

## Динамика плотности газа в следе импульсного электродного разряда

© М.Е. Ренев, Ю.В. Добров, В.А. Лашков, И.Ч. Машек, Р.С. Хоронжук

Санкт-Петербургский государственный университет,  
199034 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: renevme@mail.ru

Поступило в Редакцию 25 января 2024 г.  
В окончательной редакции 18 марта 2024 г.  
Принято к публикации 18 марта 2024 г.

Проведено численное исследование динамики образования разреженной области в воздухе при давлениях 10.7 и 101.3 кПа (температура 300 К) под действием плазменного нагрева межэлектродным микросекундным разрядом. Выполнена экспериментальная оценка правомерности результатов расчета для давления 101.3 кПа. Оценки показали, что при экспериментально измеренном значении вложенной энергии  $57 \pm 6$  мДж в соответствии с нашими численными оценками она находится на уровне 58 мДж. Наблюдалось хорошее пространственно-временное совпадение распределения плотности среды. Плотность газа в межэлектродном промежутке падает до 0.1 исходного значения за время  $3 \mu\text{s}$  благодаря образованию зоны радиально расширяющегося течения. Плотность газа снижается быстрее вблизи электродов за счет большего локального значения удельной мощности нагрева и образования ударных приэлектродных волн.

**Ключевые слова:** валидация, плазма, моделирование, воздух, энерговложение.

DOI: 10.61011/JTF.2024.05.57812.20-24

### Введение

В последние два десятилетия для улучшения аэродинамики и управления обтеканием летательных аппаратов, движущихся со скоростями, существенно превосходящими скорость звука, разрабатываются плазменные технологии управления полетом [1–4]. С их помощью возможно малоинерционное управление движением набегающего потока при возможном снижении сопротивления и тепловых нагрузок. Плазменные генераторы используют различные технологии получения плазмы нужного типа (горячая и неравновесная, объемная или поверхностная и т.д.), имеющие свои области применения. Подобные устройства имеют потенциал для применения на летательных аппаратах, где обычные механизированные системы управления полетом практически исчерпали возможности модернизации [5].

Отдельный интерес представляет проблема снижения тепловых и механических нагрузок различных тел (затупленных, клиновидных и т.д.) при существенно сверхзвуковом обтекании, которые нелинейно возрастают с увеличением числа Маха [2]. Одним из вариантов решения этих проблем является организация локального нагрева газа в сверхзвуковом потоке перед телом, что приводит к динамической перестройке ударной волны, снижению сопротивления и тепловых потоков [1–4, 6–11].

В работе [9] показано, что локальная плотностная неоднородность в набегающем сверхзвуковом потоке у цилиндрического тела приводит к кратковременному снижению давления в критической точке до 40%, а тепловых потоков — до 15%.

Работы [6–8] посвящены численному анализу влияния внешнего нагрева, неравновесности газа потока на сверхзвуковое обтекание затупленного тела, коэффициент сопротивления. Показано, что можно снизить давление торможения вдвое, если использовать протяженный локальный нагрев в набегающем на тело сверхзвуковом потоке. При этом чем тоньше область нагрева с фиксированной добавленной энергией, тем выше степень воздействия и эффективность такого способа.

В работах [6–10, 12–17] использовалось численное моделирование для анализа влияния энерговложения на вызываемые им газодинамические явления. Решались уравнения газодинамики равновесного газа с заданным энергоподводом без рассмотрения плазменной динамики. В рамках подобного подхода к численному моделированию получают сведения о принципиальной возможности управления потоками газа и сопутствующих явлениях. В то же время важно знать, как оптимально, с точки зрения необходимого воздействия на газодинамический поток, произвести трансформацию электрической энергии в плазменное образование с нужными параметрами.

В работах [18–20] проводится численный анализ энерговложения с учетом динамики плазмы, когда величина энерговклада зависима от заданных электрических параметров, геометрии, среды и т.д. Подобные согласованные вычисления технически сложны, требуют значительных вычислительных ресурсов. Во избежание указанных трудностей в настоящей работе предложена двухэтапная модель микросекундного искрового электродного разряда в воздухе, предназначенная для приближенного анализа образования разреженной области, вызванной плазменным нагревом. Системы уравнений

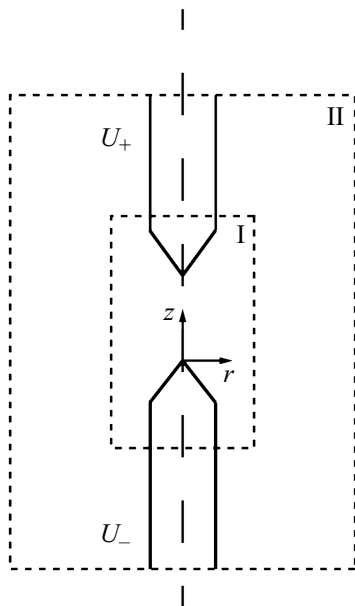
плазмы и газодинамики решаются отдельно на первом и втором этапе соответственно. Из получаемых плазменных параметров вычисляется мощность нагрева, которая специальным образом задается при решении газодинамического этапа в виде внешнего источника. Производится валидация предложенного метода численного моделирования: сравниваются результаты расчета с экспериментальными данными.

## 1. Численное моделирование

Рассматриваются следующие условия формирования импульсного искрового электродного разряда. Генератор напряжения формирует прямоугольный униполярный импульс с амплитудой 20 кВ, длительность импульса 3 мкс, длительность переднего и заднего фронтов — 200 нс. Напряжение подается на электроды через балластный резистор 800 Ом. Межэлектродное расстояние — 6 мм. Среда — воздух. Используются два соосных медных заостренных электрода. Расчеты проведены для давлений газа 10.7 и 101.3 кПа. Геометрия расчетной области изображена на рис. 1, осесимметричная двумерная постановка.

### 1.1. Постановка задачи на первом этапе моделирования

На первом этапе решается система уравнений динамики плазмы в области I для определения распределения мощности нагрева без учета газодинамических явлений. Область I выбрана так, чтобы ее размеры были достаточны для описания межэлектродного разряда: дальнейшее



**Рис. 1.** Геометрия модели (осесимметричная): катод ( $U_-$ ), анод ( $U_+$ ), I — область моделирования для первого этапа, II — область моделирования второго этапа (включает в себя I), штриховые границы областей — открытые границы.

