

Особенности переходных процессов в микроразрядах постоянного тока в молекулярных газах: от тлеющего разряда в дугу с несвободным или свободным режимом катода¹⁾

А. И. Сайфутдинов²⁾, Б. А. Тимеркаев, А. А. Сайфутдинова²⁾

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, 420111 Казань, Россия

Поступила в редакцию 10 августа 2020 г.

После переработки 25 августа 2020 г.

Принята к публикации 3 сентября 2020 г.

В работе сформулирована единая с точки зрения описания разрядного промежутка и электродов самосогласованная модель, описывающая формирование параметров микроразрядов постоянного тока в молекулярных газах атмосферного давления. Проведены численные исследования в диапазоне плотностей тока от 90 до $2.5 \cdot 10^6$ мА/см². В результате численных экспериментов получена зависимость падения напряжения на разряде от плотности тока, которая воспроизводит формирование тлеющего, переходного от тлеющего к дуге и дугового режимов. Показано, что в зависимости от постановки граничных условий на внешних границах электродов, может быть реализован переход от тлеющего разряда к дуге со свободным или несвободным режимом катода.

DOI: 10.31857/S1234567820190039

1. Введение. Неравновесная микроплазма атмосферного давления генерируется в масштабах субмиллиметрового диапазона, по меньшей мере, в одном направлении в постоянном или переменном электрических полях в различном частотном диапазоне. При этом в генераторах плазмы постоянного тока возможна реализация двух основных типов разрядов: тлеющего и дугового [1]. Тлеющие микроразряды и микродуги нашли широкое применение в качестве различных источников излучения, в плазменном синтезе, в миниатюрных ионизационных детекторах для анализа состава вещества, в устройствах для плазменной биомедицины, в аддитивном производстве, микросварке [2–4] и др. Несмотря на столь широкое применение микроразрядов атмосферного давления, стоит отметить, что ввиду малых размеров, их экспериментальная диагностика является чрезвычайно сложной задачей [5–7]. При этом как с практической точки зрения, так и с точки зрения фундаментальных исследований полезно знать как интегральные, так пространственные распределения основных параметров плазмы разряда.

Очевидно, что недостающие экспериментальные данные могут быть восполнены путем применения методов численного моделирования разрядных процессов. Первые работы, направленные на единое са-

мосогласованное описание микроразрядов постоянного тока в атмосфере аргона и процессов, протекающих на границах с электродами, были выполнены в работах [8, 9], соответственно в двумерной и одномерной постановках. В серии новых работ [10, 11] были продолжены численные исследования, направленные на описание разрядов в аргоне в рамках одномерного подхода и с точки зрения различных вариантов гидродинамического приближения: с учетом максвелловской функции распределения электронов и полученной из численного решения уравнения Больцмана [11]. В недавней работе [12] проведен анализ существующих моделей, описывающих взаимодействие дуговых разрядов атмосферного давления с электродами.

Однако, несмотря на серию новых работ, исследования в молекулярных газах остаются до сих пор без внимания, что само по себе является удивительным, поскольку при исследовании плазмы при атмосферном давлении в разрядах неизбежно присутствуют примеси воздуха.

При моделировании микроразрядов постоянного тока в молекулярных газах необходим учет новых дополнительных факторов. В первую очередь, для молекулярных газов характерно распределение энергии между различными степенями свободы молекул [1]. Каждое распределение энергии обычно описывается характерной температурой: температурой электронов (T_e), колебательной температурой (T_v), вращательной температурой (T_r) и поступательной (га-

¹⁾См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.

²⁾e-mail: as.uav@bk.ru; aliya_2007@list.ru

зовой) температурой (T_g) [1]. При высоком значении давления газа, в том числе и атмосферном, при увеличении разрядного тока сильное неравновесное состояние плазмы вряд ли будет поддерживаться в широком диапазоне токов из-за термализации разряда, которая приводит к переходу от тлеющего режима к дуговому [1, 8–11]. Термализация разряда обычно возникает из-за так называемой ионизационно-перегревной или тепловой неустойчивости [1], которая приводит к быстрому повышению температуры газа.

Поскольку типичные температуры электронов в молекулярных газах порядка 1 эВ, а энергетический порог сечений возбуждения колебательных уровней молекул 0.2–0.5 эВ молекул, то большая часть энергии электронов (от 80 до 98 %) переходит в колебательные моды, а затем частично в нагрев газа, в основном через механизм колебательно-поступательной (*vibrational-translational relaxation* – VT) релаксации. Очевидно, что молекулярные газы обычно имеют более высокие скорости нагрева и более подвержены термализации, чем атомарные газы.

В представленной работе в рамках единого самосогласованного описания газоразрядной плазмы и электродов проводятся численные исследования особенностей переходных процессов в микрозарядах постоянного тока в молекулярных газах на примере азота.

