

# Исследование различных сценариев поведения вольт-амперных характеристик микроразрядов постоянного тока атмосферного давления

А. И. Сайфутдинов<sup>+\*1)</sup>, И. И. Файрушин<sup>+</sup>, Н. Ф. Кашапов<sup>+</sup>

<sup>+</sup>Казанский федеральный университет, 420008 Казань, Россия

<sup>\*</sup>С.-Петербургский государственный университет, 199034 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 22 марта 2016 г.

После переработки 14 июня 2016 г.

В работе на основе гибридной модели для описания газоразрядной плазмы с самосогласованным описанием нагрева катода проведены численные исследования по установлению вольт-амперной характеристики (ВАХ) разряда при атмосферном давлении в широком диапазоне разрядных токов. На ВАХ разряда выявлены участки, соответствующие нормальному тлеющему разряду, переходу от тлеющего разряда к дуговому и непосредственно дуговому разряду. Получены все основные параметры плазмы для каждого из участков на ВАХ разряда.

DOI: 10.7868/S0370274X16150078

**1. Введение.** Электрические разряды атмосферного давления на протяжении последних лет вызывают повышенный интерес как объект для изучения фундаментальных плазменных явлений, так и с точки зрения многочисленных практических применений. Основной причиной этого являются невысокая стоимость оборудования для создания таких разрядов и относительная простота их использования [1–3]. В частности, не требуется больших, дорогих и энергоемких вакуумных систем, при этом управление плазменными устройствами может проводиться в режиме реального времени. Это обуславливает широкий спектр применений таких систем – различные источники излучения, плазменный синтез, устройства по обработке поверхностей, нанесению газотермических покрытий, возбуждению воздушно-топливных смесей и др. [2, 4–7].

Однако стоит отметить, что ввиду малых размеров экспериментальное исследование подобного рода разрядов становится сложным и трудоемким, и может дать лишь весьма ограниченный набор данных, в частности, о свойствах разряда, зачастую приходится судить по интегральным характеристикам (вольт-амперная характеристика разряда (ВАХ) и т.п.). Поэтому основным инструментом исследования разрядов атмосферного давления стали методы численного моделирования [1, 8–12 и др.]. При этом разряды постоянного тока, а именно тлеющий разряд и

дуга являются “удобным полигоном” как для установления фундаментальных закономерностей в газоразрядной плазме, так и способов ее управления [12–14], и зачастую экстраполяции полученных результатов на прогнозирование параметров плазмы в нестационарных разрядах.

Другой особенностью разрядов атмосферного давления является нагрев газа до значительных температур при небольших токах. При этом тлеющий разряд без должного охлаждения электродов может быстро перейти в дугу. В классической литературе [1–3] по газовому разряду приводится качественная картина ВАХ разрядов постоянного тока низкого давления, на которой наблюдается переход от нормального тлеющего разряда в аномальный, а затем в дуговой. При этом до сих пор не проведено моделирование такого поведения ВАХ, особенно для разрядов атмосферного давления, что является удивительным.

Стоит отметить, что в работах [15, 16] представлена аналитическая модель по определению температуры в катодном пятне тлеющего разряда, а также представлена упрощенная модель, описывающая временную эволюцию процесса зажигания дугового разряда. Кроме того имеются замечательные работы по моделированию дугового разряда, малая часть из которых обобщена в работах [17, 18 и др.].

В нашей работе проведено численное исследование характеристик разряда постоянного тока атмосферного давления в аргоне с учетом сопряженного

<sup>1)</sup>e-mail: as.uav@bk.ru

теплопереноса между плазмой и катодом в 2D постановке. В результате получены различные сценарии поведения вольт-амперных характеристик разряда, демонстрирующих переход из тлеющего разряда в дуговой.

