

04  
**Исследование температурного поля газа в следе импульсного электрического разряда**

© В.А. Лашков,<sup>1</sup> Ю.В. Добров,<sup>1</sup> М.Е. Ренев,<sup>1</sup> И.Ч. Машек,<sup>1</sup> Н.Ж. Джайчибеков,<sup>2</sup> Б.С. Шалабаева<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет,  
19034 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева,  
010000 Нур-Султан, Казахстан  
e-mail: youdobrov@gmail.com

Поступило в Редакцию 19 ноября 2021 г.

В окончательной редакции 14 декабря 2021 г.

Принято к публикации 24 декабря 2021 г.

Исследован нагрев газа в следе электрического межэлектродного разряда. Динамика локального нагрева изучена с помощью численных методов и экспериментально с использованием интерферометра. Результаты исследований позволяют оценить изменение распределения температуры в поперечном сечении следа разряда, динамику максимальной температуры нагрева и размеров нагретой области.

**Ключевые слова:** импульсный межэлектродный разряд, низкотемпературная плазма, нагрев газа.

DOI: 10.21883/JTF.2022.04.52241.294-21

## Введение

Активное управление сверхзвуковыми потоками газа при помощи локального вложения энергии является важной и перспективной задачей современной плазменной аэродинамики. Локальное энерговложение в сверхзвуковой поток газа позволяет воздействовать на характер обтекания различных тел [1–6]: уменьшать коэффициент лобового сопротивления; увеличивать коэффициент подъемной силы, тем самым увеличивая аэродинамическое качество; совершенствовать управление летательным аппаратом; проводить интенсификацию перемешивания, смену режима течения в пограничном слое. Вклад энергии в набегающий сверхзвуковой поток может осуществляться при помощи различных видов разрядов [7–11]: лазерная искра, микроволновый разряд, электрический межэлектродный разряд, диэлектрический барьерный разряд.

Важным вопросом при использовании нагретого канала в аэродинамических приложениях является эффективность преобразования подведенной электрической энергии в тепловую энергию газа [6]. Помимо теплового эффекта на структуру течения газа около аэродинамического тела может оказывать влияние неравносность газа в канале, особенно это проявляется при больших числах Маха набегающего потока [12].

Настоящая работа направлена на исследование термодинамических параметров следа канала, нагретого с помощью электрического межэлектродного разряда, изучение динамики температуры и геометрии. Исследование проводилось экспериментальными методами, результаты которого сравнивались с результатами численного моделирования. В динамике разряда можно выделить две основные фазы: активная, когда к электродам приложено

электрическое напряжение, и образуется плазменный канал с неравновесным состоянием газа, и пассивная после отключения напряжения, которая характеризуется переходом газа в канале к равновесному состоянию. В разделе, посвященном активной фазе разряда, определялись геометрия канала и распределение мощности нагрева среды плазмой. Эти данные были использованы при расчете эволюции следа канала в пассивной фазе. Особое внимание уделялось пассивной фазе, так как в аэродинамических приложениях для модификации течения газа часто используется нагретый после разряда след канала. Основная цель исследования — установление связи между электрическими параметрами межэлектродного разряда и температурой нагрева газа в следе разряда.

## 1. Техника экспериментального исследования параметров следа канала

Разряд создавался в экспериментальной камере путем приложения к электродам импульсного напряжения 20–25 кВ, длительностью 3 мкс через балластное сопротивление 800 Ом. Эксперименты проводились в воздушной среде при атмосферном давлении. Расстояние между электродами типа острие–острие составляло 6 мм. Максимальный ток активной фазы разряда 25 А.

Тепловой след исследуемого разряда по предварительным оценкам вносит очень малые фазовые оптические возмущения в среду (небольшие линейные размеры следа и его малый тепловой нагрев). Двухлучевые интерферометры в этом случае практически неприменимы, поэтому исследование проводилось с помощью многолу-

чего внутрикамерного интерферометра Фабри–Перо, описанного в работе [13].

