование генерации самого первого импульса Тричела [19], нижний предел напряжения  $U_1$  для запуска импульсного режима отвечает локальной напряженности поля в окрестности вершины острия на уровне двукратной статической пробивной напряженности плоского промежутка. Для воздуха последняя равна  $\sim 30 \text{ kV/(cm} \cdot \text{атм)}$ . Такой уровень локального поля как раз обеспечивает формирование структуры и поддержание самостоятельного заряда. Для оценки напряженности поля у вершины острия можно воспользоваться известной формулой  $E_{max} = (U_1/r_{curv})/\ln(2\sqrt{d/r_{curv}})$ , которая является точной для геометрии «гиперболоид вращения–плоскость». Для условий рис. 2 ( $U_1 = 1500 \text{ В}$ ,  $d = 1 \text{ см}$ ,  $r_{curv} = 0.01 \text{ см}$ ) эта формула дает оценку  $E_{max} = 50 \text{ kV/cm}$ , что примерно в 2 раза превышает статический порог пробоя.

Верхнему пределу напряжения  $U_2 = 5.9 \text{ кВ}$  отвечает ситуация, когда стационарная плазма может поддерживаться по всей длине промежутка, что возможно при средней напряженности поля на уровне  $E_{aver} = U_2/d \approx 6 \text{ kV/cm}$ . Именно такой уровень напряженности поля ( $\sim 5 \text{ kV/cm} \cdot \text{атм}$ ) имеет место в положительном столбе тлеющего разряда в воздухе [2].

Если напряжение на диоде создает среднее поле существенно выше этого уровня, то промежуточная стадия перехода от импульсного режима к стационарному разряду может быть короткой или вообще отсутствовать. Эта ситуация имеет место на рис. 5, когда средняя напряженность к концу второй стадии уже равна  $11 \text{ kV/cm}$ .

Изменяя величину балластного сопротивления  $R_b$ , можно менять ток разряда и его мощность. Тот факт, что напряжение горения стационарного разряда при изменении тока остается почти неизменным, позволяет рассчитать КПД коронного разряда  $\eta$  как отношение энергии, выделяемой в разряде, к энергии, потребляемой от источника питания:  $\eta = IU_2/IU_0 = E_{aver}d/U_0$ . Таким образом, при заданном давлении, сорте газа и конструкции диода (т.е. заданном напряжении  $U_2 = E_{aver}d$ ) КПД системы полностью определя-



ется уровнем напряжения источника питания  $U_0$ . Абсолютная мощность  $W$ , выделяемая в разряде, зависит еще и от балластного сопротивления:  $W = U_2(U_0 - U_2)/R_b = (U_0^2/R_b)\eta(1 - \eta)$ . Пока выделяемая мощность невелика, чтобы повлиять на плотность газа внутри плазменного канала, величину  $U_2 = E_{aver}d$  можно считать примерно постоянной и известной, но с ростом мощности (при снижении, например, балласта  $R_b$ ) газ в канале будет заметно «прореживаться» [2], и кинетика плазмы может существенно измениться по сравнению с рассмотренной здесь моделью. Поэтому изложенные выше результаты и выводы справедливы, пока ток «короткого замыкания»  $I_{sc} = U_0/R_b$  не превышает десятка миллиампер.

**Финансирование.** Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22–29–00137).

## ЛИТЕРАТУРА

1. L. P. Loeb, *Electrical Coronas*, University of California, Berkeley CA (1965).
2. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Издательство «Интеллект», Долгопрудный (2009).
3. В. Н. Ужов, *Очистка промышленных газов электрофильтрами*, Издательство «Химия», Москва (1967).
4. В. В. Базуткин, В. П. Ларионов, Ю. С. Пинталь, *Техника высоких напряжений. Изоляция и перенапряжения в электрических системах*, Энергоатомиздат, Москва (1986).
5. G. W. Trichel, *Phys. Rev.* **54**, 1078 (1938).
6. M. Černák, T. Hoder, and Z. Bonaventura, *Plasma Sour. Sci. Technol.* **29**, 013001 (2020).
7. V. Tarasenko, E. Baksht, V. Kuznetsov, V. Panarin, V. Skakun, E. Sosnin, and D. Beloplotov, *J. Atmosph. Sci. Research* **3**(4), 28 (2020).
8. N. G. C. Ferreira, D. F. N. Santos, P. G. C. Almeida, G. V. Naidis, and M. S. Benilov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52**, 355206 (2019).
9. P. Sattari, C. F. Gallo, G. S. P. Castle, and K. Adamiak, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 155502 (2011).
10. S. Chen, K. Li, and S. Nijdam, *Plasma Sour. Sci. Technol.* **28**, 055017 (2019).
11. Y. Zheng, L. Wang, D. Wang, and S. Jia, *Phys. Plasmas* **24**, 063515 (2017).
12. J. Mizeraczyk, A. Berendt, and Y. Akishev, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51**, 155204 (2018).
13. A. Sun, X. Zhang, Y. Guo, Y. He, and G. Zhang, *Chinese Phys. B* **30**, 055207 (2021).
14. A. O. Kokovin, A. V. Kozыrev, and V. Yu. Kozhevnikov, *J. Phys.: Conf. Series* **2064**, 012024 (2021).
15. G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford, *Plasma Sour. Sci. Technol.* **14**, 722 (2005).
16. I. A. Kossyi, A. Y. Kostinsky, A. A. Matveev, and V. P. Silakov, *Plasma Sour. Sci. Technol.* **1**, 207 (1992).
17. N. M. Zubarev, V. Y. Kozhevnikov, A. V. Kozыrev et al., *Plasma Sour. Sci. Technol.* **29**, 125008 (2020).
18. COMSOL Multiphysics® v. 6.0. www.comsol.com. COMSOL AB, Stockholm, Sweden.
19. V. F. Tarasenko, E. Kh. Baksht, N. P. Vinogradov, A. V. Kozыrev, A. O. Kokovin, and V. Yu. Kozhevnikov, *JETP Lett.* **115**, 667 (2022).
20. Ю. С. Акишев, И. В. Кочетов, А. И. Лобойко, А. П. Напартович, *Физика плазмы* **28**, 1136 (2002).
21. Yu. S. Akishev, M. E. Grushin, V. B. Karal'nik, and N. I. Trushkin, *Plasma Phys. Rep.* **27**, 520 (2001).
22. Yu. Akishev, M. Grushin, I. Kochetov, V. Karal'nik, A. Napartovich, and N. Trushkin, *Plasma Sour. Sci. Technol.* **14**, S18 (2005).