

Microwave Discharge with Sparkless Laser Initiation in Supersonic Flow and the Influence of its Trace on Body Aerodynamic

M. A. Abakarova, Yu. V. Dobrov, D. S. Kravchenko, V. A. Lashkov,
I. Ch. Mashek, M. E. Renev, R. S. Khoronzhuk

*Saint Petersburg State University,
Saint Petersburg, 199034, Russia*

renevme@mail.ru

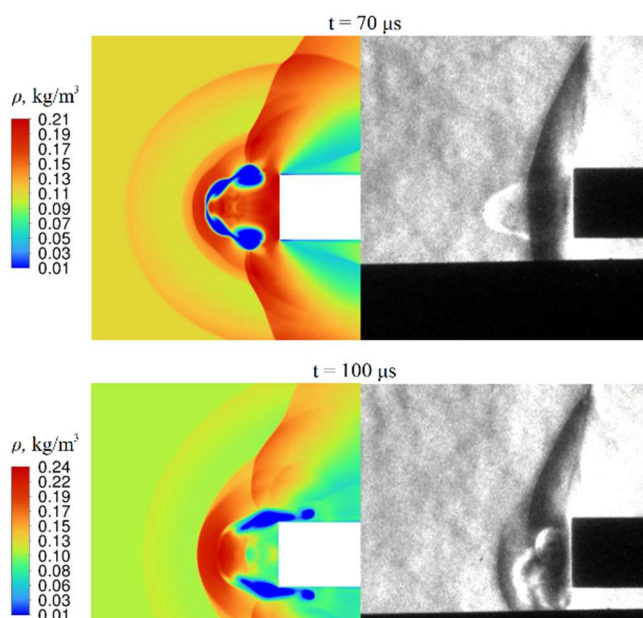
Abstract

Experimental studies of microwave discharge with sparkless laser initiation were conducted in both quiescent and supersonic flow environments (Mach number 1.44). It was established that the active phase properties of the microwave discharge under supersonic flow conditions do not differ significantly from those observed in the absence of external flow. Shadowgraph images of shock waves in front of a cylindrical model in the supersonic flow, accompanied by energy deposition from the discharge, were obtained. Numerical simulations of gas-dynamic processes during discharge combustion, its trace evolution, and shock wave restructuring caused by the trace were performed. The results demonstrate the possibility of modifying the shock wave structure in front of the model for up to 100 μs , achieving a 30 ÷ 60% reduction in stagnation pressure using a short-duration (0.5 ÷ 2 μs) microwave discharge initiated by the laser.

Keywords: microwave discharge, energy deposition, supersonic flow, sparkless laser initiation, experiment, numerical simulation.

Obtained initiated MW-discharge heat energy E at different medium densities ρ_∞ and MW pulse lengths τ_{MW} , original z_0 and modified z_S relative distances between supersonic wave and body (diameter is 12 mm)

No.	ρ_∞ , g/m ³	τ_{MW} , ns	E , mJ	z_0	z_S
1	96.8	2500	7.4	0.68	1.2
2	112.9	2500	4.6	0.64	1.24
3	121.0	2500	3.5	0.67	1.3
4	112.9	1200	0.68	0.63	1.08
5	112.9	500	0.25	0.66	0.94



Comparison of the density contour obtained via numerical modeling with the experimental shadow images at time instances of 70 and 100 μs .

УДК 533.9, 533.6.011

СВЧ-разряд с безыскровой лазерной инициацией в сверхзвуковом потоке и влияние его следа на обтекание тел

**М. А. Абакарова, Ю. В. Добров, Д. С. Кравченко, В. А. Лашков,
И. Ч. Машек, М. Е. Ренев, Р. С. Хоронжук**

*Санкт-Петербургский государственный университет,
Россия, Санкт-Петербург, 199034, Университетская наб., д.7/9
renevme@mail.ru*

Аннотация

Проведены экспериментальные исследования СВЧ-разряда с безыскровой лазерной инициацией в среде без внешних потоков, в условиях со сверхзвуковым потоком с числом Маха 1.44. Выяснено, что свойства активной фазы СВЧ-разряда с примененной инициацией в сверхзвуковом не отличаются значительно от случая отсутствия внешних потоков. Получены теневые фото ударных волн перед моделью-цилиндром в сверхзвуковом потоке с энергоснабжением рассматриваемым разрядом. Проведены численные моделирования газодинамических процессов во время горения разряда и в его следе, а также исследовано взаимодействия области нагретого газа с фронтом головной ударной волны. Показана возможность получения измененной структуры ударной волны перед моделью на 100 μ s со снижением давления торможения на 30 ÷ 60 % с помощью иницированного СВЧ-разряда с малой длительностью 0.5 ÷ 2 μ s.

Ключевые слова: СВЧ – разряд, энергоснабжение, сверхзвуковой поток, безыскровая лазерная инициация, эксперимент, численное моделирование.

1. Введение

В условиях стремительного развития аэрокосмической отрасли возникает ряд проблем: снижение тепломеханических нагрузок на летательные аппараты (ЛА), которые нелинейно возрастают с ростом числа Маха, а также разработка новых методов управления в условиях сверхзвукового (СЗ) полета. Методы плазменной аэродинамики с созданием неоднородностей в потоке активно разрабатываются [1–7] в последние десятилетия. Для управления СЗ потоком требуется создать локальные нагрев, разрежение и неравновесность среды. Нагретый газ при взаимодействии с головной ударной волной (ГУВ) вызывает ее деформацию, что позволяет снизить тепломеханические нагрузки, а также создать управляющие моменты. Чем выше число Маха, тем сильнее эффект в абсолютных единицах при тех же величинах энергоснабжения в поток [8].

Неравновесность плазмы, повышенная концентрация свободных атомов в области энергоснабжения [7–9] дополнительно снижают нагрузки. Таким образом, перспективно проводить исследования СЗ аэродинамики с энергоснабжением плазмой, выяснять особенности тех или иных плазменных актуаторов.

Как показано в работах [10, 11] с точки зрения наибольшего снижения коэффициента сопротивления выгоднее с плазмой создавать протяженные или бесконечно длинные, тонкие области энергоснабжения четко на оси обтекаемой модели. Для создания более широких областей нагрева требуется больше энергии, однако, эффект слабее. Можно получить снижение коэффициента сопротивления на 20 ÷ 60 %, пока существует измененная внешним энерго-

вложением ударная волна (УВ). Имеется автомодельность: одна и та же область нагрева создаст более выраженный эффект при обтекании тел с большей площадью лицевой поверхности. Изменение УВ может привести к снижению тепловых нагрузок [12], не смотря на попадание горячего газа в нее.

Существуют различные виды газоразрядной плазмы для создания температурно-плотностной неоднородности. Среди таких можно отметить электродные, СВЧ-разряды и лазерные искры.

Лазерные искры создаются мощными сфокусированными импульсами лазера [13–17]. Применяют линзы, призмы для направления и фокусировки луча в заданном месте. За единицы наносекунд можно получить температуры около 100 000 К с последующим образованием сферической УВ [18]. Повторные подачи лазерных импульсов в потоке могут создать протяженный нагрев [19]. Лазерные искры можно получать при высоких плотностях среды.

Электродные разряды в ситуации, когда нужно создать перестроение УВ перед ЛА, требуют применения электродов в СЗ потоке, это затруднительно выполнить в задачах внешней аэродинамики [3, 4]. На данный момент исследуются наносекундные по длительности питания разряды, где плазма не успевает стать равновесной [4, 20–23]. Высокая частота питания или короткие импульсы могут лучше проникать в плазму при фиксированной проводимости, чем более длительные или низкочастотные. В результате в плазме могут достигаться более высокие степени ионизации.

СВЧ-разряд создается в фокусе СВЧ-антенны на удалении от источника. Излучение с длинами волн около $1 \div 10$ см имеют частоты порядка $10^9 \div 10^{10}$ GHz, т.е. разряд близок к наносекундным по свойствам. Длина разряда определяется длиной волны СВЧ. Могут возникать СВЧ-филаменты – протяженные, яркие, горячие «нити» плазмы, при появлении ионизационно-перегревной неустойчивости [24, 25]. СВЧ-разряд зависит от внешнего источника электронов, при их отсутствии или задержке появления – осечки, значительные отличия в свойствах и эффектах разряда. При низких давлениях требуется ожидать в течение десятка микросекунд перехода к филаментной фазе [26–28].

Филаментный СВЧ-разряд ($10^{20} \div 10^{22}$ 1/м³) сравним с наносекундными разрядами (10^{19} 1/м³) [4, 29, 30] по величине плазменного воздействия или превосходит их из-за большей степени ионизации. Имеются работы по улучшению свойств СВЧ-разряда с помощью лазерной инициации [31–38] на лазерной искре и лазерном канале. В последнем варианте имеется ионизированный след после прохождения мощного лазерного луча при низких давлениях, происходит безыскровая инициация. Получается точное позиционирование разряда, ускоряется его развитие до филаментной фазы, можно уменьшить мощность СВЧ-излучения до значений меньше порога возникновения обычного СВЧ-разряда. Не смотря на уменьшение мощности излучения, отсутствуют осечки [37], температура выше, и ускоряется филаментация при низких давлениях [36]. Может быть возможно применение нагретых в СВЧ-поле лазерных каналов до их перехода к СВЧ-плазме.

В данной работе исследуется СВЧ-разряд с безыскровой лазерной инициацией в сверхзвуковом потоке. Приведены размеры, фото, время индукции (появления) СВЧ-разряда в потоке, когда присутствует СВЧ-излучение – активная фаза. Показана возможность с помощью короткоимпульсного СВЧ-разряда создавать нагрев, достаточный для перестроения УВ перед обтекаемой моделью. Предварительно проводятся исследования о возможности использования данных об СВЧ-разряде [37] при отсутствии внешнего движения среды для анализа влияния его следа в СЗ потоках, и представлены данные о газодинамических процессах во время активной фазы разряда и на начальном этапе существования следа разряда.

Помимо этого, также анализируется взаимодействие следа разряда с головной ударной волной с помощью численного моделирования. Результаты численного моделирования косвенно валидируются с помощью сравнения с теневыми фотографиями эксперимента. Из численного моделирования выводятся зависимости давления торможения и усредненного теплового потока через торец модели.

2. Экспериментальное сравнение активных фаз горения инициированного СВЧ-разряда в потоках $M = 0, 1.44$

2.1. Постановка эксперимента

Имеется камера Эйфеля, внутри нее расположена область исследования разряда. В камере можно создавать разрежение до 5 кПа. Проводится серия опытов при отсутствии потока. Затем в этой же камере с соплом Лавала создается поток воздуха $M = 1.44$ со статической температурой 203 К. Регулируется при СЗ потоке статическое давление p_∞ так, чтобы получить ту же плотность среды. Плотность среды определяет длину свободного пробега, скорость набора энергии электронами в СВЧ-поле, скорости многих реакций в плазме, а значит и саму динамику плазмы. Данные о соответствии статических давлений при отсутствии и наличии СЗ потока для одинаковых значений плотности представлены в табл. 1.

Таблица 1

Статические давления воздуха в СЗ потоке ($M = 1.44$), соответствующие давлениям при отсутствии потока с такой же плотностью среды

No.	$\rho_\infty, \text{g/m}^3$	$p_\infty (M=0), \text{Pa}$	$p_\infty (M=1.44), \text{Pa}$
1	96.8	8000	5600
2	112.9	9330	6580
3	121.0	10000	7050

СВЧ-излучение подведено по волноводу в камеру, установлена эллиптическая антенна. У этой многофокальной антенны главный фокус квазиэллиптической формы имеет размеры 15 и 2.5 mm – большая и малая полуоси эллипсоида вращения. Магнетрон МИ-505 настроен на создание излучения в антенне для получения плазмы при давлениях до 6.6 кПа и температуре 288 К, длительность излучения 2.5 μs .

Лазерный импульс создается лазером Evergreen-200. Импульс имеет параметры: энергия на выходе из лазера 200 mJ, длительность 10 ns по половине амплитуды импульса. С помощью призм луч подается к точке главного фокуса СВЧ-антенны, он направлен при этом вдоль вектора электрической напряженности СВЧ-излучения. Установлена на пути следования луча линза с фокусным расстоянием 250 mm. Компоновка экспериментального стенда и оптическая схема приведены на рис. 1. Используется изготовленный держатель для последней призмы – оболочка на пилоне, к которой крепится в экспериментах с СЗ потоками полый цилиндр со стеклом в торце. Этот цилиндр – обтекаемая модель (диаметр 12 mm). Оболочка в разборе представлена на рис. 2.

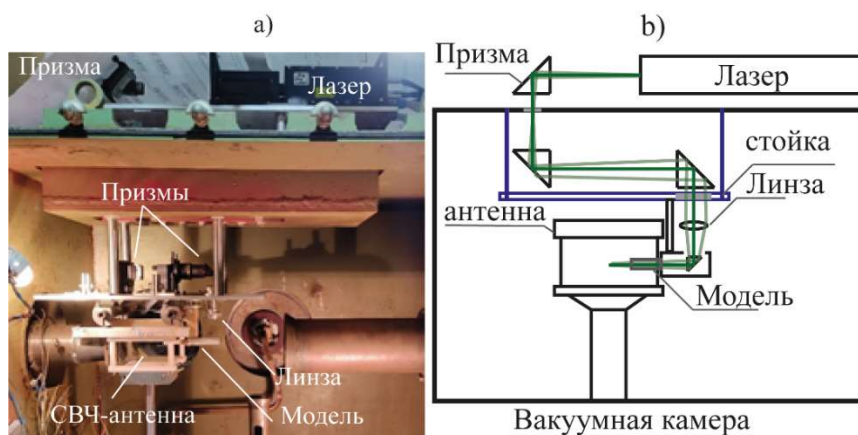


Рис. 1. Компоновка экспериментальной установки (а) и оптическая схема (б)

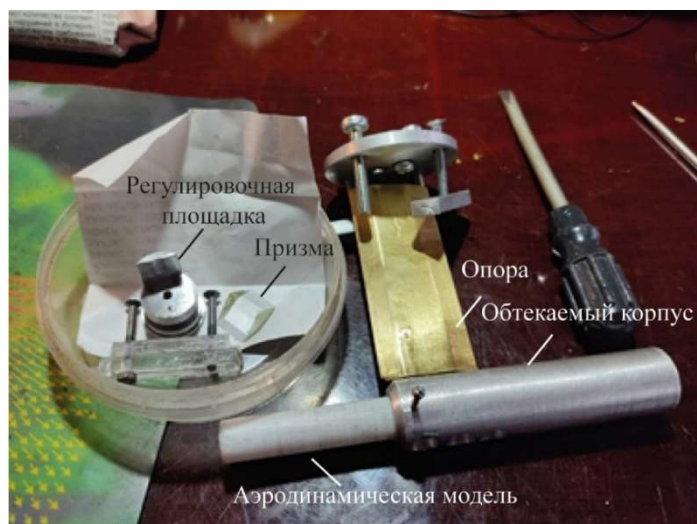


Рис. 2. Обтекаемый корпус для крепления призмы в СВ потоке, аэродинамическая модель

Установка управляется с применением программного комплекса Labview и оборудования National Instruments. Время отсчитывается от момента выхода СВЧ-излучения на максимум. Лазерный импульс подается к моменту выхода импульса СВЧ-излучения на максимум.