Интерферометр с базой 0.2 м, световым диаметром 0.09 м освещался через прибор ИАБ-450 одночастотным гелий-неоновым лазером ЛГН-303 с выходной мощностью 1 мВ, длиной волны 632.8 нм и относительной девиацией частоты менее  $10^{-10}$ . Интерференционная картина регистрировалась с помощью быстродействующей интенсифицированной камеры PCO DiCAM-PRO GaAs P46 с минимальным временем экспозиции 5 нс. Обычное время экспозиции в нашем случае составляло порядка 1 мс. Время задержки экспозиции после начала разряда — от 50 до 1000 мс.

## 2. Результаты экспериментального исследования параметров газа в следе разряда

Значительная концентрация электронов, оставшихся в канале после активной фазы разряда, может существенно влиять на результаты интерферометрических измерений. Однако при атмосферном давлении характерное время релаксации составляет порядка 1 мс [14], поэтому при проведении измерений температуры канала на больших временах влиянием электронной составляющей пренебрегалось. Предполагалось, что нагретая разрядом область имеет форму, близкую к осесимметричной. Для получения распределения температуры в поперечном сечении следа разряда использовалась методика, описанная в работе [15].

На рис. 1 в качестве примера представлена интерференционная картина, полученная с помощью интерферометра через 140 мс после разряда.

Затененные места на рис. 1 — корпус, на котором закреплены электроды, и подводящий электрический кабель. В правом верхнем углу представлен выделенный с помощью графического редактора участок интерференционной картины, который подвергся дальнейшему анализу.

С использованием описанной в [15] методики обработки интерферометрических линий, была получена зависимость изменения температуры  $T$  газа в поперечном сечении следа разряда. Результаты измерений показали, что максимальная температура газа на оси следа разряда на 140 мс составляла  $T_{\max} = 333$  К. Стандартное отклонение при определении температуры не превышало 30 К. Характерный размер теплового следа, оцененный на уровне половины от максимальной температуры, в данном случае составил  $S_5 = 2.2 \pm 0.3$  мм.

Изменение температуры на оси следа разряда во времени представлено на рис. 2, а. На рис. 2, б показана временная зависимость нагрева  $\alpha = T_h/T_{\max}$  канала, где  $T_h$  — температура окружающего газа. Этот параметр часто используется при компьютерном моделировании взаимодействия нагретого канала с ударным слоем на сверхзвуковом теле [1,2]. Исследования показали, что

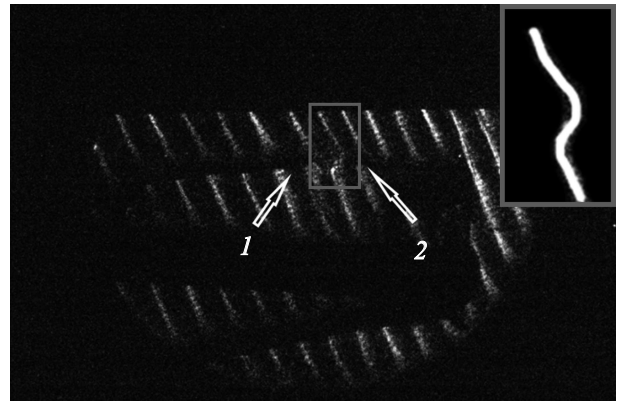


Рис. 1. Общая интерферометрическая картина через 140 мс после разряда: 1 — катод, 2 — анод.

параметр нагрева  $\alpha$  канала в условиях проведенных экспериментов в промежутки времени 50–1000 мс меняется в диапазоне 0.8–0.95.

К 1000 мс температура падает до 310 К. Очевидно, это происходит за счет того, что тепло нагретого канала рассеивается в окружающем пространстве. Это также подтверждается тем, что с увеличением времени после разряда происходит увеличение параметра  $S_{50}$  (рис. 3). Эксперименты показали, что параметр  $S_{50}$  увеличивается практически линейно. К моменту времени 1000 мс после разряда параметр  $S_{50}$  возрастает примерно до 14 мм.

