

УДК 533.9.02

## ДИНАМИКА ФИЛАМЕНТАЦИИ СВЧ-РАЗРЯДА В АЗОТЕ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

© 2024 г. А. А. Сайфутдинова<sup>а, \*</sup>, А. Р. Мардеев<sup>а</sup>, А. А. Галиев<sup>а</sup>,  
Н. П. Германов<sup>а</sup>, А. И. Сайфутдинов<sup>а, \*\*</sup>

<sup>а</sup>КНИТУ-КАИ им. А.Н. Туполева, ул. Карла Маркса, 10, Казань, 420111 Россия

\*E-mail: aliya\_2007@list.ru,

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

Поступила в редакцию 30.10.2023 г.

После доработки 22.11.2023 г.

Принята к публикации 22.11.2023 г.

В работе в рамках численных расчетов представлена динамика филаментации импульсного СВЧ-разряда в азоте, генерируемого в пучности стоячей электромагнитной волны при давлении 100 Торр. Представлены результаты динамики основных параметров плазмы: концентрации заряженных и возбужденных частиц, температуры газа, колебательной температуры азота.

*Ключевые слова:* СВЧ-разряд, плазмохимия, азот, филаментация разряда

DOI: 10.31857/S0023119324020146 EDN: VRJVP

### ВВЕДЕНИЕ

Неравновесная газоразрядная плазма, генерируемая микроволновым излучением в атомарных и молекулярных газах при различных давлениях, является актуальной для многих приложений. Микроволновые разряды используются в качестве источника активных частиц в плазмохимическом синтезе [1–5], в стерилизации и плазменной биомедицине [6–9], в решении ряда экологических проблем [10], в задачах аналитической химии [11, 12]. Одним из актуальных направлений экспериментальных исследований является использование безэлектродных микроволновых разрядов в ракетных двигателях [13], плазменных двигателях [14] и аэродинамических приложениях [15–20].

Несмотря на постоянный интерес исследователей и значительный прогресс в исследовании микроволновых разрядов остается много открытых проблем, одной из которых является самосогласованное описание динамики перехода из диффузного в филаментированную форму СВЧ-разряда. В зависимости от этих режимов разрядов наблюдается различное поведение разряда со сверхвысокочастотной электромагнитной волной.

На сегодняшний день моделирование СВЧ-разряда основано, как правило, на гидродинамическом описании плазмы. При этом используется два варианта его реализации. Первый вариант основан на учете подробной кинетики элементарных процессов [21–24]. В этом случае модели формулируются в одномерной постановке. Учитывается уравнение

Гельмгольца, описывающее плоскую электромагнитную (ЭМ) волну, и система гидродинамических уравнений для каждой компоненты газоразрядной плазмы. Такого подхода достаточно для изучения газового разряда в относительно узкой области за короткий промежуток времени [21–24].

В случае, когда необходимо воспроизвести плазменные структуры рассматриваются двумерные и трехмерные модели, основанные на системе уравнений Максвелла или уравнении Гельмгольца, уравнении амбиполярной диффузии, а также уравнении баланса энергии для тяжелой компоненты плазмы и системе уравнений Навье–Стокса [25–30]. Такой подход позволяет воспроизвести динамику филаментов, полученных в экспериментах. Однако состав плазмы и основные каналы нагрева газа в области формирования разряда не удается исследовать.

Очевидно, что при конструировании плазмохимических реакторов, плазмодинамических актуаторов и других плазменных приборов и устройств необходимо учитывать детальную кинетику элементарных процессов в плазме, двумерный (или трехмерный) характер формирования плазмоида, а также теплофизические и газодинамические процессы в области образования разряда.

Представленная работа является развитием предыдущих работ [30–32] в этом направлении и посвящена исследованию динамики перехода из диффузной формы в филаментированную форму СВЧ-разряда в азоте при высоком давлении.

## ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В общем случае для описания СВЧ-разряда необходимо решать уравнения Максвелла. Поскольку СВЧ-электромагнитное поле колеблется быстрее, чем изменяются диэлектрические свойства плазмы, можно воспользоваться упрощающим предположением. Электрическое поле, изменяющееся во времени, может быть записано в виде  $\mathbf{E}(\mathbf{r})\exp(i\omega t)$ , где  $\mathbf{r}$  – пространственная координата, и тогда уравнения Максвелла сводятся к одному комплексному уравнению для электрического поля  $\mathbf{E}(\mathbf{r}) \equiv \mathbf{E}$  волны (уравнение типа Гельмгольца)

$$\nabla \times (\mu_r^{-1} \nabla \times \mathbf{E}) - (\omega^2 \epsilon_r - i\omega\sigma)\mathbf{E} = 0. \quad (1)$$

где

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e (v_{el} + i\omega)}. \quad (2)$$

Здесь  $\sigma$  – электропроводность плазмы,  $v_{el}$  – частота упругих столкновений электронов с нейтральными частицами;  $f = \omega/(2\pi)$  – микроволновая частота;  $\mu_r$  – магнитная проницаемость среды;  $\epsilon_r$  – диэлектрическая проницаемость среды;  $\omega_{pe} = (e^2 n_e / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$  – плазменная частота.

