

УДК 533.9.08

DOI: 10.17223/00213411/62/10/129

*В.П. ДЕМКИН, С.В. МЕЛЬНИЧУК, А.В. ПОСТНИКОВ*

## **2D-МОДЕЛЬ ПЛАЗМЫ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ, ФОРМИРУЕМОЙ ПОСЛЕ ИСКРОВОГО ПРОБОЯ: РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК \***

Методом конечных элементов проведен расчет динамики электрофизических и термодинамических характеристик плазмы гелия атмосферного давления после искрового пробоя 1 мм газоразрядного промежутка. При вычислениях использовалась 2d-аксиально-симметричная модель плазмы в дрейф-диффузионном приближении в сочетании с уравнениями Навье – Стокса и теплопроводности. Выбранные параметры электрической цепи, начальные и граничные условия разряда приводят к формированию локализованного в конечном объеме стационарного самостоятельного разряда постоянного тока  $\sim 0.1$  А с температурой  $\sim 500$  К. Проведен сравнительный анализ влияния разогрева плазмы на динамику ее электрофизических характеристик и вид разряда.

**Ключевые слова:** плазма атмосферного давления, тлеющий разряд, численное моделирование плазмы, самосогласованная столкновительная модель, биомедицинские приложения.

### **Введение**

Разработка газоразрядных источников низкотемпературной неравновесной плазмы (ННП) для биомедицинских приложений является одним из актуальных направлений развития плазменной медицины [1]. Основанием для этого служат достижения и успехи в применении плазмы и плазменных технологий в клинической практике в области онкологии, дерматологии, стоматологии, фармакологии, лечении внутренних болезней [2–8]. Газоразрядная плазма обладает антимикробным свойством и применяется для стерилизации медицинского оборудования и инструментов, лечения ран и остановки кровотечения, регенерации биологических тканей [9].

Область практического применения ННП в медицине зависит от температуры газа: плазма с температурой газа 100–150 °С используется для стерилизации и обеззараживания медицинской аппаратуры, плазма с температурой газа 60–100 °С применяется для ускорения свертывания крови и абляции биотканей, а также стерилизации чувствительных к температуре предметов, и, наконец, плазма с температурой газа 20–60 °С наиболее распространена в медицине для проведения *in vivo* и *in vitro* экспериментов и обработки живых тканей и клеток без их термического или электрического разрушения [10].

Разработанные устройства для получения низкотемпературной неравновесной плазмы можно условно разделить на три типа: 1) источники первичной плазмы (*direct plasma sources*), в которых биологический объект-мишень используется как один из электродов; 2) источники вторичной плазмы (*indirect plasma sources*), в которых плазма создается в самом источнике, а затем транспортируется на обрабатываемую поверхность посредством газа-носителя или за счет диффузии; 3) так называемые гибридные источники плазмы (*hybrid plasma sources*), в которых плазма создается посредством множества нано- и микрозарядов на сетчатом проводящем электроде [9].

Более универсальными источниками ННП являются источники второго типа, где обрабатываемую мишень можно отделить от самого источника, что очень важно, когда мишень находится в труднодоступном месте. Кроме того, размер и форму плазменной струи от таких источников можно масштабировать в широких пределах. Также следует учесть, что распространение плазменной струи в окружающем газе приводит к изменению состава доставляемой к мишени плазмы [11, 12].

Наиболее распространенными источниками плазмы в биомедицинских приложениях являются приборы, разработанные на основе неравновесной газоразрядной плазмы, получаемой в дуговых, искровых и ВЧ-плазмотронах, а также в разрядах с диэлектрическим барьером при атмосферном давлении [13]. Основными механизмами воздействия плазмы на живые объекты являются взаимодействия активных частиц, генерируемых в разряде и при взаимодействии плазмы с несутщим газом: электронов, ионов, реактивных кислород- и азотсодержащих соединений (ROS) и

\* Работа выполнена в рамках Tomsk State University Competitiveness Improvement Program.

(RNS) – и коротковолнового излучения, которые могут оказывать прямое воздействие на биологические объекты, а также являются катализаторами химических процессов и дальнейшей последовательности биохимических реакций в живых биологических тканях и клетках, ускоряющих терапевтические эффекты [14, 15]. Для повышения продуктивности генерации биологически активных частиц и увеличения средней энергии электронной компоненты наиболее эффективным в качестве несущего газа является гелий [12].