2. Описание модели. Примем следующие предположения. Поскольку характерное время нагрева электродов θ является значительным и превышает характерные средние времена VV-обменов колебательной энергии τ_{VV} и переходов колебательной энергии в поступательную τ_{VT} , т.е. выполняется следующее соотношение $\tau_{VV} < \tau_{VT} \ll \theta$, то на временах порядка τ_{VV} устанавливается квазистационарное распределение по колебательным уровням, которое сохраняется в процессе нагрева электродов. Другими словами, справедливо приближение много-температурной неравновесной химической кинетики [13]. В связи с вышесказанным вместо поуровневого приближения удобнее рассматривать трехтемпературную модель, включающую уравнения баланса электронной, поступательной и колебательной энергии. Таким образом, единая с точки зрения описания разрядного промежутка и электродов самосогласованная модель [8], основанная на расширенной гидродинамической модели плазмы, включает k уравнений баланса концентраций для всех сортов рассматриваемых частиц (нейтральных, возбужденных частиц, электронов и ионов) n_k и уравнение баланса

плотности энергии электронов n_ε , уравнение Пуассона для электрического потенциала φ :

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_k = \sum_{j=1}^{N_r} (a_{kj}^R - a_{kj}^L) k_j \prod_{k=1}^{N_s} n_k^{v_{kj}^L}, \quad (1)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{Q}_\varepsilon = e \mathbf{E} \cdot \mathbf{\Gamma}_e - Q_{in} - Q_{eV}, \quad (2)$$

$$\Delta \varphi = -\frac{q_e}{\varepsilon_0} \left(\sum_{k=1}^N z_k n_k - n_e \right), \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi. \quad (3)$$

Здесь правая часть уравнения (3) описывает изменение числа частиц сорта k вследствие реакции j следующего вида: $\sum_{k=1}^{N_s} a_{kj}^L [A]_k \rightarrow \sum_{k=1}^{N_s} a_{kj}^R [A]_k$, где a_{kj}^L и a_{kj}^R – стехиометрические коэффициенты, и определяется через константу реакции k_j – суммирование проводится по всем реакциям j , протекающим в разряде, а произведение – по всем сортам частиц, участвующим в реакции. \mathbf{E} – напряженность электрического поля, распределение которого определяется из связи с потенциалом φ , определяемым из уравнения Пуассона (3), q_e – заряд электрона и ε_0 – диэлектрическая постоянная, z_k – заряд частицы сорта k . Плотность энергии электронов определяется как $n_\varepsilon = n_e \bar{\varepsilon}$, где n_e – концентрация электронов, $\bar{\varepsilon}$ – средняя энергия всего ансамбля электронов. Под температурой электронов $T_e = 2/3 \bar{\varepsilon}$ понимается как $2/3$ средней энергии всего ансамбля $\bar{\varepsilon}$. Потоки концентраций заряженных, возбужденных и нейтральных частиц $\mathbf{\Gamma}_k$ в уравнении (1), где $k = e, i, n$, а также поток плотности энергии электронов \mathbf{Q}_ε в уравнении (2), соответственно, записаны в диффузионно-дрейфовом приближении

$$\begin{aligned} \mathbf{\Gamma}_{e,i} &= -D_{e,i} \nabla n_{e,i} + z_{e,i} \mu_{e,i} \mathbf{E} n_{e,i}, \\ \mathbf{\Gamma}_n &= -D_n \nabla n_n, \\ \mathbf{Q}_\varepsilon &= -D_\varepsilon \nabla n_\varepsilon - \mu_\varepsilon \mathbf{E} n_\varepsilon, \end{aligned} \quad (4)$$

где D_e, D_i – коэффициенты диффузии электронов и ионов, D_n – коэффициенты диффузии возбужденных и нейтральных частиц плазмы, μ_e, μ_i – подвижности заряженных частиц в электрическом поле, μ_ε – “энергетическая” подвижность, D_ε – коэффициент энергетической диффузии электронов.

Слагаемое в (2) Q_{ei} описывает энергообмен при упругих соударениях электронов с нейтральными частицами газа. Третье слагаемое в правой части (2) описывает изменение энергии вследствие неупругих столкновений электронов и тяжелых частиц плазмы и определяется следующим образом $Q_{in} = \sum_j \Delta \varepsilon_j R_j$, где $\Delta \varepsilon_j$ – доля энергии, теряемая (или

приобретаемая, если $\Delta\varepsilon_j < 0$) электроном в данной реакции и R_j – скорость реакции, которая определяется константой соответствующего неупругого процесса с участием электрона $R_j = k_j(T_e)n_e n_n$, где n_n – сорт нейтральной частицы. Последнее слагаемое в (2) $Q_{eV} = \sum_v \Delta\varepsilon_v R_v$ описывает энергию, затрачиваемую электронами на возбуждение колебательных уровней.

Для учета нагрева газа были сформулированы уравнение баланса энергии тяжелых частиц плазмы и уравнение баланса колебательной энергии азота:

$$\frac{\partial(\rho h_h)}{\partial t} - \nabla \cdot \mathbf{q} = Q_{el} + Q_{electronic} + Q_{rec} + Q_{VT}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial(n_{N_2} \varepsilon_v)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{q}_v - \varepsilon_v \nabla \cdot (n_{N_2} \mathbf{V}) = Q_{eV} - Q_{VT}, \quad (6)$$

$$\mathbf{q} = \lambda \nabla T + \sum_k \lambda_l^{in} \nabla T^{in} + \sum_k h_k \mathbf{J}_k, \quad (7)$$