## 3. Численное моделирование

### 3.1. Активная фаза разряда

Модели межэлектродного разряда низкотемпературной плазмы в покоящемся газе представлены в большом количестве работ, например, [14,16–19]. Они используются для решения различных задач: исследование причин ветвления стримера, вычисления параметров ионизированной области, теплового, химического и силового воздействия.

В настоящей работе произведен в 2D-осесимметричной постановке самосогласованный численный расчет импульсного межэлектродного разряда в покоящемся воздухе при стандартных условиях. Геометрия расчетной области изображена на рис. 4. Система электродов: две медные иглы. Импульсный источник напряжения  $U_0(t)$  (20 кВ, передний фронт продолжительностью 200 нс) подключен к системе через сопротивление  $R = 800$  Ω.

Для расчета параметров разряда использовались следующие уравнения.

Уравнение Пуассона:

$$-\varepsilon_0 \Delta \varphi = \rho_{ch}, \quad \rho_{ch} = |e|(n^+ - n_e - n^-),$$

где  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\varphi$  — электрический потенциал,  $\rho_{ch}$  — плотность электрического заряда,

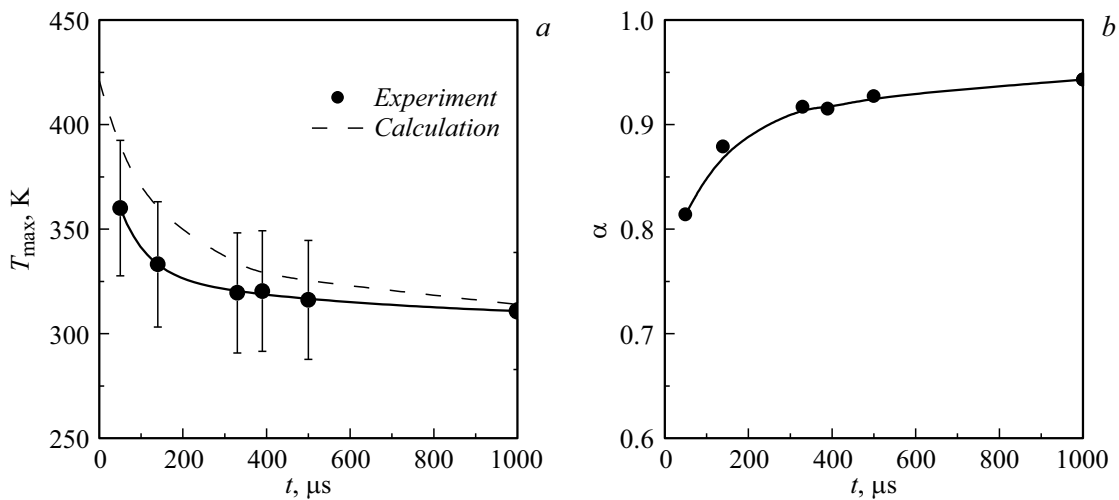


Рис. 2. *a* — изменение температуры газа на оси нагретого канала  $T_{max}$  от времени с начала разряда, *b* — зависимость параметра нагрева канала  $\alpha$  от времени.

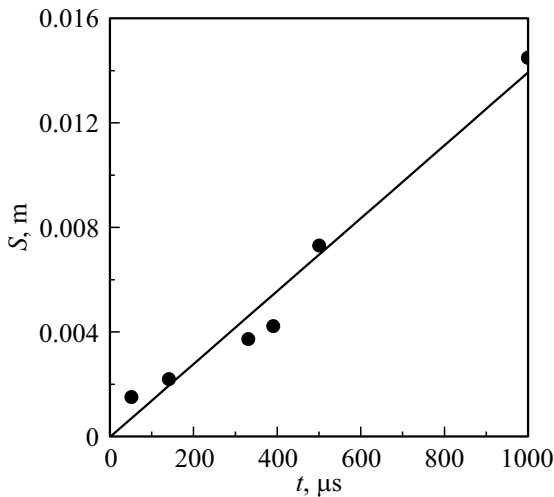


Рис. 3. Расстояние от оси разряда до того места, где температура газа составляет 50% от максимальной температуры.