увеличение размеров расчетной области не приводило к заметному изменению результатов. Используется система уравнений для электродного разряда, представленная в [20–22]: уравнения Пуассона–Нернста–Планка и уравнение для энергии электронного газа. Дополнительно учитывается падение напряжения в цепи питания электродов.

$$U = U_0(T) - IR, \quad (1)$$

$$-\varepsilon_0 \Delta \varphi = \rho_{ch}, \quad \rho_{ch} = |e|(n_+ - n_e - n_-), \quad \mathbf{E} \equiv -\nabla \varphi, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \mathbf{J}_e = S_e, \quad \mathbf{J}_e \equiv -b_e \mathbf{E} n_e - \nabla D_e n_e, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_e \psi}{\partial t} + \nabla \mathbf{J}_\psi + (\mathbf{E}, \mathbf{J}_e) = I^i S^i, \quad \mathbf{J}_\psi \equiv -b_e \mathbf{E} n_e \psi - \nabla D_e n_e \psi, \quad (4)$$

$$\rho_g = \frac{\partial \omega_i}{\partial t} = \nabla \rho_g \omega_i \mathbf{V}_i + S_i,$$

$$\mathbf{v}_i \equiv D_i \nabla (\ln \omega_i + \ln M_g) + \frac{D_i^T}{\rho_g \omega_i} \nabla \ln T_g - z_i b_i \mathbf{E}, \quad (5)$$

где  $U$  — напряжение на электродах,  $U_0(t)$  — напряжение питания,  $I$  — электрический ток,  $R$  — электрическое сопротивление цепи питания,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\varphi$  — электрический потенциал,  $\rho_{ch}$  — плотность объемного заряда,  $|e|$  — элементарный заряд;  $n_e$ ,  $n_+$ ,  $n_-$  — объемные концентрации электронов, положительных и отрицательных ионов соответственно,  $\mathbf{E}$  — вектор напряженности электрического поля,  $\mathbf{J}_e$  и  $\mathbf{J}_\psi$  — плотности потоков электронов и электронной энергии соответственно,  $S_e$  — источник электронов,  $S_i$  — источник компонент  $i$ -сорта,  $I^i$  и  $S^i$  — потенциал пороговой реакции  $i$  и ее скорость,  $b_e$  и  $b_i$  — коэффициенты подвижности электронов и ионов,  $D_e$  и  $D_i$  — коэффициенты диффузии электронов и ионов,  $\psi$  — средняя энергия одного электрона,  $\rho_g$  — плотность среды,  $\omega_i$  — массовая доля  $i$ -компоненты,  $\mathbf{V}_i$  — вектор скорости движения  $i$ -компоненты,  $M_g$  — средняя молярная масса,  $z_i$  — зарядовое число.

Рассматриваются электроны и тяжелые компоненты:  $O_2$ ,  $O_2(\alpha 1\Delta)$ ,  $O_2^-$ ,  $O_2^+$ ,  $N_2$ ,  $N_2(A)$ ,  $N_2(a)$ ,  $N_2^+$ ,  $O$ ,  $O^-$ ,  $O^+$ ,  $N$ ,  $N^+$ ,  $NO$ ,  $NO^+$ . Реакции ударной ионизации тяжелых компонент электронами и реакции возбуждения всех компонент были взяты из [23–27], при этом переходы в новые состояния не рассматривались. Такой подход распространен и позволяет точнее рассчитать температуру электронного газа и, следовательно, все реакции с их участием без усложнения модели. Исключение составляют три метастабильных состояния —  $O_2(\alpha 1\Delta)$ ,  $N_2(A)$ ,  $N_2(a)$ , скорости образования которых вычислялись. Реакции прилипания введены для кислородосодержащих компонент, учтено отлипание от атома и молекулы кислорода [23–27]. Реакции рекомбинации электрон–ион и ион–ион были взяты из [28,29]. Реакции ассоциации нейтральных компонент взяты из статьи [30].

В рассматриваемой численной модели катод заземлен, на анод подается электрический потенциал, равный

напряжению питания:

$$\varphi_1 = 0, \quad \varphi_2 = U. \quad (6)$$

Потоки электронов и электронной энергии через поверхность металла — это сумма следующих потоков. Электроны могут свободно проходить из среды в металл за счет дрейфового (под действием электрического поля, первое слагаемое) и теплового движения (второе слагаемое), обратный поток определяется выражением для эмиссии электронов ионами (третье слагаемое). При поглощении электрона анодом электронный газ теряет энергию: кинетическую энергию одного электрона и потенциальную (снижается давление электронного газа). Соответствующие граничные условия:

$$\mathbf{J}_e \Big|_{1,2} = -b_e n_e (\mathbf{E}, \mathbf{n}) \Theta(\mathbf{E}, \mathbf{n}) \Big|_{1,2} - \frac{1}{2} v_e^{th} \mathbf{n} \Big|_{1,2} - \sum_i \gamma_i \mathbf{J}_i \Big|_{1,2}, \quad (7)$$

$$\mathbf{J}_\psi \Big|_{1,2} = -b_e n_e \psi (\mathbf{E}, \mathbf{n}) \Theta(\mathbf{E}, \mathbf{n}) \Big|_{1,2} - \frac{5}{6} v_e^{th} \mathbf{n} \Big|_{1,2} - \sum_i \gamma_i W_i \mathbf{J}_i \Big|_{1,2}, \quad (8)$$

где  $\mathbf{n}$  — нормаль поверхности—границы среда—электрод ориентирована внутрь электрода,  $\Theta(x)$  — тета-функция Хевисайда, равная единице при  $x > 0$  и равная нулю при  $x < 0$ ,  $\gamma_i$  — коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии для  $i$ -сорта иона,  $W_i$  — энергия эмитированного ионами  $i$ -сорта электрона,  $v_e^{th}$  — скорость теплового движения электронов.

Ионы нейтрализуются на поверхности электродов со скоростью реакций  $S_i^{surf}$ , имеется поток ионов на электрод:

$$\mathbf{J}_i \Big|_{1,2} = -S_i^{surf} \mathbf{n} \Big|_{1,2}. \quad (9)$$

В начальный момент времени имеется небольшая затравочная концентрация электронов  $10^{13} \text{ м}^{-3}$  и равная ей концентрация положительных ионов, электроды не заряжены.

## 1.2. Постановка задачи на втором этапе моделирования

На втором этапе производится расчет газодинамики с заданным энергоподводом для области II по результатам первого этапа моделирования. Увеличение области II по сравнению с областью I необходимо для расчета динамики возмущенного плазменным нагревом газа в межэлектродной области. Для описания сжимаемой среды (воздуха, совершенный газ) решается система уравнений Навье—Стокса с использованием подхода RANS с учетом турбулентности (модель  $k-\varepsilon$ ) и с учетом теплопереноса теплопроводностью, конвекцией с внешним энерговлечением. Искомые величины: плотность, давление среды, две компоненты скорости, температура, кинетическая энергия турбулентности, скорость диссипации кинетической энергии турбулентности, турбулентная вязкость (8 величин). Суммарное количество уравнений и определений равно 8.

