

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЯМИ

УДК 537.5

### ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИСПАРЕНИЯ МАТЕРИАЛА ТУГОПЛАВКОГО И НЕТУГОПЛАВКОГО АНОДА НА ПАРАМЕТРЫ МИКРОДУГОВОГО РАЗРЯДА

© 2023 г. А. И. Сайфутдинов<sup>а,\*</sup>, Н. П. Германов<sup>а</sup>, А. Р. Сорокина<sup>а</sup>, А. А. Сайфутдинова<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, Казань, Россия

\*e-mail: as.uav@bk.ru

Поступила в редакцию 19.05.2023 г.

После доработки 10.07.2023 г.

Принята к публикации 20.07.2023 г.

Представлены результаты численных исследований по влиянию испарения материала анода на основные характеристики дугового разряда. Расчеты проведены для дуги в буферном инертном газе – гелии с тугоплавким (на примере графита) и нетугоплавким (на примере меди) анодом. Представлены зависимости основных параметров дугового разряда от плотности тока. Показано, что при достижении температуры плавления поверхности анода наблюдается интенсивное испарение частиц анода в разрядный промежуток. Происходит смена плазмообразующего иона, т.е. доминирующим сортом ионов становится ион углерода в случае графитового анода, или ион меди – в случае медного. При этом на зависимости напряжения от плотности тока (ВАХ) разряда наблюдается скачок потенциала. Для различных значений точек на ВАХ представлены распределения основных параметров плазмы вдоль разрядного промежутка.

*Ключевые слова:* микродуговой разряд в гелии, численные расчеты, параметры плазмы, графитовый или медный электроды, плавления и испарение анода, скачок потенциала

**DOI:** 10.31857/S0367292123600589, **EDN:** EQFVDB

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Электрические дуги генерируются в газах и парах при низком и высоком (в том числе атмосферном) давлении [1]. Они характеризуются низким напряжением, излучением света высокой интенсивности и значительным выделением энергии. В настоящее время, благодаря разработке новых источников питания постоянного тока, короткие дуги и микродуги приобретают интерес в фундаментальных и прикладных исследованиях. Микродуги имеют размер между электродами порядка 1 мм и менее по крайней мере в одном направлении. Такие разряды нашли широкое применение в качестве различных источников излучения [2], являются альтернативой электронным и лазерным пучкам [3], используются в плазменном синтезе наноструктур [4–8], в миниатюрных ионизационных детекторах для анализа состава вещества [9], в аддитивном производстве, микросварке [10] и ремонте поврежденных поверхностей дорогостоящих компонентов [11].

Несмотря на столь широкое применение микродуговых разрядов при атмосферном давлении, стоит отметить, что в виду малых размеров, их экспериментальная диагностика является сложной задачей. При этом как с практической точки

зрения, так и с точки зрения фундаментальных исследований полезно знать как интегральные, так и пространственные распределения основных параметров плазмы разряда.

Недостающие экспериментальные данные могут быть восполнены путем применения методов численного моделирования разрядных процессов. На сегодняшний день существуют различные подходы в моделировании дуговых разрядов в 0D-, 1D- и 2D-постановках в приближении локально-термодинамического равновесия (ЛТР) и с учетом отклонения от ЛТР – неравновесные модели. Достаточно долгое время при моделировании дуговых разрядов применялось именно ЛТР-приближение, которое используется и до сих пор в научных исследованиях [11–14]. С другой стороны, в серии экспериментальных и теоретических работ было показано отклонение от локально-термодинамического равновесия [15, 16] на периферии дугового разряда и в приэлектродных областях. В микродуговых разрядах также возможно отклонение от ЛТР по всей длине разрядного промежутка.

На сегодняшний день разрабатываются и развиваются модели дуговых разрядов высокого давления в рамках полностью неравновесного под-

хода [17–28] в одномерной и двумерной с цилиндрической симметрией геометрии. При этом в работах [19–21, 24–28] рассматривались процессы, протекающие не только в разрядном промежутке, но и в электродах. В недавней работе [29] был проведен всесторонний анализ этих моделей. В работах [30, 31] получили дальнейшее развитие модели, описывающие единым образом разрядный промежуток и процессы на электродах. В частности, были представлены особенности перехода из тлеющего в дуговой разряд в молекулярных газах. В работе [20, 32] представлены результаты численных исследований, демонстрирующие различные сценарии перехода из тлеющего в дуговой разряд, а также в зависимости от условий охлаждения электродов дуговые разряды с диффузным и контрагированным токовым пятном. В работе [33] представлены результаты исследований дуговых разрядов в режиме пассивного и активного катодов. Показано, что во втором случае, когда температура анода превышает 3000 К и анодное падение потенциала оказывается положительным, определенную роль на характеристики разряда оказывает термоэлектронная эмиссия с поверхности анода. Кроме того, авторами было продемонстрировано, что активный режим анода реализуется за счет развития тепловой неустойчивости, аналогичной вызывающей появление пятен на термоэмиссионных катодах. На возникновение активного режима сильно влияют такой параметр как условие охлаждения электрода. В работе [34] были проведены численные исследования эрозии катода в сильноточных плазматронах постоянного тока в рамках ЛТР приближения, а в работе [35] было проведено моделирование испарения медного анода на характеристики короткодугового разряда в аргоне.

Однако, несмотря на широкий фронт исследований в этом направлении остались неисследованными вопросы, связанные с влиянием испарения материала тугоплавкого и нетугоплавкого анода на параметры дуги в широком диапазоне плотностей тока. Эта задача является актуальной не только с фундаментальной, но и прикладной точек зрения, поскольку ее решение позволит получать надежные данные и контролировать параметры плазмы при синтезе различных наноструктур.

В представленной работе численно исследовано влияние испарения материала тугоплавких (на примере графита) и нетугоплавких (на примере меди) электродов на параметры микродугового разряда в гелии при атмосферном давлении.

## 2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Для определения распределений пространственных характеристик разряда постоянного тока была сформулирована единая с точки зрения

описания разрядного промежутка и электродов самосогласованная модель, основанная на расширенном гидродинамическом описании плазмы [31, 32]. Она включает  $k$  уравнений баланса концентраций для всех сортов рассматриваемых частиц (нейтральных, возбужденных частиц, электронов и ионов)  $n_k$ , в том числе испаренных с поверхности электродов, уравнение баланса плотности энергии электронов  $n_e$ , уравнение Пуассона для электрического потенциала  $\phi$ . Для описания нагрева газа, формулируются два уравнения баланса энергии тяжелых частиц плазмы — для гелия и для частиц испаренного газа (углерода или меди). Кроме того, модель включает уравнения теплопроводности для катода и анода. Таким образом, система уравнений принимает следующий вид:

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

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{Q}_e = -e\mathbf{E} \cdot \Gamma_e - Q_{el,e-He} - Q_{el,e-vap} - Q_{in}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \sum_{k \neq e, vap} n_k C_{vk} T \right) + \nabla \cdot \mathbf{q} = \sum_{k \neq e, vap} e z_k \Gamma_k \cdot \mathbf{E} + Q_{el,e-He} - Q_{el,He-vap}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \sum_{k \neq e, He} n_k C_{vk} T_{vap} \right) + \nabla \cdot \mathbf{q}_{vap} = \sum_{k \neq e, He} e z_k \Gamma_k \cdot \mathbf{E} + Q_{el,e-vap} + Q_{el,He-vap} + Q_{chem} + Q_{rec}, \quad (4)$$

$$\Delta \phi = -\frac{e}{\epsilon_0} \left( \sum_{k=1}^N z_k n_k - n_e \right), \quad \mathbf{E} = -\nabla \phi, \quad (5)$$

$$\rho_{c,a} c_{p,c,a} \frac{\partial T_{c,a}}{\partial t} - \nabla \cdot (\Lambda_{c,a} \nabla T_{c,a}) = Q_{c,a}. \quad (6)$$

Здесь правая часть уравнения (1) 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  $k_j$  следующим образом  $S_k = \sum_{k=1}^{N_r} (a_{kj}^R - a_{kj}^L) k_j \prod_{k=1}^{N_s} n_k^{v_{kj}^L}$ , где суммирование проводится по всем реакциям  $j$ , протекающим в разряде, а произведение — по всем сортам частиц, участвующим в реакции;  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля,  $e$  — заряд электрона и  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $z_k$  — безразмерное зарядовое число частицы сорта  $k$ . Плотность энергии электронов определяется как  $n_e = n_e \bar{\epsilon}$ , где  $n_e$  — концентрация электронов,  $\bar{\epsilon}$  — средняя энергия всего ансамбля электронов. Под температурой электронов  $T_e = 2/3 \bar{\epsilon}$  понимается величина равная  $2/3$  средней энергии всего ан-

самбля  $\bar{\epsilon}$ .  $C_{v,k}$  – теплоемкость частиц сорта  $k$  при постоянном объеме. Потоки концентраций заряженных, возбужденных и нейтральных частиц  $\Gamma_k$  в уравнении (1), где  $k = e, i, n$ , а также поток плотности энергии электронов  $\mathbf{Q}_e$  в уравнении (2), соответственно, записаны в диффузионно-дрейфовом приближении

$$\Gamma_k = -D_k \nabla n_k + z_k \mu_k \mathbf{E}_s n_k, \quad (7)$$

$$\Gamma_n = -D_n \nabla n_n, \quad (8)$$

$$\mathbf{Q}_e = -D_e \nabla n_e - \mu_e \mathbf{E} n_e, \quad (9)$$

где  $D_e, D_i$  – коэффициенты диффузии электронов и ионов,  $D_n$  – коэффициенты диффузии возбужденных и нейтральных частиц плазмы,  $\mu_e, \mu_i$  – подвижности заряженных частиц в электрическом поле,  $\mu_e$  – “энергетическая” подвижность,  $D_e$  – коэффициент энергетической диффузии электронов.

Первые слагаемые в правой части в уравнении (2)  $-e\Gamma_e \cdot \mathbf{E}$  и в уравнении (4)  $\sum_{k \neq e} e z_k \Gamma_k \cdot \mathbf{E}$  описывают Джоулев нагрев электронов и тяжелой компоненты (ионным током) в электрическом поле. Вторые слагаемые в правой части (2) и (4)  $Q_{el}$  описывают энергообмен при упругих соударениях электронов с нейтральными частицами газа. Третье слагаемое в правой части (2) описывает изменение плотности энергии электронов вследствие неупругих столкновений электронов и тяжелых частиц плазмы и определяется следующим образом  $Q_{in} = \sum_j \Delta \epsilon_j R_j$ , где  $\Delta \epsilon_j$  – доля энергии, теряемая (или приобретаемая, если  $\Delta \epsilon_j < 0$ ) электроном в реакции  $j$ , а  $R_j$  – 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. Слагаемое в (4)  $Q_{rec} = \sum_r \epsilon_r R_r$  представляет собой источник энергии, обусловленный реакциями рекомбинации со скоростью  $R_r$  и энергией  $\epsilon_r$ , величина которого зависит от сорта ионов, а  $Q_{rad}$  – энергия излучения газоразрядной плазмы.

Потоки, входящие в уравнения баланса энергий для тяжелых частиц плазмы (3) и (4), записывались в следующем виде

$$\mathbf{q} = - \sum_{k \neq e, \text{vap}} \Lambda_k \nabla T + \sum_{k \neq e, \text{vap}} C_{pk} T \Gamma_k, \quad (10)$$

$$\mathbf{q}_{\text{vap}} = -\Lambda_{\text{vap}} \nabla T_{\text{vap}} + \sum_{k \neq e, \text{He}} C_{pk} T_{\text{vap}} \Gamma_k. \quad (11)$$

Здесь  $\Lambda$  и  $\Lambda_{\text{vap}}$  – теплопроводности буферного газа и газа частиц испаренного материала (углерода или меди). Значения последних определялись как функции температуры на основе данных из [36,

37]. Вторые слагаемые в правых частях в уравнениях (10) и (11) соответствуют потокам энтальпии, обусловленным диффузией молекул.  $C_{pk}$  и  $C_{vk}$  – теплоемкости буферного инертного газа гелия и газа испаренных частиц при постоянном давлении и постоянном объеме соответственно.

Слагаемые в (2), (3) и (4)  $Q_{el,e-\text{He}}, Q_{el,e-\text{vap}}$  описывают энергообмен между электронами и нейтральными частицами – атомами гелия и частицами испаренного с поверхности анода газа. Слагаемое в (3) и (4)  $Q_{el,\text{He}-\text{vap}}$  описывает энергообмен между частицами буферного газа – гелия и частицами испаренного материала (углерода или меди), полученным в рамках модели твердых сфер.

Для углеродных частиц, испаренных с графитовых электродов, дополнительно учитывались слагаемые  $Q_{chem}$  и  $Q_{rec}$ . Слагаемое  $Q_{chem}$  в (4) описывает энергию, потерянную или полученную углеродным газом в результате экзотермических и эндотермических химических реакций, а  $Q_{rec}$  относится к энергии, полученной в результате реакций диссоциативной рекомбинации.

В уравнении (6) слагаемое в правой части  $Q_{c,a}$  есть источник нагрева электродов, обусловленный резистивными потерями, которые вычисляются из уравнения неразрывности для плотности тока:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0, \quad (12)$$

где  $\mathbf{J} = \sigma_{c,a} \mathbf{E}_{c,a}$  – плотность тока,  $\sigma_{c,a}$  – проводимость металлического электрода. Электрическое поле выражается через потенциал электрического поля в электроде  $\mathbf{E}_{c,a} = -\nabla \phi_{c,a}$ . Таким образом,  $Q_{c,a} = \mathbf{J}_{c,a} \cdot \mathbf{E}_{c,a}$ .