**2. 2.1. Моделирование разряда.** Моделирование разряда атмосферного давления производилось в гибридной постановке, которая включала в себя [10, 12–14]  $k$  уравнений непрерывности для концентраций заряженных (электронов, ионов) и возбужденных частиц, уравнении непрерывности для плотности энергии электронов, уравнении теплопроводности для определения температуры тяжелых частиц плазмы (ионов и нейтралов). Самосогласованное электрическое поле определяется из уравнения Пуассона для потенциала  $\varphi$ :

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_k = \sum_j c_{k,j} R_j \quad (1)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{Q} = -q_e \mathbf{\Gamma}_e \cdot \mathbf{E} + S_{el} + \sum_j \Delta \varepsilon_j R_j, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{\Gamma}_k &= -D_k \nabla n_k + Z_k \mu_k \mathbf{E} n_k, \\ \mathbf{Q} &= -D_\varepsilon \nabla n_e - \mu_\varepsilon \mathbf{E} n_e, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla(\lambda(T) \nabla T) = \mathbf{J}_i \cdot \mathbf{E} + S_{el} - Q_{\text{rad}}, \quad (4)$$

$$\Delta \varphi = -\frac{q_e}{\varepsilon_0} \left( \sum_{k=1}^N Z_k n_k \right), \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi. \quad (5)$$

Здесь  $q_e$  – заряд электрона и  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $Z_k$  – заряд частицы сорта  $k$ ,  $\mathbf{E}$  – напряженность электрического поля,  $c_p$  – теплоемкость аргона при постоянном давлении,  $\lambda$  – теплопроводность,  $\mathbf{J}_i$  – плотность ионного тока,  $\delta = 2m_e/M_a$  – отношение массы электрона  $m_e$  к массе атома газа  $M_a$ ,  $\nu_{ea}$  – частота упругих электрон-атомных соударений,  $T_e$ ,  $T$  – температура электронов и газа, соответственно  $Q_{\text{rad}}$  – объемные потери тепла, связанные с излучением. Потоки для концентраций заряженных частиц  $\mathbf{\Gamma}_k$ , а также для плотности энергии электронов  $\mathbf{Q}$  записаны в диффузионно-дрейфовом приближении. Правая часть уравнения (1) определяется реакциями, протекающими в разряде. Каждая реакция дает положительный вклад в функцию источника, если в ней образуется соответствующий сорт частиц и отрицательный вклад, если этот сорт частиц исчезает. В этом выражении  $j$  – индекс реакции,  $c_{k,j}$  – количество частиц сорта  $k$ , возникающих в одной реакции типа  $j$  (как положительная, так и отрицательная величина). Скорости реакций  $R_j$  определяются константами соответствующих процессов  $k_j(T_e)$  [14, 19] и пропорциональ-

ны произведению концентраций реагирующих компонентов:  $R_j = k_j(T_e) \cdot \prod_{k=1}^N n_k$ , где  $N = 2$  для реакций между двумя сортами частиц,  $N = 3$  – для реакций между тремя сортами частиц.

Первые слагаемые в правых частях выражений (2) и (4) соответствует джоулеву нагреву в электрическом поле электронов и нейтральных частиц газа, соответственно. Второе слагаемое в (2) и (4)  $S_{el} = 3/2 \delta \nu_{ea} n_e (T_e - T)$  описывает энергообмен при упругих соударениях электронов с нейтральными частицами газа. Третье слагаемое в (4) описывает неупругие потери энергии электронного газа, где  $\Delta \varepsilon_j$  – энергия, теряемая (или приобретаемая, если  $\Delta \varepsilon_r < 0$ ) электроном в данной реакции и  $R_j$  – скорость реакции, которая определяется константой соответствующего неупругого процесса  $R_j = k_j(T_e) \cdot n_e \cdot n_n$ , где  $n_e$  – сорт нейтральной частицы.

Плазмохимический набор реакций учитывал три эффективных возбужденных атомарных уровня, два эксимерных уровня и три сорта положительных ионов. Коэффициенты подвижности и диффузии для электронов, а также некоторые константы процессов с их участием, вычисляются путем свертки ФРЭ  $f(w, T_e)$ , полученной из решения локального кинетического уравнения Больцмана с сечением соответствующего Процесса [10]. Подвижности ионов брались из [14], а коэффициенты диффузии вычислялись посредством соотношения Эйнштейна.