На поверхностях катода и анода задаются условия прилипания, на открытой границе области II заданы постоянные давление и температура невозмущенной среды. Размеры области II подобраны так, чтобы не влиять на динамику процессов вблизи следа разряда.

Определение удельной мощности энергоподвода на втором этапе производилось следующим образом. По результатам моделирования мощность нагрева плазмы  $W_{HEAT}^0$  (нулевое приближение):

$$W_{HEAT}^0 = \sum_i (\mathbf{J}_i, \mathbf{E}) + \sum_j S_j \Delta H_j, \quad (10)$$

где  $\Delta H_j$  — скачок энтальпии в ходе реакции  $j$ .

Суммируются все джоулевы нагревы частичными токами отдельных сортов ионов (первое слагаемое) и выделения энергии в ходе реакций (второе слагаемое).

На основе  $W_{HEAT}^0$  вводится скорректированная величина  $W_{HEAT}^{corr}$  для ситуации наличия сопротивления в цепи питания, на котором падает большая часть напряжения при значительном токе плазмы. Поправка не имеет временной задержки. Плазма за время порядка 10 ns подстраивается под изменяющиеся условия: напряжение на электродах, давление, температура среды. Характерное время газодинамических процессов существенно больше. Однако необходимо учесть влияние этих процессов, поскольку от них напрямую зависит электрическое сопротивление плазмы, джоулев нагрев.

Рассмотрим закон сохранения заряда для одномерного случая (ось  $z$ ) для некоторой области, где будет изменяться плотность среды, через которую проходит заданный ток

$$\frac{\partial \rho_{ch}}{\partial t} + \frac{\partial J_z}{\partial z} = 0, \quad (11)$$

где  $J_z$  — плотность тока вдоль оси  $z$ . Поскольку в разряде релаксация заряда происходит крайне быстро по отношению к газодинамическим процессам (порядка 10–100 ns против единиц  $\mu\text{s}$ ), пренебрежем частной производной плотности заряда по времени. Тогда получим, что вдоль оси  $z$  плотность тока должна быть постоянной величиной.

Подвижность электронов выше, чем у ионов, на два порядка, поэтому они практически полностью определяют ток в низкотемпературной плазме, интенсивно набирают энергию и вкладывают ее в среду через неупругие реакции. Проекция тока

$$J_z = -|e| \left( b_e n_e E_z - D_e \frac{\partial n_e}{\partial z} + V_{gz} n_e \right). \quad (12)$$

Первая компонента тока — дрейфовая, вдоль оси  $z$  она пропорциональна подвижности электронов и напряженности электрического поля  $E_z$ . Вторая компонента — диффузионный ток электронов, пропорциональный коэффициенту диффузии и градиенту концентрации. Третья компонента — конвективный перенос, вдоль оси  $z$  пропорциональный скорости среды  $V_{gz}$ .

Плотность тока в плазме определяется в первую очередь дрейфовой составляющей — первая компонента.

Так, например, при напряжении на электродах 1 кВ, длине межэлектродного промежутка 6 мм характерное значение напряженности поля в канале плазмы равно 1.6 кВ/см. При атмосферном давлении подвижность электронов имеет значение порядка  $0.04 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ . Скорость дрейфового движения электронов в таком случае равна 4 км/с. Конвективные потоки при скорости движения среды 330 м/с искажат полное значение тока лишь на 8%, поэтому их влиянием можно пренебречь. Диффузионный поток полагается малым, так как в противном случае требуются значительные градиенты концентрации электронов, чего не наблюдается в каналах плазмы при искровом разряде. В таком случае формула упрощается до вида

$$J_z = -|e|b_e n_e E_z. \quad (13)$$

Нагрев среды плазмой  $W_{\text{HEAT}}^{\text{corr}}$  вызывает ее расширение. Внутри нагретой области будет снижаться плотность среды, ее сопротивление, а следовательно, и нагрев. Подвижность электронов увеличивается обратно пропорционально плотности среды. После падения плотности среды электрическое поле должно пропорционально уменьшиться. Выражение для  $W_{\text{HEAT}}^{\text{corr}}$ :

$$W_{\text{HEAT}}^{\text{corr}} = J_z E_z = J_z E_z^0 \frac{N_g}{N_g^0} = \frac{N_g}{N_g^0} W_{\text{HEAT}}^0. \quad (14)$$

Утверждение о преобладании электронной компоненты плазменного тока межэлектродного разряда верно для области, не содержащей приэлектродные слои. Вблизи них концентрации электронов понижены многократно. Вывод скорректированной мощности нагрева ионными токами аналогичен, поскольку вблизи электродов повышается напряженность электрического поля, и по-прежнему дрейфовые потоки рассматриваемых частиц преобладают над конвективными и диффузионными.

Плотность тока в течение времени действия импульса напряжения изменяется слабо при развитии искрового разряда при наличии внешнего сопротивления в цепи питания. В проводимом в настоящей работе эксперименте были получены токи около 24.0–24.5 А при сопротивлении цепи питания 800 Ом и напряжении питания 20 кВ. Напряжение на электродах снижается с 800 до 400 В в два раза. Увеличение тока происходит всего на 0.5 А (2%). Поэтому полагаем, что при корректировке мощности, плотность тока  $J_z$  постоянна.

Удельная мощность нагрева плазмы  $W_{\text{HEAT}}^{\text{corr}}$  прикладывается на время импульса напряжения при расчете второго газодинамического этапа динамики газа в межэлектродном пространстве.

### 1.3. Пакет численного моделирования, сетка для двух этапов моделирования

Для численного исследования использовался пакет Comsol MultiPhysics, позволяющий численно исследо-

вать электродинамику, плазму, газодинамику. Использовались модули „Plasma“, „Nonisothermal flow“. Второй модуль — модуль расчета сжимаемой среды с теплопереносом. Сетка для первого этапа: вблизи электродов слои упорядоченной прямоугольной сетки (от 10 нм до 10 мкм, 500 слоев суммарно 800 мкм), остальное пространство — треугольная свободная сетка (максимальный размер элемента 400 мкм, коэффициент роста не более 1.1). Сетка для второго этапа: за основу берется сетка первого этапа и достраивается в новой области (свободная треугольная, максимальный размер элемента 0.4 мм).