В численных расчетах рассматривалась одномерная расчетная область, аналогично рассмотренной нами в предыдущей работе [31]. Граничные условия для уравнений (1)–(6) записывались аналогично [31]. Однако при достижении поверхности электрода температуры плавления начинается фазовый переход – плавление материала электрода, нагрев расплавленной части электрода, а также процесс испарения материала электродов в газоразрядный промежуток. В связи с этим необходим учет дополнительных факторов. Так, для уравнения (6) на поверхности катода со стороны плазменной области ( $x = 0$ ) граничное условие записывалось следующим образом:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_c = \mathbf{n} \cdot \left( \sum_i \mathbf{Q}_i + \mathbf{Q}_{\text{evp}} + \mathbf{Q}_{\text{dep}} \right). \quad (13)$$

Здесь первый член в правой части подробно описан в [31, 32]. Он включает в себя плотность потока энергии, переносимой ионами на катод, плотность теплового потока переносимой нагретым

газом (плазмой) из прикатодной области за счет теплопроводности, плотность потока тепла, уносимого с поверхности катода потоком электронов, вышедших из катода в результате вторичной электронной эмиссии и термоэлектронной эмиссии, а также плотность потока энергии, переносимой электронами, упруго отраженными от атомов обратно на катод. Второе слагаемое справа учитывает плотность потока энергии, уносимой за счет испарения атомов и молекул с поверхности катода

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_{evp} = -L \sum \Gamma_i m_i, \quad (14)$$

где  $\Gamma_i$  – поток атомов и молекул углерода,  $L$  – теплота парообразования графита. Третье слагаемое в (10) учитывает плотность потока энергии на катод за счет осаждения частиц углерода на поверхность катода из разрядной зоны

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_{dep} = L \sum \Phi_i m_i, \quad (15)$$

где  $\Phi_i$  – поток атомов и молекул углерода из плазмы на поверхность электрода.

Граничное условие для уравнения (6) на поверхности анода со стороны плазменной области ( $x = L$ ) записывалось аналогично (13)

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_a = \mathbf{n} \cdot \left( \sum_i \mathbf{Q}_i + \mathbf{Q}_{evp} \right). \quad (16)$$

При этом в первом слагаемом в правой части (16) учитывались потоки энергии на анод за счет теплопроводности, за счет переноса энергии электронами на анод, а также переноса энергии ионами на анод в случае отрицательного анодного падения потенциала. Второе слагаемое в правой части (16) записывается аналогично (14).

Для уравнения неразрывности (1), записанного для испаренных частиц с поверхности электродов (для атомарных и молекулярных частиц углерода), граничное условие на поток должно учитывать испарение материала. Предполагалось, что вблизи поверхности электрода существует слой Кнудсена с давлением паров  $p_{sat,c}$ . Массоперенос материала электрода из твердой фазы в газообразную описывался с помощью уравнения Герца–Кнудсена–Ленгмюра [38]

$$\Gamma_{vap} = \sum_{i=1}^3 (p_{sat,vap_i}(T) - p_{vap_i}) \sqrt{\frac{M_{vap_i}}{2\pi k_B T}}, \quad (17)$$

где  $p_{vap_i} = n_{vap_i} k T$  – парциальные давления атомарного и молекулярных (димеров и тримеров) частиц углерода в плазме дуги для графитовых электродов или атомов меди для дуги с медным анодом;  $M_i$  – масса атома, и молекул углерода или меди, индекс  $i$  пробегает от 1 до 3 для графитовых электродов и равняется 1 для медных электродов. Давление паров атомарных и молекуляр-

ных частиц углерода или меди у поверхности электрода, определялось из соотношений следующего вида

$$\log_{10}(G p_{sat,i}) = -\frac{A_i}{T_a} + B_i, \quad (18)$$

где  $T_a$  – температура материала анода. Коэффициенты  $A_1 = 37277.3$ ,  $B_1 = 8.143$ ,  $A_2 = 42332.6$ ,  $B_2 = 9.693$ ,  $A_3 = 40296.0$ ,  $B_3 = 9.811$ ,  $G = 1$  для углерода брались из работы [39], а для меди  $A_1 = 17656$ ,  $B_1 = 13.39$ ,  $G = T^{1.27}/133.3$  из [40].

Как показывают эксперименты и предварительные численные расчеты, в дуговом режиме интенсивный нагрев наблюдается на поверхности анода. Именно анод в дуговом режиме разряда испытывает фазовый переход, наблюдается его эрозия и сокращение продольных размеров за счет испарения с поверхности в газоразрядный промежуток [41]. Для учета фазового перехода был рассмотрен подход на основе метода эффективной теплоемкости или метода сквозного счета со сглаживанием коэффициента, который в зарубежной литературе получил название “Apparent Heat Capacity”. Согласно этому методу, вводится функция фазового перехода  $\alpha(T)$  для обеспечения плавного перехода между твердой и жидкой фазами в заданном интервале  $\Delta T$  вблизи температуры фазового перехода  $T_m$ . Теплоемкость двух фаз в этом интервале выражается как  $C_p = C_{p,s}(1 - \alpha) + C_{p,l} \alpha$ . Для твердой фазы предполагают  $\alpha = 0$ , а для жидкости  $\alpha = 1$ . Скрытая теплота плавления  $H_f$  включается как дополнительный член в  $C_p$ , т.е.

$$C_p = C_{p,s}(1 - \alpha) + C_{p,l} \alpha + H_f \frac{d\alpha}{dt}. \quad (19)$$

### 2.1. Элементарные процессы в плазме гелия, углерода и меди

Для описания элементарных процессов в разряде в гелии за основу были взяты работы 4-х коллективов исследователей – работы Донко З. с соавторами [42, 43], работа Богданова Е.А. с соавторами [44], посвященная различным вариантам гидродинамического моделирования микро-разрядов в гелии, работа научной группы Донелли В.М. (Donnelly V.M.) [45], а также работа Делочи Р. с соавторами [46]. Нами рассматривалось три сорта возбужденных атомов гелия: метастабильные триплетный и синглетные состояния, один эффективный возбужденный уровень (с главным квантовым числом  $n = 3$ ), два сорта положительных ионов (см. табл. 1) и один сорт возбужденного (метастабильного состояния) молекулярного гелия. Набор плазмохимических реакций представлен в табл. 2.

**Таблица 1.** Учитываемые состояния атома гелия в плазме при среднем давлении

№	Обозначение	Энергия (эВ)	Стат. вес	Компоненты эффективного уровня
1	He	0	1	$1^1S_0$
2	He(T)	19.8196	3	$2^3S_1$
3	He(S)	20.6157	1	$2^1S_0$
4	He*	23.02	36	$3^3S_0, 3^1S_1, 3^3P_2^0,$ $3^3P_1^0, 3^3P_0^0, 3^3D_3,$ $3^3D_2, 3^3D_1, 3^1D_2,$ $3^1P_1^0$
5	He <sup>+</sup>	24.5874	1	He <sup>+</sup>
6	He <sub>2</sub> <sup>+</sup>	22.24	1	He <sub>2</sub> <sup>+</sup>
7	He <sub>2</sub> <sup>*</sup>	17.97	3	He <sub>2</sub> <sup>*</sup>

Далее рассмотрим набор элементарных процессов с участием атомарных и молекулярных частиц углерода, поступающих в газоразрядный промежуток при испарении графитовых электродов. В табл. 3 показаны учитываемые состояния частиц углерода, взятые из модели [47, 48].

Видно, что, помимо атомарных C и молекулярных C<sub>2</sub> и C<sub>3</sub> частиц углерода и их ионов C<sup>+</sup>, C<sub>2</sub><sup>+</sup> и C<sub>3</sub><sup>+</sup> учитывались по одному возбужденному атомарному и молекулярному состоянию для каждого сорта частиц углерода. Полный набор плазмохимических реакций с участием атомарных и молекулярных частиц углерода [47, 48] представлен в табл. 4.

