ХИМИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ, 2021, том 55, № 3, с. 225–230

ПЛАЗМОХИМИЯ

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОБОЯ И ДИНАМИКИ ФОРМИРОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО РАЗРЯДА ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

© 2021 г. А. И. Сайфутдинов[a], *, А. О. Софроницкий[a]

[a]Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, Казань, Россия

*E-mail: as.uav@bk.ru

Поступила в редакцию 13.11.2020 г.
После доработки 30.12.2020 г.
Принята к публикации 10.01.2021 г.

В работе представлена модель, позволяющая описать параметры дугового разряда в молекулярном азоте при сверхвысоких давлениях (200 атм), типичных для задач поджига нефтяных пластов. На основе сформулированной модели проведены численные эксперименты по исследованию пробоя и динамики формирования основных параметров плазмы микродугового разряда. Показано, что пробой происходит на временах порядка 10^{-5} с. Разряд зажигается в тлеющем режиме, который достаточно быстро (на временах ~10^{-3}–10^{-1} с), в результате самосопряженного нагрева катода, переходит в дугу со свободным режимом катода.

Ключевые слова: дуговой разряд, сверхвысокое давление, электрический пробой, азот, моделирование

DOI: 10.31857/S0023119321030116

ВВЕДЕНИЕ

Газоразрядная плазма при высоком (атмосферном) и сверхвысоком (от нескольких десятков до нескольких сотен атмосфер) давлении в последние годы вызывает повышенный интерес как объект для изучения фундаментальных плазменных явлений, так и с точки зрения многочисленных практических применений. При таких условиях газовые разряды генерируется в масштабах миллиметрового или 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]. Последние нашли широкое применение в различных областях современной науки и техники: в плазменной биомедицине, в микросварке и аддитивных технологиях, в плазменном синтезе и плазмохимических задачах [2–6].

Одним из перспективных применений разрядов постоянного тока при сверхвысоких давлениях является инициирование внутрипластового горения при добыче и переработке тяжелой нефти. На сегодняшний день основным способом добычи трудноизвлекаемых нефтей является внутрипластовое горение, инициируемое электронагревом [7, 8]. Такой способ не лишен недостатков, в частности, электрические нагреватели подвергаются коррозии, сгорают, что приводит к дополнительным издержкам и увеличению себестоимости добычи нефти. Работа же газовых горелок ограничивается глубиной залегания пласта и давлением пласта. Как известно, температура тяжелой компоненты плазмы дуговых разрядов может достигать нескольких тысяч градусов, что является перспективным с точки зрения быстрого локального разогрева и поджига пласта. С другой стороны, высокоэнергетичные электроны приводят к большой реакционной способности плазмы, поэтому тяжелые углеводороды могут быть разложены и конверсированы в более легкие фракции в результате плазмохимических реакций [9]. Необходимо отметить, что экспериментальные исследования разрядов при сверхвысоких давлениях является затруднительной задачей. Не в полной мере являются исследованными и процессы пробоя газоразрядных промежутков при сверхвысоких давлениях и динамике формирования дугового разряда. Экспериментальная диагностика и прямое тестирование, является достаточно трудоемкой задачей. С другой стороны методы численного моделирования в данной ситуации могут стать и чрезвычайно важным инструментом в прогнозировании пробоя и формирования дугового разряда при сверхвысоком давлении. В последние несколько лет были сформу-

лированы самосогласованные модели разрядов постоянного тока, с единым описанием процессов, протекающих как в газоразрядном промежутке, так и в электродах [10–13]. Такие модели уже позволили описать динамику перехода от тлеющего разряда к дуге при атмосферном давлении в инертных газах. В недавней работе, модель была расширена для моделирования таких переходов в молекулярных газах [13].

Представленная работа направлена на численные исследования по пробою и динамике формирования плазмы дугового разряда при сверхвысоком давлении (~200 атм.) в молекулярных газах в рамках единой с точки зрения описания газоразрядного промежутка и катода.

