



Характеристики взаимодействия встречных недорасширенных струй из микросопел

¹ М.А. Корепанов, ORCID: 0000-0003-1272-0091 <kma@udman.ru>

¹ М.Р. Королева, ORCID: 0000-0001-5697-9199 <koroleva@udman.ru>

² Е.А. Митрюкова, ORCID: 0000-0002-5350-5366 <mit_e_a@mail.ru>

¹ Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН,
Россия, 426067, Ижевск, ул. Т. Барамзиной, д.34.

² Ижевский Государственный Технический Университет им. М. Т. Калашникова,
Россия, 426069, Ижевск, ул. Студенческая, д.7.

Аннотация. В работе представлены результаты параметрических исследований особенностей столкновения сверхзвуковых недорасширенных струй аргона, вытекающих из соосных микросопел, расположенных навстречу друг другу. Для численного моделирования газодинамики сверхзвуковых струй использовалась математическая модель вязкого сжимаемого газа, основанная на классических уравнениях Навье-Стокса, дополненных уравнениями состояния совершенного газа. Задача решалась в двумерной осесимметричной постановке в рамках гипотезы симметричного взаимодействия потоков. Задача решалась методом контрольных объёмов. Для дискретизации конвективных членов использовался метод Годунова, а для дискретизации диссипативных членов использовалась линейная интерполяция значений на границах контрольных ячеек. Интегрирование по времени выполнялось методом Рунге-Кутты третьего порядка. Параметрический анализ был направлен на оценку влияния расстояния между соплами на размеры области взаимодействия струй, а также уровня плотности в этой зоне. Полученные распределения основных газодинамических величин позволили описать структуру течения и оценить форму и размеры локальных зон течения, а также уровень плотности в области контакта двух сверхзвуковых микроструй. Анализ показал, что более плотную зону можно получить сближением сопел, однако в этом случае происходит уменьшение продольного размера этой зоны, что необходимо учитывать при планировании экспериментальных исследований.

Ключевые слова: микросопла; недорасширенные сверхзвуковые струи; встречные сопла; газодинамика; численное моделирование.

Для цитирования: Корепанов М.А., Королева М.Р., Митрюкова Е.А. Характеристики взаимодействия встречных недорасширенных струй из микросопел. Труды ИСП РАН, том 37, вып. 2, 2025 г., стр. 195– 206. DOI: 10.15514/ISPRAS-2025-37(2)-14.

Interaction of Opposed Underexpanded Jets from Micronozzles

¹ M.A. Korepanov, ORCID: 0000-0003-1272-0091 <kma@udman.ru>

¹ M.R. Koroleva, ORCID: 0000-0001-5697-9199 <koroleva@udman.ru>

² E.A. Mitryukova, ORCID: 0000-0002-5350-5366 <mit_e_a@mail.ru>

¹ Udmurt Federal Research Center of Ural Branch of the Russian Academy of Sciences,
34, Tatyana Baramzina st., Izhevsk City, 426067, Russia.

² Kalashnikov Izhevsk State Technical University,
7, Studencheskaya st., Izhevsk City, 426069, Russia.

Abstract. This paper presents the results of parametric studies of the interaction features of supersonic under-expanded argon jets, flowing from coaxial opposite micro-nozzles. A mathematical model of viscous compressible gas based on the classical Navier-Stokes equations supplemented by the equations of state of a perfect gas was used for numerical modelling of the gas dynamics of supersonic jets. The problem was solved in a two-dimensional axisymmetric formulation within the framework of the hypothesis of symmetric flow interaction. The problem was solved by the control volume method. The Godunov method was used to discretize the convective terms, and linear interpolation of the values on the edges of the control cells was used to discretize the dissipative terms. Time integration was performed by the third-order Runge-Kutta method. Parametric analysis was aimed at evaluating the influence of the nozzle spacing on the size of the jet interaction region, as well as the density level in this zone. The obtained distributions of the main gasdynamic quantities allowed us to describe the flow structure and estimate the shape and size of local flow zones, as well as the density level in the contact region of two supersonic microjets. Analysis showed that a denser zone can be obtained by bringing the nozzles closer together, but in this case its longitudinal size decreases, which should be taken into account when planning experimental studies.