В случае дугового разряда с медным анодом, ожидается испарение атомов меди в разрядный промежуток. Поэтому помимо процессов с участием частиц буферного газа гелия, учитывались процессы с участием атомов меди, их возбужденных состояний и атомарного иона. Учитываемые состояния приведены в табл. 5, а элементарные процессы, учитываемые в модели в табл. 6. Набор элементарных процессов был взят из работ [49, 50].

Отметим, что все упругие и неупругие процессы с участием электронов брались из базы данных LXcat или, работ [42–50].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Система уравнений (1)–(9), с соответствующими граничными условиями решалась самосогласованно по методике, представленной в работе [31]. Предполагалось, что в радиальном на-

правлении разряд имеет однородную структуру, поэтому была рассмотрена 1D-геометрия. Длина катода и анода полагалась одинаковой и равной 20 мм, межэлектродное расстояние варьировалось от 0.4 до 5 мм. Давление буферного газа гелия составляло 760 Торр. Напряжение на источнике задавалось равным 2.5 кВ. В обоих случаях катод предполагался тугоплавким из графита, а анод в первом случае был тугоплавким – графитовым, а во втором нетугоплавким – медным. Варьированием балластного сопротивления  $R_{bal}$  от 10 Ом до 700 Ом 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. 1) для разряда с графитовыми и медными электродами в буферном инертном газе гелии.

В обоих случаях наблюдается падающая зависимость  $U(j)$ . При этом видно, что при плотности тока  $2.5 \times 10^6$  А/м<sup>2</sup> в разряде с графитовым анодом и при плотности тока  $2.0 \times 10^6$  А/м<sup>2</sup> в разряде с медным анодом наблюдается небольшой скачок в падении потенциала на разрядном промежутке, равный ~6 В и ~8 В соответственно.

Вертикальные штриховые линии, проведенные при этих плотностях тока фактически разделяют два режима работы дугового разряда. Проанализируем физические процессы, протекающие в разряде при переходе из одного режима разряда в другой. Для этого дополнительно обратимся к рис. 2. На нем приведены усредненные значения концентраций заряженных частиц, а также нейтральных частиц буферного и испаренного с поверхности графитового или медного анода газа из частиц углерода или меди соответственно.

Видно, что в левой подобласти I, в диапазоне плотностей тока, не превышающих  $2.5 \times 10^6$  А/м<sup>2</sup> в дуговом разряде с графитовым анодом и до  $2.0 \times 10^6$  А/м<sup>2</sup> в дуговом разряде с медным анодом, соответственно, доминирующим ионом является атомарный ион буферного газа – гелия. Обращает на себя внимание следующий факт. В левой подобласти I рассматриваемого диапазона плотностей тока концентрация ионов испаренного газа превышает концентрацию соответствующих нейтральных испаренных частиц. Это связано с ниже следующим результатом. Поскольку микродуга горит при атмосферном давлении гелия, то в разряде поддерживается достаточно большое значение приведенного электрического поля  $E/N$  и, как следствие, более высокая температура электронов. В результате эффективность ударной (прямой) ионизации испаренных частиц углерода или меди становится максимальной и ионизируется практически вся примесь.

В правой подобласти II, температура поверхности анода достигает температуры плавления

**Таблица 2.** Набор учитываемых плазмохимических процессов в гелии

R	Реакция*	Константа реакции $k_j$ , м <sup>3</sup> /с, или м <sup>6</sup> /с	Описание
1	$e^- + He \rightarrow e^- + He$	$f_0(\sigma, w)$	Упругое столкновение
2	$e^- + He \rightarrow e^- + He(T)$		Возбуждение
3	$e^- + He \rightarrow e^- + He(S)$		
4	$e^- + He \rightarrow e^- + He^*$		
5	$e^- + He \rightarrow 2e^- + He^+$		Прямая ионизация
6	$e^- + He(T) \rightarrow 2e^- + He^+$		Ступенчатая ионизация
7	$e^- + He(S) \rightarrow 2e^- + He^+$		
8	$e^- + He(T) \rightarrow He + e^-$		Сверхупругие столкновения
9	$e^- + He(S) \rightarrow He + e^-$		
10	$He(S) + e \rightarrow He(T) + e$		Перемешивание
11	$He(S) + He \rightarrow 2He$	$8 \times 10^{-21}$	Девозбуждение
12	$He^* + He \rightarrow He_2^+ + 2e^-$	$8 \times 10^{-17}$	Ассоциативная ионизация
13	$He(T) + 2He \rightarrow He_2^* + He$	$8.1 \times 10^{-48} T \exp(-650/T)$	Конверсия в эксимеры
14	$He(T) + He(T) \xrightarrow{\xi} He^+ + He + e^-$ $\xrightarrow{1-\xi} He_2^+ + e^-$	$2.9 \times 10^{-15} \left(\frac{T}{0.025}\right)^{0.5}$	Пеннинговская ионизация*
15	$He(S) + He(S) \xrightarrow{\xi} He^+ + He + e^-$ $\xrightarrow{1-\xi} He_2^+ + e^-$		
16	$He(T) + He(S) \xrightarrow{\xi} He^+ + He + e^-$ $\xrightarrow{1-\xi} He_2^+ + e^-$		
17	$He(T) + He_2^* \xrightarrow{\xi} He^+ + 2He + e^-$ $\xrightarrow{1-\xi} He_2^+ + He + e^-$		
18	$He(S) + He_2^* \xrightarrow{\xi} He^+ + 2He + e^-$ $\xrightarrow{1-\xi} He_2^+ + He + e^-$		
19	$He_2^* + He_2^* \xrightarrow{\xi} He^+ + 3He + e^-$ $\xrightarrow{1-\xi} He_2^+ + He + e^-$		
20	$He^+ + 2He \rightarrow He_2^+ + He$	$1.4 \times 10^{-43} (T/0.025)^{-0.6}$	Ионная конверсия
21	$2e^- + He^+ \rightarrow He^{**} + e^-$	$6 \times 10^{-32} (T_e/T)^{-4.0 \pm 0.5}$	Трехтельная рекомбинация
22	$e^- + He^+ + He \rightarrow He^* + He$	$1 \times 10^{-38} (T_e/T)^{-2.0}$	
23	$2e^- + He_2^+ \rightarrow He^* + He + e^-$	$4 \times 10^{-32} (T_e/T)^{-4.0 \pm 0.5}$	Диссоциативная рекомбинация
24	$e^- + He_2^+ + He \rightarrow He_2^* + He$	$5 \times 10^{-39} (T_e/T)^{-1}$	Трехтельная рекомбинация
25	$e^- + He_2^+ \rightarrow He_2^*$	$5 \times 10^{-15} (T_e/T)^{-1}$	