Образование биологически активных частиц, их концентрация и пространственное распределение, а следовательно, и их взаимодействие с живыми тканевыми и клеточными структурами зависят от метода генерации плазмы, способов ее доставки к биологическим поверхностям и доз их обработки плазмой. Одним из перспективных источников низкотемпературной неравновесной плазмы является нестационарный слаботочный плазмотрон, в котором плазма образуется в результате случайной последовательности искровых пробоев, переходящих в режимы тлеющих разрядов [16, 17]. Использование источников плазмы, основанных на плазме тлеющего разряда, поддерживаемой искровым разрядом, дает возможность получать плазменные струи с более высокими концентрациями заряженных частиц и повышенной интенсивностью коротковолнового спектра излучения и является более перспективным в применении их для биомедицинских целей [14, 18]. Но биологическое действие плазмы в каждом случае требует установления контролируемых условий и режима горения разряда и состава несущего газа, обеспечивающих терапевтический эффект плазмы и минимизацию рисков влияния вредных для здоровья факторов. Поэтому для практического применения источников, основанных на такого рода плазме, необходимо понимание физических механизмов переноса энергии при переходе от тлеющего к искровому разряду и построение детализированной математической модели этих процессов.

В работе [19] с использованием 2d-аксиально-симметричной модели проведено моделирование пространственно-временной динамики низкотемпературной плазмы тлеющего разряда в гелии атмосферного давления после искрового пробоя и исследование зависимости разряда от начальных условий и параметров внешней электрической цепи. Показано, что при определенном задании начальных параметров электрической цепи и концентрации электронов разряд переходит в стационарный режим, что согласуется с результатами эксперимента [17, 18].

Целью данной работы является построение модели нестационарной плазмы комбинированного разряда, основанного на переходе тлеющего разряда в искровой и проведение численного эксперимента по изучению динамики электрофизических и термодинамических характеристик плазмы гелия атмосферного давления в тлеющем разряде после искрового пробоя.

### Численная модель и геометрия разряда

В основу численного расчета электрофизических и термодинамических характеристик плазмы положена физико-математическая модель, использованная в работе [19] и дополненная уравнениями Навье – Стокса и теплопроводности.

Пространственно-временная динамика концентрации электронов  $n_e$  вычислялась из уравнения непрерывности

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + (\nabla \cdot \Gamma_e) = R_e - (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_e, \quad (1)$$

$$R_e = \sum_j^P x_j k_j N_n n_e.$$

Здесь  $R_e$  – суммарная константа скорости плазмохимических реакций с участием электронов;  $\Gamma_e$  – вектор потока электронов;  $\mathbf{u}$  – вектор скорости нейтральных частиц;  $x_j$  – молярная доля частиц для  $j$ -компоненты плазмы;  $k_j$  – константа скорости  $j$  реакции;  $N_n$  – концентрация нейтральных частиц;  $P$  – число реакций, приводящих к изменению электронной плотности. Для вычисления  $\Gamma_e$  использовалось дрейф-диффузионное приближение

$$\Gamma_e = -\mu_e n_e \mathbf{E} - D_e \nabla n_e, \quad (2)$$

где  $\mu_e$  – подвижность электронов;  $\mathbf{E}$  – вектор напряженности электрического поля;  $D_e$  – коэффициент диффузии электронов.

Объемная плотность энергии электронов  $n_e$  определялась из уравнения непрерывности в дрейф-диффузионном приближении для вектора потока энергии электронов  $\Gamma_\varepsilon$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + (\nabla \cdot \Gamma_\varepsilon) + (\mathbf{E} \cdot \Gamma_\varepsilon) &= R_\varepsilon - (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_\varepsilon, \\ \Gamma_\varepsilon &= -\mu_\varepsilon n_\varepsilon \mathbf{E} - D_\varepsilon \nabla n_\varepsilon, \\ R_\varepsilon &= \sum_j^{P'} x_j k_j N_n n_e \Delta \varepsilon_j, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $R_\varepsilon$  – потери энергии за счет неупругих столкновений;  $\mu_\varepsilon$  – подвижность энергии электронов;  $\mathbf{E}$  – вектор напряженности электрического поля;  $D_\varepsilon$  – коэффициент диффузии энергии электронов;  $\Delta \varepsilon_j$  – потери энергии электронов в  $j$  реакции;  $P'$  – число реакций, приводящих к изменению энергии электронов.

Уравнение непрерывности для тяжелых частиц имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_k}{\partial t} + (\nabla \cdot \Gamma_k) &= R_k - (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_k, \\ \Gamma_k &= \pm \mu_k n_k \mathbf{E} - D_k \nabla n_k. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $n_k$  – концентрации нейтральных и заряженных частиц газа;  $\Gamma_k$  – вектор потока в дрейф-диффузионном приближении;  $R_k$  – константа скорости реакций с участием тяжелых частиц;  $\mu_k$  – подвижность ионов;  $D_k$  – коэффициент диффузии.