$$\mathbf{q}_v = -\lambda_v \nabla T_v. \quad (8)$$

Энтальпия h тяжелой компоненты плазмы определяется через сумму энтальпий k сорта частиц. Член $\sum_k h_k \mathbf{J}_k$ в уравнении (7) соответствует потоку энтальпии, обусловленному диффузией молекул. Слагаемое в (5) $Q_{rec} = \sum_r \varepsilon_r R_r$ представляет собой источник энергии, обусловленной реакциями рекомбинации со скоростью R_r и энергией ε_r , величина которого зависит от сорта молекулярных ионов, в частности, для азота $N_2^+ + e \rightarrow N + N + 3.7(eV)$. $Q_{electronic} = \sum_l \varepsilon_l R_l$ представляет собой долю энергии, которая переходит в нагрев нейтральных частиц в процессах диссоциации молекул N_2 электронным ударом [14]: $N_2(A3) + e \rightarrow N + N + e + 0.9(eV)$ и в реакциях самотушения электронно-возбужденных молекул азота [14, 15]: $N_2(A3) + N_2(A3) \rightarrow N_2(C3) + N_2 + 1.31(eV)$ и $N_2(A3) + N_2(A3) \rightarrow N_2(B3) + N_2 + 4.18(eV)$.

Последние слагаемые в (5) и (6) описывают колебательно-поступательную релаксацию и определяются следующим образом $Q_{VT} = (E_v - E_{v0})/\tau_{VT}$, где E_{v0} – локально-равновесное значение колебательной энергии E_v , τ_{VT} является характерным временем VT-релаксации, колебательных состояний молекулярного азота $N_2(v)$ в реакциях $N_2 + N_2(v) \rightarrow N_2 + N_2$ и $N + N_2(v) \rightarrow N + N_2$, с соответствующими константами скоростей [14] и определяется следующим образом [14]

$$\tau_{VT} = \left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar \omega_0}{kT}\right)\right) (k_{N_2}^{VT} n_{N_2} + k_N^{VT} n_N)^{-1}.$$

Таким образом, основными каналами нагрева нейтрального газа предполагались передача энергии:

1) при упругих столкновениях электронов с нейтральными частицами; 2) в реакциях рекомбинации; 3) в реакциях тушения электронных возбужденных уровней; 4) в реакциях релаксации колебательных степеней свободы.

В нашей работе за основу элементарных процессов в азоте использовался набор [14–17], насчитывающий 59 реакций и включающий следующие сорта частиц: N_2 , N , e , N^+ , N_2^+ , N_3^+ , N_4^+ , $N_2(A3)$, $N_2(B3)$, $N_2(C3)$, Nd , Np .

Константы реакции с участием электронов: упругие столкновения, возбуждение колебательных и электронных уровней, диссоциация, прямая и ступенчатая ионизации определялись из решения кинетического уравнения Больцмана с использованием сечений, взятых из [18].

Рассмотрим постановку граничных условий для системы уравнений (1)–(12). На границе “катод-газоразрядная плазма” происходит большое количество процессов. В первую очередь для поддержания тлеющего разряда – это вторичная электронная эмиссия с катода, возникающей благодаря бомбардировке последнего ионами. С другой стороны увеличение температуры катода до критического значения, за счет потока тепла из газоразрядного промежутка, а именно, из катодного слоя, приводит к появлению термоэлектронной эмиссии с его поверхности. Плотность тока термоэмиссии задается формулой Ричардсона–Дэшмана:

$$\Gamma_{th} \cdot \mathbf{n} = AT_c^2 \exp(-q_e W_c / kT_c) \quad (10)$$

где \mathbf{n} – единичный вектор нормали, A – термоэлектрическая постоянная, зависящая от материала катода, $W_c = W - \Delta W_c$ – работа выхода электрона из Me с учетом поправки Шоттки $\Delta W_c = \sqrt{q_e^3 E_c / 4\pi\varepsilon_0}$, E_c – напряженность электрического поля в разрядном промежутке на границе с катодом.

В связи с вышесказанным граничные условия для потока электронов, для плотности потока энергии электронов, для ионов, а также возбужденных и нейтральных частиц плазмы на металлических электродах примут, соответственно, следующий вид:

$$\mathbf{n} \cdot \Gamma_e \Big|_{x=0,L} = \nu_{th,e} n_e / 4 - (1 - \alpha) \cdot \left(\sum_i \gamma_i (\Gamma_i \cdot \mathbf{n} + \Gamma_{th} \cdot \mathbf{n}) \right), \quad (11)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_e \Big|_{x=0,L} = (\nu_{th,e} n_e / 4) \cdot 2k_B T_e - (1 - \alpha) \cdot \left(\sum_i \gamma_i \bar{\varepsilon}_i (\Gamma_i \cdot \mathbf{n} + \bar{\varepsilon}_{th} (\Gamma_{th} \cdot \mathbf{n})) \right), \quad (12)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_i|_{x=0,L} = (\nu_{th,i} n_e / 4) + \alpha \mu_i n_i \mathbf{E} \cdot \mathbf{n}, \quad (13)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_n|_{x=0,L} = (\nu_{th,n} n_n / 4), \quad (14)$$

где γ – коэффициент вторичной электронной эмиссии от k -го сорта частиц с поверхности катода, $\mathbf{\Gamma}_k$ – поток k -го сорта частиц на электрод, $\bar{\varepsilon}_k = q_e(\varepsilon_{ion,k} - 2W)$ – средняя энергия эмитированного электрона в результате удара k -го сорта частиц, $\varepsilon_{ion,k}$ – энергия ионизации частицы газа, соответствующая k -иону, $\bar{\varepsilon}_{th} = 2k_B T_c$ – средняя энергия эмитированного электрона в результате термоэмиссии, $\nu_{th,e}$, $\nu_{th,i}$, $\nu_{th,n}$ – средние тепловые скорости электронов, ионов возбужденных и нейтральных частиц плазмы газа, соответственно; $\alpha = 1$ на аноде и 0 на катоде.