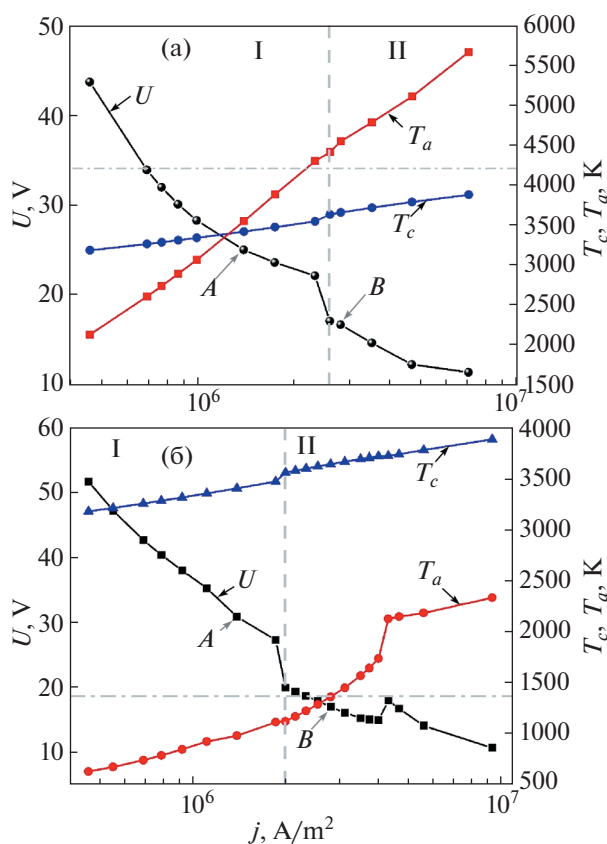
\* $\xi = 0.3$

**Таблица 3.** Учитываемые состояния частиц углерода

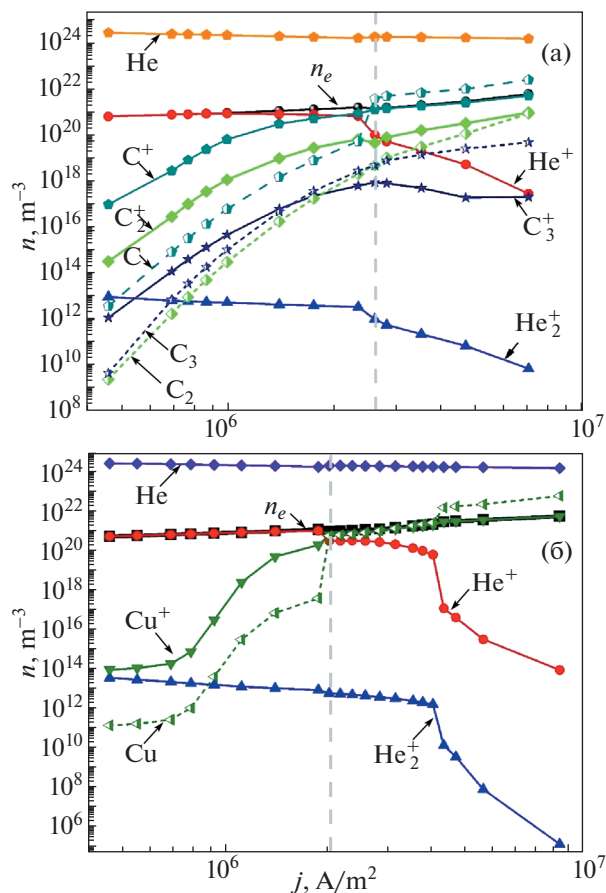
Сорт частицы	Энергия уровня (эВ)	Комментарий
C	0	—
C*	8.864	$2p3p(^3P)$
C <sup>+</sup>	11.26	—
C <sub>2</sub>	0	—
C <sub>2</sub> *	2.394	C <sub>2</sub> * → C <sub>2</sub> (полосы Свана)
C <sub>2</sub> <sup>+</sup>	11.79	—
C <sub>3</sub>	0	—
C <sub>3</sub> *	3.062	C <sub>3</sub> * → C <sub>3</sub> (полосы Свинга)
C <sub>3</sub> <sup>+</sup>	12.00	—

графита или меди соответственно. Начинается интенсивное испарение частиц с поверхности анода. В результате, доминирующим ионом становится ион атомарного углерода или меди, соот-

ветственно, в случае графитового или медного анода. Другими словами, наблюдается эффект смены плазмообразующего иона.



**Рис. 1.** Зависимости напряжения на разрядном промежутке и температуры поверхности катода и анода от плотности тока в дуговом разряде в гелии с (а) графитовым и (б) медным анодом соответственно.



**Рис. 2.** Зависимости усредненных по разрядному промежутку концентраций заряженных и нейтральных частиц от плотности тока в дуговом разряде в гелии с (а) графитовым и (б) медным анодом.

**Таблица 4.** Набор плазмохимических реакций с участием атомарных и молекулярных частиц углерода

R	Реакция	Энергия (эВ)	Скорость реакции*	Комментарий
1	$C + e \rightarrow C + e$	–	$f(\sigma, E/N)$	Упругие столкновения
2	$C_2 + e \rightarrow C_2 + e$	–		
3	$C_3 + e \rightarrow C_3 + e$	–		
4	$C + e \rightarrow C^+ + 2e$	11.26		Ионизация
5	$C + e \rightarrow C^* + e$	8.85		Возбуждение
6	$C^* + e \rightarrow C + e$	–8.85		Девозбуждение
7	$C^* + e \rightarrow C^+ + e + e$	2.41		Ступенчатая ионизация
8	$C_2 + e \rightarrow C_2^+ + 2e$	11.8		Ионизация
9	$C_2 + e \rightarrow C_2^* + e$	2.39		Возбуждение
10	$C_2^* + e \rightarrow C_2 + e$	–2.39		Девозбуждение
11	$C_2^* + e \rightarrow C_2^+ + 2e$	9.41	$f(\sigma, E/N)$	Ступенчатая ионизация
12	$C_3 + e \rightarrow C_3^+ + 2e$	13		Ионизация
13	$C_3 + e \rightarrow C_3^* + e$	3.06		Возбуждение
14	$C_3^* + e \rightarrow C_3 + e$	–3.06		Девозбуждение
15	$C_3^* + e \rightarrow C_3^+ + 2e$	9.94		Ступенчатая ионизация
Реакции диссоциации				
16	$C_3 + C \rightarrow C_2 + C_2$	1.53	$1.7 \times 10^9 T^{1.5} \exp(-1.958 \times 10^4 / T)$	Диссоциация с участием нейтральных частиц
17	$C_2 + C_2 \rightarrow C_3 + C$	–1.53	$5 \times 10^{11} T^{0.5} \exp(-3.02 \times 10^3 / T)$	
18	$C_2 + M \rightarrow C + C + M$	6.08	$4.5 \times 10^{18} T^{-1} \exp(-7.093 \times 10^4 / T)$	
19	$C + C + M \rightarrow C_2 + M$	–6.08	$1 \times 10^{16} T^{-0.5}$	
20	$C_3 + M \rightarrow C + C_2 + M$	7.61	$1.6 \times 10^{16} T \exp(-8.748 \times 10^4 / T)$	
21	$C + C_2 + M \rightarrow C_3 + M$	–7.61	$1 \times 10^{16} T^{-0.5}$	
22	$C_3 + C^+ \rightarrow C_2^+ + C_2$	1.89	$1.7 \times 10^9 T^{1.5} \exp(-1.958 \times 10^4 / T)$	Диссоциация с участием ионов
23	$C_2^+ + C_2 \rightarrow C_3 + C^+$	–1.89	$5 \times 10^{11} T^{0.5} \exp(-3.02 \times 10^3 / T)$	
24	$C_3^+ + C \rightarrow C_2^+ + C_2$	1.41	$1.7 \times 10^9 T^{1.5} \exp(-1.958 \times 10^4 / T)$	
25	$C_2^+ + C_2 \rightarrow C_3^+ + C$	–1.41	$5 \times 10^{11} T^{0.5} \exp(-3.02 \times 10^3 / T)$	
26	$C_2^+ + M \rightarrow C^+ + C + M$	5.72	$4.5 \times 10^{18} T^{-1} \exp(-7.093 \times 10^4 / T)$	Диссоциация с участием ионов
27	$C^+ + C + M \rightarrow C_2^+ + M$	–5.72	$1 \times 10^{16} T^{-0.5}$	
28	$C_3^+ + M \rightarrow C^+ + C_2 + M$	7.12	$1.6 \times 10^{16} T \exp(-8.748 \times 10^4 / T)$	
29	$C^+ + C_2 + M \rightarrow C_3^+ + M$	–7.12	$1 \times 10^{16} T^{-0.5}$	
30	$C_3^+ + M \rightarrow C + C_2^+ + M$	7.51	$1.6 \times 10^{16} T \exp(-8.748 \times 10^4 / T)$	
31	$C + C_2^+ + M \rightarrow C_3^+ + M$	–7.51	$1 \times 10^{16} T^{-0.5}$	