Скорость электрически нейтральных частиц и давление в плазме рассчитывались с помощью уравнения Навье – Стокса и уравнения неразрывности для сжимаемой среды:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} &= \nabla [-pI + \tau] + \mathbf{f}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} - (\nabla \cdot (\rho \mathbf{u})) &= 0, \quad \rho = \frac{PM}{RT}, \quad \frac{1}{M} = \sum_{i=1}^q \frac{\omega_i}{M_i}, \\ \tau &= 2\mu S - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{u}) I, \quad S = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\rho$  – плотность плазмы;  $P$  – абсолютное давление;  $M$  – молярная масса;  $M_i$  – молярная масса  $i$ -компоненты газовой смеси;  $R$  – универсальная газовая постоянная;  $T$  – температура плазмы;  $\omega_i$  – массовая доля  $i$ -компоненты газовой смеси;  $\mathbf{u}$  – скорость нейтральных частиц плазмы ( $\mathbf{u} = 0$  в начальный момент времени);  $I$  – единичная матрица;  $S$  – тензор скорости деформации ( $T$  – индекс транспонирования);  $\tau$  – тензор вязких напряжений;  $\mathbf{f}$  – векторное поле массовых сил, в этой модели  $\mathbf{f} = 0$ .

Температура  $T$  плазмы рассчитывалась с помощью уравнения теплопроводности

$$\begin{aligned} \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T &= \nabla (\chi \nabla T) + Q, \\ Q &= \mathbf{E} \cdot \sum_i \mathbf{j}_i + B (\mathbf{E} \cdot \mathbf{j}_e), \\ B &= \frac{r_{el} \Delta \varepsilon_{el}}{r_{el} \Delta \varepsilon_{el} + \sum_{i=1}^G r_i \Delta \varepsilon_i}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $C_p$  – теплоемкость при постоянном давлении;  $\chi$  – теплопроводность;  $Q$  – источник тепла;  $\mathbf{j}_i$  – плотность тока тяжелых заряженных частиц;  $\mathbf{j}_e$  – плотность тока электронной компоненты плазмы;  $B$  – коэффициент, учитывающий, что не все столкновения электронов с атомами плазмы приводят к передаче тепла;  $r_{el}$  – константа скорости упругих столкновений электронов с He;  $\Delta \varepsilon_{el}$  – средняя энергия, теряемая электронами при упругих столкновениях с He;  $r_i$  – константа скорости неупругих столкновений;  $\Delta \varepsilon_i$  – энергия, теряемая электронами при неупругих столкновениях с He. Величина  $B$  рассчитывалась как отношение средней энергии, теряемой электронами при упругом ударе, к средней энергии, теряемой электронами при упругих и неупругих столкновениях. В этой модели предполагается, что вся энергия, теряемая электронами при неупругом ударе, полностью переводится в энергию излучения. Разогрев плазмы за счет столкновений атомов в основном со-

стоянии с атомами в метастабильном состоянии не рассматривался из-за значительного увеличения объема вычислений.

Распределение электрического поля и потенциала  $U$  в объеме разряда рассчитывали по формулам

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho_q, \\ \mathbf{E} &= -\nabla U, \end{aligned} \tag{7}$$

где  $\rho_q$  – общая плотность заряда.

Система уравнений (1) – (7) взаимосвязана общими переменными. На следующем шаге по времени, на основании (7), электрическое поле рассчитывается в объеме разряда. Затем это электрическое поле используется уравнениями плазмы (1) – (4) для расчета концентраций и динамических характеристик компонентов плазмы, из которых с использованием текущей температуры рассчитываются давления в плазме, массовые и мольные доли его компонентов. Рассчитанные плотность плазмы и динамическая вязкость среды переносятся из плазменного модуля (1) – (4) в уравнение потока жидкости (5), а также плотность, теплопроводность, теплоемкость и из (5) скорости нейтральных частиц в плазме переводятся в уравнение теплопроводности (6). Новое давление, поле скоростей нейтральных частиц и температура рассчитываются по уравнениям (5) и (6), которые на следующем шаге по времени используются уравнениями плазмы (1) – (4). Система уравнений (1) – (7) была решена в едином масштабе времени. Основные соотношения уравнений (1) – (7) показаны на рис. 1.

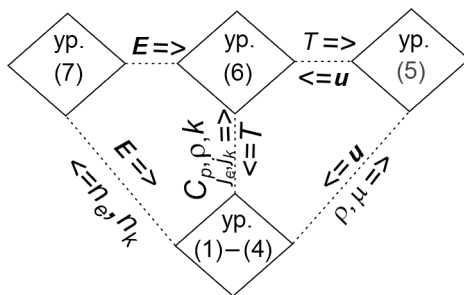


Рис. 1. Схема взаимосвязей уравнений (1) – (7)

также показано начальное распределение концентрации заряженных частиц, которое соответствует электрически нейтральному цилиндрическому слою в прикатодной области диаметром  $d = 0.2$  мм и высотой  $h = 0.08$  мм с концентрацией заряженных частиц  $n_e = n_i = 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  [19].