$|e|$  — элементарный заряд,  $n_+, n_-, n_e$  — концентрации всех положительных, всех отрицательных ионов и электронов,  $\mathbf{E}$  — вектор напряженности электрического поля.

Для расчета концентрации электронов использовалось уравнение неразрывности:

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

где  $\mathbf{J}_e$  — вектор потока электронов,  $\mathbf{V}_g$  — скорость движения среды,  $S_e$  — источник электронов,  $b_e, D_e$  — коэффициенты подвижности и диффузии электронов.

Уравнение переноса энергии электронов:

$$\frac{\partial n_e \psi}{\partial t} + (\nabla, \mathbf{J}_\psi) + (\mathbf{E}, \mathbf{J}_e) + (\mathbf{V}_g, \nabla)n_e \psi = I_{pot}^i S_i^{in} - Q_e,$$

$$\mathbf{J}_\psi = -b_e \mathbf{E} n_e \psi - \nabla D_e n_e \psi,$$

где  $\mathbf{J}_\psi$  — вектор потока энергии электронного газа,  $\psi$  — средняя энергия электронов,  $I_{pot}^i$  — потенциал реакции  $i$ ,  $S_i^{in}$  — скорость реакции неупругих взаимодействий,  $Q_e$  — мощность нагрева среды за счет упругих столкновений с электронами.

Уравнения Максвелла–Стефана:

$$\rho_g \left( \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}_g, \nabla) \right) \omega_i = (\nabla, \rho \omega_i \mathbf{V}_i) + S_i,$$

$$\mathbf{V}_i = D_i \nabla (\ln \omega_i + \ln M_n) - z_i b_i \mathbf{E},$$

где  $\rho_g$  — плотность среды,  $\omega_i$  — массовая доля  $i$ -сорта частиц,  $\mathbf{V}_i$  — скорость движения частиц  $i$ -сорта,  $S_i$  — источник частиц  $i$ -сорта,  $D_i, b_i, z_i$  — коэффициенты диффузии, подвижности в электрическом поле и зарядовое число частиц  $i$ -сорта,  $M_n$  — средняя молярная масса.

Уравнение переноса фотонов и определение скорости реакции фотоионизации [17]:

$$\frac{c}{-\lambda_{13.6}} \Delta n_{ph-13.6} + \lambda_{13.6} c = S_{N_2^{13.6}},$$

где  $c$  — скорость света,  $\lambda_{13.6}$  — коэффициент поглощения фотонов чистым кислородом,  $n_{ph-13.6}$  — концентрация фотонов с энергией 13.6 eV,  $S_{N_2^{13.6}}$  — источник