Для рассматриваемой расчетной области, в которой формируется разряд относительная диэлектрическая проницаемость равна единице, а плотность тока плазмы может быть выражена следующим образом:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}. \quad (3)$$

Решение уравнения (3) с соответствующими граничными условиями позволяет рассчитать мощность, передаваемую от электромагнитного поля электронам:

$$Q_{rh} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}^*). \quad (4)$$

В уравнении (3),  $\operatorname{Re}$  обозначает действительную часть соответствующего выражения, а  $\mathbf{E}^*$  является комплексно-сопряженной величиной  $\mathbf{E}$ .

Для определения пространственно-временных характеристик СВЧ-разряда запишем расширенную гидродинамическую модель. Модель включает  $k$  уравнений химической кинетики для концентраций  $n_k$  всех сортов частиц (нейтральных, возбужденных частиц, электронов и ионов), уравнение для плотности энергии электронов  $n_e$ , уравнение Пуассона для самосогласованного электрического поля  $\mathbf{E}_s$  в плазме, который, в свою очередь, связан с электрическим потенциалом  $\varphi$ :

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_k + (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_k = S_k, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{Q}_e + (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_e = \\ = -e\mathbf{E}_s \cdot \mathbf{\Gamma}_e + Q_{rh} - Q_{el} - Q_{in} - Q_{eV}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\Delta\varphi = -\frac{q_e}{\epsilon_0} \left( \sum_{k=1}^N z_k n_k - n_e \right), \quad \mathbf{E}_s = -\nabla\varphi. \quad (7)$$

Первое и второе слагаемые в правой части уравнения (6) соответствуют Джоулеву нагреву в самосогласованном электрическом поле в плазме  $-e\mathbf{E}_s \cdot \mathbf{\Gamma}_e$  и Джоулеву нагреву во внешнем СВЧ-электромагнитном поле, который по сути представляет собой мощность передаваемую от СВЧ-волны электронам  $Q_{rh}$ . Остальные переменные подробно описаны в работе [31].

Для описания газодинамических эффектов и нагрева газа модель дополняется уравнениями Навье–Стокса, уравнением баланса энергии для тяжелых частиц плазмы и уравнением релаксации колебательной энергии молекул азота:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho h_h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho h_h \mathbf{u}) - \nabla \cdot \left( \Lambda \nabla T + \sum_k h_k \mathbf{\Gamma}_k \right) - \\ - \frac{\partial p}{\partial t} - \hat{\tau} : \nabla \mathbf{u} = Q_{el} + Q_{electronic} + Q_{rec} + Q_{VT}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{\partial E_v}{\partial t} + \nabla \cdot (E_v \mathbf{u}) = Q_{eV} - Q_{VT}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + (\rho \mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \nabla \cdot \hat{\tau}, \quad (11)$$

$$\hat{\tau} = \mu \left( \nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T \right) - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{u}) \hat{\mathbf{I}}.$$

Здесь  $\rho$  и  $p$  – плотность и давление газа соответственно,  $\mathbf{u}$  – скорость газа,  $E_v$  – удельная энергия колебаний,  $\mu$  – коэффициент вязкости,  $\Lambda$  – коэффициент поступательной теплопроводности. Удельная энтальпия  $h_h$  поступательных и вращательных степеней свободы тяжелых частиц связана с энтальпиями частиц  $h_h = \sum_k Y_k h_k$ , где  $Y_k$  – массовая доля  $k$ -й частицы,  $h_k = \int C_{p,k}^* dT$ , где  $C_{p,k}^* = C_{p,k} - (dE_v/dT)$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении для  $k$ -й частицы без учета вклада колебательных степеней свободы. Слагаемое  $\sum_k h_k \mathbf{\Gamma}_k$  в уравнении (8) соответствует потоку энтальпии, обусловленному диффузией. Энергообразование связано с рекомбинационными реакциями  $Q_{rec} = \sum_{rec} \epsilon_{rec} R_{rec}$ , скорость и коэффициент которых зависят от молекулярного иона;  $Q_{electronic} = \sum_l \epsilon_l R_l$  – доля энергии, которая передается нагрев нейтральных частиц в результате диссоциации  $N_2$  электронным ударом и тушения

электронно-возбужденных молекул азота [31]. Последние слагаемые в уравнениях (8) и (9) описывают VT-релаксацию (колебательно-поступательную) и рассчитываются с использованием подхода Ландау–Теллера,  $Q_{VT} = (E_v - E_{v0})/\tau_{VT}$ , где  $E_{v0}$  – локальная равновесная колебательная энергия,  $\tau_{VT}$  – время VT-релаксации при столкновениях колебательно возбужденных молекул  $N_2(v)$  с молекулами и атомами. Полный набор элементарных процессов в азоте включал реакции с участием следующих сортов частиц:  $N_2$ ,  $N$ ,  $N_2(A)$ ,  $N_2(B)$ ,  $N_2(C)$ ,  $N_2(a1)$ ,  $N(d)$ ,  $N(p)$ ,  $N^+$ ,  $N_2^+$ ,  $N_4^+$ . Более подробно, набор представлен в работе [31].

### ГЕОМЕТРИЯ РАСЧЕТНОЙ ОБЛАСТИ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

На практике представляет интерес исследование деталей формирования и динамики одиночного микроволнового плазмоида, его вытягивание вдоль электрического поля в плазменных приборах и устройствах. В связи с этим рассмотрим модельную задачу. Для этого сформулированные уравнения (1)–(11) для описания микроволнового разряда будем решать для геометрии, представленной на рис. 1.