Электрическое поле в плазме разряда рассчитывалось по данным об электронной и ионной плотности с учетом граничных условий, задаваемых конфигурацией электрической цепи разряда.

Система уравнений (1) – (7), описывающая динамику плазмы, решалась численно методом конечных элементов, сетка которого представлена на рис. 2, б. В области прикатодного падения потенциала линейный размер элементов вдоль оси  $z$  выбран  $S1 = 0.002$  мм, что на порядок меньше длины свободного пробега электронов в процессе ионизации. В области положительного столба разряда и остальных второстепенных частях рассчитываемого объема плазмы величина линейных размеров элементов выбрана  $S2 = 0.004$  мм и  $S3 = 0.018$  мм соответственно. В области прикатодного падения потенциала из-за его расширения с течением времени в радиальном направлении величина элементов  $S1$  в этом направлении не меняется.

Столкновительная схема плазмы, используемая при решении уравнений непрерывности, включает в себя реакции, используемые ранее в работе [19]. В эту схему включены следующие реакции: упругий удар электронов с атомами газа, интегральное возбуждение с пороговым значением энергии  $\Delta\epsilon = 20$  эВ и ионизацию с  $\Delta\epsilon = 25$  эВ. Расчет кинетики процессов проводился на основании вида их сечений и распределения электронов по энергиям  $f(\epsilon)$ . Рекомбинации заряженных

нейтральных частиц в плазме переводятся в уравнение теплопроводности (6). Новая температура рассчитывается по уравнениям (5) и (6), которые на следующем шаге по времени используются уравнениями плазмы (1) – (4). Система уравнений (1) – (7) была решена в едином масштабе времени. Основные соотношения уравнений (1) – (7) показаны на рис. 1.

Конфигурация электрической цепи приведена на рис. 2, а. Напряжение  $U_0 = 1500$  В от источника питания подавалось через сопротивление  $R = 50$  (или 100) кОм на плоские электроды в виде диска. Диаметр электродов  $b = 6$  мм, расстояние между ними  $a = 1$  мм. На этом рисунке

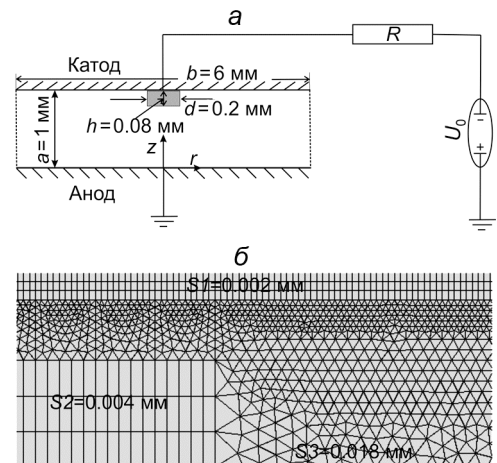


Рис. 2. Электрическая схема и геометрия разряда (а). Сетка метода конечных элементов:  $S1$  – область прикатодного падения потенциала,  $S2$  – область положительного столба разряда,  $S3$  – второстепенная область разряда (б)

частиц и образование молекулярного иона  $\text{He}_2^+$  рассчитывались исходя из вида температурной зависимости констант скорости реакций этих процессов [20].

Расчет транспортных характеристик электронной компоненты плазмы проводился на основании данных о зависимости подвижности  $\mu_e(\bar{\varepsilon})$  электронов от их средней энергии  $\bar{\varepsilon}$ , полученной при численном решении уравнения Больцмана для различных однородных электрических полей [19, 21].

Начальные условия разряда выбраны, исходя из предположения, что после искрового пробоя сформирован объемный заряд, представленный на рис. 2, а. Напряжение на электродах в начальный момент времени составляло  $U_0$ , электрическое поле между катодом и анодом однородно, величина которого  $E = U_0/a = 1.5 \cdot 10^4$  В/см. Давление и температура рассматриваемого объема газа в начальный момент времени равны  $P = 760$  Торр и  $T = 300$  К соответственно.

На границах области плазмы полагалось, что нормальная к оси разряда составляющая потоков заряженных и нейтральных частиц обращается в нуль. Коэффициент вторичной эмиссии электронов с катода под действием ионов был принят равным  $\gamma = 0.4$ . Начальная энергия первичных и вторичных электронов, полагалась равной 4 и 1 эВ соответственно. Температура катода и анода считалась постоянной на всем интервале времени расчетов и равнялась 300 К. Расчеты проводились с использованием Comsol Multiphysics 4.2.

### Результаты численных расчетов и их обсуждение

На рис. 3 представлены рассчитанные зависимости тока  $I$  и напряжения  $U$  от времени для  $R = 50$  и  $100$  кОм. При отсутствии электрической емкости, параллельной межэлектродному промежутку, кривые тока и напряжения разряда совпадают по форме. С левой стороны на этих рисунках изображены оси напряжения  $U$  на электродах, с правой стороны – оси токов  $I$  разряда.