### 1.4. Результаты численного моделирования

Результаты расчетов показали, что с увеличением давления с 10.7 и 101.3 кПа ширина канала плазмы становится меньше: сужение с 1 до 0.25 мм. Перераспределяется также удельная мощность нагрева. На рис. 2 приведено распределение удельной объемной мощности нагрева среды разрядом вдоль оси  $z$ . Видно, что при давлении 10.7 кПа межэлектродный промежуток в середине нагревается быстрее ( $10^{13} \text{ W/kg}$ ), чем при 101.3 кПа ( $10^{12} \text{ W/kg}$ ): приведенная мощность нагрева на порядок больше. Вблизи катода значения удельной мощности нагрева равны  $10^{16}$  и  $2 \cdot 10^{16} \text{ W/kg}$  для 10.7 и 101.3 кПа соответственно, а вблизи анода —  $6 \cdot 10^{13}$  и  $4 \cdot 10^{14} \text{ W/kg}$ .

На рис. 3 представлены пространственные распределения плотности среды для моментов времени 350 нс, 1 и 5 мкс. Видно образование двух приэлектродных волн,

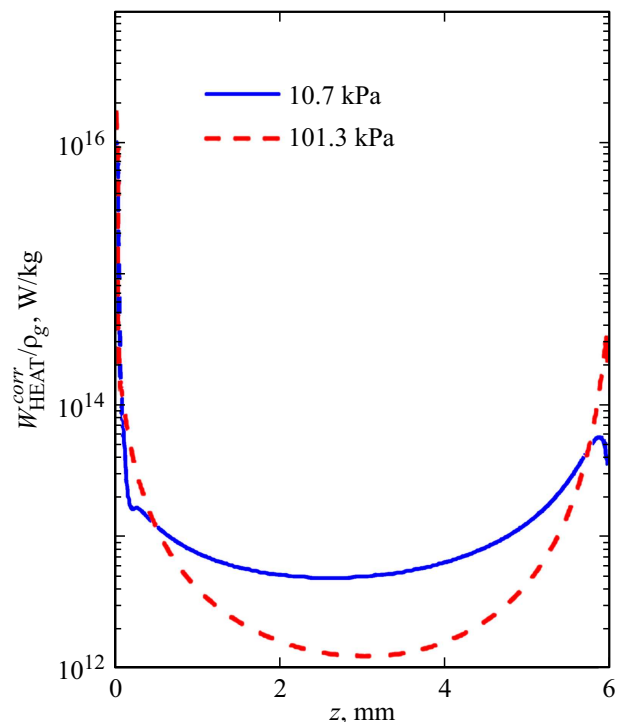


Рис. 2. Распределение удельной объемной мощности нагрева среды разрядов вдоль оси  $z$  для давлений 10.7 и 101.3 кПа.

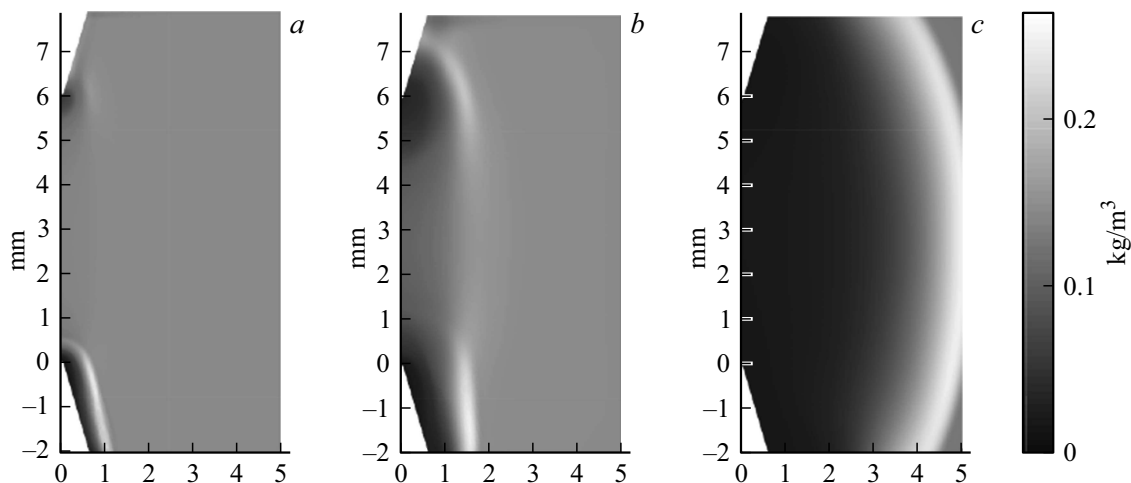


Рис. 3. Распределение плотности газа при начальном давлении 10.7 кПа: *a* — 350 ns, *b* — 1, *c* — 5  $\mu$ s.

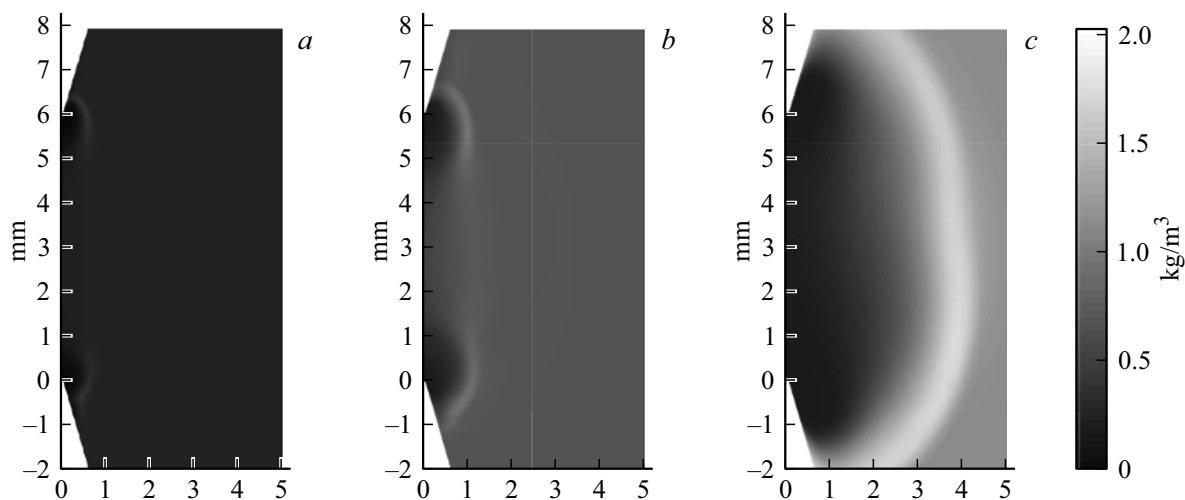


Рис. 4. Распределение плотности газа при начальном давлении 101.3 кПа: *a* — 500 ns, *b* — 1, *c* — 5  $\mu$ s.