Размер области моделирования составляет  $0.4\lambda \times 2\lambda$ . Чтобы в расчетной области сформировался один плазмоид, мы рассмотрим две падающие идентичные линейно поляризованные волны с обеих сторон двумерной прямоугольной области моделирования в противоположных направлениях для формирования стоячей волны. Другими словами, на верхней и нижней горизонтальной границах расчетной области ставились следующие граничные условия

$$\mathbf{n} \times \tilde{\mathbf{E}}|_{y,z=0} = \mathbf{n} \times \tilde{\mathbf{E}}|_{y,z=2\lambda} = \mathbf{n} \times \tilde{\mathbf{E}}_0, \quad (12)$$

При этом предполагается, что волна распространяется через открытые вертикальные границы рас-

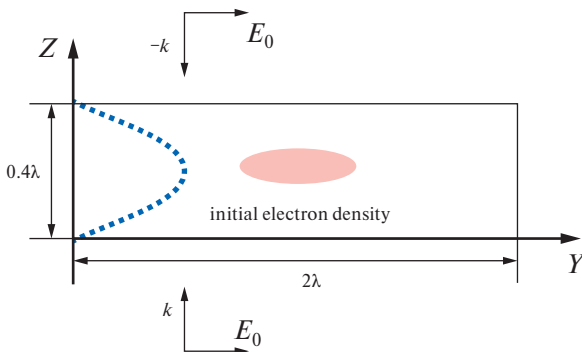


Рис. 1. Двумерная расчетная область, для описания динамики плазмоида в пучности стоячей электромагнитной волны.

четной области без отражения, поэтому там было наложено условие рассеяния второго порядка

$$\mathbf{n} \times (\nabla \times \mathbf{E}) - ik\mathbf{n} \times (\mathbf{E} \times \mathbf{n}) - \frac{1}{2ik} \nabla \times (\mathbf{nn} \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{n})) = 0. \quad (13)$$

В этой конфигурации расчетной области и падающих волн в стоячей волне есть только одна пучность. В работе предполагалось, что с обеих длинных сторон расчетной области падают электромагнитные волны с амплитудой  $\mathbf{E}_0 = 1.7$  кВ/см и частотой 9.6 ГГц, то есть максимальное среднеквадратичное значение поля стоячей волны составляет 5.4 кВ/см, что превышает значение критического поля при данных условиях в азоте.

Остальные граничные условия записывались в следующем виде

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \cdot \Gamma_e|_{y,z=0} &= \mathbf{n} \cdot \Gamma_e|_{y,z=0.4\lambda} = \mathbf{n} \cdot \Gamma_e|_{y=0,z} = \\ &= \mathbf{n} \cdot \Gamma_e|_{y=0,z} = \mathbf{n} \cdot \Gamma_e|_{y=2\lambda,z} = v_{eth} n_e / 4, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \cdot \Gamma_k|_{y,z=0} &= \mathbf{n} \cdot \Gamma_k|_{y,z=0.4\lambda} = \mathbf{n} \cdot \Gamma_k|_{y=0,z} = \\ &= \mathbf{n} \cdot \Gamma_k|_{y=0,z} = \mathbf{n} \cdot \Gamma_k|_{y=2\lambda,z} = v_{kth} n_k / 4, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_e|_{y,z=0} &= \mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_e|_{y,z=0.4\lambda} = \mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_e|_{y=0,z} = \\ &= \mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_e|_{y=0,z} = \mathbf{n} \cdot \mathbf{Q}_e|_{y=2\lambda,z} = v_{eth} n_e / 4, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\phi|_{y,z=0} = \phi|_{y,z=0.4\lambda} = 0, \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{D}|_{y=0,z} = \mathbf{n} \cdot \mathbf{D}|_{y=2\lambda,z} = 0, \quad (17)$$

$$T|_{y,z=0} = T|_{y,z=0.4\lambda} = T|_{y=0,z} = T|_{y=2\lambda,z} = T_0, \quad (18)$$

$$T_v|_{y,z=0} = T_v|_{y,z=0.4\lambda} = T_v|_{y=0,z} = T_v|_{y=2\lambda,z} = T_0, \quad (19)$$

$$\mathbf{u}|_{y,z=0} = \mathbf{u}|_{y,z=0.4\lambda} = 0,$$

$$\left( \mu (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) - p \mathbf{I} \right) \mathbf{n} \Big|_{y=0,z} = 0, \quad (20)$$

$$\left( \mu (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) - p \mathbf{I} \right) \mathbf{n} \Big|_{y=2\lambda,z} = 0.$$

Здесь  $v_{eth} = \sqrt{8k_B T_e / \pi m_e}$  и  $v_{kth} = \sqrt{8k_B T_k / \pi M_k}$  – средние тепловые скорости электронов и атомов азота соответственно ( $T$  в эВ). В качестве начальных условий предполагалось, однородное распределение концентрации электронов, ионов и возбужденных частиц со значением, равным  $10^5 \text{ м}^{-3}$ . Начальные плотности положительных ионов устанавливаются в соответствии с балансом заряда и процессами преобразования заряженных частиц в активной фазе и фазе послесвечения:

$$\begin{aligned} [N_2^+] &= 0.99n_e, \quad [N_3^+] = (1/3)[N_2^+], \\ [N_4^+] &= (1/3)[N_2^+], \quad [N^+] = (1/3)[N_2^+]. \end{aligned} \quad (21)$$

Начальные значения электронной, колебательной и газовой температур устанавливались равными 293 К.