Таблица 4. Окончание

R	Реакция	Энергия (эВ)	Скорость реакции*	Комментарий
Реакции рекомбинации				
32	$C^+ + 2e \rightarrow C^* + e$	—	$8.75 \times 10^{-27} T^{-4.5}$	Трехтельная рекомбинация
33	$C_2^+ + 2e \rightarrow C_2^* + e$	—	$8.75 \times 10^{-27} T^{-4.5}$	
34	$C_3^+ + 2e \rightarrow C_3^* + e$	—	$8.75 \times 10^{-27} T^{-4.5}$	
35	$C_2^+ + e \rightarrow C + C$	11.79	$f(\sigma, E/N)$	Диссоциативная рекомбинация
36	$C_3^+ + e \rightarrow C + C$	12.00	$f(\sigma, E/N)$	
37	$C_2^* \rightarrow C_2$	—	$7.14 \times 10^6$	Излучение
38	$C_3^* \rightarrow C_3$	—	$7.14 \times 10^6$	

\*Для реакций 1–15 и 35, 36, размерность  $m^3/c$ ; для остальных -  $cm^3/моль/c$ , или  $cm^6/моль^2/c$ .

Таблица 5. Учитываемые состояния атома меди

R	Обозначение	Энергия (эВ)	Стат. вес	Компоненты эффективного уровня
1	Cu	0	2	$1^1S_0$
2	Cu(D1)	1.39	6	$2^2D_{5/2}$
3	Cu(D2)	1.64	4	$2^2D_{3/2}$
4	Cu(P1)	3.79	2	$2^2P_{1/2}$
5	Cu(P2)	3.82	4	$2^2P_{3/2}$
6	Cu*	5.20	60	$4^4P^0, 4^4D^0, 4^4F^0$
7	Cu**	6.17	16	$5^2P_{1/2}, 5^2P_{3/2}, 4^2D_{3/2}, 4^2D_{5/2}$
8	Cu <sup>+</sup>	7.72	1	Cu <sup>+</sup>

При смене режима горения дугового разряда помимо скачка в падении потенциала наблюдается скачкообразное возрастание концентрации атомов углерода (или меди), и скачкообразное падение концентрации ионов гелия. Это связано, во-первых, с высокими значениями концентраций атомарных частиц углерода или меди, испаренных в разрядный промежуток, а во-вторых, с низкими значениями энергии ионизации и высокими значениями сечений ударной ионизации атомов углерода или меди по сравнению с атомами гелия.

В случае разряда с графитовым анодом в диапазоне плотностей тока, при котором разряд горит по углеродному газу, концентрация нейтральных частиц углерода стала выше концентрации ионов углерода. Это связано с тем, что приведенное значение напряженности электрического поля уменьшилось, и как следствие, снизились температура электронов и эффективность ударной ионизации. Необходимо отметить, что в

разряде с графитовым электродом в правой под-области диапазона плотностей тока вторым по значимости ионом становится ион молекулярного углерода  $C_2^+$ . Роль молекулярного иона гелия незначительна и снижается с увеличением плотности тока.

В случае же дугового разряда с медным анодом концентрации нейтральных атомов меди и ионов меди практически равны в диапазоне токов от  $2 \times 10^6$  А/м<sup>2</sup> до  $4 \times 10^6$  А/м<sup>2</sup>. При превышении плотности тока  $4 \times 10^6$  А/м<sup>2</sup> наблюдается еще один скачок потенциала. Напряжение на разряде увеличивается ~3 В. При этом значении плотности тока, скачкообразно изменяется концентрация нейтральных атомов меди в разряде и ее значение начинает превышать концентрацию ионов меди. Как следствие, возрастает роль трехтельной рекомбинации (реакция 10 в табл. 6) и для поддержания разряда необходимо увеличение приведенного значения напряженности электрическо-

**Таблица 6.** Набор плазмохимических реакций с участием атомарных и молекулярных частиц углерода

R	Реакция	Энергия (эВ)	Скорость реакции	Комментарий
1	$\text{Cu} + e \rightarrow \text{Cu} + e$	–	$f(\sigma, E/N)$	Упругие столкновения
2	$\text{Cu} + e \rightarrow \text{Cu}^+ + e + e$	7.724	$f(\sigma, E/N)$	Ионизация
3	$\text{Cu} + e \rightarrow \text{Cu}^* + e$	1.39	$f(\sigma, E/N)$	Возбуждение
4	$\text{Cu}^* + e \rightarrow \text{C} + e$	–1.39	$f(\sigma, E/N)$	Девозбуждение
5	$\text{Cu} + e \rightarrow \text{Cu}^* + e$	1.64	$f(\sigma, E/N)$	Возбуждение
6	$\text{Cu}^* + e \rightarrow \text{C} + e$	–1.64	$f(\sigma, E/N)$	Девозбуждение
7	$\text{Cu} + e \rightarrow \text{Cu}^* + e$	3.79	$f(\sigma, E/N)$	Возбуждение
8	$\text{Cu}^* + e \rightarrow \text{C} + e$	–3.79	$f(\sigma, E/N)$	Девозбуждение
9	$\text{Cu} + e \rightarrow \text{Cu}^* + e$	3.82	$f(\sigma, E/N)$	Возбуждение
10	$\text{Cu}^* + e \rightarrow \text{C} + e$	–3.82	$f(\sigma, E/N)$	Девозбуждение
6	$\text{He(T)} + \text{Cu} \rightarrow \text{He} + \text{Cu}^+ + e$	–	$3.0 \times 10^{-17} T^{1/2}$	Пеннинговская ионизация
7	$\text{He(S)} + \text{Cu} \rightarrow \text{He} + \text{Cu}^+ + e$	–	$3.0 \times 10^{-17} T^{1/2}$	
8	$\text{He}^* + \text{Cu} \rightarrow \text{He} + \text{Cu}^+ + e$	–	$3.0 \times 10^{-17} T^{1/2}$	
9	$\text{He}^+ + \text{Cu} \rightarrow \text{He} + \text{Cu}^+$	–	$3.47 \times 10^{-17} T^{1/2}$	Перезарядка
10	$\text{Cu}^+ + 2e \rightarrow \text{Cu} + e$	–	$1.154 \times 10^{-12} \rho T_e^{-5} \text{cm}^6/\text{s}$ $7.16 \times 10^{-10} \rho T_e^{-5.8} \text{cm}^6/\text{s}$	Трехтельная рекомбинация

го поля. Дополнительные расчеты без учета трехтельной рекомбинации показали отсутствие скачкообразного поведения потенциала при плотности тока  $4 \times 10^6 \text{ A/m}^2$  для разряда с медным анодом. Кроме того, при плотности тока выше  $4 \times 10^6 \text{ A/m}^2$  наблюдается увеличение скорости снижения концентрации атомарных и молекулярных ионов гелия.