идущих от концов катода и анода. К 350 ns они отошли от электродов на 0.5 mm. До времени 350 ns отсутствует область пониженного давления, в остальной части межэлектродного промежутка отсутствует зона радиально расширяющегося течения.

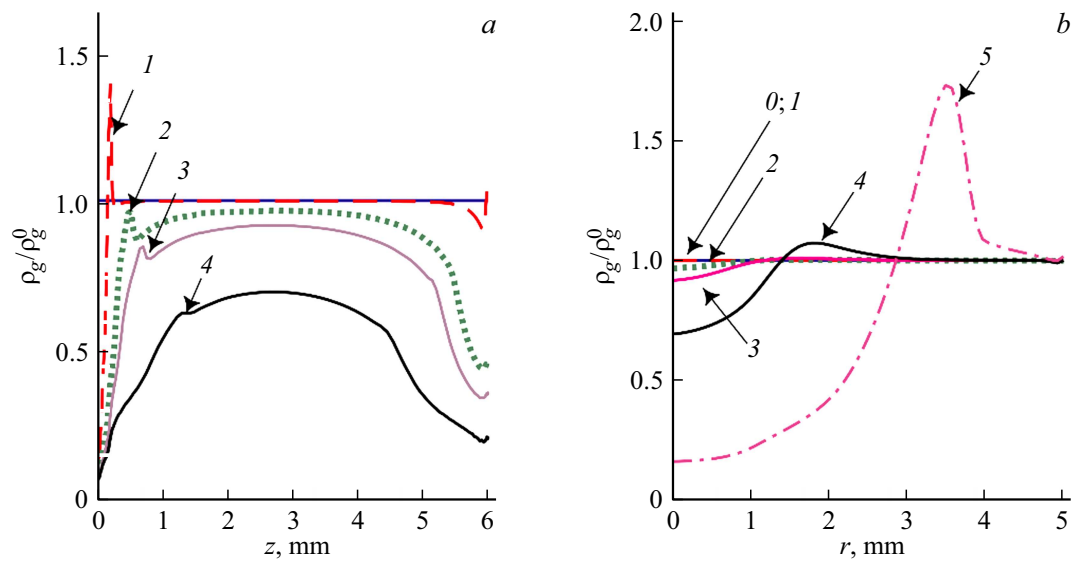
После 350 ns идет процесс образования зоны радиально расширяющегося течения. А к моменту времени 1  $\mu$ s две ранее образовавшиеся приэлектродные волны практически полностью исчезают: отсутствуют их границы с повышенной плотностью. К моменту времени 5  $\mu$ s зона радиально расширяющегося течения значительно (до 10 раз) снижает плотность среды в межэлектродном промежутке.

На рис. 4 представлены аналогичные графики для давления 101.3 кПа и моментов времени 500 ns, 1 и 5  $\mu$ s. По сравнению со случаем давления 10.7 кПа имеется более интенсивное образование приэлектродных волн и их замедленное слияние в зону радиального расширяющегося течения. Только к моменту времени 500 ns

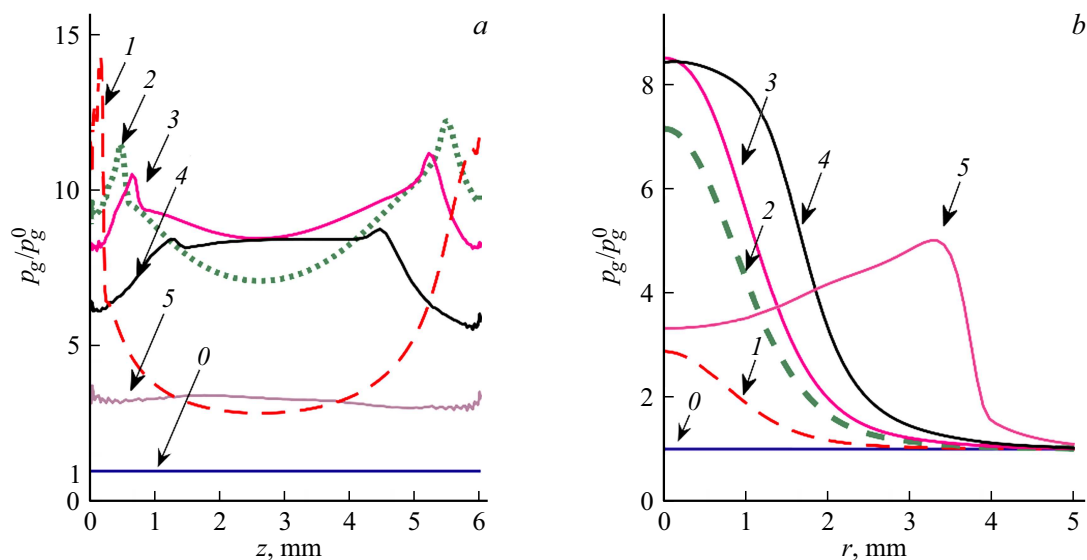
она начинает образовываться, и к моменту времени 3  $\mu$ s завершается слияние приэлектродных волн.

На рис. 5 представлены графики распределения плотности среды вдоль оси  $z$  (рис. 5, *a*) и вдоль оси  $r$  ( $z = 3$  mm, рис. 5, *b*). Прикатодный нагрев крайне мощный: к 100 ns уже имеется ударная волна, идущая от катода.

Ударная волна быстро ослабевает: к 350 ns она становится простой волной сжатия. Убывает и скачок плотности, вызванный волной. У анода образуется волна акустическая, поскольку удельная мощность нагрева на два порядка меньше. В момент времени 350 ns плотность в середине промежутка начинает убывать. К этому моменту времени приэлектродные волны не успевают дойти до середины промежутка, следовательно, они не могли оказать влияние на образование зоны радиально расширяющегося течения. К моменту 1  $\mu$ s эта зона заметно влияет на плотность среды: за волной она снижена в разы, перед ней повышена. На оси разряда плотность падает до 10 раз к моменту 5  $\mu$ s.



**Рис. 5.** Нормированное на начальное значение пространственное распределение плотности среды (10.7 кПа) вдоль осей: *a* — ось *z*, *b* — ось *r* ( $z = 3$  мм). Моменты времени: 0 — начальный, 1 — 100, 2 — 350, 3 — 500 ns, 4 — 1, 5 — 3  $\mu$ s.