Следует подчеркнуть, что уравнение (1) решается в частотном диапазоне, а уравнения (5)–(11) решались во временном представлении. При этом параметры, входящие в уравнения (5)–(11), предполагаются усредненными за один период СВЧ-поля.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Численные расчеты были проводились в коммерческом лицензионном пакете Comsol Multiphysics в базовом модуле методом конечных элементов. Дискретизация расчетной области проводилась с помощью треугольной сетки. Для наилучшего разрешения градиентов концентрации заряженных и возбужденных частиц размеры ячейки выбирались не более  $\lambda/100$ .

Перейдем к результатам численных расчетов. Так, на рис. 2, 3 представлены распределения концентрации электронов, среднеквадратичного значения напряженности электрического поля, а также температуры газа и колебательной температуры азота в расчетной области в различные моменты времени при давлении азота 100 Торр и частоте СВЧ поля 9.6 ГГц.

Видно, что максимум напряженности электрического поля наблюдается в центральной области и составляет 5.4 кВ/см. К моменту времени  $t = 2$  мкс концентрация электронов достигает значения  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ . При этом значении плазмоид начинает искажать внешнее электрическое поле.

К моменту времени  $t = 3\text{--}5$  мкс плазмоид вытягивается до длины, равной  $\sim 2$  см. Наблюдается диффузная форма разряда. Температура азота при этом увеличивается до 588 К. Колебательная температура азота увеличивается до 1345 К. С момента времени 5 мкс и далее концентрация электронов начинает стягиваться к центру плазмоида и к моменту времени 7 мкс СВЧ-разряд из диффузной формы переходит в контрагированную. Максимальное значение концентрации электронов достигает значения  $4.5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$  