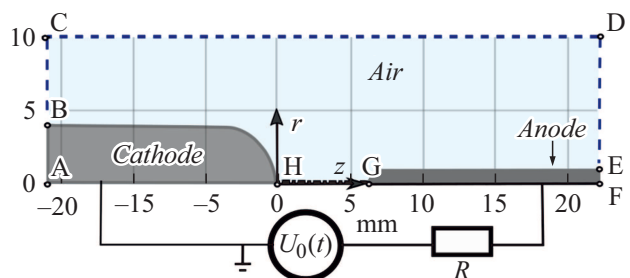
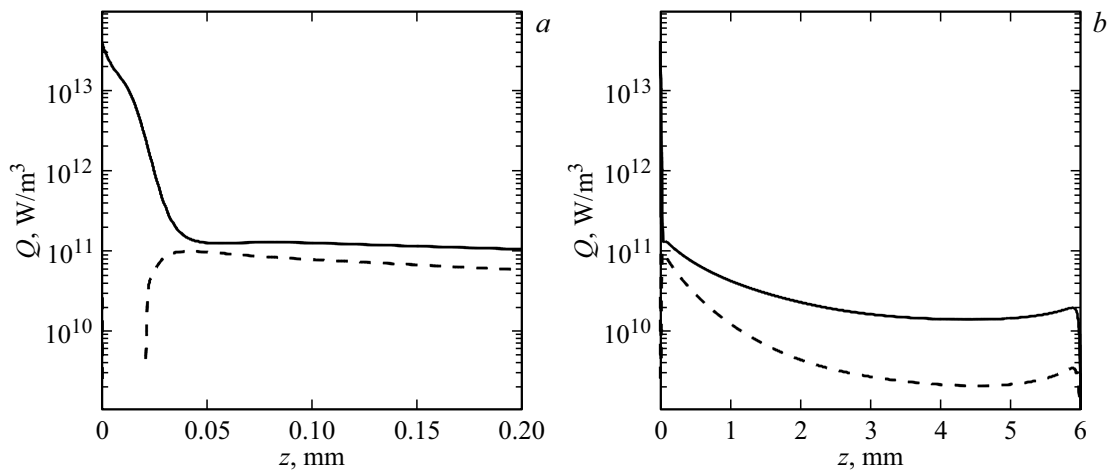


Рис. 4. Геометрия расчетной области.



**Рис. 5.** Распределения мощностей нагрева в момент времени 260 ns: ионным током (сплошная линия), плазменными реакциями (штриховая линия): *a* — вблизи катода, *b* — весь промежуток.

возбужденной (13.6 eV) молекулы азота,  $S_i^{ph-13.6}$  — фотоионизация.

Уравнения Навье–Стокса и переноса тепловой энергии:

$$\rho_g \left( \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}_g, \nabla) \right) \mathbf{V}_g = -\nabla p_g + \mu_g \left( \Delta \mathbf{V}_g + \frac{1}{3} \nabla(\nabla, \mathbf{V}_g) \right) + \rho_{ch} \mathbf{E},$$

$$\rho_g C_p \left( \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}_g, \nabla) \right) T_g - \nabla(k_g \nabla T_g) = Q_+ + Q_{reac} + Q_e,$$

где  $p_g$  — давление воздуха,  $\mu_g$  — вязкость газа,  $C_p$  — удельная теплоемкость среды при постоянном давлении,  $T_g$  — температура газа,  $k_g$  — теплопроводность среды,  $Q_+$ ,  $Q_{reac}$  — мощности нагрева среды за счет дрейфового движения ионов и реакций (рекомбинации, релаксации, диссоциации и др.).

В приведенной модели использовались допущения, подробно описанные в работе [20]. Реакции диссоциации и ассоциативной ионизации в воздухе при высокой температуре взяты из работы [21]. Реакции рекомбинации, релаксации описаны в работах [16,22]. Определение мощностей нагрева происходило согласно [16]. В модели рассматривались следующие сорта частиц:  $e$ ,  $O_2$ ,  $O_2^+$ ,  $O_2(a1d)$ ,  $O$ ,  $O^+$ ,  $O^-$ ,  $N_2$ ,  $N_2^+$ ,  $N_2a$ ,  $N_2A$ ,  $N$ ,  $N^+$ ,  $NO$ ,  $NO^+$  и фотоны с энергией 13.6 eV.

В начальный момент времени между электродами имеется однородная естественная концентрация затравочных электронов и ионов кислорода  $10^{13} \text{ 1/m}^3$ .

Расчет показал, что в заданных условиях разряд зажигается после 250 ns. На рис. 5 представлены рассчитанные к моменту времени 260 ns пространственные распределения объемных мощностей нагрева ионным током (сплошная линия) и плазменными реакциями (штриховая линия). При расчете в прикатодном слое (его толщина менее 0.05 mm) джоулев нагрев плазмы

ионным током достигает  $5 \cdot 10^{13} \text{ W/m}^3$  (рис. 5, *a*), вне слоя (рис. 5, *b*) — на 3 порядка меньше. Джоулев нагрев вне прикатодного слоя больше, чем плазмохимический нагрев реакциями, в 3–10 раз. Средняя величина мощности общего нагрева в канале с радиусом 1 mm — около  $4.4 \cdot 10^{10} \text{ W/m}^3$ . Это значение быстро устанавливается после зажигания разряда и замыкания межэлектродного промежутка. Мощность нагрева упругими столкновениями электронов пренебрежимо мала и не представлена на графиках.