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}, то есть 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 многотемпературной неравновесной химической кинетики [14]. 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 [13], 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. Для учета нагрева газа были сформулированы уравнения баланса энергии тяжелых частиц плазмы и баланса колебательной энергии азота:

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_k = S_k, \tag{1}$$

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

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

$$\frac{\partial (\rho h_h)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{q} = \\ = Q_{i,Joule} + Q_{el} + Q_{electronic} + Q_{rec} + Q_{VT}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial (n_{N_2}\varepsilon_v)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{q}_v = Q_{eV} - Q_{VT}. \tag{5}$$

Здесь правая часть уравнения (1) описывает изменение числа частиц сорта k вследствие реакции j следующего вида $\sum_{k=1}^{N_s} a_{kj}^L [A]_k \to \sum_{k=1}^{N_s} a_{kj}^R [A]_k$, где a_{kj}^L и a_{kj}^R стехиометрические коэффициенты, и определяется через константу реакции k_j следующим образом $S_k = \sum_{j=1}^{N_r}\left(a_{kj}^R - a_{kj}^L\right)k_j \prod_{k=1}^{N_s} n_k^{\nu_{kj}^L}$, где суммирование проводится по всем реакциям j, протекающим в разряде, а произведение – по всем сортам частиц, участвующих 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 $\mathbf{Q}_\varepsilon$ в уравнении (2), соответственно, записаны в диффузионно-дрейфовом приближении

$$\mathbf{\Gamma}_{e,i} = -D_{e,k}\nabla n_{e,k} + z_{e,i}\mu_{e,i}\mathbf{E}n_{e,i}, \tag{6}$$

$$\mathbf{\Gamma}_n = -D_n \nabla n_n, \tag{7}$$

$$\mathbf{Q}_\varepsilon = -D_\varepsilon \nabla n_\varepsilon - \mu_\varepsilon \mathbf{E} n_\varepsilon, \tag{8}$$

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_{el} 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 соответ-

ствующего 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.

Энтальпия h тяжелой компоненты плазмы в уравнении (4) определяется через сумму энтальпий k сорта частиц следующим образом $h = \sum_j Y_k h_k$, при этом $h_k = \int C_{p,k}$, где $C_{p,k}$ – теплоемкость частиц сорта k при постоянном давлении. Вектор плотности теплового потока $\mathbf{q}$ и вектор плотности потока энергии колебательно-возбужденных частиц $\mathbf{q}_v$ определялись следующим образом [13, 14]:

$$\mathbf{q} = -\lambda\nabla T - \sum_k h_k \mathbf{\Gamma}_k, \tag{9}$$

$$\mathbf{q}_v = -\lambda_v \nabla T_v - \varepsilon_v \nabla\cdot(n_{N_2}\mathbf{\Gamma}_v). \tag{10}$$

Здесь λ и λ_v – коэффициенты “поступательной” и “колебательной” теплопроводности соответственно. Вторые слагаемые в правой части (9) и (10) описывают, соответственно, поток энтальпии, обусловленный диффузией различного сорта частиц и поток колебательной энергии, обусловленный диффузией колебательно-возбужденных частиц.

Слагаемое в (4) $Q_{electronic} = \sum_l \varepsilon_l R_l$ представляет собой долю энергии, которая переходит в нагрев нейтральных частиц в процессах диссоциации молекул N_2 электронным ударом [15, 16] и в реакциях тушения электронно-возбужденных молекул азота [16]. Слагаемое $Q_{rec} = \sum_r \varepsilon_r R_r$ представляет собой источник энергии, обусловленной реакциями рекомбинации со скоростью R_r и энергией ε_r, величина которого зависит от сорта молекулярных ионов.

Последние слагаемые в (4) и (5) описывают колебательно-поступательную релаксацию и определяются с помощью формулы Ландау–Теллера $Q_{VT} = \dfrac{E_v - E_{v0}}{\tau_{VT}}$, 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

$$N_2 + N_2(v) \to N_2 + N_2,$$

$$N + N_2(v) \to N + N_2,$$

с соответствующими константами скоростей [13, 15]

$$k_{N_2}^{VT} = 7.8\times10^{-18} T \exp\left(-\frac{218}{T^{1/3}} + \frac{690}{T}\right)\times$$
$$\times\left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar w_0}{kT}\right)\right)^{-1},$$

$$k_N^{VT} = 2.3\times10^{-19}\exp\left(-\frac{1280}{T}\right) +$$
$$+ 2.7\times10^{-17}\exp\left(-\frac{10\,840}{T}\right),$$