На оси симметрии и на внешней стенке разрядного промежутка граничные условия задавались в виде равенства нулю потоков основных величин, а на катоде ( $z = 0, r$ ) и аноде ( $z = L, r$ ) – для концентрации электронов, плотности энергии электронов, концентраций ионов и потенциала, а также температуры тяжелых частиц плазмы:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_e \Big|_{z=0,r} = \nu_{th} n_e / 2 - \gamma \mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_k + \mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_c,$$

$$\Gamma_c = AT_c^2 \exp(-q_e W_c / k T_c),$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_e \Big|_{z=L,r} = \mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_e \Big|_{z,r=R} = \nu_{th} n_e / 2, \quad (6)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{Q} \Big|_{z=0,r} = \mathbf{n} \cdot \mathbf{Q} \Big|_{z=L,r} = \frac{5}{6} \nu_{th} n_e, \quad (7)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_k \Big|_{z=0,r} = \nu_{th} n_k,$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_k \Big|_L = \frac{1}{2} \nu_{th} n_k + \mu_k \mathbf{n} \cdot \mathbf{E}, \quad (8)$$

$$\varphi(0) = 0, \quad \varphi(L) = U_0, \quad (9)$$

$$T \Big|_{z=L,r} = T_0, \quad T \Big|_{z=0,r} = T_c \Big|_{z=0,r}, \quad (10)$$

где  $\gamma = 0.1$  – коэффициент вторичной эмиссии электронов с катода [1],  $\nu_{eth} = \sqrt{8k_B T_e / \pi m_e}$  и  $\nu_{ith} = \sqrt{8k_B T_e / \pi M}$  – средние тепловые скорости электронов и атомов газа, соответственно, ( $T_e$  – в единицах эВ),  $T_c|_{z=0,r}$  – температура металлического катода на границе с плазменной областью,  $\Gamma_c$  – плотность потока электронов, эмитируемых с катода за счет термоэлектронной эмиссии (формула Ричардсона–Дешмана),  $A = 120 \text{ A/K}^2 \text{ см}$  – термоэлектрическая постоянная,  $W_c = W - \Delta W_c$  – работа выхода электрона из Me с учетом поправки Шоттки  $\Delta W_c = \sqrt{e^3 E_c / 4\pi\epsilon_0}$ ,  $T_c$  – температура металлического катода на границе с плазменной областью,  $E_c$  – напряженность электрического поля в разрядном промежутке на границе с катодом.

Потенциал на аноде определялся из уравнения для электрической цепи

$$U_0 = U_{\text{source}} - IR_{\text{bal}}.$$

Здесь  $I$  – ток в цепи,  $U_{\text{source}}$  – напряжение на источнике,  $R_{\text{bal}}$  – балластное сопротивление. Меняя балластное сопротивление в цепи, можно варьировать и контролировать ток в цепи.

**2.2. Моделирование нагрева катода.** Для учета нагрева катода и определения в нем температурного поля  $T_c$  рассматривалось уравнение теплового баланса катода

$$\rho_c c_{p,c} \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\lambda_c(T_c) \nabla T_c), \quad (11)$$

где  $\rho_c$  – плотность материала катода,  $c_{p,c}$  – удельная теплоемкость материала катода,  $\lambda_c$  – коэффициент теплопроводности катода. Граничное условие для уравнения (11) на поверхности катода со стороны плазменной области ( $z = 0$ ) записывалось следующим образом

$$n \cdot Q|_{z=0} = n \cdot (Q_i + Q_g + Q_{TF} + Q_e). \quad (12)$$

Здесь плотность потока тепла  $Q_i$  на катод обусловлена двумя механизмами: 1) бомбардировкой катода ионами, набравшими кинетическую энергию, главным образом, за счет пройденного ими пути на последней длине свободного пробега в области катодного падения  $U_{CF}$ ; 2) передачей энергии со стороны ионов, связанной с их рекомбинацией на поверхности катода с выбитыми ими электронами

$$Q_i = q_e \sum_s \Gamma_s (U_{CF} + U_s - W), \quad (13)$$

где  $U_s$  – потенциал ионизации атома аргона,  $W$  – работа выхода электрона из Me.