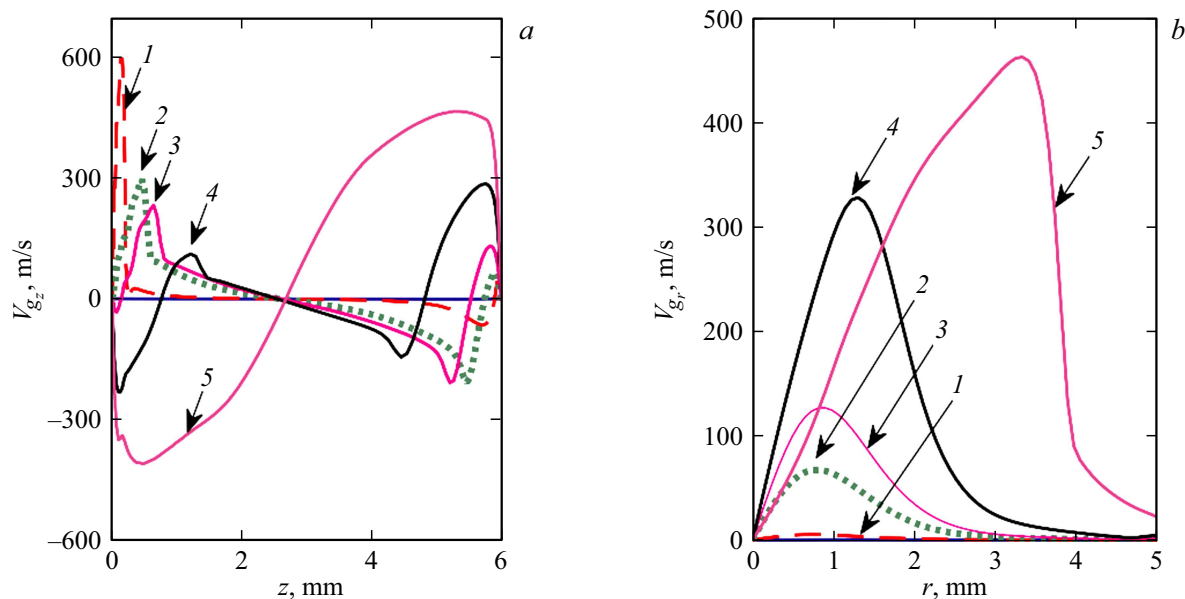


**Рис. 6.** Нормированное на начальное значение пространственное распределение давления среды (10.7 кПа) вдоль осей: *a* — ось *z*, *b* — ось *r* ( $z = 3$  мм). Моменты времени: 0 — начальный, 1 — 100, 2 — 350, 3 — 500 ns, 4 — 1, 5 — 3  $\mu$ s.

Расчет показал, что приэлектродные волны приводят к осцилляциям давления среды вдоль оси разряда. На рис. 6 представлены графики пространственного распределения давления: вдоль оси *z* и *r*. Давление к 100 ns в промежутке 1–5 мм увеличивается в 5 раз, в то время как вблизи электродов — до 12–15 раз. После 500 ns имеется сила давления, направленная к электродам вблизи их поверхности. К 1  $\mu$ s во всем промежутке наблюдается перепад давления, вызывающий движение среды к поверхности электродов.

На рис. 7 приведены распределения скорости движения среды. На них виден профиль скорости ударной волны (600 m/s позади фронта ударной волны, а перед

волной покоящаяся среда, имеющая скорость звука не более 410 m/s), идущей от катода в момент времени 100 ns. В это же время от анода расходится акустическая волна со скоростью около 60 m/s. К моменту времени 350 ns достигаются температуры 650 K на оси разряда из-за плазменного нагрева, скорость звука повышается до 500 m/s. Ударная волна по мере движения от катода замедляется и становится акустической, в момент времени 350 ns скорость движения которой достигает 300 m/s. Акустическая волна, идущая от анода, увеличивает свою скорость до 150 m/s. В момент времени 500 ns возникает движение в обратную сторону к электродам, а две рассматриваемые волны замедляются. К 1  $\mu$ s отчетливо



**Рис. 7.** Пространственное распределение скорости движения среды (10.7 кПа) вдоль осей: *a* — ось *z*, *b* — ось *r* ( $z = 3$  мм). Моменты времени: 1 — 100, 2 — 350, 3 — 500 нс, 4 — 1, 5 — 3  $\mu$ с.

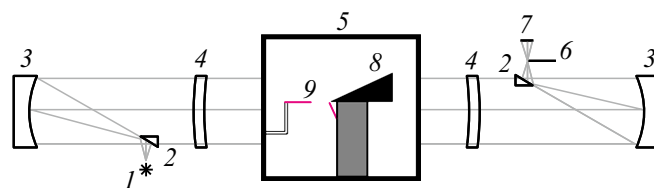
видны области обратного движения среды к электродам со скоростью до 300 м/с, которые к 3  $\mu$ с занимают вместе весь межэлектродный промежуток. Зона радиально расширяющегося течения (рис. 7, *b*) к 500 нс имеет скорость перемещения 120 м/с и продолжает разгоняться. Позади нее среда к 3  $\mu$ с движется со скоростью больше скорости звука невозмущенной среды, образуется ударная волна.

При давлении 101.3 кПа динамика образования волн аналогична случаю 10.7 кПа. Отличия заключаются в замедленном образовании зоны радиально расширяющегося течения (на 150 нс позднее) и в более интенсивных приэлектродных волнах. Первое отличие связано с меньшим значением удельного нагрева в области середины промежутка. Второе — с более локализованным у поверхности электродов энерговыделением разряда.

## 2. Эксперимент

### 2.1. Постановка эксперимента

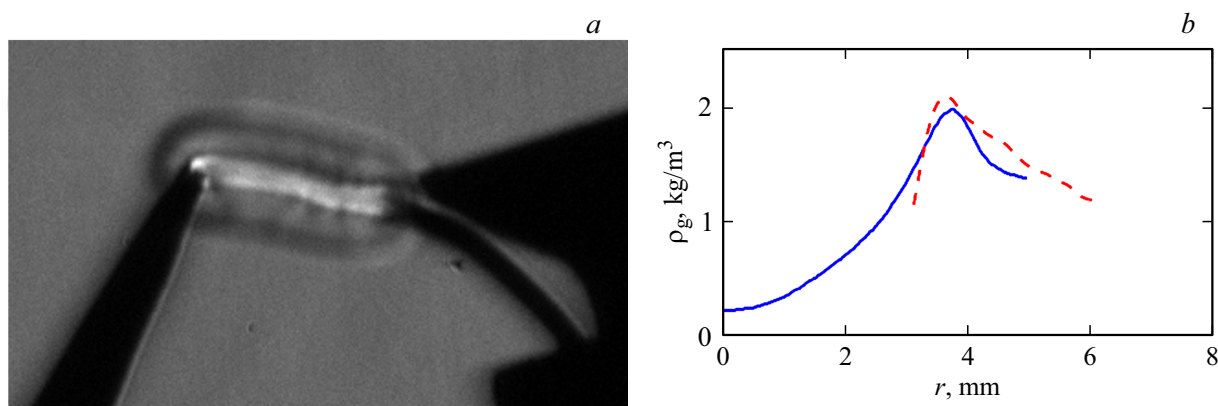
Эксперимент проводился для давления среды (воздух) 101.3 кПа. Использовалась система электродов, схематично изображенная на рис. 8. Параметры среды и электрического напряжения такие же, как и в численном расчете. Катод и анод — медные иглы с диаметрами 2 мм (заострение — 0.5 мм), межэлектродное расстояние составляет 6 мм. Производился импульсный межэлектродный разряд, подаваемое напряжение 20 кВ, балластное сопротивление 800  $\Omega$ , длительность импульса составляет 3  $\mu$ с. Клинь изготовлен с помощью 3D-печати из АБС-пластика, лицевая поверхность клина имеет размеры 15  $\times$  20 мм.