Поведение тока разряда на интервале времени от  $10^{-9}$  до  $10^{-8}$  с обсуждалось в [19], где проводились аналогичные расчеты без учета термодинамических свойств плазмы. Указанная динамика связана с выбором начального распределения объемного заряда. Резкий рост электрического тока обусловлен приходом электронной лавины на анод, а дальнейший его спад – экранирующим действием положительных ионов возле катода. После этого монотонный рост электрического тока сопровождается расширением прикатодного слоя разряда. Сравнение кривой зависимости тока от времени, изображенной на рис. 3, б, с аналогичной кривой (рис. 3, а,  $I_c$ ) из работы [19], полученной без учета термодинамических свойств плазмы, показывает, что в первом случае ток достигает стационарного значения к моменту времени  $10^{-3}$  с, а во втором случае – к  $10^{-5}$  с, что связано с процессом разогрева плазмы. По этой же причине в первом случае величина стационарного тока незначительно больше, чем во втором случае.

Как показал анализ полученных результатов, с учетом и без учета разогрева плазмы, пространственно-временная динамика и электрофизические параметры плазмы после искрового пробоя мало отличаются друг от друга. Эти характеристики достаточно подробно были рассмотрены в [14, 19], в данной работе основное внимание уделяется описанию процесса разогрева плазмы и эффектов, связанных с ним.

На рис. 4 показано распределение тепловой мощности в единице объема вдоль оси  $z$  разряда, выделяемой токами электронной  $Q_e$  и ионной  $Q_i$  компонент плазмы для момента времени  $t = 10^{-5}$  с и  $R = 50$  кОм. Такое распределение выделяемой мощности является характерным для всех моментов рассматриваемого промежутка времени.

Из рис. 4 видно, что разогрев прикатодной области происходит за счет электрического тока ионов тяжелых частиц, а область положительного столба разогревается за счет электрического тока электронов, причем выделяемая мощность ионов в прикатодной области значительно выше, чем электронов в области положительного столба. Как следует из рис. 5, это приводит к тому, что прикатодная область за короткий промежуток времени разогревается значительно раньше области

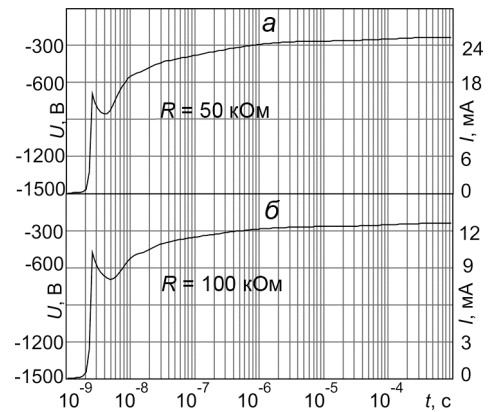


Рис. 3. Зависимости тока  $I$  и напряжения  $U$  от времени для  $R = 50$  кОм (а) и  $100$  кОм (б)

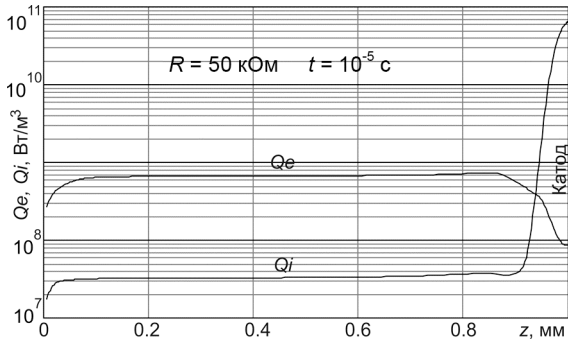


Рис. 4. Распределение вдоль оси  $z$  разряда тепловой мощности в единице объема, выделяемой токами электронной  $Q_e$  и ионной  $Q_i$  компонент плазмы для момента времени  $t = 10^{-5}$  с и  $R = 50$  кОм

времени  $t = 10^{-6}$  с. Плоские участки рисунка соответствуют плотности газа  $\rho_0$  при атмосферном давлении  $P = 760$  Торр и температуре  $T = 300$  К. Цифрой 1 на этом рисунке обозначена прикатодная область с плотностью газа  $\rho$  ниже  $\rho_0$ . Область 2 соответствует плотности  $\rho$  газа выше  $\rho_0$ . Как видно из рис. 6, к моменту времени  $10^{-6}$  с в области прикатодного падения потенциала 1 из-за разогрева плазмы до  $T = 400$  К (рис. 5) произошло понижение плотности газа относительно  $\rho_0$  примерно в 1.4 раза. Появившаяся из-за этого избыточная масса газа распространяется от катода к аноду в виде области 2 повышенной плотности относительно  $\rho_0$ .