Установка оснащена светочувствительной камерой PCO DiCAM-PRO GaAs P46, выдержка при съемке фотографий – 5 μ s. С помощью оптического прибора ИАБ – 451 свет от разряда в области исследования попадает на камеру. Схематическое изображение оптического прибора ИАБ – 451 представлено на рис. 3.

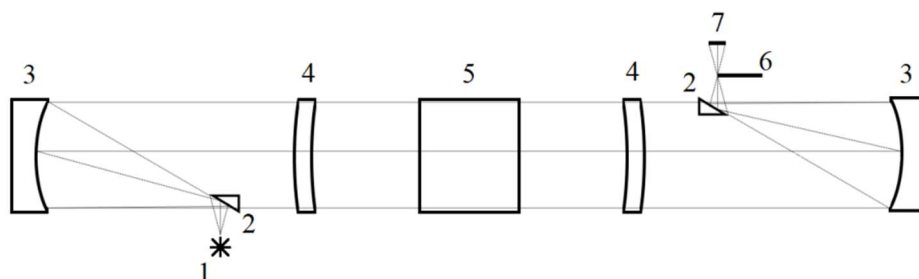


Рис. 3. Схематическое изображение теневого прибора ИАБ-451: 1 – источник света, 2 – зеркало, 3 – сферическое зеркало, 4 – закованная линза, 5 – область исследования, 6 – нож Фуко, 7 – окуляр наблюдательной системы.

Во время эксперимента для каждой величины давления в одной серии снимается 30 фотографий разряда без подсветки «1» и ножа «6», регистрируется 30 времен индукции на осциллографе с прямым и отраженным сигналами СВЧ-излучения в волноводе. Когда появляется плазма, имеется область яркого свечения на фотографии, а отраженный сигнал усиливается в связи с попаданием части вторичного излучения от плазмы обратно в волновод. Подсчитывается количество полученных разрядов в серии, их размеры по фото. Длина разряда – наибольшее расстояние между двумя крайними точками светящейся области на фото с яркостью 50 % от максимального. Предварительно вычитается яркость пикселей вне разряда, нормируется на максимум. Определяются медианные значения и доверительный интервал значений при 95 % доверительной вероятности.

2.2 Результаты исследования активной фазы

Пропуски зажигания разряда не обнаруживаются при проведении опытов с СВЧ-разрядами с безыскровой лазерной инициацией в заданном диапазоне плотностей сред.

Пример фотографий СВЧ-разряда с безыскровой лазерной инициацией приведен на рис. 4 для случая плотности среды 96.8 g/cm^3 без потока и в СЗ потоке. Визуально имеются приблизительно одинаковые размеры разрядов, всегда виден тонкий и яркий канал – филамент. Небольшое фоновое свечение связано с рассеиванием части света лазера аэродинамической моделью. Значительных отличий не обнаружено.

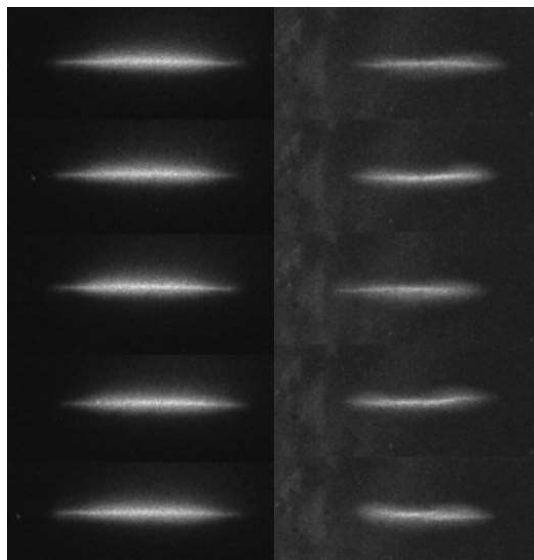


Рис. 4. Фотографии активной фазы СВЧ-разряда, слева – при $M=0$, справа $M=1.44$, плотность среды 96.8 g/cm^3 (No.1 в табл. 1)

На рис. 5 приведены сравнения длин разрядов для всех трех рассматриваемых плотностей среды. С ростом плотности среды разряд при $M=0$ уменьшается по длине с 15 до 11 mm. Разряд в потоке $M=1.44$ с учетом пересечения доверительных интервалов статистически неотличим. Тем не менее, можно отметить увеличенные медианы распределений длин разряда при 113.0 и 121.0 g/cm^3 : 14 и 14 mm против 12.5 и 11 mm. Разряд по мере своего развития в СЗ потоке может быть несколько сдвинут и растянут. При скорости потока 475 m/s и длительности импульса СВЧ $2.5 \text{ }\mu\text{s}$ с учетом времени индукции потенциально может добавиться к длине разряда $0.5 \div 1 \text{ mm}$, что недостаточно для описания таких различий.

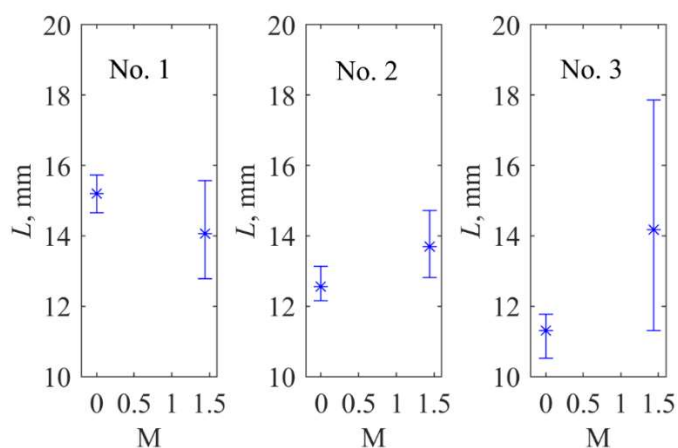


Рис. 5. Длины разрядов при $M=0$ и 1.44 и трех рассматриваемых плотностей среды

Время индукции приведено на рис. 6. Разряд с безыскровой лазерной инициацией зажигается практически в одно и то же время относительно моментов подачи СВЧ излучения и лазерного импульса при постоянной плотности среды. В потоке медианное значение времени

незначительно больше, вероятно, в связи с выдуванием плазменной продукции от прошлых разрядов. Второй причиной увеличения медианного значения могло бы быть уменьшение светового потока лазера в фокусе из-за поглощения и рассеивания части света лазера аэродинамической моделью. Изменение энергии импульса лазера в фокусе ощутимее влияет на это время, чем на длину разряда [37], поэтому на результатах изменения длины (рис. 4) эффекта снижения значений не обнаруживается. Время индукции составляет $500 \div 750$ ns, с ростом плотности оно увеличивается.

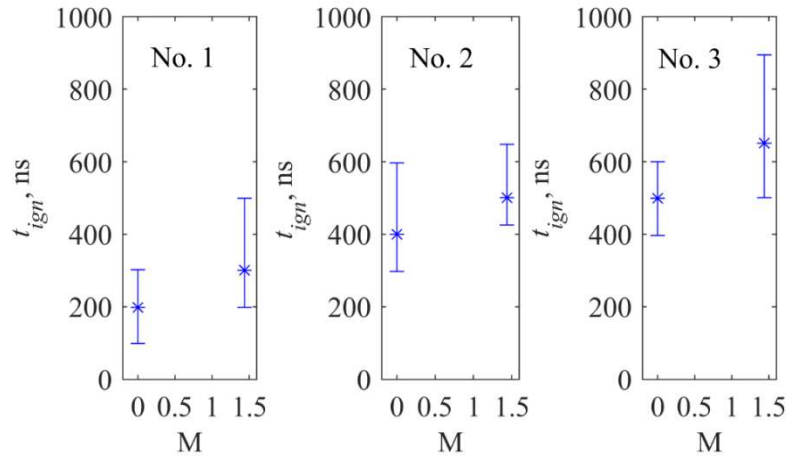


Рис. 6. Время индукции разрядов при $M = 0$ и 1.44 и трех рассматриваемых плотностей среды

Исходя из полученных экспериментальных данных можно сделать вывод о том, что характеристики СВЧ-разрядов с безыскровой лазерной инициацией почти не зависят от наличия СЗ потока с $M = 1.44$ или его отсутствия.

3. Газодинамические процессы в среде с энерговложением иницированным СВЧ-разрядом при $M = 0$

3.1. Постановка численного моделирования

Для описания динамики развития СВЧ-разряда с безыскровой лазерной инициацией в среде в условиях эксперимента без внешнего потока используется система уравнений из [36]. Модель осесимметричная (r, z), время t отсчитывается от момента выхода СВЧ-импульса на максимум. Энергия лазерного импульса 100 mJ. Основная система уравнений может быть подразделена на четыре блока и дополнительные определения. Это уравнения для динамики электронного газа, состава плазмы, газодинамики (совершенный газ), СВЧ-поля. Аналитически задается распределение интенсивности лазерного луча.

Первый блок:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_e = S_e, \quad \mathbf{J}_e = -D_e \nabla n_e + (\mathbf{V}_g, \nabla) n_e \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_e \psi}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_\psi = S_\psi + Q_{ext} + Q_{ph-r}, \quad \mathbf{J}_\psi = -D_\psi \nabla \psi n_e + (\mathbf{V}_g, \nabla) \psi n_e, \quad (2)$$

$$T_e = \frac{2}{3} \psi, \quad (3)$$

где n_e – концентрация электронов; ψ – средняя энергия электрона; T_e – температура электронного газа; D_e – коэффициент диффузии электронов; D_ψ – коэффициент диффузии энергии электронов; $\mathbf{J}_e$ – вектор потока электронов; $\mathbf{J}_\psi$ – вектор потока электронной энергии; S_e – источник электронов; S_ψ – удельная мощность нагрева электронного газа в ходе плазменных реакций; Q_{ext} – удельная мощность нагрева электронного газа СВЧ и лазерным излучением; Q_{ph-r} – удельная мощность нагрева электронного газа в ходе фотореакций; $\mathbf{V}_g$ – вектор скорости движения среды.

Второй блок:

$$\rho_g \frac{\partial w_i}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_i + \rho_g (\mathbf{V}_g, \nabla) w_i = S_i, \quad \mathbf{J}_i = -\rho_g w_i D_i \ln(w_i M_g), \quad (4)$$

$$w_{N_2} = 1 - \sum_{i \neq N_2} w_i, \quad (5)$$

$$n_i = \frac{N_A}{M_i} \rho_g w_i, \quad (6)$$

где ρ_g – плотность среды; w_i – массовая доля; n_i – концентрация; M_i – молярная масса; M_g – средняя молярная масса; D_i – коэффициент диффузии; $\mathbf{J}_i$ – поток; S_i – источник; N_A – постоянная Авогадро.

Рассматриваются компоненты среды: N_2 , O_2 , N_2^+ , O_2^+ , O , O^+ , O_2^- , O^- , $O_2(\alpha_1\Delta)$, $N_2(A)^1$, $N_2(a)^2$, N , N^+ . Сумма всех массовых долей различных компонент должна быть равна единице. Исходя из этого уравнения (4) решаются для всех компонент кроме одной (молекулы азота). Для массовой доли молекулы азота есть выражение (5).

Третий блок:

$$\rho_g = \frac{p_g M_g}{R_g T_g}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla (\rho_g \mathbf{V}_g) = 0, \quad (8)$$

$$\rho_g \frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial t} + \rho_g (\mathbf{V}_g, \nabla) \mathbf{V}_g = -\nabla p_g + \nabla \mathbf{K}_g, \quad (9)$$

$$\mathbf{K}_g = \mu_g \left(\nabla \mathbf{V}_g + (\nabla \mathbf{V}_g)^T - \frac{2}{3} (\nabla, \mathbf{V}_g) \mathbf{I} \right), \quad (10)$$

$$\rho_g C_p \left(\frac{\partial T_g}{\partial t} + \mathbf{V}_g \nabla T_g \right) - \nabla (k_g \nabla T_g) - \nabla \left(\sum_i h_i \mathbf{J}_i \right) = Q_g, \quad (11)$$

где p_g – давление среды; T_g – температура среды; R_g – универсальная газовая постоянная; μ_g – коэффициент вязкости; $\mathbf{K}_g$ – тензор вязких напряжений; k_g – коэффициент теплопроводности; C_p – удельная теплоемкость среды; Q_g – удельная мощность нагрева среды; h_i – удельная энтальпия; $\mathbf{I}$ – единичный тензор.

¹ $N_2(A^3\Sigma_u)$

² $N_2(a^1\Pi_u)$, $N_2(B^3\Pi_u^-)$, $N_2(W^3\Delta_u)$

Четвертый блок:

$$\nabla \times [\nabla \times \mathbf{E}_{\text{MW}}] - k_{\text{MW}}^2 \left[\left(1 - \frac{i\sigma_{\text{plas}}}{\omega_{\text{MW}}\epsilon_0} \right) \mathbf{E}_{\text{MW}} - \frac{i\mathbf{J}_{\text{MW}}^{\text{ext}}}{\omega_{\text{MW}}\epsilon_0} \right] = 0, \quad (12)$$

$$\sigma_{\text{plas}} = |e| \left(b_e n_e + \sum_i z_i^2 b_i n_i \right), \quad (13)$$

где $\mathbf{E}_{\text{MW}}$ – комплексная амплитуда-фаза электрической напряженности СВЧ-излучения; $\mathbf{J}_{\text{MW}}^{\text{ext}}$ – заданный извне ток смещения для описания СВЧ-излучения в главном фокусе антенны; k_{MW} – волновое число СВЧ-излучения; ω_{MW} – круговая частота СВЧ-излучения; σ_{plas} – удельная электропроводность плазмы; ϵ_0 – электрическая постоянная; b_e – коэффициент подвижности электронов; b_i – коэффициент подвижности ионов; z_i – зарядовое число; i – мнимая единица.

Определения. Система уравнений дополняется определением внешнего тока смещения, связанного с СВЧ-полем в главном фокусе антенны $\mathbf{E}_{\text{MW}}^{\text{ext}}(r, z, t)$, которое аппроксимировано в ходе отдельного СВЧ-расчета антенны

$$\mathbf{J}_{\text{MW}}^{\text{ext}} = \omega_{\text{MW}}\epsilon_0 \mathbf{E}_{\text{MW}}^{\text{ext}}(r, z, t) \quad (14)$$

Интенсивность лазерного луча $I_{\text{las}}(r, z, t)$ введена с учетом волновой оптики [39] и заданной оптической системы, электрическая напряженность лазерного луча воздействует на электронный газ, выражение с поправкой на высокую частоту излучения лазера f_{las}

$$E_{\text{las}}^{\text{eff}} = \frac{\nu_e}{(\nu_e^2 + f_{\text{las}}^2)^{1/2}} \sqrt{377[\text{Ом}] I_{\text{las}}(r, z, t)}, \quad (15)$$

где ν_e – частота столкновений в среде.

Внешнее СВЧ-поле подается импульсно, форма импульса трапецевидная с фронтами 200 ns, длительностью 2.5 μs . Лазерный импульс имеет длительность 10 ns.