Таким образом, произведенные расчеты начальной стадии межэлектродного разряда высокого напряжения в покоящейся среде показали, что средняя объемная мощность джоулева нагрева в цилиндрическом канале диаметром 2 mm составляет  $4.4 \cdot 10^{10} \text{ W/m}^3$ . Это значение было использовано при моделировании газодинамики пассивной фазы разряда.

### 3.2. Пассивная фаза разряда

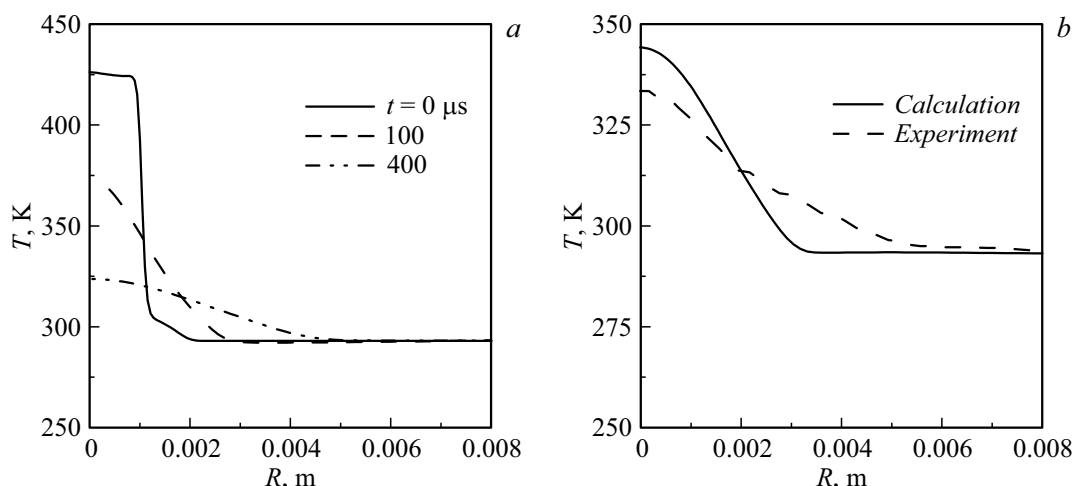
Для моделирования газодинамики использовались данные из расчета активной фазы разряда. Численное моделирование проводилось в пакете ANSYS FLUENT. Рассматривалась осесимметричная задача в рамках модели совершенного вязкого газа, для описания газовой динамики решалась система уравнений Навье–Стокса:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{V}) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{V}) + \nabla(\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) = -\nabla p + \nabla(\bar{\tau}),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \nabla(\mathbf{V}(\rho E + p)) = \rho q + \nabla(\lambda \nabla T),$$

где  $\rho$  — плотность,  $\mathbf{V}$  — вектор скорости,  $p$  — давление,  $\tau$  — тензор напряжений,  $E$  — полная энергия,  $q$  — источниковый член энергии,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности,  $T$  — температура. Для замыкания системы



**Рис. 6.** *a* — распределение температуры в сечении для разных моментов времени после разряда, *b* — распределение температуры в сечении через  $140 \mu\text{s}$  после разряда.

уравнений использовались уравнение состояния идеального газа и  $k$ -epsilon модель турбулентности.