и определяется следующим образом [13, 15]

$$\tau_{VT} = \left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar w_0}{kT}\right)\right)\left(k_{N_2}^{VT} n_{N_2} + k_N^{VT} n_N\right)^{-1}.$$

Для учета нагрева катода и анода и определения в них температурных полей, (T_c и T_a) решались уравнения теплового баланса для катода:

$$\rho_c c_{p,c}\frac{\partial T}{\partial t} - \nabla\cdot(\lambda_c(T_c)\nabla T_c) = 0, \tag{11}$$

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

В нашей работе за основу плазмохимического набора брались реакции из работ [15, 17, 18]. Учитывались следующие нейтральные, возбужденные и заряженные частицы: e, N_2, N, $N_2(A)$, $N_2(B)$, $N_2(C)$, $N_2(a_1)$, N(d), N(p), N^+, N_2^+, N_4^+. Константы реакции с участием электронов: упругие столкновения, возбуждение колебательных и электронных уровней, диссоциация, прямая и ступенчатая ионизации определялись из решения кинетического уравнения Больцмана. Используемый набор плазмохимических реакций представлен в работе [13].

Расчетная область представляла одномерную геометрию и включала две подобласти: газоразрядный промежуток и катод. Предполагалось, что поперечные размеры электродов много больше межэлектродного промежутка, который варьировался от 0.1 до 2 мм, поэтому была рассмотрена 1D геометрия. Длина вольфрамового катода полагалась равной 10 мм. Давление газа составляло 200 атм. Напряжение на источнике задавалось равным 100 кВ. Балластное сопротивление варьировалось в пределах от 30 до 3 кОм.

Подробное описание граничных условий для сформулированных уравнений модели (1)–(11) приведены в работе [13]. Температура анода предполагалась равной температуре кипения нефти 823 K.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате проведенных численных экспериментов были получены все основные парамет-

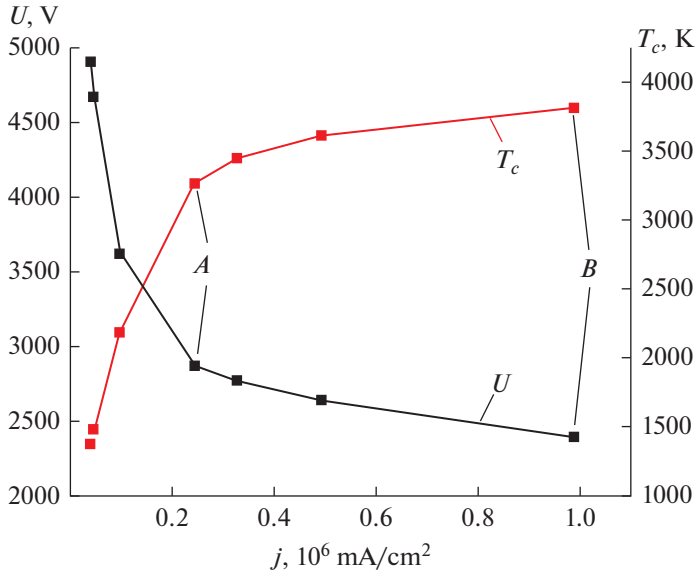

Рис. 1. Зависимости напряжения $U(j)$ на разрядном промежутке и температуры поверхности катода $T_c(j)$ от плотности разрядного тока.

ры по пробою, динамике формирования разряда и основных характеристик продольной структуры дугового разряда при сверхвысоком давлении. Так, на рис. 1 представлены зависимости напряжения $U(j)$ на разрядном промежутке и температуры поверхности катода $T_c(j)$ от плотности разрядного тока. Видно, что $U(j)$ имеет падающий вид, что типично для слаботочных дуговых разрядов, при этом наблюдается растущий характер $T_c(j)$.

При плотности тока 1×10^6 мА/см^2 температура поверхности катода достигает температуры плавления вольфрама.