Для уравнения Пуассона в качестве граничного условия на катоде предполагалось, что он заземлен, т.е. $\varphi = 0$, а на аноде $\varphi = U_0$, где U_0 определялось из уравнения

$$U_0 = U_{source} - IR_{bal}. \quad (15)$$

Здесь $I = \int_S \mathbf{j} \cdot \mathbf{n} dS$ – ток в цепи, $\mathbf{j} = q_e(\mathbf{\Gamma}_e - \sum_i \mathbf{\Gamma}_i)$ – плотность разрядного тока, U_{source} – напряжение на источнике, R_{bal} – балластное сопротивление.

Граничные условия на температуру тяжелых частиц плазмы на катоде и аноде определялись из решения уравнения теплового баланса электродов

$$\rho_{c,a} c_{p,c,a} \frac{\partial T_{c,a}}{\partial t} - \nabla(\lambda_{c,a}(T_{c,a}) \nabla T_{c,a}) = 0, \quad (16)$$

где $\rho_{c,a}$ – плотность материала катода и анода, соответственно; $c_{p,c,a}$ – удельная теплоемкость материала катода и анода, соответственно; $\lambda_{c,a}$ – коэффициент теплопроводности катода и анода, соответственно.

Граничное условие для уравнения (16) на поверхности катода со стороны плазменной области ($x = 0$) записывалось следующим образом

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_c = \mathbf{n} \cdot (\mathbf{Q}_i + \mathbf{Q}_g + \mathbf{Q}_{em} + \mathbf{Q}_e + \mathbf{Q}_{rad}). \quad (17)$$

Здесь первый член справа описывает плотность потока энергии ионов Q_i на катод и включает в себя: 1) плотность кинетической энергии ионов, главным образом, набранной в катодном слое, 2) и плотность потенциальной энергии, при передаче которой катод ион нейтрализуется:

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_i &= q_e \sum_i (\mathbf{\Gamma}_i \cdot \mathbf{n}) (3k_B T_i / 2) + \\ &+ q_e \sum_i (\mathbf{\Gamma}_i \cdot \mathbf{n}) (\varepsilon_{ion,i} - W). \end{aligned} \quad (18)$$

Второе слагаемое в правой части (17) описывает плотность теплового потока со стороны нагретого газа (плазмы) из прикатодной области

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_g = \mathbf{n} \cdot \mathbf{q}. \quad (19)$$

Третье слагаемое справа в (17) описывает охлаждение поверхности катода за счет плотности энергии электронов, вышедших из катода в результате вторичной электронной эмиссии и термоэлектронной эмиссии

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_{em} &= -q_e (\mathbf{\Gamma}_{th} \cdot \mathbf{n}) (W + 2k_B T_c / q_e) - \\ &- q_e \sum_i \gamma_i (\mathbf{\Gamma}_i \cdot \mathbf{n}) (\varepsilon_{ion,i} - W), \end{aligned} \quad (20)$$

где $\mathbf{\Gamma}_{TF}$ – поток электронов, рожденных в результате термоэлектронной эмиссии $q_e \mathbf{\Gamma}_{TF} = \mathbf{\Gamma}_c$.

Плотность потока энергии обратных электронов, которые в результате упругих соударений меняют направление движения в сторону катода, задается формулой:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_e = (\nu_{th,e} n_e / 4) \cdot (2k_B T_e + eW). \quad (21)$$

Граничное условие для уравнения (11) на поверхности анода со стороны плазменной области ($x = L$) записывалось аналогично (20), при этом учитывались потоки тепла за счет теплопроводности, ухода электронов на анод, а также ухода ионов на анод в случае отрицательного анодного падения потенциала:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_a = \mathbf{n} \cdot (\mathbf{Q}_g + \mathbf{Q}_e + \mathbf{Q}_i). \quad (22)$$

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 [8]. Предполагалось, что поперечные размеры электродов много больше межэлектродного промежутка, который полагался равным 0.4 мм, поэтому была рассмотрена 1D геометрия. Длина вольфрамовых катода и анода полагалась одинаковой и равной 10 мм. Давление газа составляло 760 Торр. Напряжение на источнике задавалось равным 5 кВ. Варьированием балластного сопротивления R_{bal} от 300 Ом до 500 кОм были получены зависимости падения напряжения разряда $U(j)$ (“ВАХ”), а также зависимости температуры поверхности катода $T_c(j)$ и анода $T_a(j)$ от плотности разрядного тока j (рис. 1а). На рисунке 1б приведены зависимости компонент плотности электронного тока на катоде: под действием термоэмиссии j_{th} и вторичной электронной эмиссии j_γ , а также плотности тока обратных электронов $j_e = \nu_{th,e} n_e / 4$ от плотности разрядного тока. Вклады различных механизмов в нагрев поверхности катода и анода представлены на рис. 1с и d, соответственно.