Задача решалась при следующих начальных условиях: стандартное давление среды, температура — 293 К. Область энерговложения представляла собой цилиндр длиной 6 мм и диаметром 2 мм. В течение  $2.7 \mu\text{s}$  эта область нагревалась с мощностью  $4.4 \cdot 10^{10} \text{ W/m}^3$ . Величина вкладываемой энергии составляет порядка 2.5 мДж. Подведенная электрическая энергия, измеренная в эксперименте — 22 мДж. Таким образом, эффективность использования электрического разряда для нагрева канала газа составила 11%. На рис. 6, *a* представлено распределение температуры по радиусу  $R$  в центральном сечении нагретого канала для разных моментов времени. На рис. 6, *b* представлено сравнение расчетных и экспериментальных данных для  $140 \mu\text{s}$  после разряда.

Температура газа на оси канала уменьшается во времени с 427 К после активной фазы разряда до 373 К после  $100 \mu\text{s}$  (см. штриховую линию на рис. 6, *a*). Можно отметить, что в пределах точности исследуемых параметров результаты расчетов удовлетворительно совпадают с данными эксперимента.

## Выводы

Проведено экспериментальное исследование эволюции температуры газа в следе импульсного электрического межэлектродного разряда. С помощью интерферометрического метода получены новые данные по динамике температуры газа. Выполнено численное моделирование активной фазы разряда. По полученным данным из расчета активной фазы произведены расчеты изменения температуры газа в пассивной фазе разряда. Полученные в эксперименте данные удовлетворительно совпадают с результатами вычислений.

В исследуемых условиях расчетная температура газа на оси канала после активной фазы в следе разряда составила 427 К, что соответствует параметру  $\alpha = 0.68$ . С увеличением времени после разряда температура газа в канале достаточно быстро падает: к  $140 \mu\text{s}$  температура падает примерно на 100 К. Характерные размеры нагретой области увеличиваются линейно с ростом времени и в исследованном диапазоне параметров составляют 14 мм к 1 мс после разряда. Эффективность использования энергии импульсного электрического разряда для нагрева газа в следе канала составила порядка 10%.

## Благодарности

Исследования проведены с использованием оборудования ресурсного центра Научного парка СПбГУ „Вычислительный центр“.

## Финансирование работы

Работы выполнены при финансовой поддержке Комитета науки Министерства образования и науки Республики Казахстан. Проект: AP09562291.

Благодарим Санкт-Петербургский государственный университет за финансовую поддержку в рамках проекта Мероприятие 1 (id 84912260).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] П.Ю. Георгиевский, В.А. Левин. Тр. МИАН СССР, **186**, 197 (1989).
- [2] О.А. Azarova, V.G. Grudnitsky, Yu.F. Kolesnichenko. Мат. моделирование, **18** (1), 79 (2006).