Нагрев электронного газа электрическими полями и в ходе фотореакций

$$Q_{\text{ext}} = |e| b_e n_e \left(|\mathbf{E}_{\text{MW}}|^2 + (E_{\text{las}}^{\text{eff}})^2 \right), \quad (16)$$

$$Q_{\text{ph-r}} = hf_{\text{las}} \sum_i S_{\text{ph}}^i \left[\text{ceil} \left(\frac{\epsilon_i}{hf_{\text{las}}} \right) - \left(\frac{\epsilon_i}{hf_{\text{las}}} \right) \right], \quad (17)$$

где h – постоянная Планка; ϵ_i – порог ионизации i -й компоненты; S_{ph}^i – фотоионизация i -й компоненты. Учитывается тот факт, что для фотоионизации молекул азота и кислорода требуется целое число фотонов с энергией больше, чем энергия связи электрона с ионом. Функция $\text{ceil}(x)$ – округление до большего целого. Остаток добавляется к энергии электронного газа.

Формула для определения объемной мощности нагрева газа:

$$Q_g = \sum_i (z_i |e| \mathbf{J}_i, \mathbf{E}_{\text{MW}}) + \sum_j S^j \Delta H_j, \quad (19)$$

где S^j – скорость реакции j ; ΔH_j – разница энтальпий до и после реакции j ; энтальпии образования взяты из [40] и исходя из энергии связи электрон-ион. Реакции, происходящие за счет энергии электронного газа, имеют $\Delta H_j = 0$, поскольку тепловая энергия среды не расходуется.

Геометрия (осесимметричная модель), распределения СВЧ и лазерного полей представлены на рис. 7. Красный пунктир на рис. 7, а – ось симметрии, черный пунктир – открытая граница.

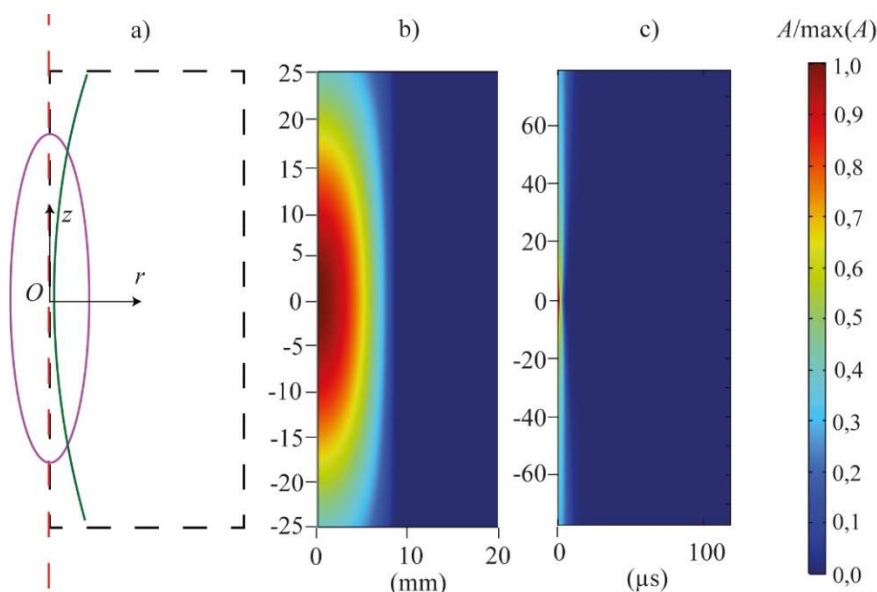


Рис. 7. Геометрия (а) модели с размерами 20×50 mm; распределение (b) напряженности внешнего СВЧ-поля с амплитудой 1 V/m; нормированное распределение (c) интенсивности лазерного излучения при импульсе 100 mJ (максимум 2×10^{13} W/cm²)

Граничные условия на оси Oz :

$$(\mathbf{J}_k, \mathbf{e}_r) = 0, k \in \{e, \psi, i\}; (\mathbf{V}_g, \mathbf{e}_r) = 0, \nabla_r p_g = 0, \nabla_r T_g, \|\mathbf{E}_{MW}\| < \infty$$

На остальных границах, отмеченных пунктирной линией на рис. 7, а задаются условия

$$n_e = n_{e0}, \psi = \psi_0, w_{N_2} = 0.8, w_{O_2} = 0.2, w_{i \neq N_2, O_2} = 0, p_g = p_{g0}, T_g = T_{g0},$$

$$\mathbf{n} \times [\nabla \times \mathbf{E}_{MW}] = \left(ik_{MW} + \frac{1}{2r} \right) \mathbf{n} \times [\mathbf{E}_{MW} \times \mathbf{n}]$$

В начальный момент времени среда по составу соответствует воздуху, давление p_{g0} варьируется параметрически от 5.3 до 10.0 кПа, температура T_{g0} равна 293 К, концентрация электронов n_{e0} равна 10^{12} 1/m³, средняя энергия электрона ψ_0 равна 0.04 eV.

Расчет проводится до 25 μ s для статических давлений 8.0 ÷ 10.0 кПа при отсутствии внешнего потока, при этом 6.6 кПа и 10.6 кПа пороги образования обычного и инициированного СВЧ-разрядов. Необходимо проанализировать газодинамические процессы во время образования инициированного СВЧ-разряда.

3.2. Результаты исследования газодинамики энерговложения разрядом в среду

На примере случая с плотностью среды 96.8 g/cm³ рассмотрим динамику расширения среды под действием импульсного нагрева подкритическим СВЧ-разрядом с безыскровой лазерной инициацией. На рис. 8 показано распределение мощности энерговложения разрядом с 0.3 до 2.3 μ s. Разряд развивается из ионизированного лазерного канала с задержкой – время индукции 200 ns. Сразу после зажигания разряда начинает нагреваться среда в начале координат – точка фокусов СВЧ и лазерных излучений. Далее область нагрева удлиняется до момента отключения СВЧ-излучения до 8 mm. В каждый момент времени энерговложение наибольшее на краях плазмы.

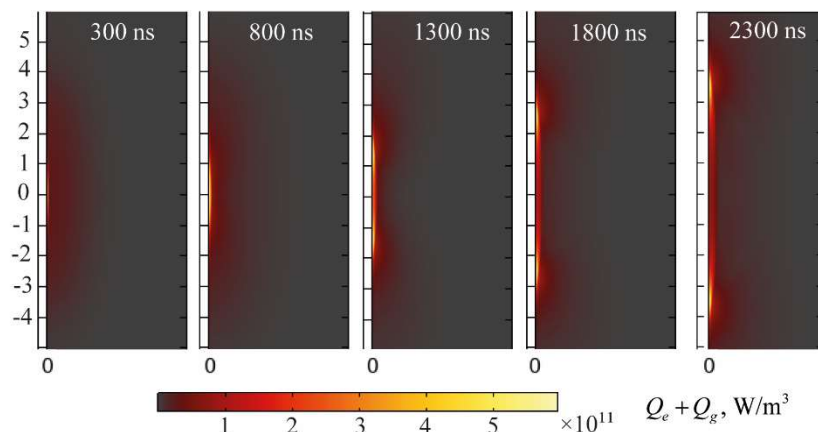


Рис. 8. Мощность джоулева нагрева, исходная плотность среды 96.8 g/cm^3 , масштаб – mm

Распределения статического давления, плотности, статической температуры и скорости движения среды для рассматриваемого примера представлены на рис. 9–12, моменты времени от 0.3 до 6.8 μs . Среда нагревается до 5500 K ($1.8 \div 2.3 \mu\text{s}$), что создает УВ, в которой повышается давление до двух раз – на 10 kPa на начальном этапе зарождения и движения УВ на концах плазмы. Плотность в волне поднимается на величину до 40% от исходной, внутри области нагрева она снижена в 10 раз. В эти же моменты времени газ движется от оси со скоростью около 200 m/s от точки фокуса.

После окончания энерговложения имеется только движение УВ и газа вдоль координаты r от оси, давление в волне повышается на $2 \div 4 \text{ kPa}$, за волной оно незначительно снижено на 0.4 kPa. Из распределений плотности видно, что плотностная яма изменяется медленно. Температура следа разряда после окончания энерговложения снижается с 5500 K до $1000 \div 2000 \text{ K}$.

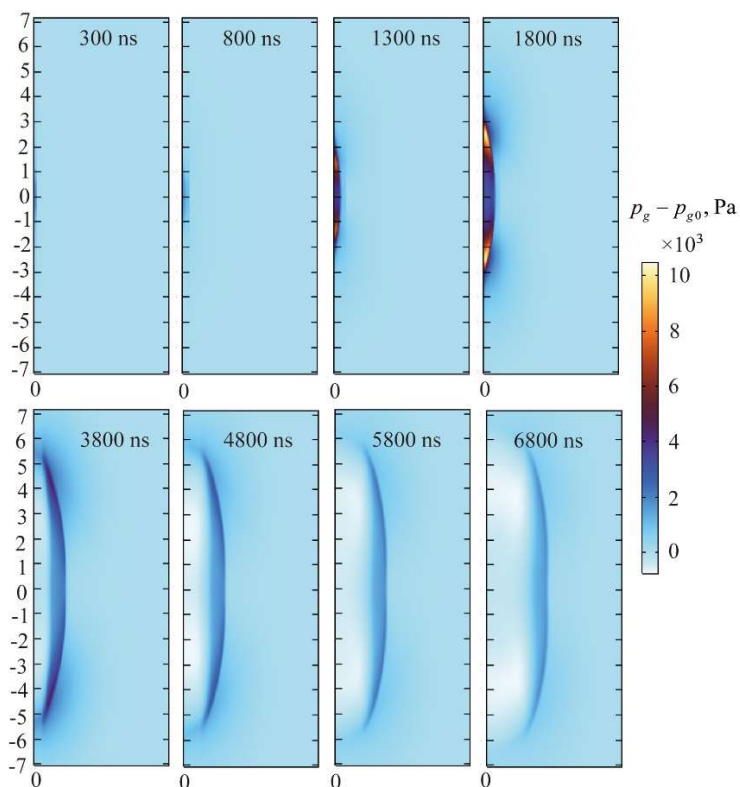


Рис. 9. Распределения статического давления, исходная плотность среды 96.8 g/cm^3 , масштаб – mm

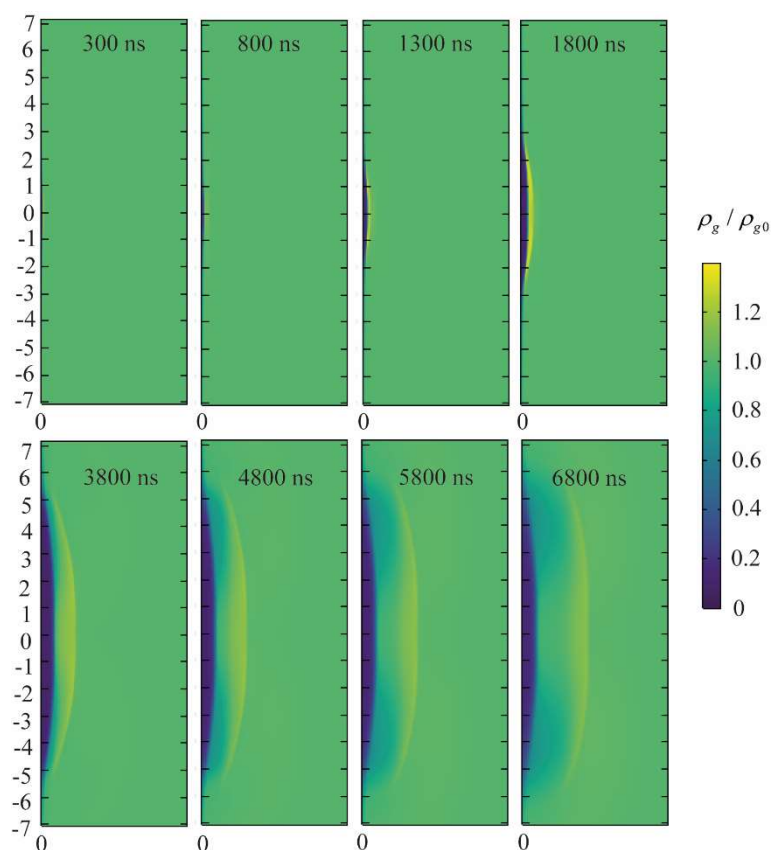


Рис. 10. Распределения плотности среды, исходная плотность среды 96.8 g/cm^3 , масштаб – mm

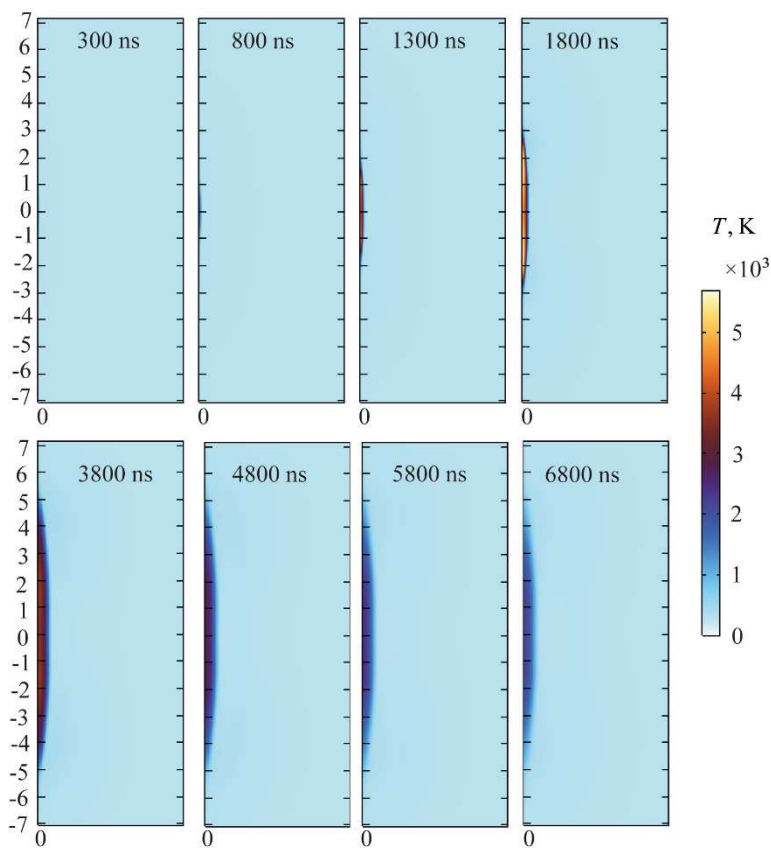


Рис. 11. Распределения статической температуры среды, исходная плотность среды 96.8 g/cm^3 , масштаб – mm

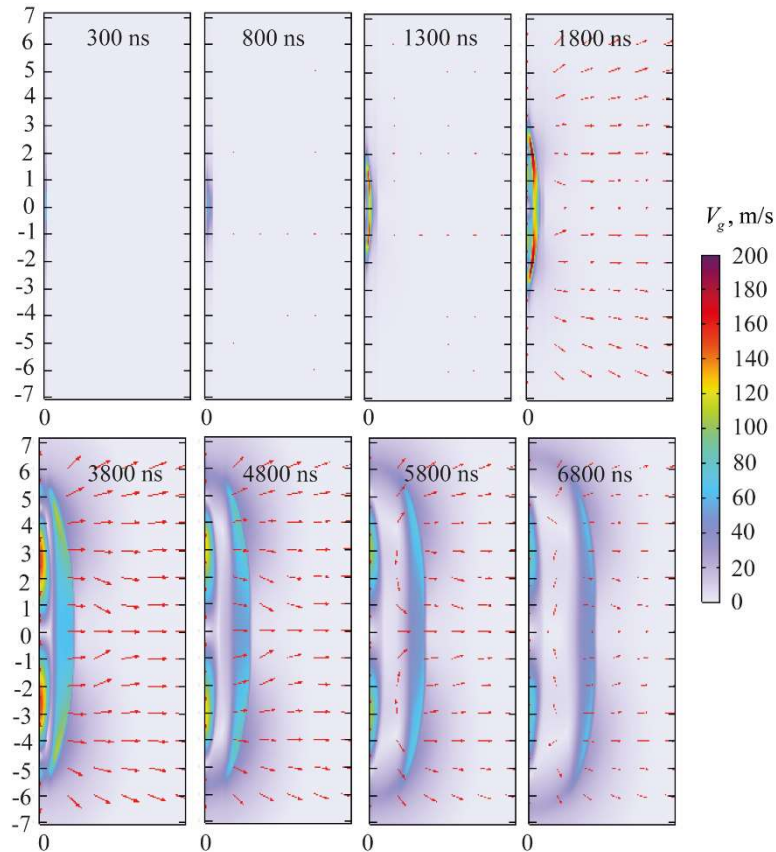


Рис. 12. Распределения скорости среды, исходная плотность среды 96.8 g/cm^3 , масштаб – mm

На рис. 13, 14 представлены распределения рассматриваемых газодинамических величин, где $u_g \equiv (V_g, e_r)$, для трех случаев исходных плотностей в интервале времен от 0.3 до $6.8 \text{ } \mu\text{s}$. Пока происходит нагрев, плотностная яма становится шире и глубже, а давление среды значительно повышается. Чем выше плотность среды, тем позднее появляется разряд, и тем меньше величина и длительность энерговложения. Из-за этого с ростом плотности снижаются максимальные значения давлений, плотностей, температур и скоростей движения среды.