Рассмотрим также распределение концентраций заряженных частиц в дуговом разряде по длине промежутка для точки А, соответствующей плотности тока  $1.3 \times 10^6 \text{ A/m}^2$  и точки В, соответствующей плотности тока  $2.8 \times 10^6 \text{ A/m}^2$ , на рис. 1 на “ВАХ” для разряда с графитовым и медным электродом соответственно. На рис. 3а представлены пространственные распределения концентраций заряженных и нейтральных частиц в дуговом разряде с графитовым при плотности тока  $j = 1.3 \times 10^6 \text{ A/m}^2$ , соответствующей точке А на рис 1а и при плотности тока  $j = 2.8 \times 10^6 \text{ A/m}^2$ , соответствующей точке В на рис. 1а.

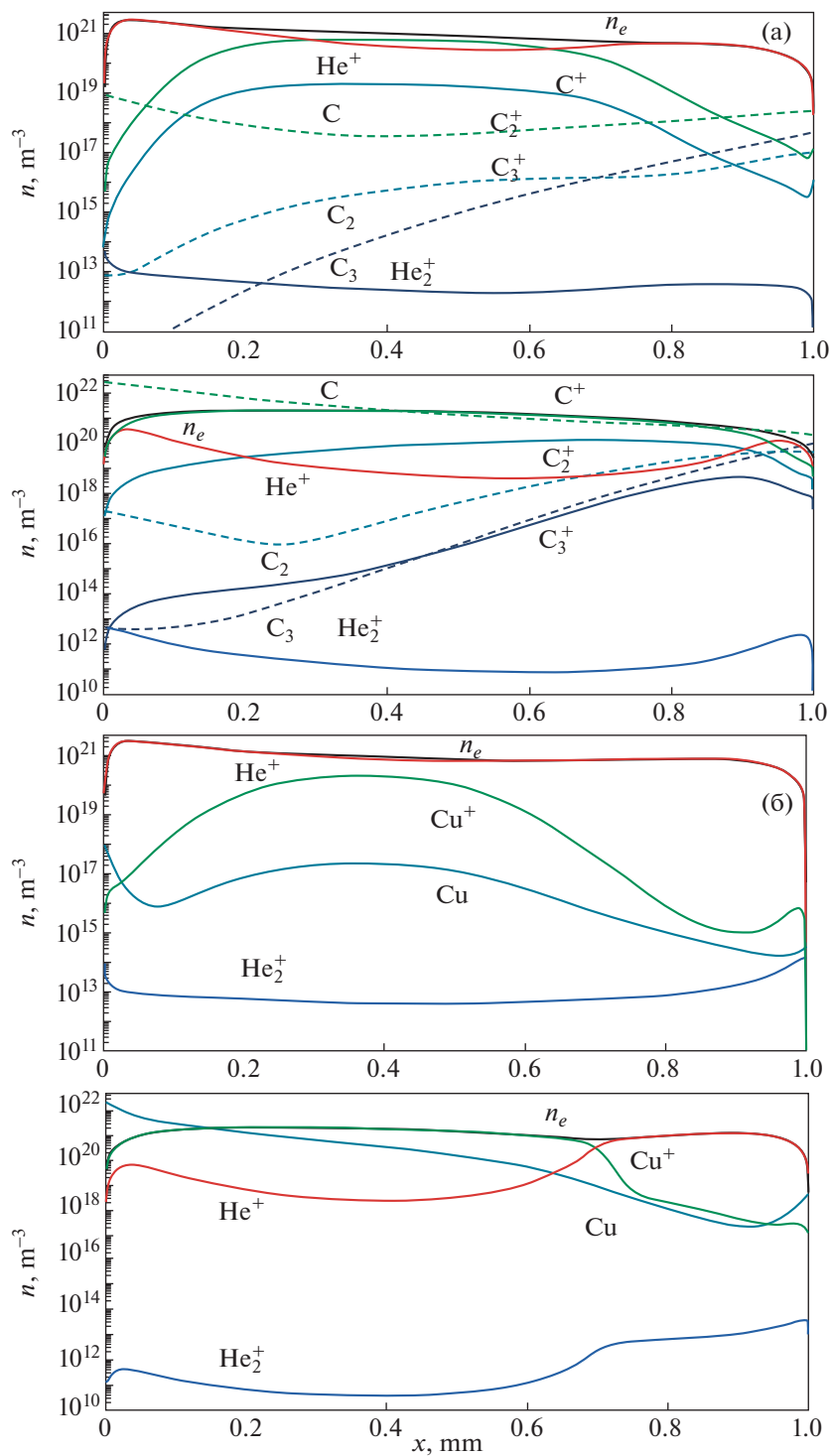
Видно, что в первом случае (точка А) доминирующим ионом в приэлектродных областях является  $\text{He}^+$ . При этом в центральной области разрядного промежутка ион углерода  $\text{C}^+$  уже преоб-

ладающим. Концентрация плазмы достигает  $n_e = 3 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$ .

Максимальные значения концентраций нейтральных атомов углерода наблюдаются вблизи приэлектродных областей, а молекулярных частиц углерода – вблизи анода.

Во втором случае (точка В) практически во всем разрядном промежутке доминирующим сортом ионов является ион атомарного углерода  $\text{C}^+$ .

В центральной области разрядного промежутка вторым по значимости ионом является ион  $\text{C}_2^+$ . Лишь в анодной области преобладает ион гелия  $\text{He}^+$ . Концентрация плазмы незначительно снижается до  $n_e = 2.2 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$ . Аналогичный характер в распределениях наблюдается и в разряде с медным анодом (рис. 3б). Однако в случае плотности тока  $j = 1.3 \times 10^6 \text{ A/m}^2$  доминирующим ионом во всем разрядном промежутке является ион гелия, а в случае  $j = 2.8 \times 10^6 \text{ A/m}^2$  преобладание иона атомарного гелия вблизи анода занимает порядка 1/4 длины разрядного промежутка.