Распределения на рис. 1 в совокупности позволяют описать динамику перехода от тлеющего разряда

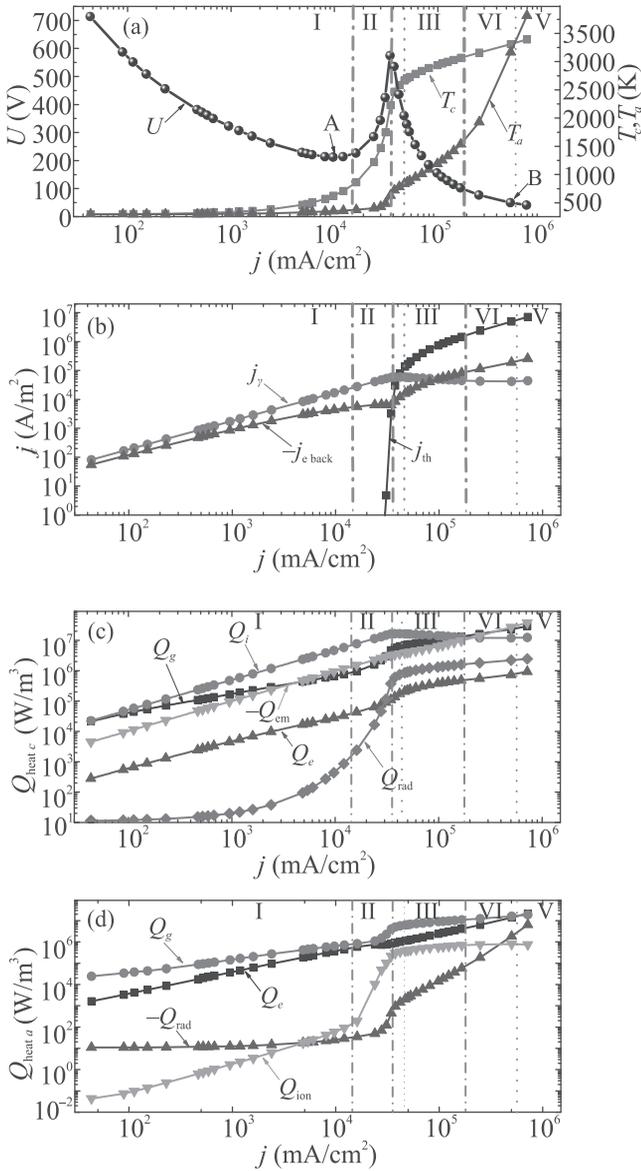


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимости (а) – напряжения и температуры поверхностей катода и анода и (б) – компонент плотности электронного тока на катоде (под действием термоэмиссии и вторичной электронной эмиссии, а также плотности тока обратных электронов) от плотности разрядного тока. Зависимости различных механизмов нагрева поверхности катода (с) и анода (д) от плотности разрядного тока

к дуге. Рассмотрим характер “ВАХ”, представленный на рис. 1а. Видно, что она имеет классический вид [1]. Наблюдаются области, соответствующие: I) поднормальному тлеющему разряду – падающий участок и нормальному тлеющему разряду – минимум на “ВАХ” [1]; II) аномальному тлеющему разряду – растущий участок с максимумом; III) переходная об-

ласть от тлеющего разряда к дуге – падающий участок; IV) и V) неравновесный дуговой разряд.

Из рисунку 1с видно, что резкий нагрев поверхности катода начинается для значений плотности разрядного тока, принадлежащих правой границе области I, соответствующей тлеющему разряду и во всей области II (экспоненциальный рост), соответствующей аномальному тлеющему разряду.

При плотности тока $3.7 \cdot 10^4$ mA/cm² температура поверхности катода достигает 2400 К, при этом характер “ВАХ” меняется: из растущей она становится падающей, т.е. начинается переход от тлеющего разряда к дуге. Плотность тока термоэлектронов достигает значения $2.9 \cdot 10^4$ mA/cm², что меньше плотности тока электронов, под действием вторичной электронной эмиссии $6 \cdot 10^4$ mA/cm² более чем в два раза, однако ее влияние оказалось уже значительным, чтобы сменить режим разряда.

На правой границе аномального режима наблюдается резкий рост температуры поверхности анода и достигает значения 735 К при плотности разрядного тока $3.7 \cdot 10^4$ mA/cm². Область III можно разбить на две подобласти, разделенные пунктирной линией, проходящей через точку, в которой выравниваются плотность тока термоэмиссии и плотность тока от вторичной электронной эмиссии. В первой (левой) подобласти, соответственно, j_{th} еще меньше, чем j_γ . На второй (правой) подобласти плотность тока термоэмиссии уже превосходит плотность тока от вторичной электронной эмиссии.

При плотности разрядного тока $1.68 \cdot 10^4$ mA/cm² (что соответствует правой границе области III) плотность тока от термоэмиссии более чем в 30 раз превышает плотность тока от вторичной электронной эмиссии.

Отметим, также, что плотность тока от вторичной электронной эмиссии в данной области имеет слабо падающий характер (ее значение уменьшается в полтора раза). В правой подобласти области III наблюдается практически линейно возрастающая зависимость нагрева поверхности катода с увеличением плотности разрядного тока, и на границе между областями III и IV температура достигает значения 3050 К. Здесь же наблюдается интенсивный нагрев поверхности анода – ее температура достигает значения 1530 К.