Основной механизм нагрева катода за счет передачи энергии со стороны нагретого газа (плазмы) из прикатодной области будет определяться плотностью теплового потока

$$Q_g = -\lambda(T) \nabla T. \quad (14)$$

Благодаря термоэлектронной эмиссии, происходит охлаждение катода, при этом плотность потока  $Q_{TF}$  определяется следующим образом

$$Q_{TF} = -q_e \Gamma_{TF} W, \quad (15)$$

где  $\Gamma_{TF}$  – поток электронов, рожденных в результате термоэлектронной эмиссии  $q_e \Gamma_{TF} = \Gamma_c$ .

Стоит отметить, что часть электронов, покинувших катод, благодаря эмиссии, в результате упругих соударений с нейтральными частицами газа могут изменить направление движения в обратную сторону. При этом, если их энергия будет достаточной, чтоб достичь поверхности катода, они также внесут вклад в его нагрев. Плотность потока тепла в этом случае будет определяться формулой

$$Q_{TF} = q_e \Gamma_c (5/6 \bar{\epsilon} + W). \quad (16)$$

Для уравнения (11) на оси симметрии катода ставилось условие равенства нулю теплового потока, а на внешних стенках катода ( $z = c$  и  $r = R$ ) ставились граничные условия в предположении, что охлаждение катода происходит путем теплообмена с окружающей средой

$$n \cdot Q|_{z,r=R} = n \cdot Q|_{z=c,r} = h(T_0 - T_c). \quad (17)$$

**3. Результаты численных исследований.** Система уравнений (1)–(5) с граничными условиями (6)–(10) решалась самосогласованно с уравнением (11) и граничными условиями (12), (17) по методике, аналогичной в работе [14].

Расчеты проводились для традиционной цилиндрической конфигурации разрядной области с радиусом  $R = 0.5$  мм и межэлектродным расстоянием  $L = 1$  мм. При расчетах рассматривались три вольфрамовых катода с радиусами  $R_1 = 0.5$  мм и длинами 10, 5 и 2.5 мм, соответственно. Давление газа составляло 760 Торр. Напряжение на источнике задавалось равным 10 кВ. Варьированием балластного сопротивления  $R_{\text{bal}}$  в пределах от 5 кОм до 2 Мом были получены вольт-амперные характеристики разряда  $U(I)$  для различных продольных размеров катода: 1 – 10, 2 – 5, 3 – 2.5 мм, представленные на рис. 1а.

Как видно из рис. 1, кривые 2 и 3 отображают классическое поведение [1] ВАХ разряда в широком

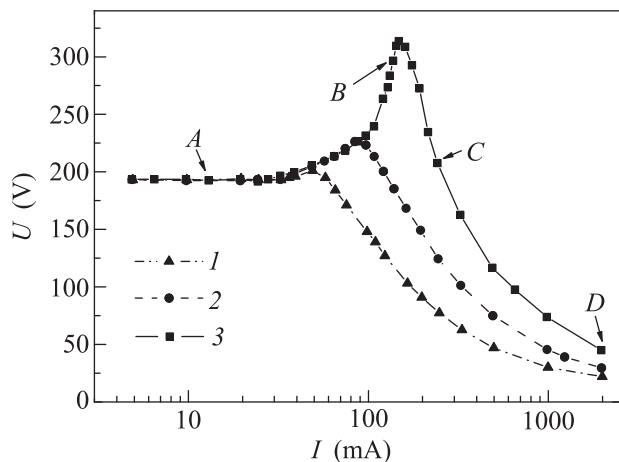


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики  $U(I)$  разрядов с различной продольной длиной катодов: 1 – 10, 2 – 5, 3 – 2.5 мм

диапазоне разрядных токов. Наблюдается горизонтальный участок, растущий и падающий участки, характерные, соответственно, для нормального тлеющего разряда, аномального тлеющего разряда, перехода в дуговой разряд и неравновесному дуговому разряду. Для каждого участка (точки A, B, C, D) на примере кривой 3 приведены характерные распределения концентраций заряженных частиц (рис. 2а и б), осевые распределения потенциала и температуры тяжелой компоненты плазмы (рис. 3а и б). Из сравнения кривых на рис. 1 видно, что для разряда с продольным размером катода 2.5 мм участок, соответствующий аномальному разряду продолжается до больших по значению токов и, соответственно, пик по потенциалу более ярко выраженный, по сравнению с разрядом с продольным размером катода, равным 5 мм, что обусловлено лучшим охлаждением катода с меньшим продольным размером.