**Рис. 3.** Распределение концентраций заряженных и нейтральных частиц вдоль разрядного промежутка для точек А и В на рис 1 для дугового разряда с (а) графитовым и (б) медным анодом.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе получила дальнейшее развитие модель дугового разряда, единым образом учитывающая процессы, протекающие в раз-

рядном промежутке и в электродах. Дополнительно был учтен процесс испарения частиц с поверхности анода. Численные расчеты были рассмотрены для разрядов с тугоплавким (графитовым) и нетугоплавким (медным) анодом. До-

полнительно были учтены элементарные процессы с участием испаренных с поверхности анода частиц. Было показано, что на зависимости напряжения от плотности тока наблюдается скачок потенциала, соответствующий смене режима дугового разряда, при котором наблюдается смена плазмообразующего иона.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-20099, <https://rscf.ru/project/22-22-20099/>.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда, М.: Интеллект, 2009.
2. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. М.: Энергоатомиздат, 1991. 720 с.
3. Fridman A., Gutsol A., Cho Y.I. Non-thermal atmospheric pressure plasma Advances in Heat Transfer ed A. Fridman, Y. Cho, A. George and A. B.-C. Greene. New York: Acad. Press, 2007.
4. Qin B., Zhang T., Chen H., Ma Y. // Carbon. 2016. T. 102. C. 494.
5. Park Y.S., Kodama S., Sekiguchi H. // Nanomaterials. 2021. T. 11. № 9. C. 2214.
6. Vekselman V., Raitses Y., Shneider M.N. // Physical Review E. 2019. T. 99. № 6. C. 063205.
7. Timerkaev B.A., Kaleeva A.A., Timerkaeva D.B., Saifutdinov A.I. // High Energy Chemistry. 2019. T. 53. C. 390.
8. Shavelkina M.B., Ivanov P.P., Bocharov A.N., Amirov R.H. // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2021. T. 41. C. 171.
9. Nowack M., Leidich S., Reuter D., Kurth S., Kuechler M., Bertz A., Gessner T. // Sensors and Actuators A: Physical. 2012. T. 188. C. 495.
10. Jhavar S., Paul C.P., Jain N.K. // Jom. 2016. T. 68. C. 1801.
11. Keidar M., Beilis I.I. // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. 103304
12. Lebouvier A., Iwarere S.A., Ramjugernath D., Fulcheri L. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2013. V. 46. № 14. P. 145203.
13. Timofeev N.A., Sukhomlinov V.S., Zissis G., Mukharayeva I.Yu., Mikhaylov D.V., Mustafaev A.S., Dupuis P., Solikhov D.Q., Borodina V.S. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2021. V. 49. № 8. P. 2387.
14. Maharaj A., D'Angola A., Colonna G., Iwarere S.A. // Frontiers in Physics. 2021. V. 9. C. 652.
15. Musielok J. // Contributions to Plasma Physics. 1977. V. 17. P. 135.
16. Cram L.E., Poladian L., Roumeliotis G. // Journal of Physics D: Applied Physics. 1988. V. 21. P. 418.
17. Almeida N.A., Benilov M.S., Naidis G.V. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2008. V. 41. № 24. P. 245201.
18. Almeida N.A., Benilov M.S., Hechtfisher U., Naidis G.V. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2009. V. 42. № 4. P. 045210.
19. Kolev S., Bogaerts A.A. // Plasma Sources Science and Technology. 2014. V. 24. № 1. P. 015025.
20. Saifutdinov A.I., Fairushin I.I., Kashapov N.F. // JETP Letters. 2016. V. 104. № 3. P. 180.
21. Eliseev S.I., Kudryavtsev A.A., Liu H., Ning Zh., Yu D., Chirtsov A.S. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2016. V. 44. № 11. P. 2536.
22. Semenov I.L., Krivtsun I.V., Reisgen U. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2016. V. 49. № 10. P. 105204.
23. Almeida N.A., Cunha M.D., Benilov M.S. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2017. V. 50. № 38. P. 385203.
24. Kolev S., Sun S., Trenchev G., Wang W., Wang H., Bogaerts A. // Plasma Processes and Polymers. 2017. V. 14. № 4-5. C. 1600110.
25. Khrabry A., Kaganovich I.D., Nemchinsky V., Khodak A. // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. № 1.
26. Khrabry A., Kaganovich I.D., Nemchinsky V., Khodak A. // Physics of Plasmas. 2018. V. 25. № 1. P. 013522
27. Baeva M., Loffhagen D., Becker M. M., Uhrlandt D. // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2019. V. 39. № 4. C. 949.
28. Baeva M., Loffhagen D., Uhrlandt D. // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2019. V. 39. № 6. C. 1359.
29. Benilov M.S. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2019. V. 53. № 1. C. 013002.
30. Saifutdinov A.I., Timerkaev B.A., Saifutdinova A.A. // JETP Letters. 2020. V. 112. 7. P. 405.
31. Saifutdinov A.I. // Journal of Applied Physics. 2021. V. 129. № 9. P. 093302.
32. Saifutdinov A.I. // Plasma Sources Science and Technology. 2022. V. 31. № 9. P. 094008.
33. Baeva M., Benilov M.S., Zhu T., Testrich H., Kewitz T., Foest R. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2022. V. 55. № 36. P. 365202.
34. Santos D.F.N., Almeida N.A., Lisnyak M., Gonnet J.P., Benilov M.S. // Physics of Plasmas. 2022. T. 29. № 4. P. 043503.
35. Baeva M., Methling R., Uhrlandt D. // Plasma Physics and Technology. 2021. V. 8. № 1. P. 1.
36. Wang W.Z., Rong M.Z., Murphy A.B., Yi Wu, Spencer J.W., Yan J.D., Michael T., C Fang // Journal of Physics D: Applied Physics. 2011. V. 44. № 35. P. 355207.
37. Cressault Y., Murphy A.B., Teulet Ph., Gleizes A. Schnick M. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2013. V. 46. № 41. C. 415207.
38. Кнаке О., Странский И.Н. // Успехи физических наук. 1959. V. 68. № 6. C. 261.
39. Thorn R.J., Winslow G.H. // The Journal of Chemical Physics. 1957. V. 26. № 1. P. 186.
40. Nielsen T., Kaddani A., Benilov M.S. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2001. V. 34(13) P. 2016.
41. Nemchinsky V. // Journal of Applied Physics. 2021. V. 130. № 10. P. 103304.
42. Kutasi K., Hartmann P., Donkó Z. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2001. V. 34. № 23. P. 3368.

43. *Kutasi K., Hartmann P., Bánó G., Donkó Z.* // Plasma Sources Science and Technology. 2005. V. 14. № 2. P. S1.
44. *Богданов Е. А., Капустин К.Д., Кудрявцев А.А., Чирцов А.С.* // Журнал технической физики. 2010. Т. 80. № 10. С. 41.
45. *Wang Q., Economou D.J., Donnelly V.M.* // Journal of Applied Physics. 2006. V. 100. № 2. P. 023301.
46. *Deloche R., Monchicourt P., Cheret M., Lambert F.* // Physical Review A. 1976. V. 13. № 3. P. 1140.
47. *Saifutdinov A.I., Sorokina A.R., Boldysheva V.K., Latypov E.R., Saifutdinova A.A.* // High Energy Chemistry. 2022. V. 56. № 6. С. 477.
48. *Mansour A.R., Hara K.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 2019. Т. 52. № 10. С. 105204.
49. *Bogaerts A., Gijbels R., Carman R.* // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 1998. V. 53. № 12. P. 1679.
50. *Bogaerts A., Gijbels R.* // Journal of Applied Physics. 2002. Т. 92. № 11. С. 6408.