**Рис. 8.** Схематическое изображение теневого прибора Теплера ИАБ-451, 1 — источник света, 2 — зеркало, 3 — сферическое зеркало, 4 — закованная линза, 5 — рабочая часть аэродинамической трубы, 6 — нож Фуко, 7 — окуляр наблюдательной системы, 8 — закрепленная на державке модель, 9 — электроды.

Визуализация газодинамических процессов выполняется при помощи теневой схемы с использованием прибора ИАБ-451 [31]. На рис. 8 представлена схема эксперимента. Процесс регистрации теневых фотографий осуществляется следующим образом: световой луч, исходящий от источника 1, проходит через ограничительную щель на зеркальце 2, затем направляется на сферическое зеркало 3 и, отражаясь, проходит через наклонную линзу 4. После этого параллельный световой пучок проникает через рабочую часть аэродинамической трубы 5 и оптическую систему, включающую наклонную линзу 4, сферическое зеркало 3, диагональное зеркальце 2. Затем световой поток проходит через нож Фуко 6, расположенный в фокусе пучка, и поступает в окуляр наблюдательной трубы 7.

Внутри рабочей части размещаются электроды, прикрепленные к державке. Между электродами поддерживается расстояние 6 мм, а толщина электродов составляет 2 мм с заострением на концах. Изменяя положение



**Рис. 9.** Валидация численной модели, момент времени  $5 \mu\text{s}$ , давление  $101.3 \text{ kPa}$ : *a* — снимок теневой картины, эксперимент, *b* — распределение плотности вдоль радиуса: численный расчет (сплошная линия) и эксперимент (штриховая линия).

ножа Фуко, можно регулировать интенсивность освещения экрана. Оптический прибор Теплера способен регистрировать различные возмущения, такие, как скачки уплотнения и волны разрежения, возникающие в потоке. Подсветка прибора Теплера осуществляется при помощи светодиодной лампы со световой отдачей  $50 \text{ Lm/W}$ .

Изображения были зафиксированы с использованием камеры „Basler avA1000-100gm“ с наименьшим временем экспозиции кадра, составляющим  $12 \mu\text{s}$ . Для сбора экспериментальных данных было использовано программное обеспечение LabView, работающее на платформе NI-USB 6343. Напряжение горения разряда регистрировалось цифровым осциллографом „Hantek DSO-4084C“ с помощью высоковольтного делителя.

## 2.2. Результаты эксперимента

На рис. 9, *a* представлена теневая фотография следа разряда для момента времени  $5 \mu\text{s}$ . Кромка ножа Фуко выставлена параллельно пути развития разряда. Видно, что к данному моменту времени имеется заметный след от разряда: область пониженной плотности, окруженная тонкой темной областью. Обнаруживается волна с осевой симметрией с формой, близкой к цилиндрической.

Для сравнения с численным моделированием поле градиента коэффициента преломления света в радиальном направлении относительно следа поворачивается так, чтобы след был вертикальным. Далее строится отрезок от центра следа до невозмущенной среды, перпендикулярный следу. Выполняется интегрирование с переменным пределом (от второй точки отрезка, разное количество пикселей) яркости пикселей фотографии. Полученная зависимость величины интеграла от длины пути в пикселях переводится в зависимость плотности среды от радиуса. Для этого величины интеграла нормируются, и добавляется постоянное значение (невозмущенная плотность среды). Нормировка подбирается до получения нужного уровня плотности среды. Перевод количества пикселей в расстояние производится по

известному количеству пикселей между кромками игл. Таким образом, восстановленная по теневой фотографии плотность среды может сравниваться по положению максимума плотности среды.

Сравнение экспериментальных результатов и численного моделирования показывает удовлетворительное совпадение. На рис. 9, *b* представлены распределения плотности среды вдоль оси  $r$  из численного расчета и восстановленного. К моменту времени  $5 \mu\text{s}$  получена зона радиально расширяющегося течения в обоих методах исследования. Совпадают положения максимумов плотности, полученных экспериментально и численно.

Восстановленная по фотографии плотность среды вблизи оси следа не сравнивалась по следующим причинам. Теневым методом основан на изменении показателя преломления, зависящего также от иных неучитываемых факторов, например, температура среды. Вблизи оси плотность оказывалась крайне высокой, нефизичной. Электродная система в эксперименте потребила  $57 \pm 6 \text{ mJ}$  для создания одного искрового разряда, значение вычислено по зависимостям тока и напряжения от времени. Экспериментально вычислялась полная мощность джоулевого нагрева и интеграл по времени от нее. После получения результатов численного моделирования был вычислен интеграл от (14) по пространству и времени. В результате получено, что тепловая энергия, вложенная в среду, равна  $58 \text{ mJ}$ .

## Заключение

Были проведены численные и экспериментальные исследования динамики волн теплового расширения, вызванных импульсным электродным разрядом ( $20 \text{ kV}$ ) при давлениях среды  $10.7$  и  $101.3 \text{ kPa}$  при токах до  $25 \text{ A}$ . Получено удовлетворительное совпадение результатов численного и экспериментального анализов: величины энерговыделения, размера зоны радиально расширяющегося течения.



Предложенная модель имеет ряд упрощений, таких, как разделенное решение уравнений плазмодинамики в покоящейся среде, газодинамики с заданным внешним нагревом (плазмой). При решении уравнений газодинамики используется новое приближенное описание внешнего нагрева по плотности среды. Модель позволяет существенно быстрее получать данные о динамике плотности среды, температуре, движения среды и образования ударных, акустических волн по сравнению со случаем расчетов с использованием согласованных моделей.