При этом видно, что для кривой 1 (рис. 1) участок на ВАХ, соответствующий аномальному тлеющему разряду, для катода с продольными размерами  $L_1 = 10$  мм, отсутствует. Это объясняется тем, что в разряде с продольным размером катода 10 мм при движении по ВАХ в сторону увеличения разрядных токов нагрев поверхности катода до температур, когда становится значительной термоэлектронная эмиссия, происходит гораздо быстрее, чем катодное пятно покрывает всю его поверхность.

Другими словами, механизм поддержания разряда, благодаря процессам вторичной электронной эмиссии и термоэмиссии с катода уже практически в равной степени начинает происходить, когда “мы находимся” на горизонтальном участке ВАХ. В частности, для катода с продольным размером 10 мм

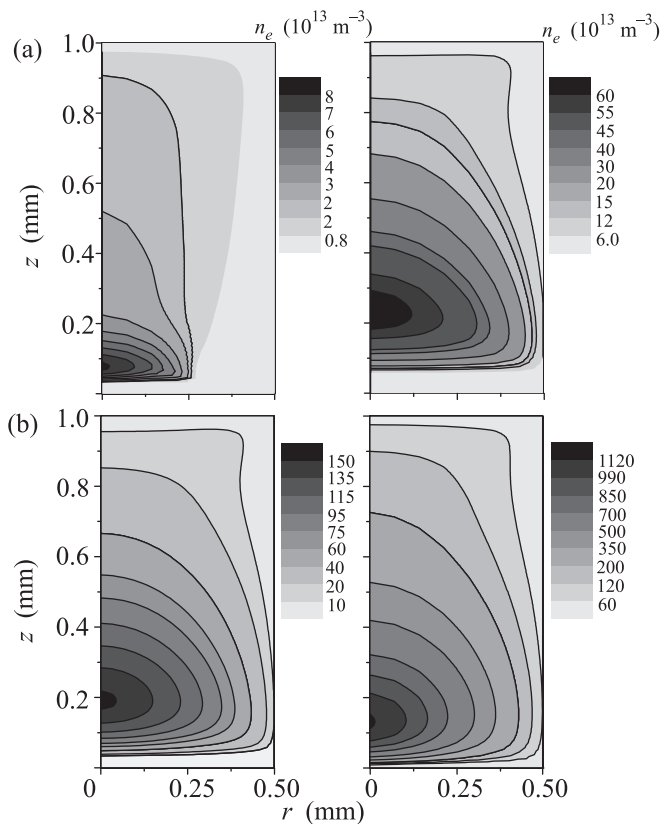


Рис. 2. Распределение концентрации электронов. (а) – Точка А (слева) и точка В (справа). (б) – Точка С (слева) и точка D (справа)

температура, при которой значительное влияние на поддержание разряда оказывает термоэмиссия составляет 1500 К, что соответствует разрядному току 70 мА. Для сравнения в разряде с катодом с продольными размерами 5 мм это значение составляет 110 мА, а в разряде с катодом 2.5 мм – 180 мА.

Особое внимание следует уделить тому факту, что процесс установления разряда и процесс установления температурного поля в катоде происходят в отличающихся на несколько порядков временах. Так процесс установления разряда происходит в интервале времен  $10^{-4}$ – $10^{-3}$  с, а температурного поля в катоде 0.5–10 с. Очевидно, что такое различие во временах оказывает существенное влияние на то, в какой момент мы “снимаем” разрядные ВАХ.