в момент времени  $t = 10$  мкс. В этом режиме внешнее электрическое поле уже не проникает в СВЧ-плазмоид. При этом в контрагированном режиме наблюдается интенсивный нагрев газа в области разряда. К моменту времени  $t = 15$  мкс наблюдается некоторое снижение концентрации электронов до значения  $2.6 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Температура газа увеличивается до 2160 К, а колебательная температура азота до 3070 К.

На рис. 4 представлены пространственные распределения различных сортов ионов в момент времени  $t = 15$  мкс. Видно, что доминирующим сортом ионов является атомарный ион  $\text{N}^+$ . Максимальные значения концентраций ионов  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{N}_3^+$  и  $\text{N}_4^+$  наблюдаются на концах плазмоида, вытянутого вдоль колеблющегося вектора напряженности электрического поля.

На рис. 5 представлены пространственные распределения концентраций различных сортов возбужденных частиц.

Видно, что в контрагированном режиме концентрации возбужденных частиц  $\text{N}_2(\text{A})$ ,  $\text{N}_2(\text{a1})$ ,  $\text{N}(\text{d})$ ,  $\text{N}(\text{p})$  принимают близкие значения. При этом максимумы  $\text{N}_2(\text{A})$  и  $\text{N}_2(\text{a1})$  наблюдаются на полюсах плазмоида, а максимумы  $\text{N}(\text{d})$  и  $\text{N}(\text{p})$  наблюдаются на периферии плазмоида.

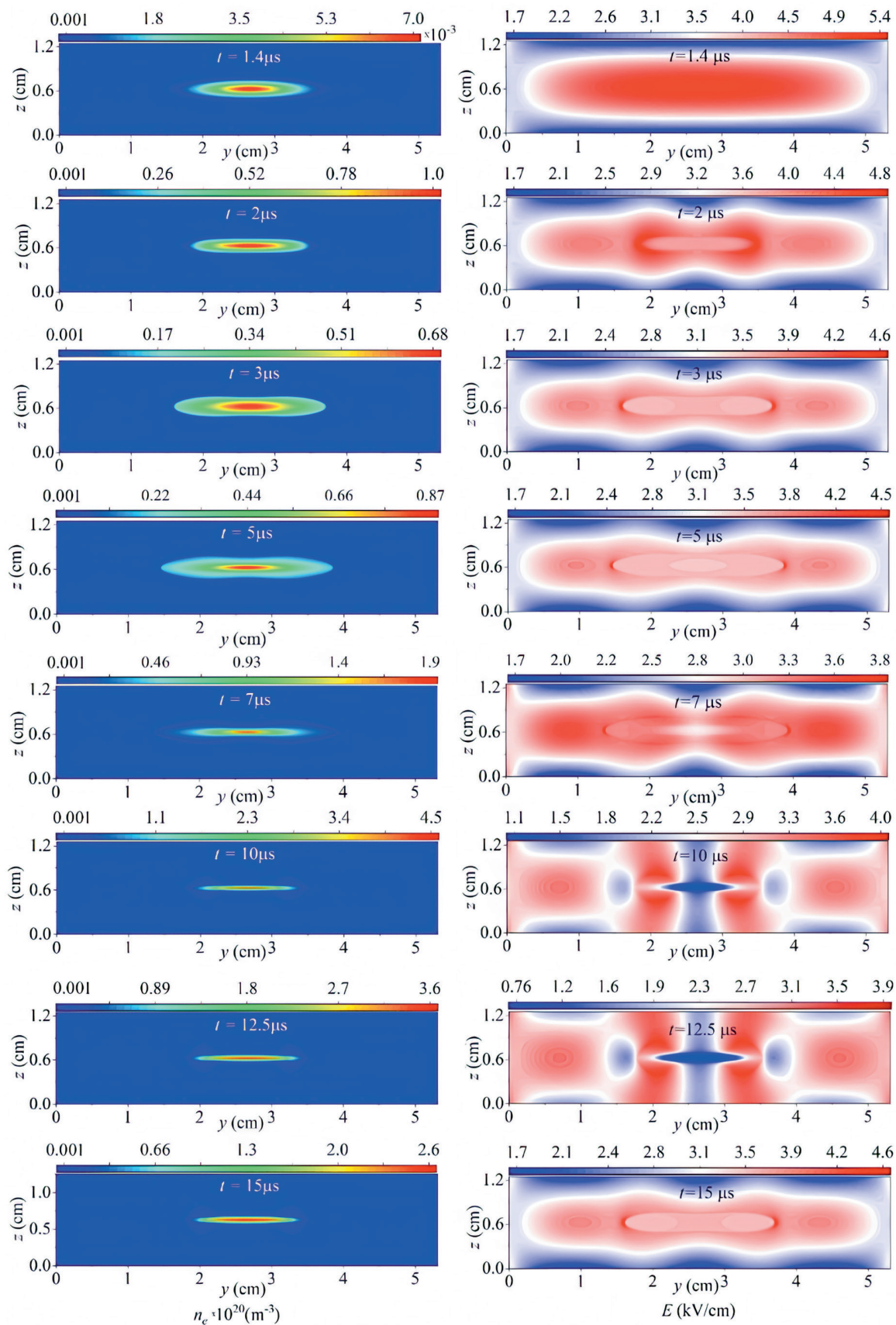
На рис. 6 представлена динамика изменения концентраций заряженных и возбужденных частиц в центре плазмоида в различные моменты времени. Видно, что резкий рост концентраций заряженных и возбужденных частиц наблюдается до момента времени 2 мкс. Происходит, так называемый СВЧ-пробой. Далее концентрация заряженных частиц до момента времени 4 мкс слабо падает. Происходит вытягивание плазмоида. При этом он имеет диффузную форму.