Как следует из рис. 3, после момента времени  $10^{-6}$  с происходит незначительный рост электрического тока и уменьшение напряжения, и к моменту времени  $10^{-3}$  с разряд переходит в стационарный режим. При этом происходит разогрев всего объема, занимаемого плазмой.

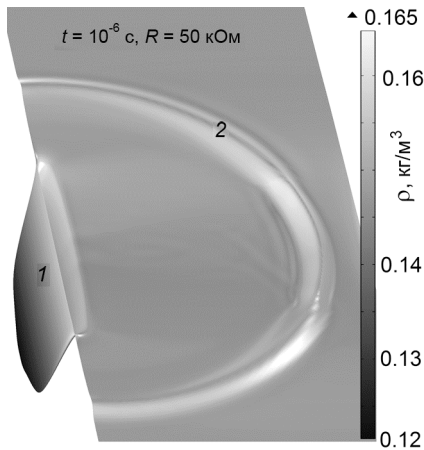


Рис. 6. Распределение плотности  $\rho$  газа в объеме разряда для  $R = 50$  кОм к моменту времени  $t = 10^{-6}$  с

плотности тока и меньшему разогреву объема плазмы ( $T_{\max} = 540$  К) в случае большего сопротивления  $R = 100$  кОм.

На рис. 8 представлено распределение концентрации электронов  $n_e$  плазмы в объеме разряда для  $R = 50$  и  $100$  кОм. Как видно из рис. 8, а, к моменту времени  $4 \cdot 10^{-5}$  с для  $R = 50$  кОм прикатодный слой распадается на две области – центральную и периферийную (цилиндрическая симметрия) – с максимальным значением плотности тока. Аналогичная ситуация возникает для  $R = 100$  кОм – максимальная плотность тока в периферийной области, а в центральной части катодный слой распадается [19]. Без учета разогрева плазмы разряд в таком виде переходит в стацио-

положительного столба. В течение первых 10 нс прикатодная область разогревается на 100 К, не изменяя своего радиального размера. Далее, на интервале времени  $10^{-8}$ – $10^{-7}$  с происходит дополнительный разогрев этой области с ее радиальным расширением в 2.5 раза с одновременным ростом электрического тока (см. рис. 3, а). На интервале времени  $10^{-7}$ – $10^{-6}$  с рост тока замедляется, а катодная область расширяется еще в 2 раза, в то время как электрическое поле меняется незначительно. Это приводит к уменьшению плотности тока и понижению температуры на 80 К.

Быстрый разогрев плазмы возле катода приводит к изменению плотности газа. На рис. 6 показано распределение плотности  $\rho$  нейтральных атомов гелия в объеме разряда для  $R = 50$  кОм к моменту

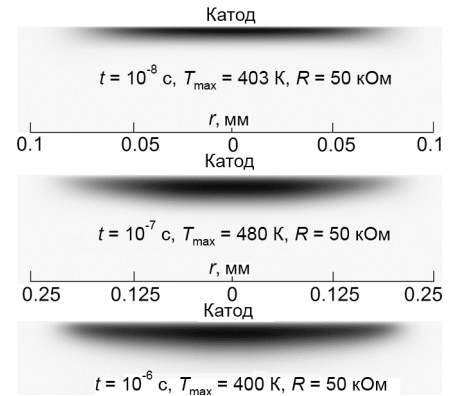


Рис. 5. Распределения температуры в прикатодной области разряда для  $R = 50$  кОм для моментов времени  $t = 10^{-8}$ ,  $10^{-7}$  и  $10^{-6}$  с

На рис. 7, а, б и в показано распределение температуры по объему разряда для моментов времени  $t = 10^{-5}$  и  $10^{-4}$  с и в стационарном состоянии для  $t = 10^{-3}$  с при  $R = 50$  кОм, на рис. 7, г – распределение температуры по объему разряда в стационарном состоянии для момента времени  $t = 10^{-3}$  с при  $R = 100$  кОм. Из рис. 7, а, б и в видно, что начиная с  $t = 10^{-5}$  с температура медленно растет в области положительного столба, которая достигает в стационарном режиме величины  $T_{\max} = 600$  К. Как отмечалось ранее, этот процесс определяется действием электрического тока электронной компоненты плазмы. Как следует из рис. 2, для  $R = 100$  кОм ток уменьшается в 2 раза по сравнению с  $R = 50$  кОм, а площадь, занимаемая катодным пятном, уменьшается примерно в 1.5 раза, что приводит к снижению

нарный режим, что показано в [19] для  $R = 100$  кОм. Как видно из рис. 8, б и в, учет разогрева плазмы приводит к моменту  $t = 10^{-3}$  с к однородному распределению концентрации электронов в прикатодном слое как для  $R = 50$  кОм, так и для  $R = 100$  кОм.