Для точек A и B из рис. 1 представлены временные зависимости (рис. 2) плотности разрядного тока, падения напряжения и температуры поверхности катода. Видно, что пробой происходит на временах ~10^{-5} с. Формируется тлеющий разряд, в режиме которого происходит интенсивный

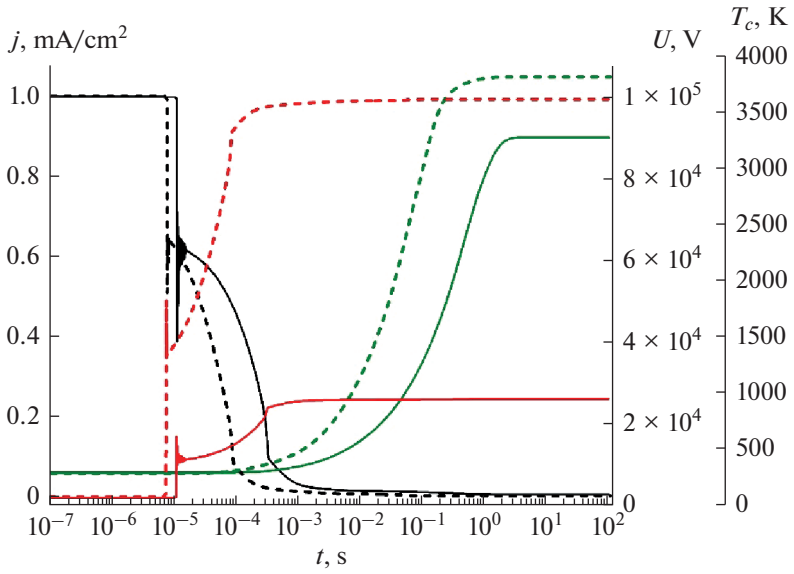

Рис. 2. Временные зависимости плотности разрядного тока, падения напряжения и температуры поверхности катода для точек A и B из рис. 1.

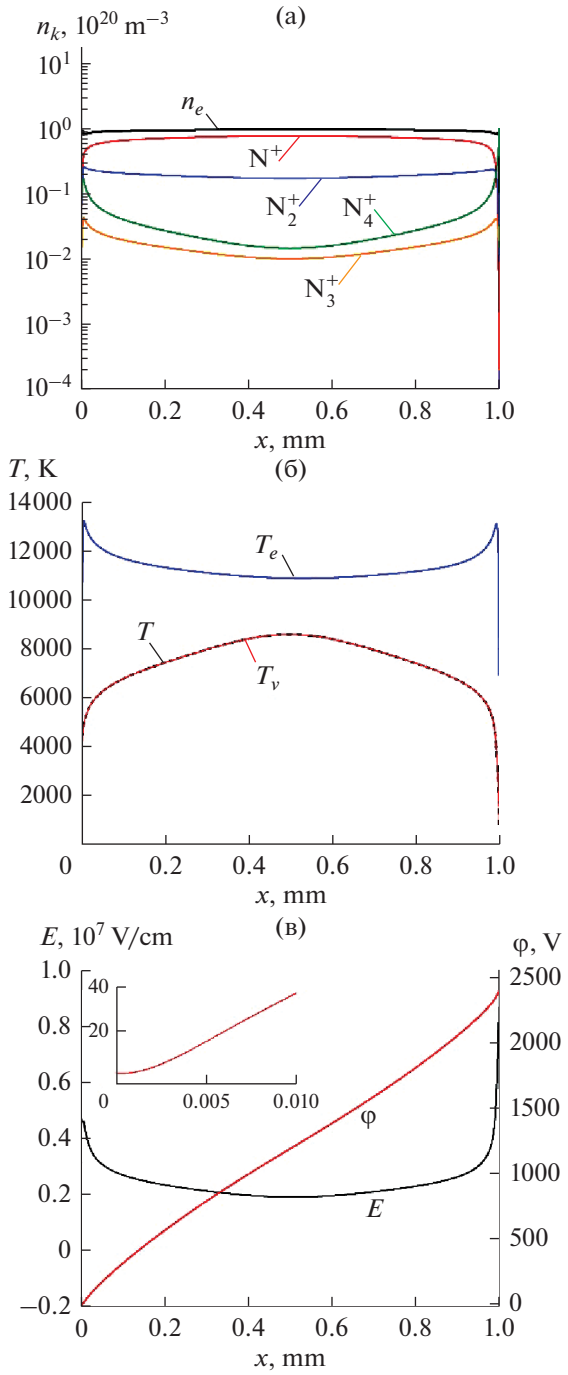

Рис. 3. Пространственные распределения (а) концентраций электронов и различных сортов ионов, (б) газовой, колебательной и электронной температур, а также (в) напряженности и потенциала электрического поля.