С времени 5 мкс момента концентрация заряженных и возбужденных частиц начинает увеличиваться и к моменту времени 9–10 мкс достигает максимальных значений. СВЧ-разряд из диффузной формы переходит в контрагированную. При этом переходе наблюдается смена плазмообразующего иона с  $\text{N}_4^+$  на  $\text{N}^+$ .

Увеличивается и концентрация возбужденных атомарных частиц азота. Это обусловлено увеличением температуры газа и возрастанием роли электронной диссоциации. В контрагированном режиме внешнее электрическое поле не проникает в центр плазмоида. Наблюдается некоторое снижение концентраций заряженных и возбужденных частиц.

Отметим, что что основными каналами рождения электронов на малых временах (до 2 мкс) является ударная ионизация, а на временах больших 2 мкс являются реакции ассоциативной ионизации. Основным каналом стока электронов, является реакция рекомбинации при участии ионного комплекса  $\text{N}_4^+$ .

В диффузном режиме горения СВЧ-разряда в момент времени 3 мкс рождение электронов преобладает во всей разрядной области над объемной рекомбинацией. Однако в филаментированном (или



**Рис. 2.** Пространственные распределения концентрации электронов (слева) и среднеквадратичного значения напряженности электрического поля (справа) в различные моменты времени.

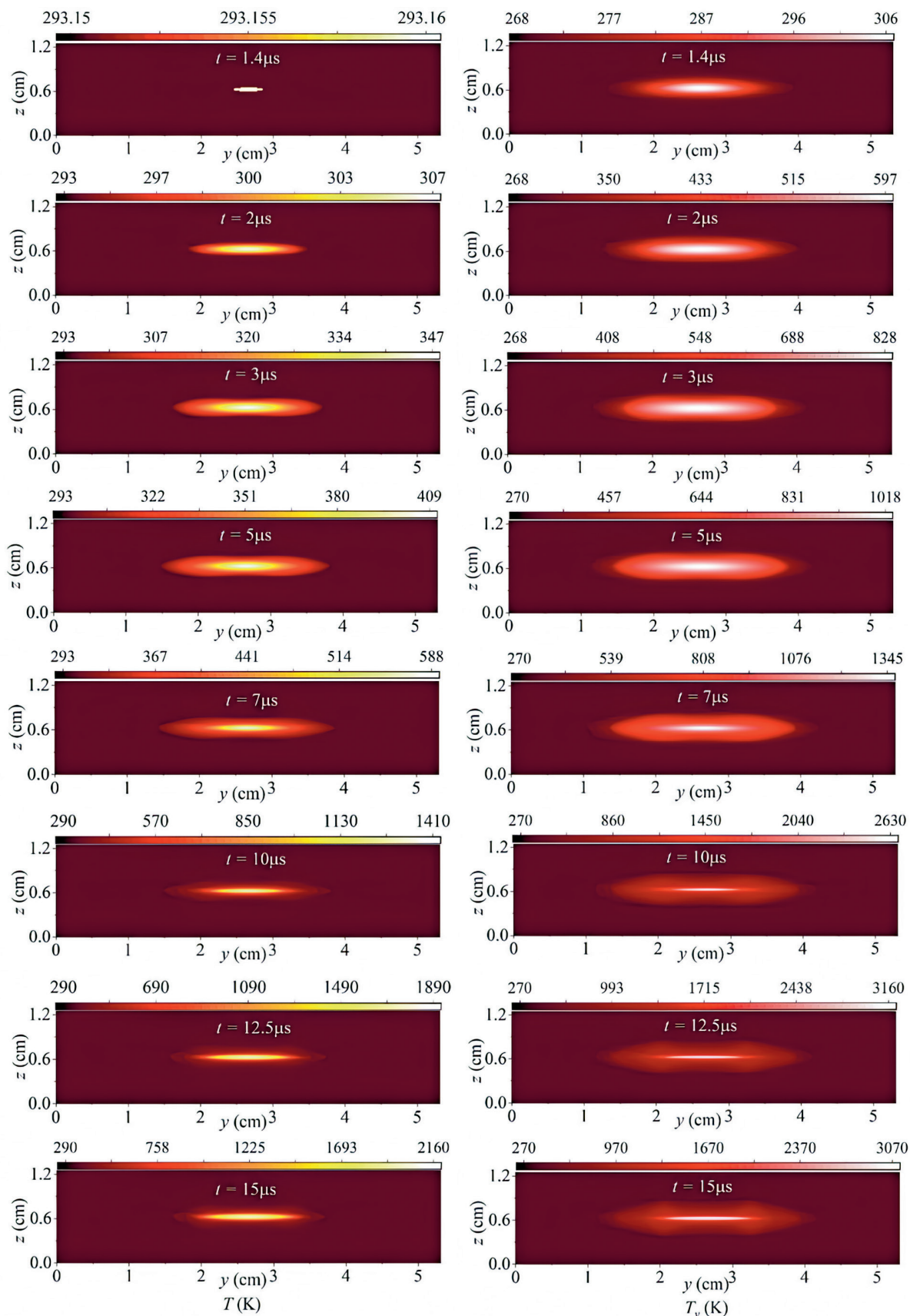


Рис. 3. Пространственные распределения температуры газа (слева) и колебательной температуры азота (справа) в различные моменты времени.

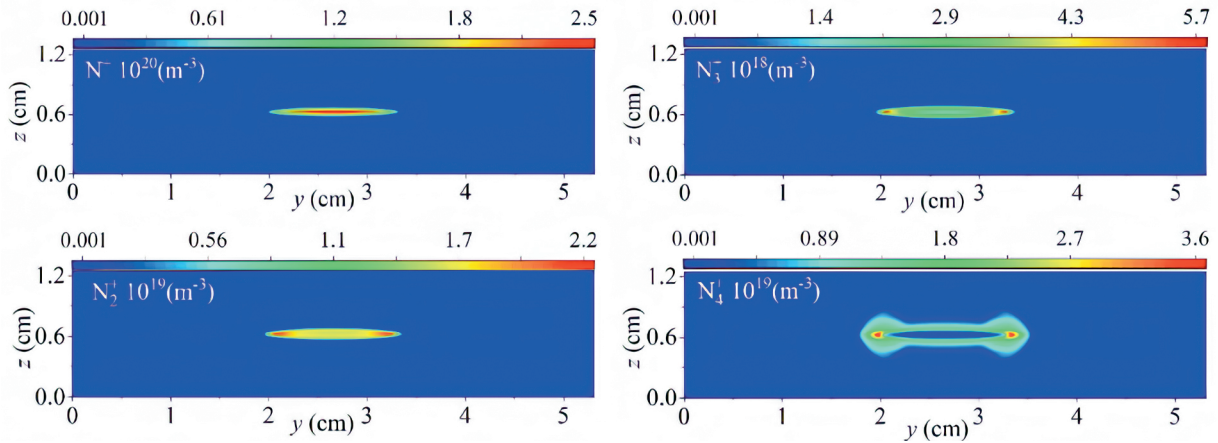


Рис. 4. Пространственные распределения различных сортов ионов в момент времени  $t = 15$  мкс.