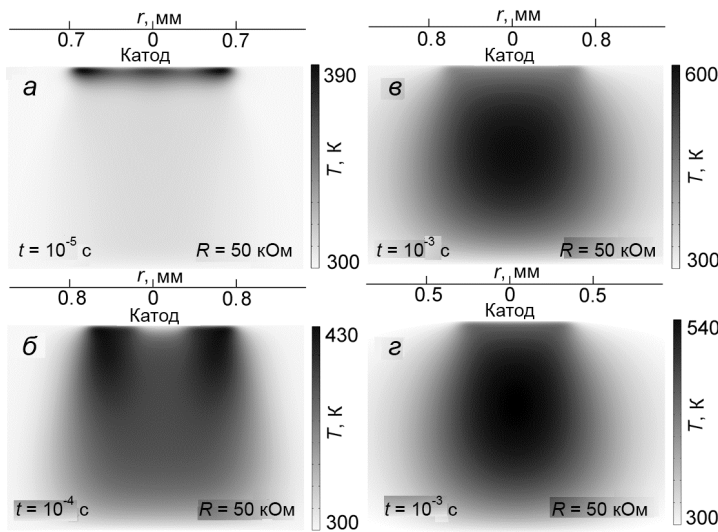


Рис. 7. Распределение температуры газа в объеме разряда для: а, б и в –  $R = 50$  кОм и моментов времени  $t = 10^{-5}$ ,  $10^{-4}$  и  $10^{-3}$  с соответственно; г –  $R = 100$  кОм и момента времени  $t = 10^{-3}$  с

Изменение формы прикатодного слоя при учете разогрева плазмы приводит к изменению распределения потенциала между электродами вдоль оси разряда, по сравнению с распределением в холодной плазме. В [19] было представлено распределение потенциала вдоль оси рассматриваемого разряда в стационарном режиме для  $\gamma = 0.4$  и  $R = 100$  кОм без учета термодинамических процессов. На рис. 9 представлено аналогичное распределение с учетом термодинамических процессов для  $\gamma = 0.4$  и  $R = 50$  и  $100$  кОм.

Как видно из рис. 9, при отличии тока разряда для  $R = 50$  и  $100$  кОм в 2 раза (рис. 3) распределение потенциала практически не изменяется. Для рассмотренных случаев можно говорить, что изменение тока разряда за счет  $R$  приводит к перераспределению плазмы в объеме так, что  $U$  вдоль оси разряда остается неизменным. Сравнение кривой  $U$  для  $R = 100$  кОм на рис. 9 с аналогичными данными [19] показывает, что учет разогрева плазмы приводит к изменению пространственного распределения концентрации электронов (рис. 8, а, б) в прикатодном слое и, как следствие, к незначительному изменению разности потенциалов между электродами от 270 В (см. рис. 7 в [19]) до 237 В (рис. 9).

### Заключение

В данной работе проведено численное моделирование с использованием 2d-аксиально-симметричной модели и исследование влияния термодинамических процессов на плазму тлеющего разряда в гелии атмосферного давления после искрового пробоя. Получены пространственно-временные характеристики электрофизических параметров плазмы. Проведено сравнительное изучение их изменения при учете и без учета термодинамических процессов в плазме.

Показано, что учет термодинамических процессов приводит к тому, что прикатодная область разогревается значительно раньше области положительного столба за короткий промежуток времени ( $\sim 10$  нс). Более быстрый разогрев плазмы возле катода вызывает пространственное изменение плотности газа. Этот процесс носит взрывной характер.

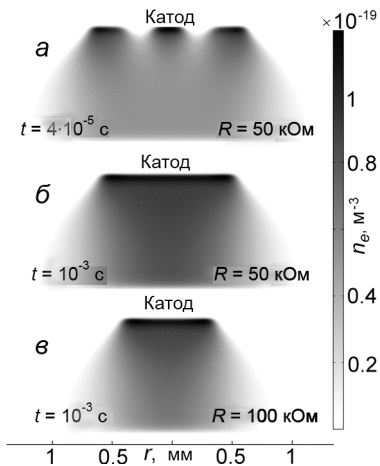


Рис. 8. Распределение концентрации электронов  $n_e$  плазмы в объеме разряда для: а, б –  $R = 50$  кОм и моментов времени  $t = 4 \cdot 10^{-5}$  и  $10^{-3}$  с соответственно; в –  $R = 100$  кОм и момента времени  $t = 10^{-3}$  с

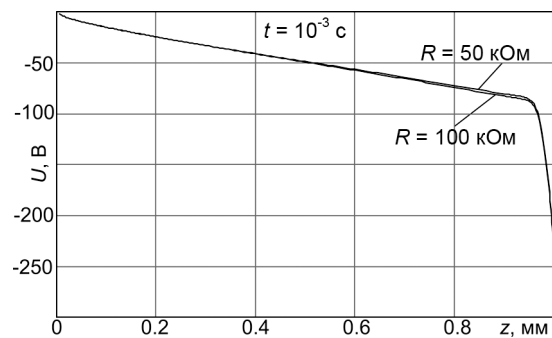


Рис. 9. Распределение потенциала  $U$  вдоль оси разряда для  $t = 10^{-3}$  с при  $R = 50$  и  $100$  кОм