Сразу после отключения давление в области нагрева резко снижалось и становилось незначительно меньше исходного значения в окружающей среде. УВ образуется позднее при большей плотности среды, что видно по смещению к началу координат максимумов рассматриваемых величин начиная с $3.8 \text{ } \mu\text{s}$. После $6.8 \text{ } \mu\text{s}$ газодинамические величины в основном лишь положением УВ, и медленно спадающей температурой следа.

Вычислены величины энерговложений за время действия плазмы, значения представлены в табл. 2.

4. Взаимодействие следа разряда с ударной волной вблизи обтекаемой модели

4.1. Экспериментальное исследование

Проводятся эксперименты с получением теневых фото в таких же условиях (табл. 1), что и эксперименты по исследованию активной фазы разряда в СЗ потоке. К установке ИАБ-451 (см. рис. 3) подключается подсветка «1» и использован нож «6». Теневые фото по-

казывают градиент плотности вдоль горизонтальной оси. Делается одна фотография для каждого импульса СВЧ, момент снятия фото – $5 \cdot j \text{ } \mu\text{s}$, где j – номер СВЧ-импульса (40 шт). Таким образом, проводится съемка теневых фото с 5 по 200 μs . В ходе экспериментов изучалась структура перестроенной УВ (в т.ч. расстояние до модели) и длительность ее существования. Для измерения расстояния выбиралась самая дальняя точка УВ на оси тела. Такая точка лежала на границе серой и черной областей.

Теневые фото течений со следом СВЧ-разряда с безыскровой лазерной инициацией при плотности сред 112.9 g/m^3 представлены на рис. 15. Как и ожидалось, рассматриваемый разряд создал след, способный вызвать перестроение УВ и ее сдвиг от модели. Приблизительно 100 μs существует искаженная УВ с увеличенным расстоянием до тела. Спустя 200 μs после начала эксперимента по-прежнему есть искажения в структуре УВ, но она вернулась на исходную позицию. Не ожидается эффект снижения силы сопротивления с такой УВ в этот момент времени.

Сводная таблица 2 содержит информацию о значений характерных времен с точностью до шага между фото 5 μs для основных процессов. С ростом плотности среды увеличивалось максимальное расстояние от УВ до модели.

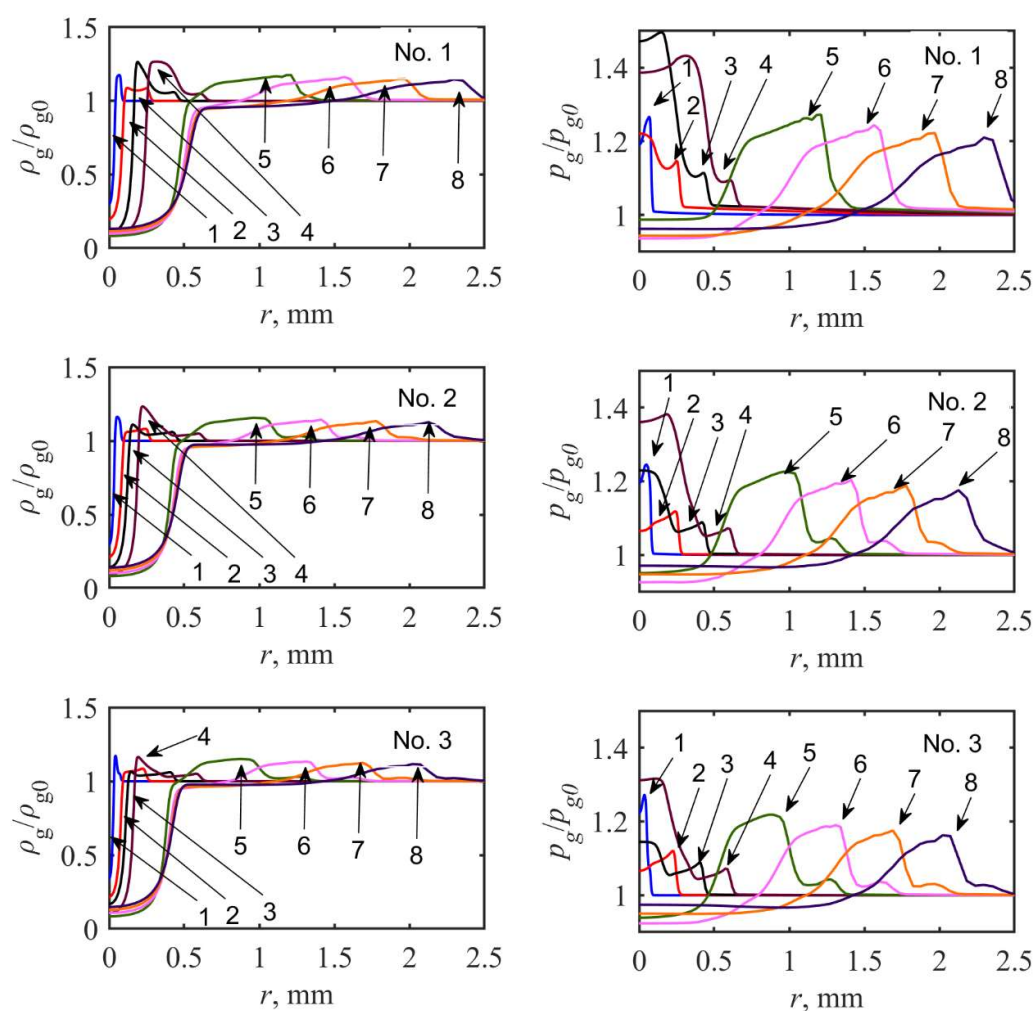


Рис. 13. Одномерные распределения вдоль оси r плотности (слева) и статического давления среды (справа), нормированных на соответствующие значения для окружающей среды, для трех рассматриваемых исходных плотностей сред, времена: 1) 300 ns, 2) 800 ns, 3) 1300 ns, 4) 1800 ns, 5) 3800 ns, 6) 4800 ns, 7) 5800 ns, 8) 6800 ns

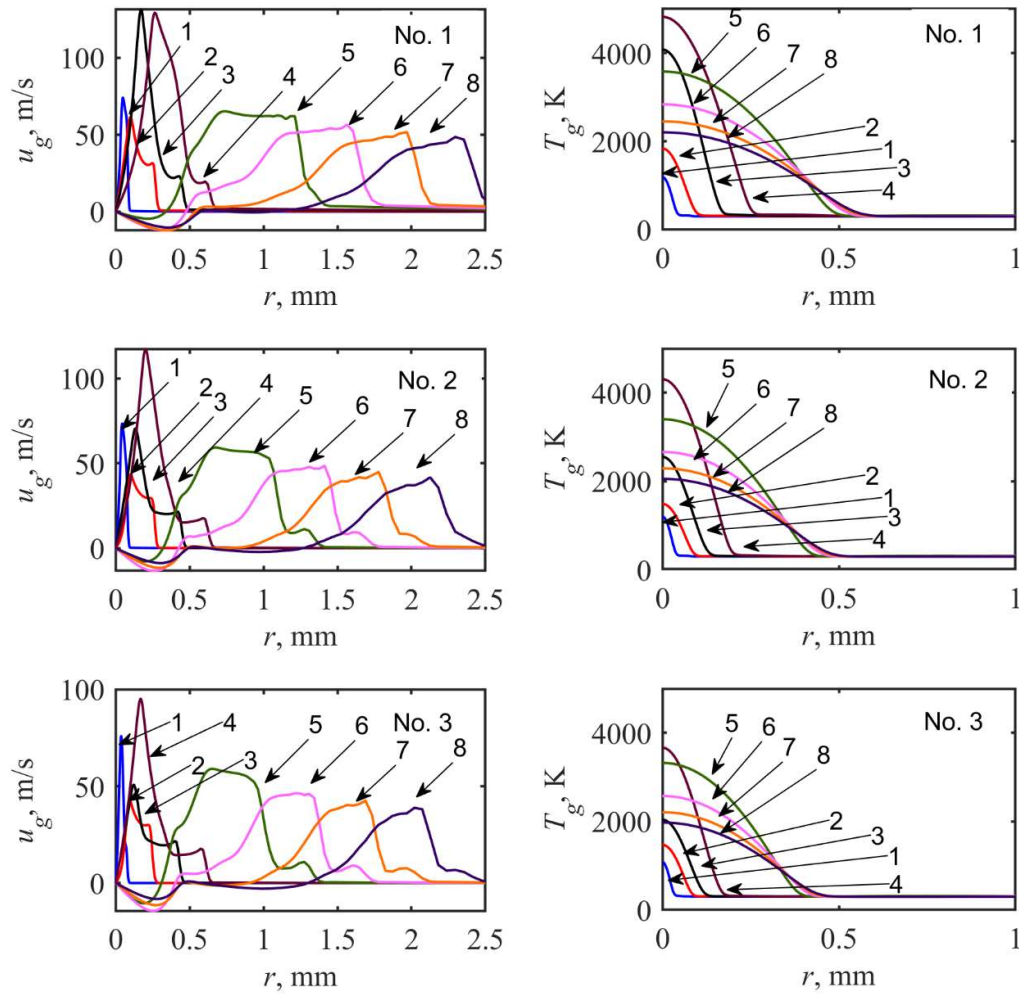


Рис. 14. Одномерные распределения вдоль оси r проекции на ось r скорости среды (слева) и статической температуры (справа) для трех рассматриваемых исходных плотностей сред, времена: 1) 300 ns, 2) 800 ns, 3) 1300 ns, 4) 1800 ns, 5) 3800 ns, 6) 4800 ns, 7) 5800 ns, 8) 6800 ns

Таблица 2

Полное энерговложение E СВЧ-разрядом с инициацией и основные моменты перестроения УВ: касание УВ следом АТ, попадание половины следа в УВ АТ-2, образование темной полусферы DS, восстановление R^3 , исходное и измененное расстояние от УВ до модели z_0 , z_s , отнесенные к диаметру цилиндра 12 mm

No.	ρ_∞ , g/m ³	τ_{MW} , ns	E , mJ	AT t , μ s	AT-2 t , μ s	DS t , μ s	R t , μ s	z_0	z_s
1	96.8	2500	7.4	25	50	75	175–200	0.68	1.2
2	112.9	2500	4.6	45	65	95	175–200	0.64	1.24
3	121.0	2500	3.5	35	60	95	175–200	0.67	1.3
4	112.9	1200	0.68	45	65	85	175–200	0.63	1.08
5	112.9	500	0.25	55	–	80	165–200	0.66	0.94

³ Начиная со 175 или 165 мкс на фото не видны крупные вихревые образования, тем не менее УВ отличается от изначальной невозмущенной.

Отдельно рассмотрены случаи коротких СВЧ-импульсов с длительностью 1.2 и 0.5 μs с получением подкритического СВЧ-разряда с инициацией при плотности среды 112.9 g/m^3 – рис. 16. Излучение с учетом полученного времени индукции (см. рис. 6) отключается спустя примерно 0.8 и 0.05 μs после получения разряда соответственно. Уменьшение длительности нагрева привело к уменьшению видимости следа и его протяженности на теневых фото, след позднее попадает в УВ, уменьшен сдвиг УВ от модели, восстановление исходной формы УВ происходит быстрее. Тем не менее, плотностная яма способна исказить УВ, несмотря на крайне малые времена энерговложения по меркам обычных СВЧ-разрядов. Им в схожих условиях требуют по крайней мере $7 \div 10 \mu\text{s}$ для создания подобных возмущений УВ.

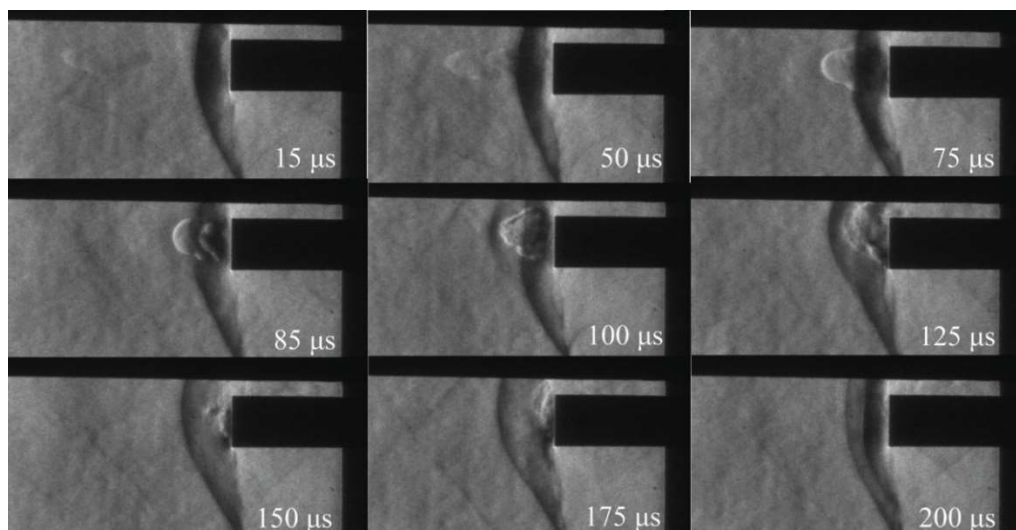


Рис. 15. Теневые фото из эксперимента инициированным СВЧ-разрядом с условиями No. 2 и сверхзвуковым потоком, длительность СВЧ-импульса 2.5 μs