В качестве примера на рис. 4 и 5 приведены ВАХ разряда и зависимости максимальной температуры поверхности катода от разрядного тока, снятые в моменты времени от  $10^{-4}$  до 10 с для катодов с продольными размерами 10 и 2.5 мм, соответственно.

Видно, что в моменты времени  $10^{-4}$ – $10^{-1}$  с на ВАХ для разряда с продольным размером катода 10 мм наблюдается растущий участок, соответствующий

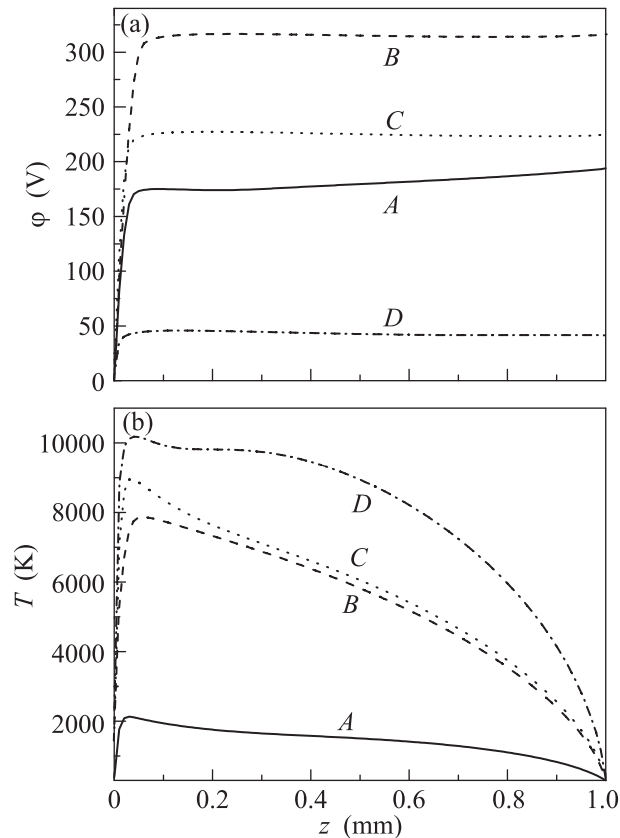


Рис. 3. Осевое распределение (а) потенциала и (б) температуры тяжелых частиц плазмы точек для различных точек на ВАХ

ющий аномальному тлеющему разряду, причем по мере нагрева катода, максимум аномального участка начинает уменьшаться. Кроме того, видно, что в ранние моменты времени переход от аномального разряда к дуговому происходит с резким, практически скачкообразным, падением напряжения в межэлектродном промежутке. Аналогичная картина наблюдается и для разряда с продольным размером катода 2.5 мм. При этом видно, что аномальный участок сохраняется и в момент времени 10 с и дольше.

Еще одной интересной особенностью, как видно из рис. 4 и 5, для разрядов, соответствующих переходной области и дуговому разряду, является быстрый разогрев поверхности катода до температур, соответствующих температуре плавления вольфрама за счет потока тепла со стороны разрядного промежутка и еще в большей степени за счет бомбардировки ионами. Максимум температуры наблюдается в момент времени  $10^{-3}$  с, затем наблюдается некоторое снижение этой температуры до меньших значений за счет процессов установления температурного поля в катоде.