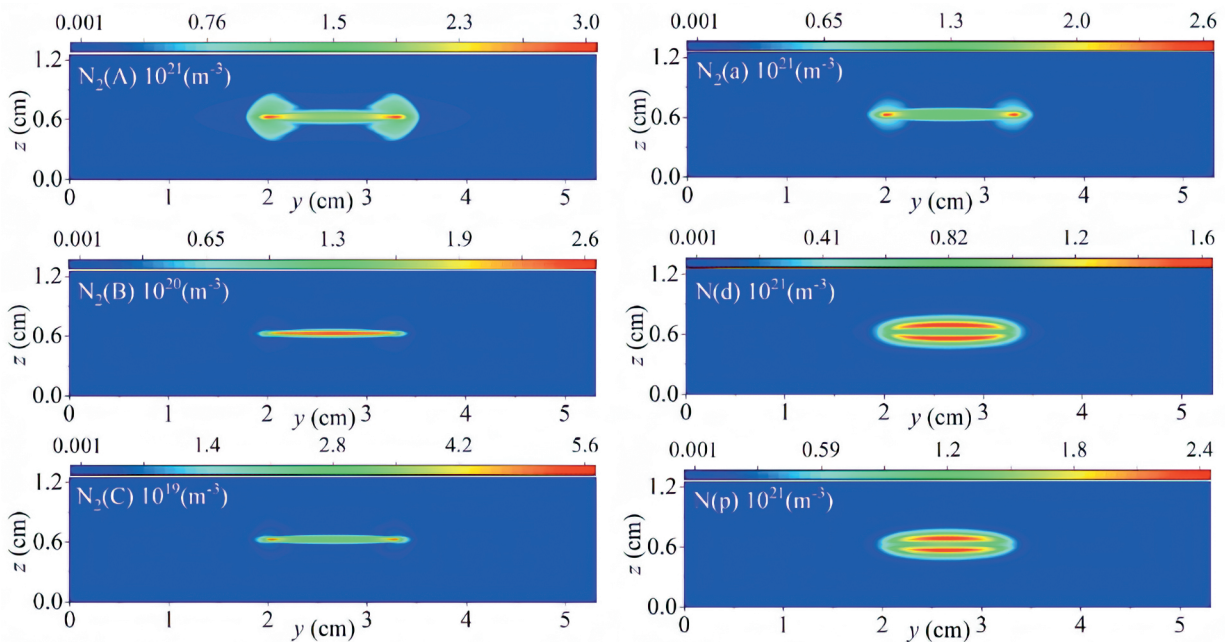


Рис. 5. Пространственные распределения концентраций различных сортов возбужденных частиц в момент времени  $t = 15$  мкс.

контрагированном) режиме в момент времени 14 мкс рождение электронов преобладает лишь в узкой части посередине разрядной области, тогда как в остальной части преобладает объемная рекомбинация. Это связано с тем, что с увеличением времени, происходит неравномерный разогрев газа с максимумом в центре разрядной области, который приводит к вытеснению нейтральных частиц азота к периферии. Это приводит к росту приведенного значения напряженности электрического поля в приосевых областях и его резком уменьшении при движении к периферии разряда. Поскольку скорость ионизации экспоненциально зависит от величины  $E/N$ , то уже незначительное увеличение этого параметра на оси плазмоида приводит к сильному стя-

живанию зоны ионизации. С другой стороны, рост концентрации электронов приводит к увеличению межэлектронных столкновений и как следствие к максвеллизации функции распределения электронов на оси СВЧ-плазмоида. Это в свою очередь также приводит к увеличению степени ионизации на оси плазмоида и его стягиванию в узкий филамент.

При этом гибель электронов в результате объемной рекомбинации начинает доминировать на периферии разряда. Таким образом, основным механизмом перехода из диффузной формы в филаментарную является ионизационно-перегревая неустойчивость.

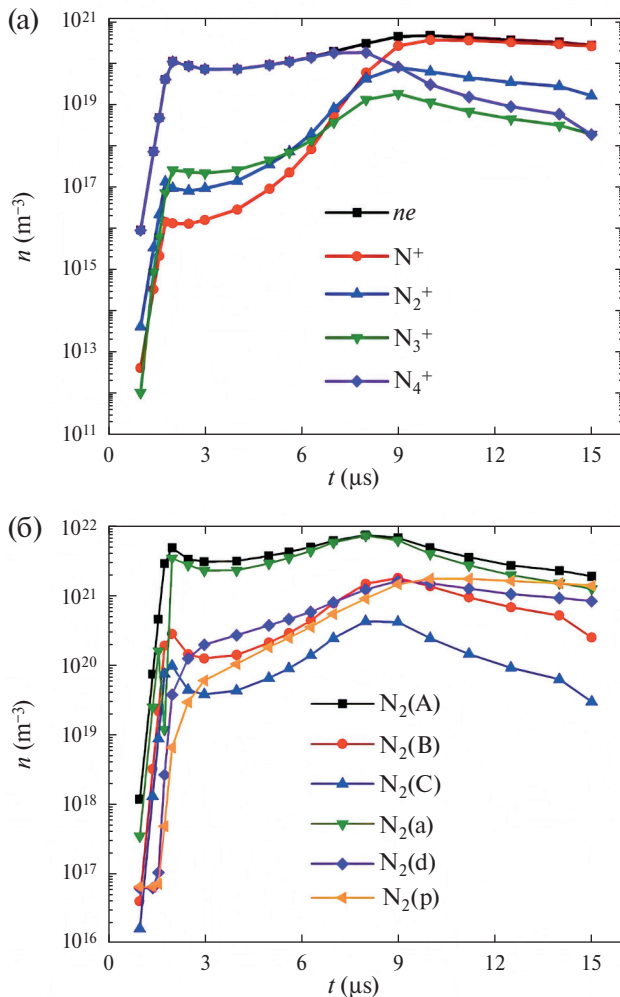


Рис. 6. Динамика изменения концентраций заряженных и возбужденных частиц в центре плазмоида в различные моменты времени.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе сформулирована самосогласованная физико-математическая модель СВЧ-разряда, описывающая его динамику в пучности стоячей электромагнитной волны. Модель учитывает достаточно подробную кинетику элементарных процессов, теплофизические и газодинамические процессы в области формирования разряда, а также двумерный характер формирования плазмоида. Результаты численных расчетов для разряда в азоте при давлении 100 Торр продемонстрировали динамику СВЧ-пробоя, вытягивания микроволнового плазмоида и его переход из диффузной в контрагированную форму. Представлена динамика изменения концентрации заряженных и возбужденных частиц плазмы при смене режима горения разряда.

Сформулированная модель и полученные численные результаты могут быть полезным инстру-

ментом при создании реальных плазменных устройств, таких как плазмохимические реакторы для синтеза различных типов наноструктур, плазменно-динамических актуаторов для управления обтеканием тем в сверхзвуковых потоках и в качестве источника ионов в современных масс-спектрометрах.

### ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-21-00276, <https://rscf.ru/project/23-21-00276/>.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lebedev Y.A., Averin K.A., Borisov R.S. et al. // High Energy Chem, 2018. V. 52. № 324. P. 324–329.
2. Averin K.A., Lebedev Yu.A., Tatarinov A.V. // High Energy Chem, 2019. V. 53. V. 4. P. 331–335.
3. Lebedev Yu.A. // High Temperature. 2018. V. 56. № 5. P. 811–820.
4. Tsyganov D., Bundaleska N., Tatarova E., Dias A., Henriques J., Rego A., Ferraria A., Abrashev M.V., Dias F.M., Luhrs C.C., Phillips J. // Plasma Sources Science and Technology. 2015. V. 25. № 015013. P. 1–22.
5. Napalkov O.G., Saifutdinov A.I., Saifutdinova A.A., Timerkaev B.A. // High Energy Chemistry. 2021. V. 55. № 6. P. 525–530.
6. Krčma F., Tsonev I., Smejkalová K., Truchlá D., Kozáková Z., Zhekova M., Marinova P., Bogdanov T., Benova E. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2018. V. 51. № 41. P. 414001.
7. Chen Z., Xia G., Zou C., Li P., Hu Y., Ye Q., Eliseev S., Stepanova O., Saifutdinov A.I., Kudryavtsev A.A., Liu M. // Journal of Applied Physics. 2015. V. 118. P. 023307.
8. Xia G., Chen Z., Saifutdinov A. I., Eliseev S., Hu Y., Kudryavtsev A.A. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2014. V. 42. № 10. P. 2768–2769.
9. Kang S.K., Kim H.Y., Yun G.S., Lee J.K. // Plasma Sources Science and Technology. 2015. V. 24. № 3. P. 035020 1–12.
10. Todorova Y., Yotinov I., Topalova Ya., Benova E., Marinova P., Tsonev I., Bogdanov T. // Environmental technology. 2019. V. 40. № 28. P. 3783–3792.
11. Vautz W., Michels A., Franzke J. // Analytical and bio-analytical chemistry. 2008. V. 391. P. 2609–2615.
12. Dai J., Zhao Zh., Liang G., Duan Y. A novel microwave-induced plasma ionization source for ion mobility spectrometry // Scientific reports. 2017. V. 7. № 1. P. 1–9.
13. Fukunari M., Komurasaki K., Nakamura Y., Oda Y., Sakamoto K. // Journal of Energy and Power Engineering. 2017. V. 11. № 6. P. 363–371.



14. *Diamant K.D., Zeigler B.L., Cohen R.B.* // Journal of propulsion and power. 2007. V. 23. № 1. P. 27–34.
15. *Knight D.* // Aerospace Lab. 2015. № 10. P. AL10-02 1–12.
16. *Azarova O.A., Knight D.D.* // Aerospace Science and Technology. 2015. V. 43. P. 343–349.
17. *Khodataev K.V.* Microwave discharges and possible applications in aerospace technologies // Journal of Propulsion and Power. 2008. V. 24. № 5. P. 962–972.
18. *Shibkov V.M.* Microwave Discharges and Their Application. I. Surface Microwave Discharge // Moscow University Physics Bulletin. 2019. V. 74. P. 421–437.
20. *Lashkov V.A., Karpenko A.G., Khoronzhuk R.S., Mashek I.Ch.* // Physics of Plasmas. 2016. V. 23. № 5. P. 052305 1–6.
21. *Bonaventura Z., Trunec D., Meško M., Vašina P., Kudrle V.* // Journal of Physics D: Applied Physics. 2007. V. 41. № 1. P.015210 1–9.
22. *Semenov V.E., Rakova E.I., Glyavin M.Yu., Nusinovich G.S.* // Physics of Plasmas. 2016. V. 23. № 7. P. 073109 1–11.
23. *Zhao P., Guo L., Shu P.* // Physics of Plasmas. 2016. V. 23. № 9. P. 092105 1–5.
24. *Yang W., Zhou Q., Dong Z.* // Journal of Applied Physics. 2018. V. 123. № 1. P. 013301 1–9.
25. *Chaudhury B., Boeuf J.P., Zhu G.Q.* // Physics of Plasmas. 2010. V. 17. № 12. P. 123505 1–11.
26. *Chaudhury B., Boeuf J.-P., Zhu G.-Q. Pascal O.* // Journal of Applied Physics. 2011. V. 110. № 11. P. 113306 1–8.
27. *Kourtzanidis K., Boeuf J.P., Rogier F.* // Physics of Plasmas. 2014. V. 21. № 12. P. 123513 1–8.
28. *Arcese E., Rogier F., Boeuf J.P.* // Frontiers in Physics. 2019. V. 7. 26. P. 1–16.
29. *Kourtzanidis K., Rogier F., Boeuf J.P.* // Journal of Applied Physics. 2015. V. 118. № 10. P. 103301 1–9.
30. *Saifutdinov A.I., Kustova E.V., Karpenko A.G., Lashkov V.A.* // Plasma Physics Reports. 2019. V. 45. № 6. P. 602–609.
31. *Saifutdinov A.I., Kustova E.V.* // Journal of Applied Physics. 2021. V. 129. № 2. 023301 1–15.
32. *Напалков О.Г., Кустова Е.В., Сайфутдинов А.И.* // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2023. Т. 24. вып. 5. С. 1–17.