В области IV j_{th} превышает j_γ уже на два порядка, а падение потенциала на разрядном промежутке составляет менее 100 В. Эти факты свидетельствуют о том, что разряд перешел в дуговой режим. Здесь наблюдается интенсивный рост температуры поверхности анода. На границе между IV и V об-

ластью при плотности тока $5.5 \cdot 10^5$ мА/см², температуры поверхности катода и анода выравниваются $T_c = T_a = 3330$ К, а в области V температура поверхности анода превышает температуру поверхности катода, причем значение первой достигает и превышает температуру плавления вольфрама. Этот режим на практике соответствует сварочной дуге.

Основным механизмом нагрева поверхности анода является плотность теплового потока из разрядной зоны, а также перенос энергии за счет бомбардировки электронами.

Причем в дуговом режиме вклад обоих механизмов является одинаковым. Стоит отметить, что в режиме тлеющего разряда вклад в нагрев поверхности анода ионами мал, однако он резко увеличивается в режиме аномального тлеющего разряда и в переходном режиме от тлеющего разряда к дуге уже оказывает значительное влияние. Это объясняется тем, что в пределах анодной области происходит переход от условий в положительном столбе, в котором положительные ионы движутся к катоду к условиям около анода. Вблизи последнего в режиме тлеющего и аномального тлеющего разряда анодное падение потенциала положительно (более подробно см. рис. 2b), при этом ток к аноду переносится электронами. В переходном режиме от тлеющего разряда к дуге, а также в дуговом режиме анодное падение становится отрицательным (более подробно см. рис. 3b), а, следовательно, к аноду движутся как электроны, так и ионы. Другими словами, ионный поток имеет направление, противоположное к направлению ионов в положительном столбе, и тем самым дает вклад в нагрев поверхности анода.

На рисунке 2 представлены распределения основных параметров плазмы, соответствующих нормальному тлеющему разряду (точка А на рис. 1а), а на рис. 3 – микродуговому разряду (точка В на рис. 1а). Так для нормального тлеющего разряда характерен катодный слой с положительным объемным зарядом и резким градиентом напряженности электрического поля. Далее наблюдается максимум заряженных частиц при минимуме напряженности электрического поля – эта область интерпретируется как область отрицательного свечения и фарадеево темное пространство. Затем следует положительный столб с однородным распределением параметров плазмы. Вблизи анода расположен анодный слой.

В дуговом режиме (точка В на рис. 1а) наблюдается узкий катодный слой, в котором также преобладает объемный положительный заряд. При этом падение напряжения в катодном слое составляет ~ 50 В. Реализуется микродуга с несвободным режи-

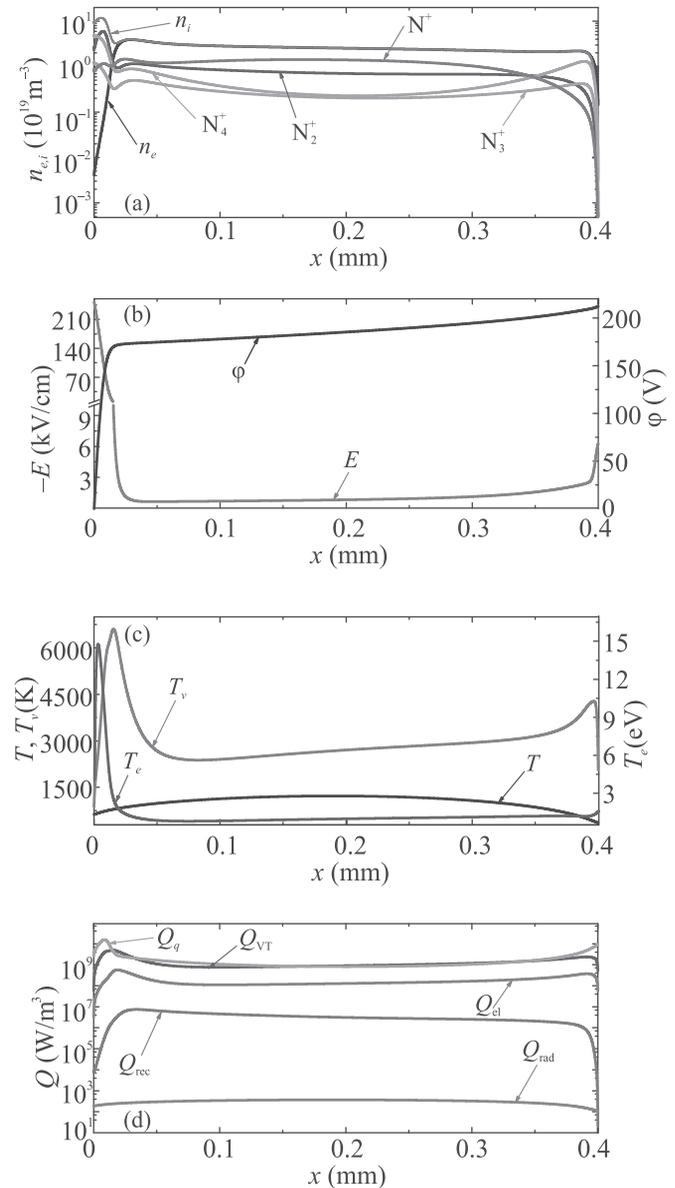


Рис. 2. (Цветной онлайн) Распределение (а) – концентрации электронов; суммы всех типов ионов, различных сортов ионов, (б) – напряженности и потенциала электрического поля; (с) – поступательной и колебательной температуры и температуры электронов, а также (д) – различных механизмов нагрева газа для точки А на рис. 1а

мом катода, при котором разрядный ток превышает эмиссионный. Далее следует практически однородный столб квазинейтральной плазмы, а вблизи анода – анодный слой.