- [3] С.М. Аульченко, В.П. Замураев, А.П. Калинина. Прикладная математика и техническая физика, **50** (5), 36 (2009).
- [4] O.A. Azarova, D. Knight, Yu.F. Kolesnichenko. Prog. Flight Phys., **5**, 139 (2013). DOI: 10.1051/eucass/201305139
- [5] N. Kianvashrad, D. Knight, S.P. Wilkinson, A. Chou, G.B. Beeler, M. Jangda. *Effect of Of-Body Laser Discharge on Drag Reduction of Hemisphere Cylinder in Supersonic Flow-Part II*. AIAA 2018-1433. AIAA Aerospace Sciences Meeting, Kissimmee, Florida, 8–12 January (2018). DOI: 10.2514/6.2018-1433
- [6] V.A. Lashkov, A.G. Karpenko, R.S. Khoronzhuk, I.Ch. Mashek. Phys. Plasmas, **23**, 052305 (2016). DOI: 10.1063/1.4949524.
- [7] V.A. Lashkov, I.Ch. Mashek, Yu.I. Anisimov, V.I. Ivanov, Yu.F. Kolesnichenko, M.I. Ryvkin, A.A. Gorynya. *Gas Dynamic Effect of Microwave Discharge on Supersonic Cone Shaped Bodies*. AIAA-2004-671. 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 5–8 January (2004). DOI: 10.2514/6.2004-671
- [8] P.-Q. Elias, N. Severac, J.-M. Luyssen, J.-P. Tobeli, F. Lambert, et al. *Experimental Investigation of Linear Energy Deposition Using Femtosecond Laser Filamentation in a  $M = 3$  Supersonic Flow*. AIAA 2018-4896, Joint Propulsion Conference, Cincinnati, Ohio, 9–11 July (2018). DOI: 10.2514/6.2018-48962018
- [9] Ю.В. Добров, В.А. Лашков, И.Ч. Машек, А.В. Митяков, В.Ю. Митяков, С.З. Сапожников, Р.С. Хоронжук. ЖТФ, **91** (2), 240 (2021). DOI: 10.21883/JTF.2021.02.50357.209-20 [Yu.V. Dobrov, V.A. Lashkov, I.Ch. Mashek, A.V. Mityakov, V.Yu. Mityakov, S.Z. Sapozhnikov, R.S. Khoronzhuk. Tech. Phys., **66** (2), 229 (2021). DOI: 10.1134/S1063784221020109]
- [10] Y.V. Dobrov, V.A. Lashkov, I.Ch. Mashek, R.S. Khoronzhuk. AIP Conf. Proceedings, **1959**, 050009 (2018). DOI: 10.1063/1.5034637
- [11] P. Bletzinger, B.N. Ganguly, D. VanWie, A. Garscadden. J. Phys. D: Appl. Phys., **38**, R33 (2005). DOI: 10.1088/0022-3727/38/4/R01
- [12] O.A. Azarova, A.V. Ерофеев, Т.А. Лапушкина. Письма в ЖТФ, **43** (8), 93 (2017). DOI: 10.21883/PJTF.2017.08.44540.16598
- [13] I.Ch. Mashek, Yu.I. Anisimov, V.A. Lashkov, Yu.F. Kolesnichenko. *Multibeam Interferometry of Self-Sustaining and Laser Induced MW Discharge in air*. AIAA 2005-790. 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 10–13 January (2005). DOI: 10.2514/6.2005-790
- [14] А.В. Самусенко, Ю.К. Стишков. *Электрофизические процессы в газах при воздействии сильных электрических полей* (ВВМ, СПб., 2012), 649 с.
- [15] Г.И. Асеев. *Использование интерферометра Маха-Цендера для определения пространственного распределения показателя преломления и температуры в пламени* (СарГУ, Саратов, 2005)
- [16] Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда* (Интеллект, 2009), 691 с.
- [17] U. Ebert, F. Brau, G. Derks, W. Hundsdoerfer, C.-Y. Kao, C. Li, A. Luque, B. Meulenbroek, S. Nijdam, V. Ratushnaya, L. Schäfer, S. Tanveer. Nonlinearity, **24** (1), C1 (2011). DOI: 10.1088/0951-7715/24/1/C01
- [18] N.St.J. Braithwaite. Plasma Sources Sci. Technol., **9** (4), 517 (2000). DOI: 10.1088/0963-0252/9/4/307/meta
- [19] K. Kourtzanidis, L.L. Raja, S. Coumar, V. Lago. *Numerical Simulation of DC Glow Discharges for Shock Wave Modification*. AIAA 2016-2157. 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, San Diego, California, 4-8 January (2016). DOI: 10.2514/6.2016-2157
- [20] M.E. RENEV, Yu.V. Dobrov, V.A. Lashkov, I.Ch. Mashek. Vestnik St.Petersburg University. Mathematics. Mechanics. Astronomy, **54** (4), 428 (2021). <https://doi.org/10.1134/S1063454121040154>
- [21] C. Park, J.T. Howe, R.L. Jaffe, G.V. Candler. J. Thermophys. Heat Transfer, **8** (1), 9 (1994). DOI: 10.2514/3.496
- [22] A.I. Saifutdinov, E.V. Kustova, A.G. Karpenko, V.A. Lashkov. Plasma Phys. Rep., **45** (6), 602 (2019). DOI: 10.1134/S1063780X19050106