Модель показывает, что при старте плазменного нагрева искровым разрядом в первую очередь образуются приэлектродные волны (100–350 ns). Зона радиально расширяющегося течения появляется к 350 ns. К 5  $\mu$ s она становится ударной и вызывает падение плотности среды до 10 раз.

Таким образом, в результате экспериментального и численного исследования показано, что возможно использование рассмотренного подхода для приближенного моделирования динамики плотности газа после энерговыделения плазмой, однако требуется дальнейшая валидация модели для случая различных давлений среды.

### Финансирование работы

Численное исследование динамики плазмы в покоящейся газе поддержано грантом № 22-1-1-17-4 Фонда развития теоретической физики и математики „БАЗИС“; численное моделирование газодинамики с заданным энергоподводом и экспериментальные исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00241.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] V.M. Fomin, P.K. Tretyakov, J.P. Taran. *Aerospace Sci. Technol.*, **8** (5), 411 (2004). DOI: 10.1016/j.ast.2004.01.005
- [2] P. Bletzinger, B.N. Ganguly, D.V. Wie, A. Garscadden. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **38** (4), R33 (2005). DOI: 10.1088/0022-3727/38/4/R01
- [3] A. Russell, H. Zare-Behtash, K. Kontis. *J. Electrostat.*, **80**, 34 (2016). DOI: 10.1016/j.elstat.2016.01.004
- [4] А.Ю. Стариковский, Н.Л. Александров. *Физика плазмы*, **47** (2), 126 (2021). DOI: 10.31857/S0367292121020062 [A.Y. Starikovskiy, N.L. Aleksandrov. *Plasma Phys. Reports*, **47** (2), 148 (2021). DOI: 10.1134/S1063780X21020069]
- [5] А.Ф. Лапыгов, В.М. Фомин. *ПМТФ*, **43** (1), 59 (2002). [A.F. Latypov, V.M. Fomin. *J. Appl. Mechan. Tech. Phys.*, **43** (1), 59 (2002).]
- [6] O.A. Azarova. *Aerospace*, **2** (1), 118 (2015). DOI: 10.3390/aerospace2010118
- [7] O.A. Azarova, V.G. Grudnitskiy, Ю.Ф. Колесниченко. *Матем. моделирование*, **18** (1), 79 (2006). [O.A. Azarova, V.G. Grudnitskiy, Y.F. Kolesnichenko. *Matem. Mod.*, **18** (1), 79 (2006).]
- [8] O.A. Azarova, A.V. Erofeev, T.A. Лапушкина. *Письма в ЖТФ*, **43** (8), 93 (2017). [O.A. Azarova, A.V. Erofeev, T.A. Lapushkina. *Tech. Phys. Lett.*, **43** (4), 405 (2017). DOI: 10.1134/S1063785017040150]
- [9] Y.V. Dobrov, V.A. Lashkov, I.Ch. Mashek, R.S. Khoronzhuk. *AIP Conference Proceedings* (Spb., Russia, 2018), v. 1959, N 1, p. 050009. DOI: 10.1063/1.5034637
- [10] Y.V. Dobrov, M.E. Renev, V.A. Lashkov, I.Ch. Mashek, R.S. Khoronzhuk. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1959** (1), 012016 (2021). DOI: 10.1088/1742-6596/1959/1/012016
- [11] V.A. Lashkov, A.G. Karpenko, R.S. Khoronzhuk, I.Ch. Mashek. *Phys. Plasmas*, **23** (5), 052305 (2016). DOI: 10.1063/1.4949524
- [12] A.A. Firsov, E. Dolgov, S.B. Leonov. *AIAA Scitech 2019 Forum* (San Diego, California, 2019), DOI: 10.2514/6.2019-0739
- [13] П.Ю. Георгиевский, В.А. Левин. *Письма в ЖТФ*, **14** (8), 684 (1988).
- [14] П.Ю. Георгиевский, В.А. Левин. *Тр. МИАН СССР*, **186**, 197 (1989).
- [15] П.Ю. Георгиевский. *Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского*, **4** (3), 711 (2011).
- [16] N. Kianvashrad, D.D. Knight. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **52** (49), 494005 (2019). DOI: 10.1088/1361-6463/ab3fb6
- [17] O. Azarova, D.D. Knight, Y. Kolesnichenko. *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* (Orlando, Florida, 2010)
- [18] А.И. Сайфутдинов, Е.В. Кустова, А.Г. Карпенко, В.А. Лашков. *Физика плазмы*, **45** (6), 568 (2019). DOI: 10.1134/S036729211905010X [A.I. Saifutdinov, E.V. Kustova, A.G. Karpenko, V.A. Lashkov. *Plasma Phys. Rep.*, **45** (6), 602 (2019). DOI: 10.1134/S1063780X19050106]
- [19] Н.А. Попов. *Физика плазмы*, **32** (3), 254 (2006). [N.A. Popov. *Plasma Phys. Rep.*, **32** (3), 237 (2006). DOI: 10.1134/S1063780X06030068]
- [20] T. Piskin, V.A. Podolsky, S.O. Macheret, J. Poggie. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **52** (30), 304002 (2019). DOI: 10.1088/1361-6463/ab1fbc
- [21] N.S.J. Braithwaite. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **9** (4), 517 (2000).
- [22] A.I. Saifutdinov, E.V. Kustova. *J. Appl. Phys.*, **129** (2), 023301 (2021). DOI: 10.1063/5.0031020
- [23] Электронный ресурс. *Biagi database*. Режим доступа: www.lxcat.net (retrieved on October 28, 2021).
- [24] Электронный ресурс. *IST-Lisbon database*. Режим доступа: www.lxcat.net (retrieved on October 28, 2021).
- [25] Электронный ресурс. *Morgan database*. Режим доступа: www.lxcat.net (retrieved on October 28, 2021).
- [26] Электронный ресурс. *FLINDERS database*. Режим доступа: www.lxcat.net (retrieved on October 28, 2021).
- [27] Электронный ресурс. *Itikawa database*. Режим доступа: www.lxcat.net (retrieved on October 28, 2021).
- [28] Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда* (Интеллект, Долгопрудный, 2009), с. 736.

- [29] C. Lazarou, A.S. Chiper, C. Anastassiou, I. Topala, I. Mihaila, V. Pohoata, G.E. Georghiou. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **52** (19), 195203 (2019). DOI: 10.1088/1361-6463/ab06cd
- [30] C. Park, J.T. Howe, R.L. Jaffe, G.V. Candler. *J. Thermophys. Heat Transfer*, **8** (1), 9 (1994). DOI: 10.2514/3.496
- [31] Л.А. Васильев. *Теневые методы* (Наука, Главная ред. Физматлит, М., 1968), с. 400.