Представляет интерес проведение исследований параметров разрядов, в случае, когда отсутствует принудительное охлаждение электродов (наиболее часто встречающееся условие для микрокразрядов

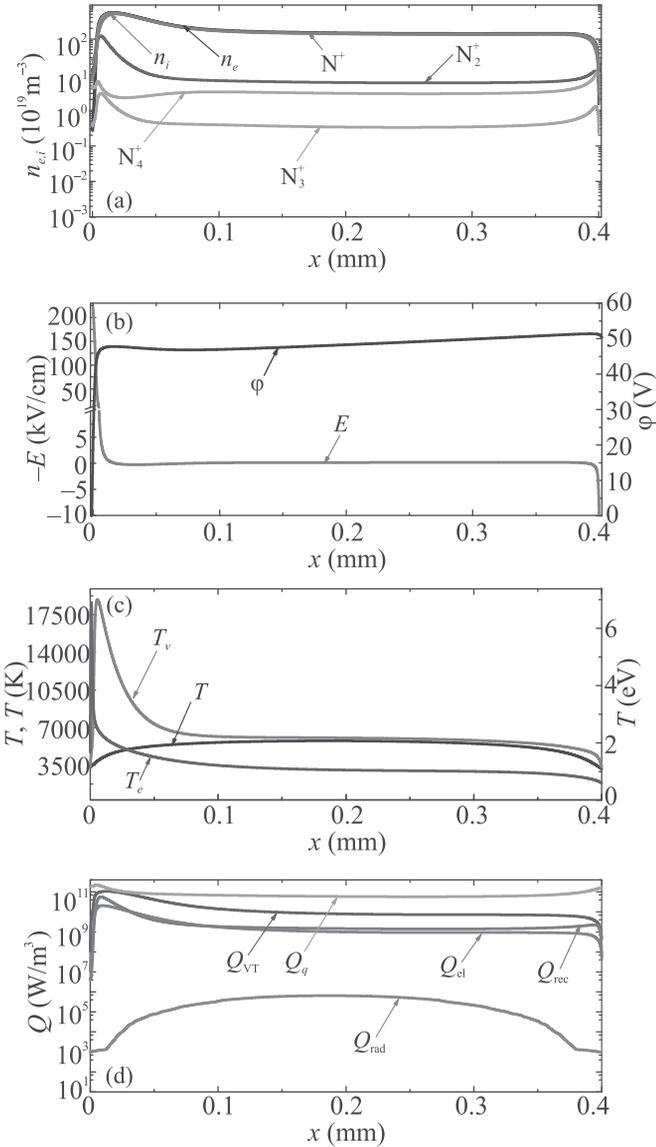


Рис. 3. (Цветной онлайн) То же что и рис. 2, только для точки В на рис. 1а

атмосферного давления). В этом случае при расчетах на внешние границы электродов необходимо накладывать граничные условия третьего рода:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{q}_{c,a}|_{\text{ex}} = h(T_{c,a} - T_0), \quad (21)$$

Остановимся лишь на наиболее значимых результатах. Так, на рис. 4 представлены распределения основных параметров плазмы свободной микродуги при тех же условиях, что и на рис. 3, полученных с использованием граничного условия (21) на внешних границах электродов.

Наблюдается катодный слой, в котором преобладает отрицательный объемный заряд. При этом в распределении потенциала электрического поля на-

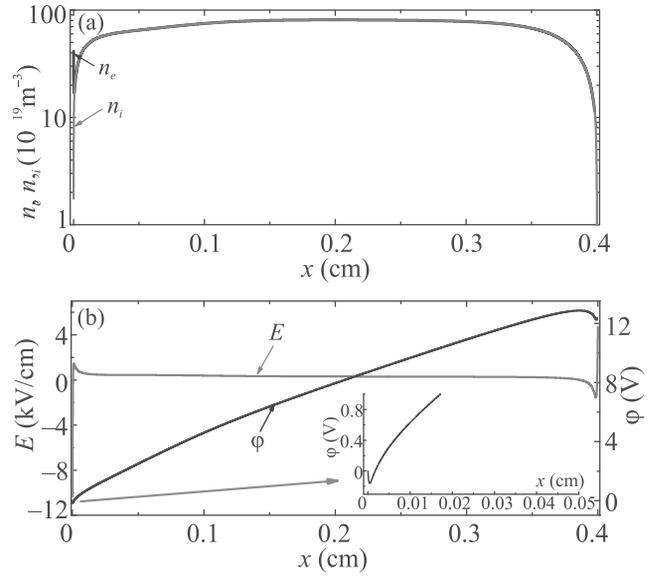


Рис. 4. (Цветной онлайн) Распределение: (а) – концентрации электронов и суммы всех типов ионов; (б) – напряженности и потенциала электрического в микродуге со свободным режимом катода. Во вставке в увеличенном масштабе приведено распределение потенциала в катодном слое

блюдается минимум. Тем самым реализуется микродуга со свободным режимом катода, при котором эмиссионный ток превышает разрядный.