Keywords: micronozzles; underexpanded supersonic jets; counter nozzles; gas dynamics; numerical modeling.

For citation: Korepanov M.A., Koroleva M.R., Mitryukova E.A. Interaction of opposed underexpanded jets from micronozzles. *Trudy ISP RAN/Proc. ISP RAS*, vol. 37, issue 2, 2025. pp. 195-206 (in Russian). DOI: 10.15514/ISPRAS-2025-37(2)-14.

1. Введение

Из-за увеличения числа практических приложений малоразмерных потоков исследования микротечений приобретают все большую актуальность и востребованность. Микротечения используются в системах малой тяги для точного управления ориентацией микроспутников и наноспутников [1], для генерации электроэнергии и охлаждения компонентов MEMS [2] и центральных процессоры [3], для лазерной обработки металлов [4], в технологиях вакуумного газоструйного осаждения наноструктурных пленок благородных металлов [5], в экстремально ультрафиолетовой литографии для генерации низкотемпературной плотной плазмы [6, 7].

В настоящей работе проводится параметрическое исследование особенностей столкновения сверхзвуковых недорасширенных струй аргона, вытекающих из соосных микросопел, расположенных навстречу друг другу. Такая расстановка сопел используется, в частности, для создания газовых мишеней высокой плотности в ЭУФ литографии. Влияние параметров торможения газа на входе в сопла на процессы формирования и развития газовых мишеней исследовались ранее в работах [6-9]. Однако характеристики газовых мишеней определяются еще и геометрическими размерами самих сопел, а также их взаимным расположением. В данной работе проводится численное исследование влияния расстояния между срезами сопел на параметры зоны взаимодействия встречных сверхзвуковых недорасширенных струй.

2. Постановка задачи и математическая модель

В работе численно исследуется взаимодействие двух противоположно направленных соосных сверхзвуковых струй аргона, истекающих из конических микросопел (рис. 1). Задача решается в осесимметричной постановке. Схема расчетной области показана на рис. 1. Радиус критического сечения сопла составляет $R_{cr} = 72.5$ мкм, угол полураствора конуса $\alpha = 4.3^\circ$, длина диффузорной части L равна 5 мм. Радиус свободного объема за соплом составляет $R_{ves} = 6$ мм, а длина $L_{ves} = 4; 5; 5.6; 7; 9; 10$ мм.

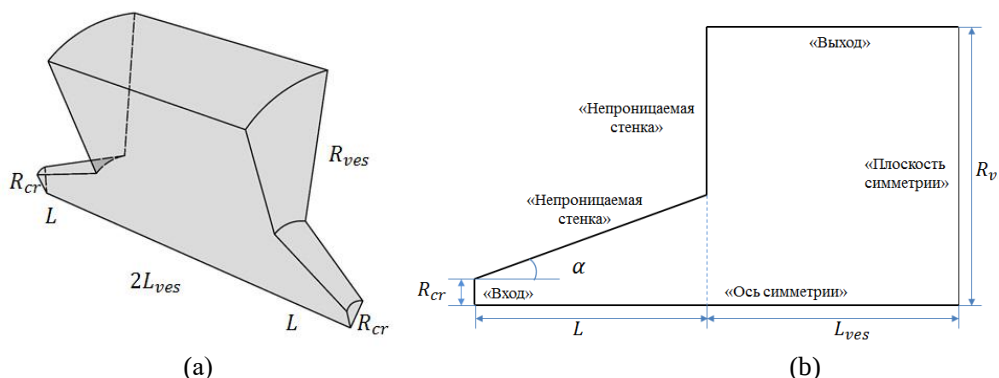


Рис. 1. Геометрическая постановка задачи (а) и схема расчетной области (б).
Fig. 1. Geometric problem definition (a) and sketch of the calculation domain (b).