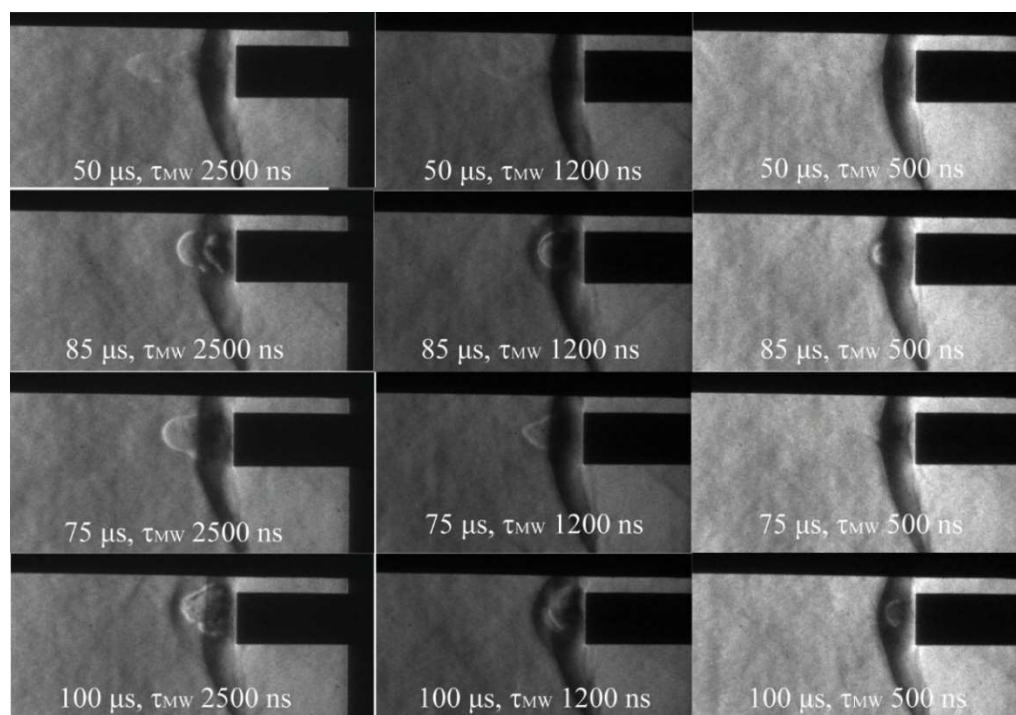


Рис. 16. Теневые фото из эксперимента инициированным СВЧ-разрядом с условиями No. 2 и сверхзвуковым потоком, сравнение результатов с разной длительностью СВЧ-импульса τ_{MW}

4.2. Постановка задачи обтекания

Ставится отдельная задача численного моделирования взаимодействия следа разряда с головной ударной волной – рассчитать газодинамику с тепловым источником были выбраны условия, соответствующие эксперименту No. 3 (см. табл. 1), использован пакет прикладных программ *Ansys Fluent*. В силу общей симметрии течения задача решалась в 2D осесимметричной постановке, схема исследуемой области изображена на рис. 17. Размеры расчетной области составляют 46 на 55 mm, сетка блочно-структурированная, с характерным размером 0.1 mm, число элементов порядка 200 тыс.

Радиус цилиндра, обтекаемого потоком, составляет 6 mm. Зона энерговложения моделируется в виде цилиндрической области радиусом 1 mm и длиной 15 mm, расположенной вдоль оси симметрии потока на расстоянии 17 mm от торцевой поверхности цилиндра. Размер области нагрева и расстояние от торца цилиндра до области нагрева найдено из теневой фотографии эксперимента в момент времени $t = 5 \mu\text{s}$ который в численном моделировании принимался за начальный момент времени. Теневая фотография потока, представлена на рис. 15.

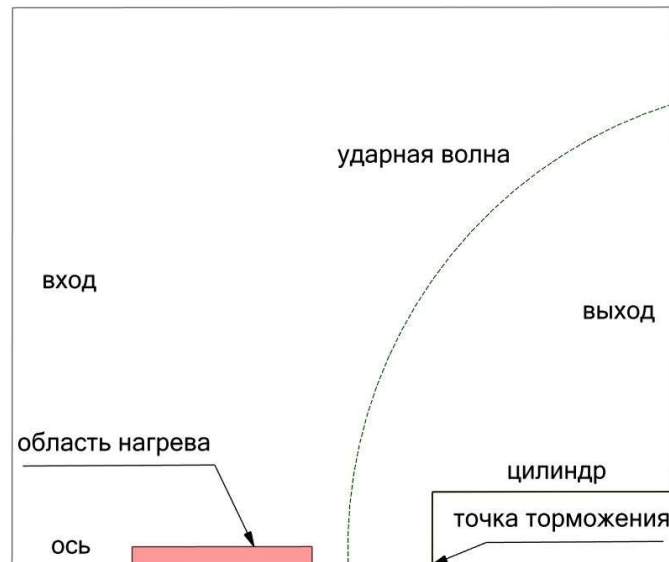


Рис. 17. Схема исследуемой области течения

Основная система уравнений, описывающая осесимметричное течение 11-компонентной смеси воздуха (N_2 , O_2 , NO , O , N , N_2^+ , O_2^+ , NO^+ , O^+ , N^+ , e^-) и решаемая в *Ansys Fluent* с учетом протекающих химических реакций, включает уравнения: неразрывности, переноса компонент смеси, движения и энергии

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho w_i) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} w_i) = -\nabla \cdot \mathbf{J}_i + R_i, \quad (21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{V}) + \rho(\mathbf{V}, \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p + \nabla \cdot \mathbf{K}, \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot [\mathbf{V}(\rho E + p)] = -\nabla \cdot \left[k \nabla T + (\mathbf{K} \cdot \mathbf{V}) - \sum_i h_i \mathbf{J}_i \right] - \sum_i \frac{h_i^0}{M_i} R_i, \quad (23)$$

где ρ – общая плотность смеси (использовалось уравнение состояния идеального газа); $\mathbf{V}$ – скорость течения; $\mathbf{K}$ – тензор напряжений (для замыкания использовалась модель турбулентности Спаларта – Аллмареса (SA)); E – полная энергия; k – коэффициент теплопроводности; h_i – удельная энтальпия; h_i^0 – удельная энтальпия образования; M_i – молекулярный вес i -й компоненты; w_i – массовая доля i -й компоненты; R_i – релаксационные члены, отвечающие за химические процессы; $\mathbf{J}_i$ – диффузионный поток выражался по закону Фика

$$\mathbf{J}_i = -\rho D_{i,m} \nabla w_i - D_{T,i} \frac{\nabla T}{T}, \quad (24)$$

где $D_{i,m}$ – эффективный коэффициент диффузии и $D_{T,i}$ – коэффициент термодиффузии. Химические релаксационные члены вычисляются с помощью коэффициентов скоростей реакций по распространенной модели Гупта [41].

Коэффициенты переноса. Для вычисления коэффициентов динамической вязкости и теплопроводности газовой смеси используется зависимость Уилки [42]

$$\xi = \sum_i \frac{X_i \xi_j}{\sum_j X_j \phi_{ij}}, \quad (25)$$

где

$$\phi_{ij} = \frac{\left[1 + \left(\xi_i / \xi_j \right)^{0.5} \left(M_j / M_i \right)^{0.25} \right]^2}{\left[8 \left(1 + \left(M_j / M_i \right) \right) \right]^{0.5}};$$

X_i – мольная доля i -го компонента; ξ – коэффициент динамической вязкости (μ) или коэффициент теплопроводности (λ) i -го компонента.

Коэффициент динамической вязкости отдельных компонентов смеси вычисляется на основе модели Гиршфельдера [43]. Коэффициент теплопроводности отдельных компонентов вычисляется по формуле, учитывающей поправку Эйкена [43]. Удельные теплоемкости $C_{p,i}$ рассчитываются по модели [44].

Эффективный коэффициент диффузии $D_{i,m}$ определяется по формуле

$$D_{i,m} = \left[\sum_{j,j \neq i} \left(\frac{X_j}{D_{i,j}} \right) + \frac{X_i}{(1-w_i)} \sum_{j,j \neq i} \left(\frac{w_j}{D_{i,j}} \right) \right]^{-1}, \quad (26)$$

а бинарные коэффициенты диффузии $D_{i,j}$ – по модифицированной формуле Чепмена – Энскога [45]. Коэффициент термодиффузии вычисляется по модели, описанной в [46].

Подробные формулы для всех коэффициентов переноса, а также используемые в расчете параметры потенциала Леннарда – Джонса представлены в приложении.

Граничные условия. На входной и верхней границах области заданы условия невозмущенного потока:

$$M_\infty = 1.44, \quad p_\infty = 7 \text{ кПа} \quad (27)$$

На нижней границе условие оси симметрии, на выходной границе условие избыточного давления равного 0. На стенке цилиндра реализуется условие прилипания и нулевого теплового потока:

$$\mathbf{V}_w = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_w = 0 \quad (28)$$

Численное моделирования проводится в три последовательных этапа.

Первый этап: проводится стационарный расчет обтекания цилиндра сверхзвуковым потоком.

Второй этап: в область нагрева в течение $2.5 \mu\text{s}$ равномерно подводится энергия с помощью пространственно распределенного источника, что обеспечивает достижение температуры порядка 6000 К. Значение температуры получено из предыдущего численного моделирования для разряда в неподвижной среде. Данные о массовых долях всех компонент (кроме NO , NO^+) смеси в области нагрева взяты из предыдущего численного моделирования (раздел 3.2). Графики массовых долей вдоль области нагрева приведены на рис. 18. Таким образом, в области нагрева задается химически неравновесный состав, что важно для корректного описания взаимодействия следа разряда с УВ.

Третий этап: проводится нестационарный расчет взаимодействия нагретого газа с головной ударной волной и происходит последующее восстановление стационарного режима обтекания. При этом термодинамическое граничное условие на торцевой стенке цилиндра заменяется на изотермическое с постоянной температурой, равной температуре газа около стенки $T_w = 283 \text{ K}$, что позволяет оценить величину относительного теплового потока в точке торможения (при стационарном режиме величина теплового потока через стенку равна нулю).

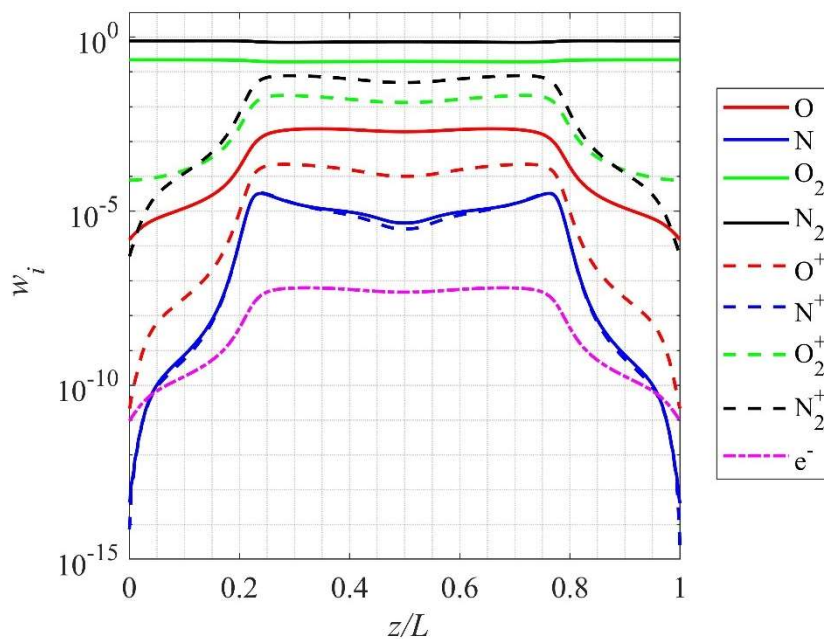


Рис. 18. Массовые доли компонент смеси вдоль безразмерной длины плазмоида в начальный момент времени

4.3. Результаты численного моделирования обтекания цилиндра

Для валидации результатов численного моделирования проводится качественное сравнение с экспериментальными данными. На рис. 19 представлены поля плотности, полученные с помощью численного моделирования, в моменты времени $t = 70 \mu\text{s}$ и $t = 100 \mu\text{s}$. Область разряда была разогрета настолько, что создала радиально расходящуюся УВ небольшой интенсивности, которую можно отчетливо увидеть на первом рисунке. Данная УВ взаимодействует с ГУВ и дестабилизирует ее фронт, однако на соответствующем теневом изображении подобной УВ и дестабилизации ГУВ не наблюдается. Возможно, в реальности интенсивность данной УВ слишком маленькая для того, чтобы быть различимой на теневой фотографии, тем не менее радиально расходящаяся УВ от области энерговложения была получена при

численном моделировании, описанном в разделе 3.2. Также наблюдается область пониженной плотности (светлая область на теневом изображении), ее местоположение качественно соответствует экспериментальным данным. В момент времени $t = 100 \mu\text{s}$ видна сложная структура фронта ГУВ, в области перед торцом цилиндра в этот момент сформирован вихрь, который вызывает значительное падение давления. Данный вихрь можно увидеть на рис. 20 с изображением поля величины скорости и векторов, отражающих направление скорости.

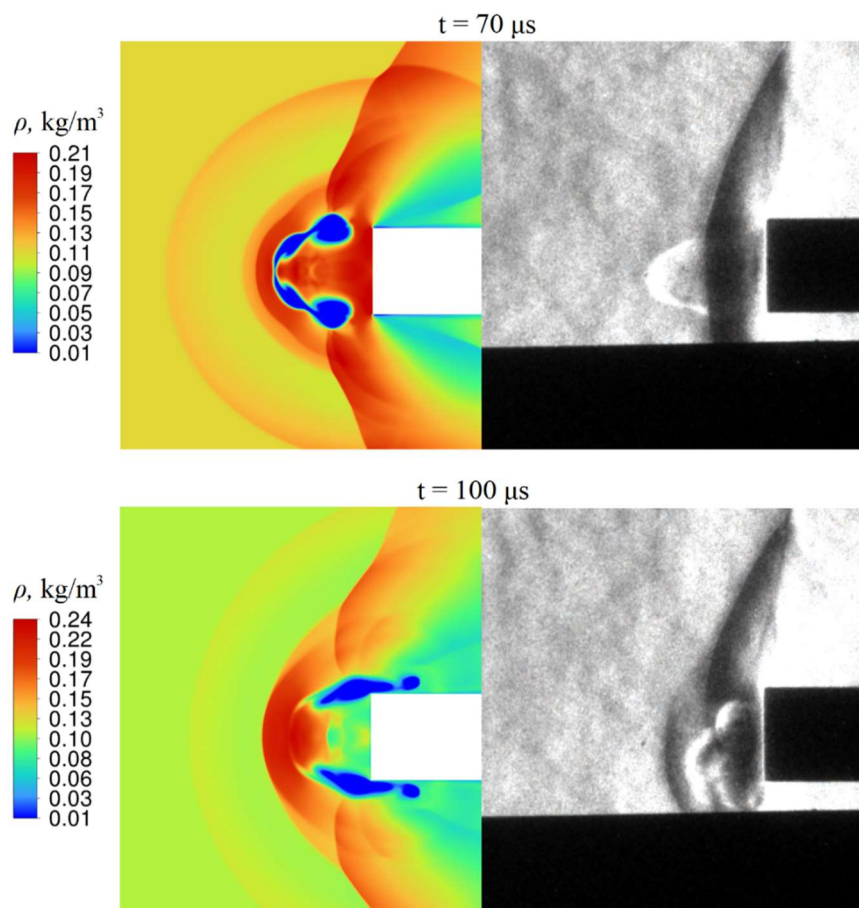


Рис. 19. Сравнение поля плотности, полученного в результате численного моделирования, с теневыми изображения из эксперимента в моменты времени 70 и $100 \mu\text{s}$