Сравнение зависимостей тока от времени, полученных с учетом и без учета термодинамических свойств плазмы, показывает, что в первом случае ток достигает стационарного значения к моменту времени  $10^{-3}$  с, а во втором – к  $10^{-5}$  с, что связано с процессом разогрева плазмы. По этой же причине в первом случае величина стационарного тока незначительно больше, чем во втором.

Сравнение результатов численного эксперимента с учетом и без учета разогрева плазмы показал, что вид прикатодной области падения потенциала в стационарном режиме в этих случаях отличается. В последнем случае распределение концентрации электронов в прикатодной области в стационарном режиме разряда не является однородным, в то время как при учете термодинамических процессов пространственное распределение  $n_e$  в прикатодной области становится однородным, что приводит к уменьшению разности потенциалов между электродами.

Полученные результаты и закономерности будут использованы при моделировании кислород- и азотсодержащей плазмы данного типа разряда для определения пространственно-временной динамики ROS и RNS.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Laroussi M. // *Plasma*. – 2018. – V. 1. – No. 1. – P. 47–60.
2. Dubuc A., Monsarrat P., Virard F., et al. // *Therapeutic Advances in Medical Oncology: Systematic Review*. – 2018. – V. 10. – P. 1–12.
3. Gay-Mimbrera J., Carmen Garcí'a M., Isla-Tejera B., et al. // *Adv. Therapy*. – 2016. – V. 33. – P. 894–909.
4. Heinlin J., Isbary G., Stolz W., et al. // *J. Eur. Academy of Dermatology and Venereology*. – 2011. – V. 25. – P. 1–11.
5. Dobrynin D., Wasko K., Friedman G., et al. // *Plasma Medicine*. – 2011. – V. 1. – P. 241–247.
6. Li H.-P., Zhang X.-F., Zhu X.-M., et al. // *High Volt.* – 2017. – V. 2. – No. 3. – P. 188–199.
7. O'Connor N., Cahill O., Daniels S., et al. // *J. Hospital Infection*. – 2014. – V. 88. – P. 59–65.
8. Chatraie M., Torkaman G., Khani M., et al. // *Sci. Rep.* – 2018. – V. 8. – No. 5621. – P. 1–11.
9. Isbary G., Shimizu T., Li Y.-F., et al. // *Expert Rev. Med. Devices*. – 2013. – V. 10. – No. 3. – P. 367–377.
10. Laroussi M. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2009. – V. 37. – No. 6. – P. 714–725.
11. Yan W. and Economou D.J. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2017. – V. 50. – No. 415205. – P. 1–13.
12. Cheng H., Liu X., Lu X., et al. // *High Voltage*. – 2016. – V. 1. – No. 2. – P. 62–73.
13. Graves D.B. // *Phys. Plasmas*. – 2014. – V. 21. – P. 080901.
14. Demkin V.P., Melnichuk S.V., Demkin O.V., et al. // *Phys. Plasmas*. – 2016. – V. 23. – P. 043509.
15. Laroussi M., Lu X., and Keidar M. // *J. Appl. Phys.* – 2017. – V. 122. – P. 020901.
16. Korolev Y.D., Frants O.B., Landl N.V., et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2012. – V. 40. – No. 11. – P. 2837–2842.
17. Korolev Y.D., Frants O.B., Landl N.V., et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2009. – V. 37. – No. 4. – P. 586–592.
18. Korolev Y.D. // *Russ. J. General Chem.* – 2015. – V. 85. – No. 5. – P. 1311–1325.
19. Demkin V.P., Melnichuk S.V., and Postnikov A.V. // *Phys. Plasmas*. – 2018. – V. 25. – P. 083502.
20. Liu D.X., Bruggeman P., Iza F., et al. // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2010. – V. 19. – P. 025018.
21. Демкин В.П., Мельничук С.В. // *Изв. вузов. Физика*. – 2017. – Т. 60. – № 2. – С. 123–128.

Поступила в редакцию 05.03.19,  
после доработки – 04.10.19.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
г. Томск, Россия

Демкин Владимир Петрович, д.ф.-м.н., профессор каф. общей и экспериментальной физики, e-mail: demkin@ido.tsu.ru;  
Мельничук Сергей Васильевич, к.ф.-м.н., доцент каф. общей и экспериментальной физики, e-mail: osbereg@yandex.ru;  
Постников Артем Владимирович, аспирант, e-mail: postnikov\_a\_v@list.ru.