Математическое моделирование проводилось на основе численного решения полной системы уравнений Навье-Стокса, дополненной уравнением массовой доли конденсата и слагаемыми в уравнении сохранения энергии, отвечающими за теплоту фазового перехода. Система уравнений, соответствующая законам сохранения массы, импульса и энергии записывается следующим образом [8-10]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_r}{\partial r} + \frac{\rho}{r} v_r = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho v_x}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_x^2 + p)}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_x v_r}{\partial r} + \frac{\rho}{r} v_x v_r = \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{rx}}{\partial r}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho v_r}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_x v_r}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v_r^2 + p)}{\partial r} + \frac{\rho}{r} v_r^2 = \frac{\partial \tau_{xr}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{rr}}{\partial r} + (\tau_{rr} + \tau_{\theta\theta}), \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v_x h)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v_r h)}{\partial r} + \frac{\rho}{r} v_r h = \\ & = \frac{\partial (v_x \tau_{xx} + v_r \tau_{xr} + q_x)}{\partial x} + \frac{\partial (v_x \tau_{rx} + v_r \tau_{rr} + q_r)}{\partial r} + \\ & + (v_x \tau_{rx} + v_r \tau_{rr} + q_r), \end{aligned} \quad (4)$$

где v_x и v_r проекции скорости на оси координат, $\tau_{xx}, \tau_{xr}, \tau_{rx}, \tau_{rr}, \tau_{\theta\theta}$ – компоненты тензора вязких напряжений, ρ – плотность газа, e – полная удельная энергия, h – полная удельная энтальпия, $q = (q_x, q_r)$ – вектор плотности теплового потока.

Дополнительные уравнения математической модели описывали компоненты тензора вязких напряжений,

$$\begin{aligned}\tau_{xx} &= 2\eta \frac{\partial v_x}{\partial x} - \frac{2}{3}\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} \right), \\ \tau_{rr} &= 2\eta \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{2}{3}\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} \right), \\ \tau_{xr} &= \tau_{rx} = \eta \left(\frac{\partial v_r}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial r} \right), \\ \tau_{\theta\theta} &= -\frac{2}{3}\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} \right),\end{aligned}\tag{5}$$

тепловые потоки

$$q_x = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}, q_r = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r},\tag{6}$$

полную удельную энергию и энтальпию газа

$$e = \frac{v_x^2 + v_r^2}{2} + C_v T, \quad h = \frac{v_x^2 + v_r^2}{2} + C_p T,\tag{7}$$

и уравнение состояния

$$p = \rho RT,\tag{8}$$

где η – коэффициент динамической вязкости (9), C_v, C_p – теплоемкости газа, R – универсальная газовая постоянная.

Коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности газа определяются по формулам [10]:

$$\eta(T) = 26.69 \frac{\sqrt{\mu T}}{\sigma^2 \Omega(Tk/\epsilon)}, \quad \lambda(T) = \frac{\eta(T)C_p}{Pr},\tag{9}$$

μ является молярной массой газа, σ – потенциальный параметр Леннард-Джонса, характеризующий расстояние нулевого межмолекулярного взаимодействия, λ – коэффициент теплопроводности, определяющийся коэффициентом вязкости, $Pr = 0.7$ – число Прандтля, Ω – интеграл столкновения (10), зависящий от закона взаимодействия

$$\Omega(\bar{T}) = \frac{A}{\bar{T}^{0.15}} + \frac{B}{e^{0.77\bar{T}}} + \frac{C}{e^{2.44\bar{T}}}, \quad \bar{T} = \frac{T}{\epsilon/k}\tag{10}$$

В уравнении (10) $\bar{T}$ является безразмерной температурой, которая определяется энергетическим параметром Леннард-Джонса ϵ и постоянной Больцмана $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, коэффициенты A, B, C для аргона задавались следующим образом

$$A = 1.16145, \quad B = 0.52487, \quad C = 2.16178$$

Задача решалась в безразмерном виде. Все физические величины были отнесены к критическим параметрам потока, геометрические к диаметру критического сечения.