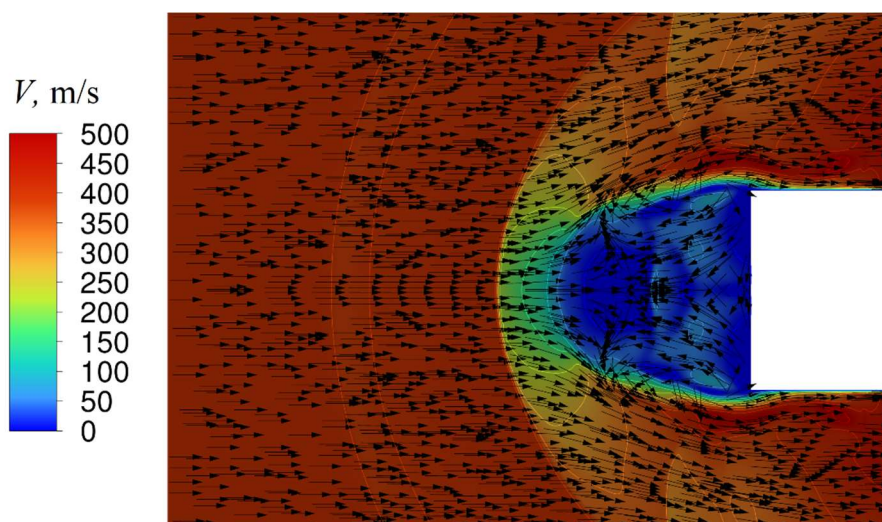


Рис. 20. Поле скорости в момент времени $t = 100 \mu\text{s}$

Характерные особенности структуры течения, наблюдаемые в эксперименте — дестабилизация фронта ГУВ, образование области разрежения и вихревой зоны — воспроизводятся в численной модели с высокой степенью достоверности. Отмечается согласование как положения ударной волны, так и временных интервалов, соответствующих основным этапам нестационарного процесса. На рис. 21. также представлено сравнение поля плотности, полученного в результате численного моделирования, с теневыми изображениями из эксперимента, но в моменты времени 130 и 195 μs . К этому времени уже происходит восстановление стационарного режима обтекания и фронт ГУВ стабилизируется, причем стабилизация происходит путем образования двух скачков уплотнения, которые постепенно приближаются друг к другу и устанавливаются на исходную позицию ГУВ с некоторыми искажениями после 200 μs , что соответствует экспериментальной картине.

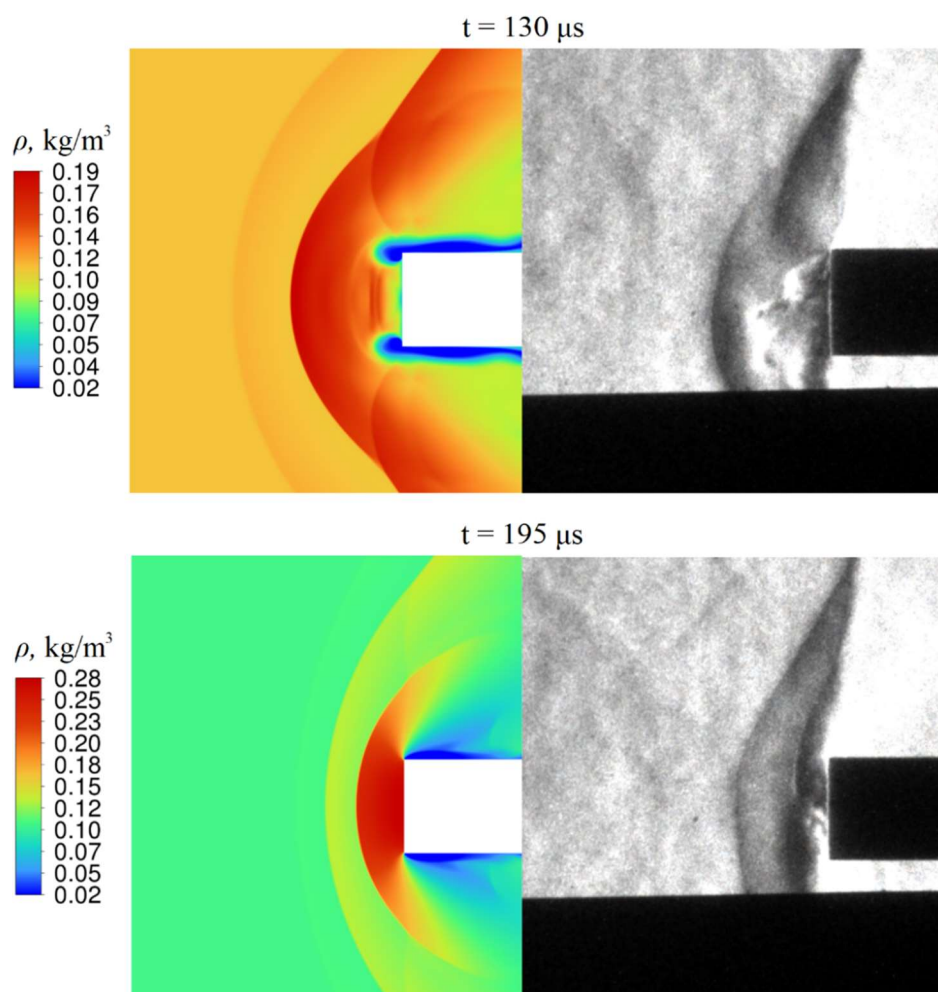


Рис. 21. Сравнение поля плотности, полученного в результате численного моделирования, с теневыми изображениями из эксперимента в моменты времени 130 и 195 μs

Таким образом, численная модель качественно адекватно описывает газодинамическую структуру, возникающую в результате взаимодействия СВЧ-разряда с головной ударной волной. Возможные расхождения с теневыми картинками могут быть вызваны переоценкой начальных размеров области нагрева и переоценкой температуры. Начальные размеры и положение области нагрева определялись из теневой картины в момент времени 5 μs . А переоценка температуры может быть связана с тем, что по результатам численного моделирования разряда распределение температуры вдоль области разряда не однородное и значение в

6000 К максимальное, в данном численном моделировании же температура в области нагрева в начальный момент времени распределена равномерно.

Интерес представляют различные количественные характеристики, полученные в результате численного моделирования. Были получены временные зависимости давления и теплового потока в точке торможения на торце цилиндра. На рис. 22 приведены графики зависимость относительного давления в точке торможения от времени (рис. 22, а) и величины теплового потока через торец цилиндра от времени (рис. 22, b). Видно, что в начальный момент взаимодействия нагретой области с ударной волной происходит резкий скачок давления (обусловленный приходом УВ от области нагрева до торца цилиндра), за которым следует сильное падение давления, фронт ГУВ сильно деформируется, формируется вихревая зона, что сопровождается колебаниями давления и еще более значительным падением. Минимальное значение давления достигается приблизительно через 100 μs после подачи энергии, при этом величина относительного давления уменьшается более чем на 80 % по сравнению с установившимся стационарным значением. В дальнейшем наблюдается восстановление давления, которое к 200 μs приближается к исходному уровню.

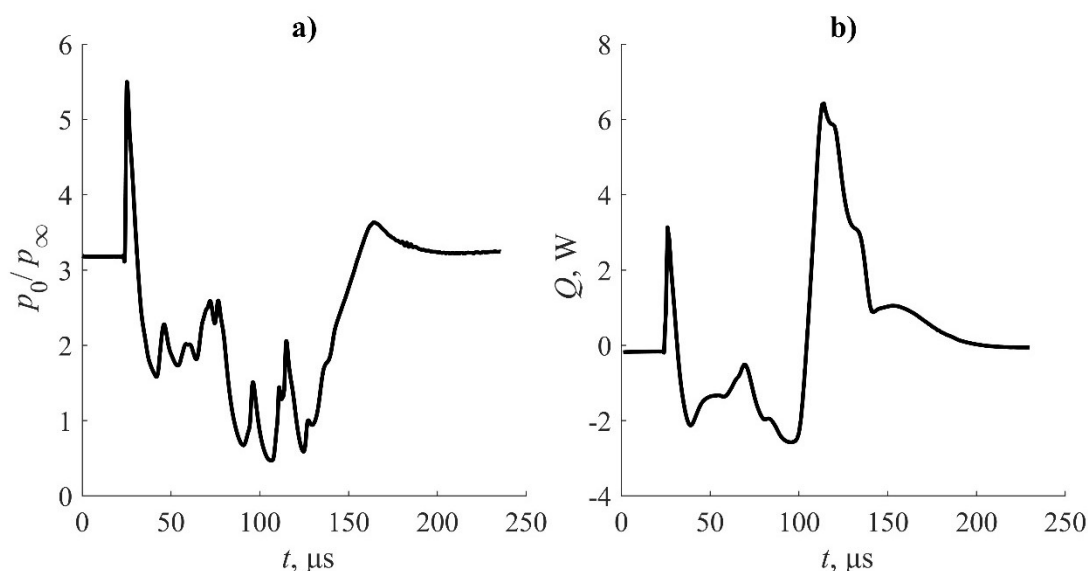


Рис. 22. Графики зависимости относительного давления и величины теплового потока в точке торможения в зависимости от времени

До момента взаимодействия тепловой поток отсутствует, что соответствует стационарному режиму обтекания. В момент прихода УВ от области нагрева к торцу цилиндра газ вблизи торца резко подогревается, что интенсифицирует теплообмен от нагретого газа к более холодной стенке (выражается отрицательным тепловым потоком). Далее при формировании вихревой зоны стенка, наоборот, начинает охлаждаться, поскольку тепловой поток от стенки к газу положительный. Наблюдаются колебания (как и для давления) теплового потока, поскольку сильно нагретый газ взаимодействует с УВ и попадает в вихревую зону, взаимодействуя далее со стенкой. Как и с давлением, к моменту 200 μs значение восстанавливается к исходному уровню.

5. Заключение

В данной работе проведены исследования активной фазы горения подкритического СВЧ-разряда с безыскровой лазерной инициацией в СЗ потоке, образования следа разряда, и его взаимодействия с УВ вблизи обтекаемой модели. По итогам работы делаются следующие выводы, которые приведены ниже.

Активная фаза СВЧ-разряда с лазерной инициацией в сверхзвуковом потоке со скоростью порядка 1.5 Маха не отличается принципиально от случая, когда этот поток отсутствует.

Длины, времена индукции разряда имеют близкие значения в средах с одной и той же плотностью. Разряд зажигается в СЗ потоке без осечек, четко виден тонкий яркий канал – филамент.

Показано, что след СВЧ-разряда существует достаточно долго, плотностная яма изменяется малозначительно в масштабах микросекунд. Образование следа происходит с возникновением УВ, идущих от области нагрева. Качественных отличий в динамике образования следа между случаями сред с разными плотностями не обнаруживается при условии возможности получения разряда. Количественные отличия связаны с увеличением времени индукции разряда при увеличении плотности и сопутствующей временной задержкой в динамике, а также снижения величины энерговложения. В окрестности УВ, идущих от области нагрева, обнаруживаются скачки давления до 40%, скорости газа за УВ до 100 м/с, а в области нагрева плотность среды снижается до 10 раз.

Подобные следы разрядов могут искажать УВ перед телами. С учетом схожести рассматриваемых СВЧ-разрядов при одинаковых плотностях среды независимо от внешней скорости ее движения вычислены параметры энерговложения для создания полученных в эксперименте деформаций УВ: около $3 \div 7$ мДж при $2.5 \mu\text{с}$ СВЧ-импульсах. Показана также возможность применения особо коротких СВЧ импульсов с получением величины энерговложения $0.3 \div 0.7$ мДж, что оказывается достаточным в случае рассматриваемых СВЧ-разрядов с безыскровой лазерной инициацией для получения деформации УВ вблизи модели.

Проведенное численное моделирование взаимодействия следа СВЧ-разряда с головной ударной волной в сверхзвуковом потоке продемонстрировало качественное согласование с экспериментальными данными. Модель воспроизводит ключевые газодинамические эффекты: дестабилизацию фронта ГУВ и образование вихревой зоны. Начальные параметры энерговложения (температура 6000 К, химически неравновесный состав) были определены на основе предыдущих расчетов и теневых фотографий, однако возможная переоценка размеров зоны нагрева и температуры могла привести к расхождениям с экспериментальными данными.

Количественный анализ показал, что воздействие разряда вызывает кратковременное (до $100 \mu\text{с}$) значительное падение давления и колебания теплового потока на стенке цилиндра, связанные с динамикой нагретого газа и вихреобразования. Восстановление стационарного режима обтекания происходит к $200 \mu\text{с}$, что согласуется с экспериментальными тенденциями. Полученные результаты подтверждают возможность управления структурой ударных волн и тепловыми нагрузками на обтекаемые тела посредством короткоимпульсного СВЧ-энерговложения, что открывает перспективы для разработки методов активного контроля аэродинамических характеристик в сверхзвуковых потоках.

Приложение

Список реакций, использованных для моделирования в разделе 3 представлен в таблице П.1. Использовано распределение Драйвейстейна электронов по энергии. Скорость реакции S^j вычисляется по заданным коэффициентам k^j и химическим уравнениям с перемножением концентраций всех участвующих компонент в реакции

$$S^j = k^j \prod_i n_i \quad (29)$$

Таблица П.1

Список реакций для раздела 3

No	Схема	Тип	k^j , 1/s, 1/cm ³ /s, 1/cm ⁶ /s	Ссылка
1	$O_2 = e + O_2^+$	Фото	$1.36 \times 10^{-48} \left(\frac{I(r, z, t)}{1 [W/cm^2]} \right)^{4.15}$	[35, 47]
2	$N_2 = e + N_2^+$	Фото	$1.73 \times 10^{-77} \left(\frac{I(r, z, t)}{1 [W/cm^2]} \right)^{6.37}$	[35, 47]
3	$O_2^- = e + O_2$	Фото.	$1.4 \times 10^{-18} [cm^2] \frac{I(r, z, t)}{hf_{las}}$	[35, 48]
4	$O^- = e + O$	Фото.	$7.3 \times 10^{-18} [cm^2] \frac{I(r, z, t)}{hf_{las}}$	[35, 48]
5	$e + A = e + A^*$, $A \in \{O_2, N_2, O, N\}$	Возб. ⁴	аппроксимация	[49, 50]
6	$e + O_2 = e + O_2(\alpha_1\Delta)$	Возб.	аппроксимация	[50]
7	$e + N_2 = e + N_2(a)$	Возб.	аппроксимация	[50]
8	$e + N_2 = e + N_2(A)$	Возб.	аппроксимация	[50]
9	$O_2(\alpha_1\Delta) = O_2$	Рел.	1/2700	[27]
10	$N_2(a) = N_2$	Рел.	1/0.5	[27]
11	$N_2(A) = N_2$	Рел.	1/2	[27]
12	$e + O_2 = 2e + O_2^+$	Ион.	аппроксимация	[51]
13	$e + O_2(\alpha_1\Delta) = 2e + O_2^+$	Ион.	аппроксимация	[52]
14	$e + N_2 = 2e + N_2^+$	Ион.	аппроксимация	[50]
15	$e + N_2(A) = 2e + N_2^+$	Ион.	аппроксимация	[53]
16	$e + N_2(a) = 2e + N_2^+$	Ион.	аппроксимация	[53]
17	$e + O_2 = 2e + O + O^+$	Ион.	аппроксимация	[51]
18	$e + N_2 = 2e + N + N^+$	Ион.	аппроксимация	[51]
19	$e + O = 2e + O^+$	Ион.	аппроксимация	[50]
20	$e + N = 2e + N^+$	Ион.	аппроксимация	[54]
21	$e + O_2 = O + O^-$	Прил.	аппроксимация	[55]
22	$e + O_2 + M = O_2^- + M$	Прил.	аппроксимация	[49]
23	$e + O_2(\alpha_1\Delta) = O^- + O$	Прил.	аппроксимация	[53]
24	$e + O^- = 2e + O$	Отл.	аппроксимация	[53]
25	$O^- + O = e + O_2$	Отл.	$2 \times 10^{-10} (T_g/300 [K])^{0.5}$	[56]
26	$e + O_2^+ + M = O_2 + M$	е-и рек.	$2.49 \times 10^{-41} (1 [эВ]/T_e)^{1.5}$	[57]
27	$e + N_2^+ + M = N_2 + M$	е-и рек.	$6 \times 10^{-27} (300 [K]/T_e)^{1.5}$	[57]

⁴ Задаются 66 реакций для уточнения энергии электронов без образования продуктов (реакции с получением метастабильных состояний записаны отдельно).