нагрев газа в межэлектродном промежутке и, соответственно, нагрев катода. Причем интенсивный нагрев поверхности катода происходит на временах порядка ~10^{-3} – 10^{-1} с, при этом происходит переход из тлеющего в дуговой режим.

На рис. 3 представлены распределения концентрации электронов и различных сортов ионов, напряженности и потенциала электрического поля, а также распределения газовой, колебательной и электронной температур. Характер распределений в прикатодной области свидетельствует, что формируется дуга со свободным режимом катода, при котором в катодном слое преобладает слой отрицательного пространственного заряда [1, 13]. Основным сортом ионов являются атомарные ионы азота N^+, вторыми по значимости являются N_2^+. В столбе дуги наблюдается выравнивание колебательной и поступательной температур, при этом отрыв электронной температуры составляет ~4000 K.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведены численные расчеты по исследованию пробоя и динамики формирования дугового разряда в молекулярном газе на примере азота при сверхвысоком давлении, равном 200 атм, что является типичным для нефтяных скважин. Показано, что пробой наблюдается на временах порядка 10^{-5} с. Разряд зажигается в тлеющем режиме, который достаточно быстро, в результате самосопряженного нагрева катода переходит в дугу. Причем дуговой разряд реализуется со свободным режимом катода, при котором в прикатодной области преобладает отрицательный объемный заряд.

Таким образом, сформулированная модель и проведенные численные эксперименты позволяют провести оценки и предсказать параметры микродугового разряда в условиях сверхвыского давления, типичного для задач поджига нефтяных пластов при их добыче из нефтяных скважин.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-38-80004.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Интеллект, 2009.
2. *Lindner P.J., Besser R.S.* // International J. Hydrogen Energy. 2012. V. 37. 18. 13338.
3. *Lindner P.J., Besser R.S.* // Chemical Engineering and Technology. 2012. V. 35. № 7. P. 1249 1-9.
4. *Klages C.-P., Hinze A., Willich P., Thomas M.* // J. Adhesion Science and Technology. 2010. V. 24 № 6. P. 1167.
5. *Mariotti D., Sankaran R.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. № 32. 323001.
6. *Lebedev Yu.A.* // Plasma Physics Reports. 2017. V. 43. № 6. P. 685.

7. *Ибатуллин Р.Р., Рамазанов Р.Г., Идиятуллина З.С., Оснос В.Б., Филин Р.И.* // Патент RU2429346C1.

8. *Амерханов М.И., Бакиров И.М., Береговой А.Н., Зиятдинов Р.З., Шестернин В.В.* // Патент RU2571963C1.

9. *Timerkaev B.A., Ganieva G.R., Kaleeva A.A., Israfilov Z.Kh., Sofronitskii A.O.* // J. Eng. Phys. and Thermophysics. V. 92. № 5. P. 1248.

10. *Saifutdinov A.I., Fairushin I.I., Kashapov N.F.* // JETP Lett. V. 104. P. 180.

11. *Baeva M., Loffhagen D., Uhrlandt D.* // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2019. V. 39. P. 1359.

12. *Baeva M., Loffhagen D., Becker M.M., Uhrlandt D.* // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2019. V. 39. P. 949.

13. *Saifutdinov A.I., Timerkaev B.A., Saifutdinova A.A.* // JETP Letters. 2020. V. 112. № 7. P. 407.

14. *Нагнибеда Е.А., Кустова Е.В.* Кинетическая теория процессов переноса и релаксации в потоках неравновесных реагирующих газов. Издательство Санкт-Петербургского университета. 2003.

15. *Prevosto L., Kelly H., Mancinelli B.* // Plasma Chem. Plasma Process. 2016. 36. P. 973.

16. *Popov N.A.* // J. Physics D: Applied Physics. 2011. V. 44. № 28. P. 285201.

17. *Akishev Y., Grushin M., Karalnik V., Petryakov A., Trushkin N.* // J. Physics D: Applied Physics. 2010. V. 43. № 21. P. 215202.

18. *Lebedev Yu.A., Tatarinov A.V., Epstein I.L.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2007. V. 16. P. 726.