На рис.1(б) представлена область интегрирования с указанием границ расчетной области – входная граница, твердые непроницаемые стенки, выходная граница, ось симметрии цилиндрической системы координат и плоскость симметрии. На входе в сопло задавались критические параметры потока, рассчитываемые из заданных параметров торможения. Полное давление равнялось $4 \cdot 10^5$ Па, полная температура – 293 °К. На твердых стенках ставилось граничное условие прилипания. В начальный момент времени газ в сопле и присоединенном объеме считался неподвижным, давление устанавливалось равным 0.01 Па, температура 293 К. На выходной границе ставилось неотражающее граничное условие, которое позволило при небольшом радиальном размере расчетной области эффективно выводить возмущения за пределы области интегрирования.

Термодинамические свойства аргона определялись в соответствии с [10]: $C_p = 520$ Дж/(кг·К), $C_v = 312$ Дж/(кг·К), $R = 208$ Дж/(кг·К), $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1.67$, $\sigma = 3.542$, $\varepsilon/k = 93.3$ К, $Pr = 0.7$.

3. Метод численного решения

Для расчетной области, показанной на рис. 1 построена блочно-структурированная расчетная сетка, заполненная четырехугольными элементами. Поперечные линии сетки строились вертикально, продольные линии в сопле адаптировались под наклон образующей сопла, а в присоединенном объеме были направлены горизонтально. Был проведен анализ сеточной сходимости на 6 расчетных сетках (рис. 2). Сетка № 1 содержала 27340 расчетных элементов, сетка № 2 – 23112, № 3 – 17715, № 4 – 14514, № 5 – 11848, № 6 – 9540. Сравнивались осевые распределения температур. Влияние мощности сетки особенно заметно в области разгона газа в сопле. Максимальная относительная разница в определении температуры для сеток №1 и №2 составила 3.6%. Для дальнейшего численного моделирования была выбрана сетка № 1. Задача решалась методом контрольных объемов на основе авторского кода [11, 12]. Значения газодинамических величин определялись в центре расчетной ячейки, а потоковые слагаемые на гранях ячеек.

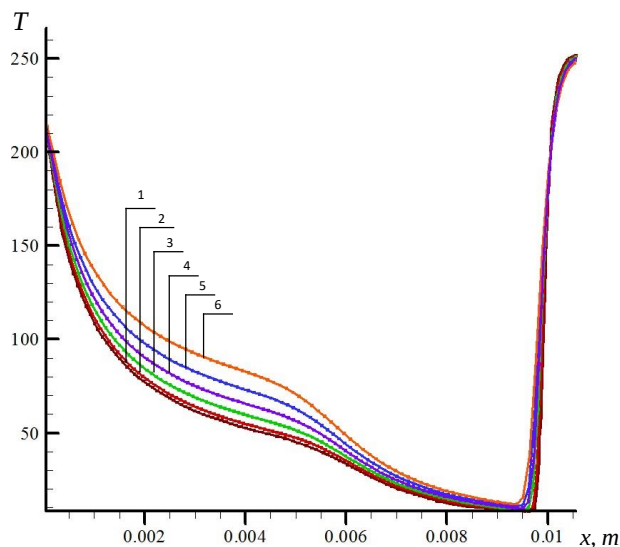


Рис. 2. Анализ сеточной сходимости по распределению температуры вдоль оси при $L_{ves}=5,6$ мм.

Fig. 2. Analysis of grid convergence by temperature distribution along the axis at $L_{ves}=5,6$ mm.