Продолжение таблицы П.1

28	$e + O^+ + M = O + M$	е-и рек.	$6 \times 10^{-27} (300[K]/T_e)^{1.5}$	[57] ⁵
29	$e + N^+ + M = N + M$	е-и рек.	$6 \times 10^{-27} (300[K]/T_e)^{1.5}$	[57] ²
30	$O_2^- + O_2^+ = O_2 + O_2$	И-и рек.	$4.2 \times 10^{-7} (300[K]/T_g)^{0.5}$	[27]
31	$O_2^- + O^+ = O_2 + O$	И-и рек.	$2 \times 10^{-7} (300[K]/T_g)^{0.5}$	[27]
32	$O_2^- + N_2^+ = O_2 + N_2$	И-и рек.	$1.6 \times 10^{-7} (300[K]/T_g)^{0.5}$	[27]
33	$O_2^- + N^+ = O_2 + N$	И-и рек.	$4.2 \times 10^{-7} (300[K]/T_g)^{0.5}$	[27]
34	$O^- + O_2^+ = O + O_2$	И-и рек.	$1 \times 10^{-7} (300[K]/T_g)^{0.5}$	[27]
35	$O^- + O^+ = O + O$	И-и рек.	$2.7 \times 10^{-7} (300[K]/T_g)^{0.5}$	[27]
36	$O^- + N_2^+ = O + N_2$	И-и рек.	$4.2 \times 10^{-7} (300[K]/T_g)^{0.5}$	[27]
37	$O^- + N^+ = O + N$	И-и рек.	$4.2 \times 10^{-7} (300[K]/T_g)^{0.5}$	[27]
38	$O + O = O_2^+ + e$	Ион.	$1.18 \times 10^{-21} (T_g/1[K])^{2.7} \times \exp(-80600[K]/T_g)$	[58]
39	$N + N = N_2^+ + e$	Ион.	$1.18 \times 10^{-21} (T_g/1[K])^{2.7} \times \exp(-80600[K]/T_g)$	[58]
40	$O + O + M = O_2 + M$	Ассоц.	$2.45 \times 10^{-31} (T_g/1[K])^{-0.63}$	[58]

Полное описание моделей, используемых для вычисления коэффициентов переноса:

Коэффициент динамической вязкости

$$\mu_i = \frac{2.67 \times 10^{-6} \sqrt{(M_i T)}}{\sigma_i^2 \Omega_i^{(2,2)*}}, \quad (30)$$

где $\Omega_i^{(2,2)*} = 1.157 T_i^{-0.1472}$, $T_i = \frac{kT}{\epsilon_i}$

Коэффициент теплопроводности отдельных компонент с поправкой Эйкена

$$\lambda_i = \frac{15}{4} \cdot \frac{R}{M_i} \mu_i \left[\frac{4}{15} \cdot \frac{C_{p,i} M_i}{R} + \frac{1}{3} \right] \quad (31)$$

Бинарные коэффициенты диффузии D_{ij}

$$D_{i,j} = \frac{0.00186 [T^3 (1/M_i + 1/M_j)]^{0.5}}{P \sigma_{ij}^2 \Omega_{ij}^{(1,1)*}}, \quad \sigma_{ij} = \frac{\sigma_i + \sigma_j}{2}, \quad \Omega_{ij}^{(1,1)*} = \frac{1}{T_{ij}^{0.145}} + \frac{1}{(T_{ij} + 0.5)^2}, \quad (32)$$

где $T_{ij} = \frac{kT}{\epsilon_{ij}}$, $\epsilon_{ij} = \sqrt{\epsilon_i + \epsilon_j}$

⁵ Обобщено с данных по реакциям 26,27

Коэффициент термодиффузии:

$$D_{T,i} = -2.59 \times 10^{-7} T^{0.659} \left[\frac{M_i^{0.511} X_i}{\sum_i M_i^{0.511} X_i} - w_i \right] \cdot \left[\frac{\sum_i M_i^{0.511} X_i}{\sum_i M_i^{0.489} X_i} \right] \quad (33)$$

Параметры потенциала Леннарда–Джонса (σ_i) и (ε_i), используемые в настоящей работе приведены в табл. П.2

Таблица П.2

Параметры потенциала Леннарда–Джонса (σ_i) и (ε_i)

Частица	σ_i , Å	ε_i/k , К
O ₂ , O ₂ ⁺	3.458	107.40
N ₂ , N ₂ ⁺	3.621	97.53
NO, N, O, NO ⁺ , O ⁺ , e ⁻	4.000	100.00
O	2.750	80.00
N ⁺	3.298	71.40

Благодарности и ссылки на гранты

Исследование выполнено при финансовой поддержке фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (проект №22-1-1-17-3) и Санкт-Петербургского государственного университета (проект 116636233).

Литература

1. Bletzinger P., Ganguly B. N., Wie D. V., Garscadden A. Plasmas in high speed aerodynamics // J. Phys. Appl. Phys. 2005. Vol. 38, № 4. Pp. R33–R57.
2. Russell A., Zare-Behtash H., Kontis K. Joule heating flow control methods for high-speed flows // J. Electrost. 2016. Vol. 80. Pp. 34–68.
3. Fomin V. M., Tretyakov P. K., Taran J.-P. Flow control using various plasma and aerodynamic approaches (Short review) // Aerosp. Sci. Technol. 2004. Vol. 8, № 5. Pp. 411–421.
4. Starikovskiy A. Y., Aleksandrov N. L. Gasdynamic Flow Control by Ultrafast Local Heating in a Strongly Nonequilibrium Pulsed Plasma // Plasma Phys. Rep. 2021. Vol. 47, № 2. Pp. 148–209.
5. Knight D., Kianvashrad N. Review of Energy Deposition for High-Speed Flow Control // Energies. 2022. Vol.15, № 24. P. 9645.
6. Azarova O. A., Kravchenko O. V. The Use of Spatially Multi-Component Plasma Structures and Combined Energy Deposition for High-Speed Flow Control: A Selective Review // Energies. 2024. Vol. 17, № 7. P. 1632.
7. Knight D. Survey of Aerodynamic Drag Reduction at High Speed by Energy Deposition // J. Propuls. Power. 2008. Vol. 24, № 6. Pp. 1153–1167.
8. Азарова О. А., Ерофеев А. В., Лапушкина Т. А. Сравнение плазменного и теплового воздействий на сверхзвуковое обтекание аэродинамического тела // Письма В Журнал Технической Физики. 2017. Т. 43, № 8. С. 93–101.
9. Kourtzanidis K., Raja L. L., Coumar S., Lago V. Numerical simulation of DC glow discharges for shock wave modification // 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting. San Diego, California, USA: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2016. Pp. 1–11.
10. Azarova O. A. Supersonic Flow Control Using Combined Energy Deposition // Aerospace. 2015. Vol. 2, № 1. Pp. 118–134.

11. Azarova O. A., Grudnitsky V. G., Kolesnichenko Y. F. Stationary streamlining bodies by supersonic flow with an infinite thin low density channel // *Mat. Model.* 2006. Vol.18, № 1. Pp. 79–87.
12. Anderson K., Knight D. D. Interaction of heated filaments with a blunt cylinder in supersonic flow // *Shock Waves.* 2011. Vol. 21, № 2. Pp. 149–161.
13. Baccarella D., Lee G. S., Liu Q., Elliott G. S., Freund J. B., Lee T. Laser-Induced Plasma Ignition Experiments in a Direct-Connect Supersonic Combustor at Mach 3 // *J. Propuls. Power.* 2020. Vol. 36, № 5. Pp. 732–743.
14. Brieschenk S., Kleine H., O’Byrne S. Laser ignition of hypersonic air–hydrogen flow // *Shock Waves.* 2013. Vol. 23, № 5. Pp. 439–452.
15. Kandala R., Candler G., Glumac N., Elliott G. Simulation of Laser-Induced Plasma Experiments for Supersonic Flow Control // 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2005.
16. O’Briant S. A., Gupta S. B., Vasu S. S. Review: laser ignition for aerospace propulsion // *Propuls. Power Res.* 2016. Vol. 5, № 1. Pp. 1–21.
17. Ochs B. A., Menon S. Laser ignition in supersonic channel flow // *Combust. Flame.* 2020. Vol. 214. Pp. 90–102.
18. Phuoc T. X. Laser-induced spark ignition fundamental and applications // *Opt. Lasers Eng.* 2006. Vol. 44, № 5. Pp. 351–397.
19. Зворыкин В. Д., Ионин А. А., Левченко А. О., Селезнев Л. В., Сеницын Д. В., Сметанин И. В., Устиновский Н. Н., Шутов А. В. Протяженные плазменные каналы в воздухе, созданные УФ-лазером и их применение для управления электрическими разрядами // *Физика Плазмы.* 2015. Т. 41, № 2. С. 125–162.
20. Bityurin V. A., Bocharov A. N., Dobrovolskaya A. S., Kuznetsova T. N., Popov N. A., Filimonova E. A. Numerical Modeling of Pulse-Periodic Nanosecond Discharges // *J. Phys. Conf. Ser.* 2021. Vol. 2100, № 1. P. 012032.
21. Kinefuchi K., Starikovskiy A. Y., Miles R. B. Numerical investigation of nanosecond pulsed plasma actuators for control of shock-wave/boundary-layer separation // *Phys. Fluids.* 2018. Vol. 30, № 10. P. 106105.
22. Kinefuchi K., Starikovskiy A. Y., Miles R. B. Control of Shock-Wave/Boundary-Layer Interaction Using Nanosecond-Pulsed Plasma Actuators // *J. Propuls. Power.* 2018. Vol. 34, № 4. Pp. 909–919.
23. Starikovskii A. Y., Nikipelov A. A., Nudnova M. M., Roupasov D. V. SDBD plasma actuator with nanosecond pulse-periodic discharge // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2009. Vol. 18, № 3. P. 034015.
24. Грачев Л. П., Есаков И. И., Александров К. В., Раваев А. А., Северинов Л. Г. Газовый электрический разряд в квазиоптическом СВЧ пучке. Москва, 2015. 164 с.
25. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Издательский Дом “Интеллект,” 2009. 736 с.
26. Saifutdinov A. I., Kustova E. V. Dynamics of plasma formation and gas heating in a focused-microwave discharge in nitrogen // *Journal of Applied Physics.* 2021. Vol. 129. № 2. P. 023301
27. Saifutdinov A. I., Kustova E. V., Karpenko A. G., Lashkov V. A. Dynamics of Focused Pulsed Microwave Discharge in Air // *Plasma Phys. Rep.* 2019. Vol. 45, № 6. Pp. 602–609.
28. Saifutdinov A., Kustova E. Simulation of filamentation dynamics of microwave discharge in nitrogen // *Plasma Sources Science and Technology.* 2023. Vol. 32. № 12. P. 125010.
29. Kolesnichenko Y., Brovkin V., Khmara D., Lashkov V., Mashek I., Rivkin M. Fine Structure of MW Discharge: Evolution Scenario // 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2003.
30. Pai D. Z., Lacoste D. A., Laux C. O. Nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure—the spark regime // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2010. Vol. 19, № 6. P. 065015.

31. Brovkin V., Afanas'ev S., Khmara D., Kolesnichenko Y. Experimental Investigation of Combined Laser - DC - MW Discharges // 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2006.
32. Afanas'ev S. A., Brovkin V. G., Kolesnichenko Yu. F., Mashek I. Ch. Effect of gasdynamic processes on structure and threshold of laser spark initiated microwave discharge // Tech. Phys. Lett. 2011. Vol. 37, № 8. Pp. 710–713.
33. Afanas'ev S.A., Brovkin V.G., Kolesnichenko Yu.F. Laser spark initiated microwave discharge // Tech. Phys. Lett. 2010. Vol. 36, № 7. Pp. 672–674.
34. Khoronzhuk R. S., Karpenko A. G., Lashkov V. A., Potapenko D. P., Mashek I. Ch. Microwave discharge initiated by double laser spark in a supersonic airflow // J. Plasma Phys. 2015. Vol. 81, № 3. P. 905810307.
35. Добров Ю. В., Лашков В. А., Машек И. Ч., Прокшин А. М., Ренев М. Е., Хоронжук Р. С. Лазерная безыскровая инициация подкритического СВЧ разряда // Инженерно-Физический Журнал. 2024. Т. 97, № 4. С. 1078–1090.
36. Ренев М. Е., Добров Ю. В., Лашков В. А., Осипов Н. Д., Машек И. Ч., Хоронжук Р. С. Численное и экспериментальное исследование температуры следа лазерноинициированного сверхвысоко-частотного разряда // Журнал Технической Физики. 2025. Т. 95, № 4. С. 702 – 711.
37. Ренев М. Е., Добров Ю. В., Осипов Н. Д., Лашков В. А., Машек И. Ч., Хоронжук Р. С. Вероятность и время появления, размеры СВЧ-разряда с лазерной безыскровой инициацией при различных давлениях среды и энергии импульса лазера // Физико-Химическая Кинетика в Газовой Динамике. 2025. Т. 26, вып. 1. <http://chemphys.edu.ru/issues/2025-26-1/articles/1168/>
38. Kolesnichenko Y., Khmara D., Afanas'ev S. Optimization of Laser-Pulse-Controlled MW Energy Deposition // 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2007.
39. Гончаренко А. М. Гауссовы пучки света. Минск: Наука и техника, 1977. 144 с.
40. NIST Chemistry WebBook [Electronic resource]. URL: <https://webbook.nist.gov/chemistry/>.
41. Gupta R. N., Yos J. M., Thompson R. A., Lee K.P. A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11-species air model for chemical and thermal nonequilibrium calculations to 30000 K, Nasa STI/Recon Technical Report L-16634 (1990).
42. Wilke C. R. A Viscosity Equation for Gas Mixtures // J. Chem. Phys. 1950. Vol. 18, № 4. Pp. 517–519.
43. Гиршфельдер Дж., Кертис Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М: ИЛ, 1961. 929 с.
44. Gnoffo P. A., Gupta R. N., Shinn J. L. Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium. NASA. TP-2867, 1989.
45. McGee H. A. Molecular Engineering. McGraw-Hill, New York. 1991. 444 p.
46. Kuo K. K. Y. Principles of Combustion. John Wiley and Sons, New York. 1986.
47. Федоров В.Ю., Кандидов В.П. Нелинейно-оптическая модель воздушной среды в задаче о филаментации фемтосекундных лазерных импульсов различной длины волны // Оптика и Спектроскопия. 2008. Т. 105, № 2. С. 306–313.
48. Lee L. C., Smith G. P. Photodissociation and photodetachment of molecular negative ions. VI. Ions in O₂/CH₄/H₂O mixtures from 3500 to 8600 Å // J. Chem. Phys. 1979. Vol. 70, № 4. Pp. 1727–1735.
49. Biagi database, www.lxcat.net, retrieved on October 28, 2021.
50. IST-Lisbon database, www.lxcat.net, retrieved on October 28, 2021.
51. Itikawa Y., Ichimura A. Cross Sections for Collisions of Electrons and Photons with Atomic Oxygen // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1990. Vol. 19, № 3. Pp. 637–651.
52. TRINITY database, www.lxcat.net, retrieved on October 12, 2021.
53. Morgan database, www.lxcat.net, retrieved on October 28, 2021.
54. BSR database, www.lxcat.net, retrieved on September 29, 2022.
55. Itikawa database, www.lxcat.net, retrieved on October 28, 2021.