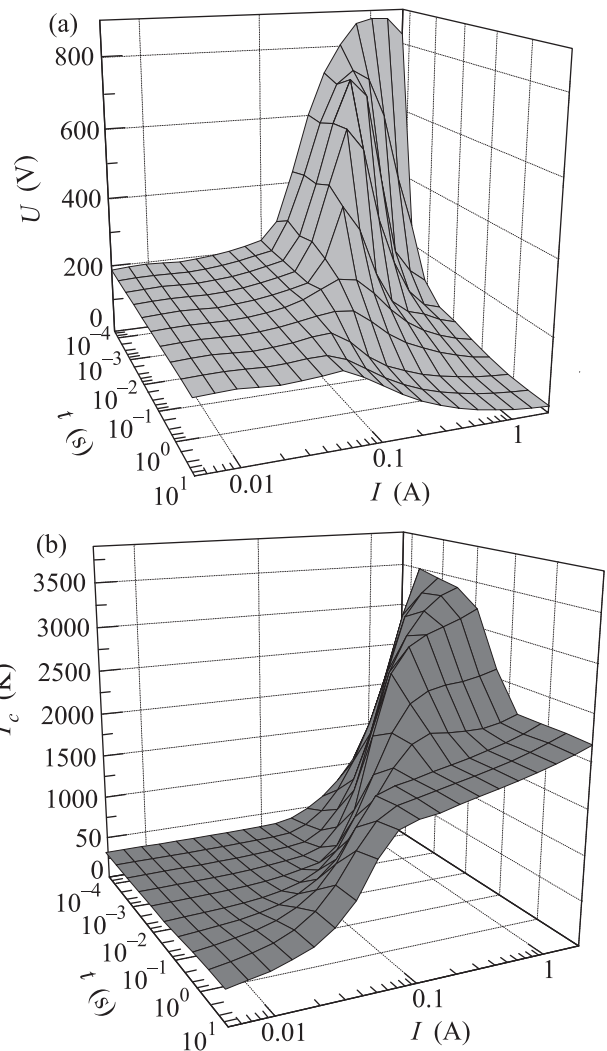


Рис. 4. Семейства ВАХ разряда и функции максимальной температуры поверхности катода от тока в различные моменты времени для разряда с продольным размером катода 10 мм

Таким образом, в работе установлены различные сценарии поведения ВАХ разрядов в широком диапазоне разрядных токов, демонстрирующие переход от ТР в дугу.

**Заключение.** В результате численных экспериментов на основе гибридного описания разрядного промежутка с учетом сопряженного теплопереноса между разрядным промежутком и катодом получены два основных сценария в поведении ВАХ разряда атмосферного давления в аргоне, описывающих переход из ТР в дугу. В случае, если размеры катода малы и его охлаждение происходит лучшим образом, наблюдается участок, соответствующий аномальному тлеющему разряду, в противном случае переход от нормального тлеющего разряда к дуго-

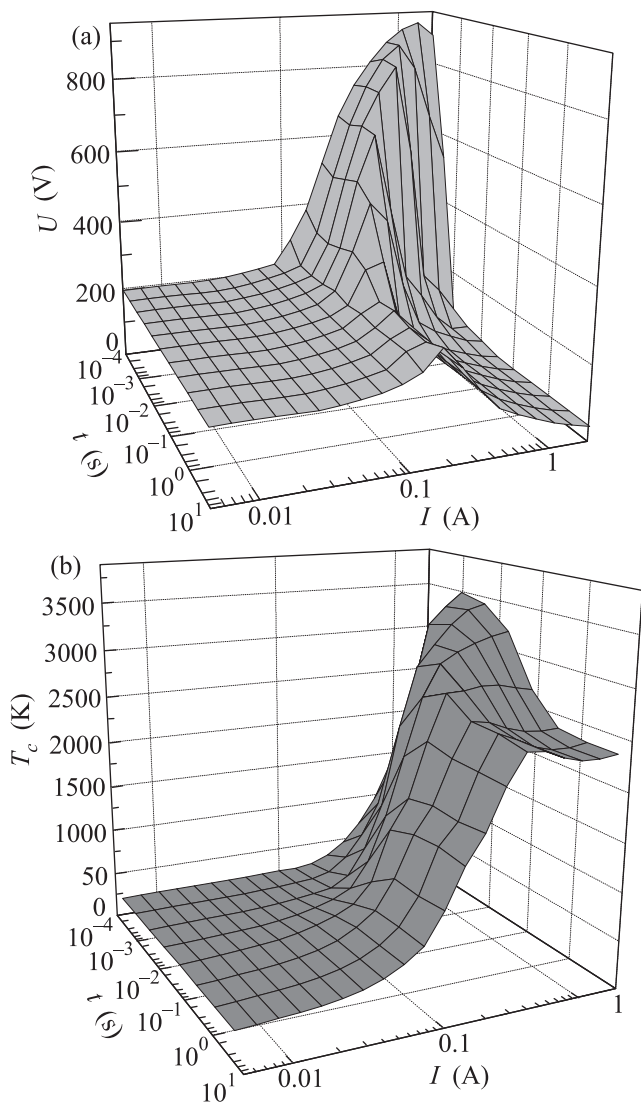


Рис. 5. Семейства ВАХ разряда и функции максимальной температуры поверхности катода от тока в различные моменты времени для разряда с продольным размером катода 2.5 мм