Система уравнений (1)-(4) в интегральной форме может быть записана в следующем виде [13, 14]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_S \rho dS + \oint_L (\rho v_x n_x + \rho v_r n_r) dL + \int_S \frac{\rho v_r}{r} dS = 0, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \rho v_x dS + \oint_L ((\rho v_x^2 + p) n_x + \rho v_x v_r n_r) dL + \int_S \frac{\rho v_x v_r}{r} dS \\ = \oint_L (\tau_{xx} n_x + \tau_{rx} n_r) dL, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \rho v_r dS + \oint_L (\rho v_x v_r n_x + (\rho v_r^2 + p) n_r) dL + \int_S \frac{\rho v_r^2}{r} dS = \\ = \oint_L (\tau_{xr} n_x + \tau_{rr} n_r) dL + \int_S (\tau_{rr} + \tau_{\theta\theta}) dS, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \rho e dS + \oint_L (\rho v_x h n_x + \rho v_r h n_r) dL + \int_S \frac{\rho v_r h}{r} dS = \\ = \oint_L ((v_x \tau_{xx} + v_r \tau_{xr} + q_x) n_x + (v_x \tau_{rx} + v_r \tau_{rr} + q_r) n_r) dL \\ + \int_S (v_x \tau_{rx} + v_r \tau_{rr} + q_r) dS, \end{aligned} \quad (14)$$

где S – ячейка сетки, L – контур сеточной ячейки, который в данном случае является полилинией из четырех отрезков, n_x, n_r – компоненты вектора единичной нормали к элементам контура L . В этом случае конечно-объемный аналог уравнений (11)-(14) примет вид:

$$\frac{\Delta \rho_c}{\Delta t} S_c + \sum_{e \in \{i,j,k,l\}} (\rho v_x n_x + \rho v_r n_r)_{ce} L_{ce} + \left(\frac{\rho v_r}{r} \right)_c S_c = 0, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta(\rho v_x)_c}{\Delta t} S_c + \sum_{e \in \{i,j,k,l\}} ((\rho v_x^2 + p) n_x + \rho v_x v_r n_r)_{ce} L_{ce} + \left(\frac{\rho v_x v_r}{r} \right)_c S_c \\ = \sum_{e \in \{i,j,k,l\}} (\tau_{xx} n_x + \tau_{rx} n_r)_{ce} L_{ce}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta(\rho v_r)_c}{\Delta t} S_c + \sum_{e \in \{i,j,k,l\}} (\rho v_x v_r n_x + (\rho v_r^2 + p) n_r)_{ce} L_{ce} + \left(\frac{\rho v_r^2}{r} \right)_c S_c = \\ = \sum_{e \in \{i,j,k,l\}} (\tau_{xr} n_x + \tau_{rr} n_r)_{ce} L_{ce} + (\tau_{rr} + \tau_{\theta\theta})_c S_c, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta(\rho e)_c}{\Delta t} S_c + \sum_{e \in \{i,j,k,l\}} (\rho v_x h n_x + \rho v_r h n_r)_{ce} L_{ce} + \left(\frac{\rho v_r h}{r} \right)_c S_c = \\ = \sum_{e \in \{i,j,k,l\}} ((v_x \tau_{xx} + v_r \tau_{xr} + q_x) n_x + (v_x \tau_{rx} + v_r \tau_{rr} + q_r) n_r)_{ce} L_{ce} \\ + (v_x \tau_{rx} + v_r \tau_{rr} + q_r)_c S_c, \end{aligned} \quad (18)$$

Здесь S_c – площадь элемента сетки, c – номер элемента ($c = \overline{1, N}$, N – общее число ячеек сетки), $\{i, j, k, l\}$ – множество соседних элементов c -го элемента сетки, L_{ce} – длина c -го ребра c -го элемента сетки.

Приращение параметров по времени определялось по четырехстадийной схеме Рунге-Кутты. Параметры с индексом c в уравнениях (15)-(18) соответствуют значениям газодинамических величин в центре расчетной ячейки и вычислялись на основе значений газодинамических величин в центрах масс ячеек сетки. Конвективные потоковые комплексы с двойным индексом ce на соответствующих гранях рассчитывались по методу С.К. Годунова на основе