На рисунке 5 представлен сравнительный анализ динамики формирования падения потенциала и нагрева поверхности электродов для двух случаев граничных условий на внешних стенках электродов: постоянства температуры, условия (21).

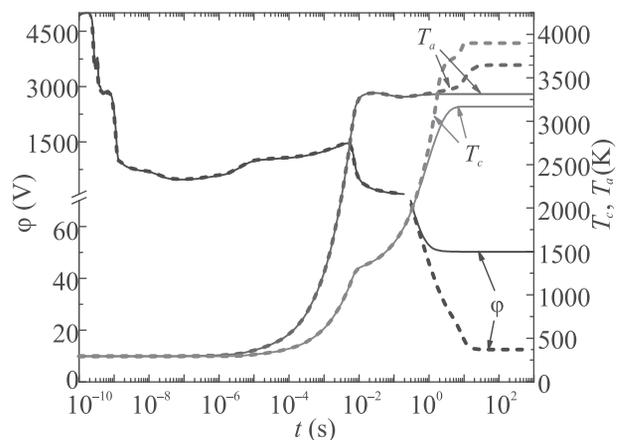


Рис. 5. (Цветной онлайн) Динамика формирования падения потенциала и нагрева поверхности электродов для двух случаев граничных условий на внешних стенках электродов: постоянства температуры (слюшные линии), условия (21) (штриховые линии)

Видно, что для обоих случаев постановки граничных условий на внешних границах электродов в достаточно большом диапазоне времен наблюдается количественное совпадение представленных характеристик разряда. Пробой газа происходит в течение нескольких наносекунд, а до 10^{-7} с наблюдается слабо меняющееся падение потенциала.

Далее наблюдается увеличение падения потенциала и температур поверхностей электродов. Происходит изменение структуры разряда: в результате нагрева газа, происходит изменение приэлектродных областей, разряд переходит в аномальный режим, в результате которого продолжается нагрев поверхностей электродов и в промежутке от $5 \cdot 10^{-2}$ до нескольких единиц или десятков секунд происходит срыв в режим микродуги с несвободным (сплошная линия) или свободным (штриховая линия) режимом катода, соответственно.

Заключение. Таким образом, в работе описаны особенности перехода от тлеющего микроарзряда в микродугу в молекулярном азоте. Впервые представлены численные результаты, демонстрирующие формирование микродуги со свободным (эмиссионный ток превышает разрядный и наблюдается катодный слой с отрицательным объемным зарядом) и несвободным (разрядный ток превышает эмиссионный и в катодном слое преобладает положительный объемный заряд) режимом катода в зависимости от постановки граничных условий на внешних границах электродов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 19-31-90101 и частичной поддержке гранта президента МК-272.2019.1.

1. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Интеллект, М. (2009).
2. L. Lin and Q. Wang, *Plasma Chemistry and Plasma Processing* **35**, 925 (2015).
3. C. Yuan, A. A. Kudryavtsev, A. I. Saifutdinov, S. S. Sysoev, M. S. Stefanova, P. M. Pramatarov, and Z. Zhou, *Phys. of Plasmas* **25**, 104501 (2018).
4. S. Jhavar, N. K. Jain, and C. P. Paul, *Journal of Materials Processing Technology* **214**(5), 1102 (2014).
5. V. I. Arkhipenko, A. A. Kirillov, Y. A. Safronau, and L. V. Simonchik, *Eur. Phys. J. D* **60**, 455 (2010).
6. Yu. Akishev, V. Karalnik, I. Kochetov, A. Napartovich, and N. Trushkin, *Plasma Sources Sci. Technol.* **23**, 054013 (2014).
7. A. A. Kudryavtsev, A. I. Saifutdinov, M. S. Stefanova, P. M. Pramatarov, and S. S. Sysoev, *Phys. Plasmas* **24**, 054507 (2017).
8. A. I. Saifutdinov, I. I. Fairushin, and N. F. Kashapov, *JETP Lett.* **104**, 180 (2016).
9. S. I. Eliseev, A. A. Kudryavtsev, H. Liu, Z. Ning, D. Yu, and A. S. Chirtsov, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **44**, 2536 (2016).
10. M. Baeva, D. Loffhagen, and D. Uhrlandt, *Plasma Chemistry and Plasma Processing* **39**, 1359 (2019).
11. M. Baeva, D. Loffhagen, M. M. Becker, and D. Uhrlandt, *Plasma Chemistry and Plasma Processing* **39**, 949 (2019).
12. M. S. Benilov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53**(1), 013002 (2020).
13. Е. А. Нагнибеда, Е. В. Кустова, *Кинетическая теория процессов переноса и релаксации в потоках неравновесных реагирующих газов*, Издательство Санкт-Петербургского университета, СПб. (2003).
14. L. Prevosto, H. Kelly, and B. Mancinelli, *Plasma Chemistry and Plasma Processing* **36**, 973 (2016).
15. N. A. Popov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**(28), 285201 (2011).
16. Y. Akishev, M. Grushin, V. Karalnik, A. Petryakov, and N. Trushkin, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**(21), 215202 (2010).
17. Yu. A. Lebedev, A. V. Tatarinov, and I. L. Epstein, *Plasma Sources Sci. Technol.* **16**, 726 (2007).
18. Phelps database, private communication, www.lxcat.net, retrieved on October 15, 2017.