вому происходит в отсутствии аномального участка. Кроме того, представлены семейства ВАХ, полученные в различные моменты времени, демонстрирующие, что процессы, происходящие в разрядном промежутке, и установление температурного поля в катоде происходят в разных временных масштабах. Такой факт позволил установить, что в определенные моменты времени, когда температура в катоде еще не установилась, можно получить на ВАХ участок, соответствующий аномальному разряду. Выяснено, что основным механизмом нагрева катода в тлеющем разряде является поток тепла из разрядного промежутка, а в дуговом разряде – бомбардировка ионами. Для каждой точки ВАХ получены все

основные распределения параметров электрических разрядов и проанализированы основные механизмы нагрева катода. Полученные результаты качественным образом согласуются с многочисленными экспериментальными данными других авторов по исследованию тлеющих и дуговых разрядов [1].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта # 16-38-60187 мол\_а\_дк. Работа частично поддержана КФУ.

1. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Интеллект, М. (2009).
2. A. Fridman, *Plasma Chemistry*, Cambridge University Press, Cambridge (2008).
3. M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, Hoboken, NJ, Wiley (2005), p. 267.
4. G. Fridman, A. Shereshevsky, M. M. Jost, A. D. Brooks, A. Fridman, A. Gutsol, V. Vasilets, and G. Friedman, *Plasma Chem. Plasma Process.* **27**, 163 (2007).
5. J. R. Bruzzese, A. Hicks, A. Erofeev, A. C. Cole, M. Nishihara, and I. V. Adamovich, *J. Phys. D* **43**, 015201 (2010).
6. A. Hicks, S. Norberg, P. Shawcross, W. R. Lempert, J. W. Rich, and I. V. Adamovich, *J. Phys. D* **38**, 3812 (2005).
7. A. Chirokov, A. Gutsol, and A. Fridman, *Pure Appl. Chem.* **77**, 487 (2005).
8. С. Т. Суржиков, *Физическая механика газового разряда*, изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, М. (2006).
9. А. А. Кудрявцев, А. С. Смирнов, Л. Д. Цендин, *Физика тлеющего разряда*, Лань, СПб. (2010).
10. A. Fiala, L. C. Pitchford, and J. P. Boeuf, *Phys. Rev. E* **49**, 5607, (1994).
11. Z. Donko, P. Hartmann, and K. Kutasi, *Plasma Sources Sci. Technol.* **15**, 178 (2006).
12. А. Л. Александров, И. В. Швейгерт, *ЖЭТФ* **137**, 966 (2010).
13. А. И. Сайфутдинов, В. А. Тимеркаев, and В. R. Zalyaliev, *J. Phys.: Conf. Ser.* **567**, 012031 (2014).
14. А. И. Сайфутдинов, С. А. Фадеев, А. А. Сайфутдинова, Н. Ф. Кашапов, *Письма в ЖЭТФ* **102**(10), 726 (2015).
15. В. И. Кристя, *Известия РАН, сер. Физическая* **72**, 1021 (2008).
16. В. И. Кристя, *Поверхность* **3**, 107 (2010).
17. M. F. Zhukov, N. P. Kozlov, A. V. Pustogarov, A. S. An'shakov, V. I. Khvesyuk, G. A. Dyuzhev, and G.-N. B. Dandaron, *Near-Electrode Processes in Arc Discharges*, Nauka, Novosibirsk (1982) (in Russian).
18. M. S. Benilov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 144001 (2008).
19. А. И. Сайфутдинов, А. А. Сайфутдинова, and N. F. Kashapov, *J. of Phys.: Conference Series* **669**, 012044 (2016).