56. Lazarou C., Chiper A. S., Anastassiou C., Topala I., Mihaila I., Pohoata V., Georghiou G. E. Numerical simulation of the effect of water admixtures on the evolution of a helium/dry air discharge // *J. Phys. Appl. Phys.* 2019. Vol.52, № 19. P. 195203.
57. Mehr F. J., Biondi M. A. Electron Temperature Dependence of Recombination of O_2^+ and N_2^+ Ions with Electrons // *Phys. Rev.* 1969. Vol. 181, № 1. Pp. 264–271.
58. Park C., Howe J. T., Jaffe R. L., Candler G. V. Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions. II - Mars entries // *J. Thermophys. Heat Transf.* 1994. Vol. 8, № 1. Pp. 9–23.

References

1. Bletzinger P., Ganguly B. N., Wie D. V., Garscadden A. Plasmas in high speed aerodynamics, *J. Phys. Appl. Phys.*, 2005, vol. 38, no. 4, pp. R33–R57. DOI: 10.1088/0022-3727/38/4/R01
2. Russell A., Zare-Behtash H., Kontis K. Joule heating flow control methods for high-speed flows, *J. Electrost.*, 2016, vol. 80, pp. 34–68. DOI: 10.1016/j.elstat.2016.01.004
3. Fomin V. M., Tretyakov P. K., Taran J.-P., Flow control using various plasma and aerodynamic approaches (Short review), *Aerosp. Sci. Technol.*, 2004, vol. 8, no. 5. pp. 411–421.
4. Starikovskiy A. Y., Aleksandrov N. L., Gasdynamic Flow Control by Ultrafast Local Heating in a Strongly Nonequilibrium Pulsed Plasma, *Plasma Phys. Rep.*, 2021. vol. 47, no. 2. pp. 148–209. DOI: 10.1134/S1063780X21020069
5. Knight D., Kianvashrad N., Review of Energy Deposition for High-Speed Flow Control, *Energies*, 2022, vol. 15, no. 24. pp. 9645. DOI: 10.3390/en15249645
6. Azarova O. A., Kravchenko O. V., The Use of Spatially Multi-Component Plasma Structures and Combined Energy Deposition for High-Speed Flow Control: A Selective Review, *Energies*, 2024, vol. 17, no. 7. p. 1632.
7. Knight D., Survey of Aerodynamic Drag Reduction at High Speed by Energy Deposition, *J. Propuls. Power*, 2008, vol. 24, no. 6. pp. 1153–1167. DOI: 10.2514/1.24595
8. Azarova O. A., Erofeev A. V., Lapuskina T. A., A comparison of plasma and thermal effects upon supersonic flow past aerodynamic bodies, *Technical Physics Letters*, 2017, vol. 43, no. 8, pp. 405–408. [in Russian]. DOI: 10.1134/S1063785017040150
9. Kourtzanidis K., Raja L. L., Coumar S., Lago V., Numerical simulation of DC glow discharges for shock wave modification, *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting. San Diego, California, USA: American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2016, pp. 1–11. DOI: 10.2514/6.2016-2157
10. Azarova O., Supersonic Flow Control Using Combined Energy Deposition, *Aerospace*, 2015, vol. 2, no. 1, pp. 118–134. DOI: 10.3390/aerospace2010118
11. Azarova O. A., Grudnitsky V. G., Kolesnichenko Y. F., Stationary streamlining bodies by supersonic flow with an infinite thin low density channel, *Mat. Model*, 2006, vol. 18, no. 1. pp. 79–87 [in Russian].
12. Anderson K., Knight D. D., Interaction of heated filaments with a blunt cylinder in supersonic flow, *Shock Waves*, 2011, vol. 21, no. 2, pp. 149–161. DOI: 10.1007/s00193-011-0306-2
13. Baccarella D., Lee G. S., Liu Q., Elliott G. S., Freund J. B., Lee T., Laser-Induced Plasma Ignition Experiments in a Direct-Connect Supersonic Combustor at Mach 3, *J. Propuls. Power*, 2020, vol. 36, no. 5, pp. 732–743. DOI: 10.2514/1.B37846
14. Brieschenk S., Kleine H., O’Byrne S., Laser ignition of hypersonic air–hydrogen flow, *Shock Waves*, 2013, vol. 23, no. 5, pp. 439–452. DOI: 10.1007/s00193-013-0447-6
15. Kandala R., Candler G., Glumac N., Elliott G., Simulation of Laser-Induced Plasma Experiments for Supersonic Flow Control, *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada: American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2005. DOI: 10.2514/6.2005-205
16. O’Briant S. A., Gupta S. B., Vasu S. S., Review: laser ignition for aerospace propulsion, *Propuls. Power Res.*, 2016, vol. 5, no 1, pp. 1–21. DOI: 10.1016/j.jprr.2016.01.004

17. Ochs B. A., Menon S., Laser ignition in supersonic channel flow, *Combust. Flame*, 2020, vol. 214, pp. 90–102. DOI: 10.1016/j.combustflame.2019.12.029
18. Phuoc T. X., Laser-induced spark ignition fundamental and applications, *Opt. Lasers Eng.*, 2006, vol. 44, no. 5, pp. 351–397. DOI: 10.1016/j.optlaseng.2005.03.008
19. Zvorykin V. D., Ionin A. A., Levchenko A. O., Seleznev L. V., Sinitsyn D. V., Smetanin I. V., Ustinovskii N. N., Shutov A. V., Extended plasma channels created by UV laser in air and their application to control electric discharges, *Plasma Physics Reports*, 2015, vol. 41, no. 2, pp. 125–162. [in Russian]. DOI: 10.1134/S1063780X15010067
20. Bityurin V. A., Bocharov A. N., Dobrovolskaya A. S., Kuznetsova T. N., Popov N. A., Filimonova E. A., Numerical Modeling of Pulse-Periodic Nanosecond Discharges, *J. Phys. Conf. Ser.*, 2021, vol. 2100, no. 1. p. 012032. DOI: 10.1088/1742-6596/2100/1/012032
21. Kinefuchi K., Starikovskiy A. Y., Miles R. B., Numerical investigation of nanosecond pulsed plasma actuators for control of shock-wave/boundary-layer separation, *Phys. Fluids*, 2018, vol. 30, no. 10, p. 106105. DOI: 10.1063/1.5051823
22. Kinefuchi K., Starikovskiy A. Y., Miles R. B., Control of Shock-Wave/Boundary-Layer Interaction Using Nanosecond-Pulsed Plasma Actuators, *J. Propuls. Power*, 2018, vol. 34, no. 4. pp. 909–919. DOI: 10.2514/1.B36530
23. Starikovskii A. Yu., Nikipelov A. A., Nudnova M. M., Roupasov D. V., SDBD plasma actuator with nanosecond pulse-periodic discharge, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2009, vol. 18, no. 3. p. 034015. DOI: 10.1088/0963-0252/18/3/034015
24. Grachev L. P., Esakov I. I., Alexandrov K. V., Ravaev A. A., Severinov L. G., *Gas discharge in quasi-optical MW beam*, M: JSC Moscow Radiotechnical Institute Russian Academy of Sciences, 2015. 164 p. [in Russian]
25. Raizer Yu. P., *Gas discharge physics*, Berlin: Springer, 2009. 449 p.
26. Saifutdinov A. I., Kustova E. V., Dynamics of plasma formation and gas heating in a focused-microwave discharge in nitrogen, *Journal of Applied Physics*, 2021, vol. 129, no. 2, p. 023301. DOI: 10.1063/5.0031020
27. Saifutdinov A. I., Kustova E. V., Karpenko A. G., Lashkov V. A., Dynamics of Focused Pulsed Microwave Discharge in Air, *Plasma Phys. Rep.*, 2019, vol. 45, no. 6, pp. 602–609. DOI: 10.1134/S1063780X19050106
28. Saifutdinov A., Kustova E., Simulation of filamentation dynamics of microwave discharge in nitrogen, *Plasma Sources Science and Technology*, 2023, vol. 32, no. 12, pp. 125010. DOI: 10.1088/1361-6595/ad13a3
29. Kolesnichenko Y., Brovkin V., Khmara D., Lashkov V., Mashek I., Rivkin M., Fine Structure of MW Discharge: Evolution Scenario, *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada: American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2003. DOI: 10.2514/6.2003-362
30. Pai D. Z., Lacoste D. A., Laux C. O., Nanosecond repetitively pulsed discharges in air at atmospheric pressure—the spark regime, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2010, vol. 19, no. 6, p. 065015. DOI: 10.1088/0963-0252/19/6/065015.
31. Brovkin V., Afanas'ev S., Khmara D., Kolesnichenko Y., Experimental Investigation of Combined Laser – DC – MW Discharges, *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada: American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2006. DOI: 10.2514/6.2006-1459
32. Afanas'ev S. A., Brovkin V. G., Kolesnichenko Yu. F., Mashek I. Ch., Effect of gasdynamic processes on structure and threshold of laser spark initiated microwave discharge, *Tech. Phys. Lett.*, 2011, vol. 37, no. 8, pp. 710–713. DOI: 10.1134/S1063785011080025
33. Afanas'ev S. A., Brovkin V. G., Kolesnichenko Yu. F., Laser spark initiated microwave discharge, *Tech. Phys. Lett.* 2010. vol. 36, no. 7. pp. 672–674. [in Russian]. DOI: 10.1134/S1063785010070266

34. Khoronzhuk R. S., Karpenko A. G., Lashkov V. A., Potapenko D. P., Mashek I. Ch., Microwave discharge initiated by double laser spark in a supersonic airflow, *J. Plasma Phys.* 2015. vol. 81, no. 3, p. 905810307. DOI: 10.1017/S0022377814001299
35. Dobrov Yu. V., Lashkov V. A., Mashek I. Ch., Prokshin A. M., Renev M. E., Khoronzhuk R. S., Sparkless laser initiation of subcritical MW discharge, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 2024, vol. 97, no. 4, pp. 1078–1090. [in Russian]
36. Renev M. E., Dobrov Yu. V., Lashkov V. A., Osipov N. D., Mashek I. Ch., Khoronzhuk R. S., Numerical and experimental study of the temperature of the trace of laser-initiated microwave discharge, *Technical physics*, 2025, vol. 95, no. 4. pp. 702–711. [in Russian].
37. Renev M. E., Dobrov Yu. V., Osipov N. D., Lashkov V. A., Mashek I. Ch., Khoronzhuk R. S., Probability, Induction Time and Size of Microwave Discharge with Laser Sparkless Initiation at Different Gas Pressure and Laser Pulse Energy, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2025, vol. 26, no. 1 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2025-26-1/articles/1168/>
38. Kolesnichenko Y., Khmara D., Afanas'ev S., Optimization of Laser-Pulse-Controlled MW Energy Deposition, *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada: American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2007. DOI: 10.2514/6.2007-1228
39. Goncharenko A. M., *Gaussian beams of light*, Minsk: Science and technology, 1977. 144 p. [in Russian].
40. NIST Chemistry WebBook [Electronic resource]. URL: <https://webbook.nist.gov/chemistry/>
41. Gupta R. N., Yos J. M., Thompson R. A., Lee K. P., *A review of reaction rates and thermodynamic and transport properties for an 11-species air model for chemical and thermal nonequilibrium calculations to 30000 K*, NASA STI/Recon Technical Report L-16634 (1990).
42. Wilke C. R., A Viscosity Equation for Gas Mixtures, *J. Chem. Phys.*, 1950, vol. 18, no. 4, pp. 517–519. DOI: 10.1063/1.1747673
43. Hirschfelder J. O., Curtiss C. F., Bird R. B., *The molecular theory of gases and liquids*, John Wiley and Sons, New York, 1954. 1280 p.
44. Gnoffo P. A., Gupta R. N., Shinn J. L., *Conservation Equations and Physical Models for Hypersonic Air Flows in Thermal and Chemical Nonequilibrium*. NASA STI/Technical Paper-2867 (1989).
45. McGee H. A., *Molecular Engineering*, McGraw-Hill, New York. 1991. 444 p.
46. Kuo K. K. Y., *Principles of Combustion*. John Wiley and Sons, New York. 1986.
47. Fedorov V. Yu., Kandidov V. P., A nonlinear optical model of an air medium in the problem of filamentation of femtosecond laser pulses of different wavelengths, *Optics and Spectroscopy*, 2008. vol. 105, no. 2, pp. 280–287 [in Russian].
48. Lee L. C., Smith G. P., Photodissociation and photodetachment of molecular negative ions. VI. Ions in O₂/CH₄/H₂O mixtures from 3500 to 8600 Å, *J. Chem. Phys.*, 1979, vol. 70, no. 4, pp. 1727–1735. DOI: 10.1063/1.436188
49. Biagi database, www.lxcat.net, retrieved on October 28, 2021.
50. IST-Lisbon database, www.lxcat.net, retrieved on October 28, 2021.
51. Itikawa Y., Ichimura A., Cross Sections for Collisions of Electrons and Photons with Atomic Oxygen, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 1990, vol. 19, no. 3, pp. 637–651. DOI: 10.1063/1.555857
52. TRINITY database, www.lxcat.net, retrieved on October 12, 2021.
53. Morgan database, www.lxcat.net, retrieved on October 28, 2021.
54. BSR database, www.lxcat.net, retrieved on September 29, 2022.
55. Itikawa database, www.lxcat.net, retrieved on October 28, 2021.
56. Lazarou C., Chipier A. S., Anastassiou C., Topala I., Mihaila I., Pohoata V., Georghiou G. E., Numerical simulation of the effect of water admixtures on the evolution of a helium/dry air discharge, *J. Phys. Appl. Phys.*, 2019, vol. 52, no. 19, p. 195203. DOI: 10.1088/1361-6463/ab06cd

57. Mehr F. J., Biondi M. A., Electron Temperature Dependence of Recombination of O_2^+ and N_2^+ Ions with Electrons, *Phys. Rev.*, 1969, vol. 181, no. 1. pp. 264–271. DOI: 10.1103/PhysRev.181.264
58. Park C., Howe J. T., Jaffe R. L., Candler G. V., Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions. II – Mars entries, *J. Thermophys. Heat Transf.*, 1994, vol. 8, no. 1, pp. 9–23. DOI: 10.2514/3.496

Статья поступила в редакцию 21 мая 2025 г.