решения задачи о распаде разрыва [15]. Для вычисления вязких и тепловых потоковых слагаемых определялись компоненты тензора вязких напряжений и теплового потока. В частности, компонента $(\tau_{xx})_{ce}$ на грани ce рассчитывалась по следующим соотношениям

$$\begin{aligned}(\tau_{xx})_{ce} &= 2\eta_{ce} \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)_{ce} - \frac{2}{3}\eta_{ce} \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} \right)_{ce}, \\ \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)_{ce} &= 0.5 \left(\left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)_c + \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)_e \right), \\ \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)_c &= \frac{1}{S_c} \sum_{e \in \{i,j,k,l\}} u_{ce} n_{x,ce} L_{ce}, \\ u_{ce} &= 0.5(u_c + u_e),\end{aligned}$$

где $v_{x_{ce}}$ – продольная компонента скорости на грани, общей для c -го и e -го элементов, v_{x_c} – продольная компонента скорости в центре c -го элемента, а v_{x_e} – в центре e -го элемента сетки. Остальные компоненты тензора напряжений и компоненты теплового потока определялись аналогично. Коэффициент вязкости на грани η_{ce} рассчитывался в зависимости от температуры на грани, которая определялась на основе соотношения $T_{ce} = 0.5(T_c + T_e)$.

Дискретизация граничных условий проводилась с использованием фиктивных ячеек, значения газодинамических величин в которых задавались для достижения необходимого значения конвективных потоков на границе. На входной границе критические параметры потока задавались через величины, определяющие решение задачи Римана на границе, соответственно, использование фиктивных ячеек не требовалось. На стенке использовалось граничное условие непротекания, согласно которому значения компонентов вектора скорости в фиктивную ячейку переносились из приграничной расчетной точки расчетной области со знаком минус. На границе симметрии, на оси сопла в фиктивные ячейки переносились значения из приграничных точек для всех величин, кроме радиальной скорости, значение которой передавалось со знаком «минус». На границе симметрии, на линии столкновения струй, в фиктивные ячейки также переносились значения из приграничных точек для всех величин, кроме продольной компоненты скорости, которая передавалась со знаком «минус». На выходе из расчетной области задача Римана не решалась на границе расчетной области. Для определения потоков на границе использовалось неотражающее граничное условие, построенное на основе граничного условия *waveTransmissive*, реализованного в программном комплексе OpenFOAM. Для определения физических величин на границе расчетной области использовалось уравнение

$$\varphi_{wall}^{n+1} = \varphi_{wall}^n * refValue + (1 - \varphi_{wall}^n)(\varphi_c^n + refGrad * d), \quad (19)$$

где φ_c^n – значение параметра на предыдущем временном шаге в центре приграничной ячейки, φ_{wall}^{n+1} – значение параметра на границе на новом временном слое, φ_{wall}^n – значение параметра на границе на предыдущем временном слое. Реферативные величины в уравнении (19) определялись следующим образом:

$$\begin{aligned}refValue &= (\varphi_{wall}^n + k\varphi^\infty) \frac{1}{1+k}, \\ refGrad &= \frac{1+k}{1+\alpha+k},\end{aligned}$$

где φ^∞ – значение параметра в окружающей среде, на расстоянии L_∞ от границы, параметры α и k определяются как $\alpha = \omega\Delta t/d$, $k = \omega\Delta t/L_\infty$, а ω – это скорость газа или сумма скорости газа и скорости звука, Δt – временной шаг интегрирования, d – расстояние от центра ячейки до границы, L_∞ – это масштаб длины релаксации для исходящих волн давления, чтобы вернуться к давлению в окружающей среде. Данный параметр устанавливался в размере 10 м, при давлении в окружающей среде 0.01 Па.

Задача решалась методом установления. Критерием окончания расчета являлось равенство расходов в критическом и выходном сечениях, которое устанавливалось с точностью $\varepsilon = 10^{-10}$. Расчеты проводились с постоянным шагом по времени, удовлетворяющим критерию Куранта 10^{-9} .

Приведенный подход использовался в работах по численному исследованию процессов формирования сверхзвуковых газоструйных мишеней для лазеров, работающих в ЭУФ диапазоне [7, 8]. В работе [8] проводилось сравнение полученных результатов с данными экспериментов. Показано соответствие между распределением интенсивности излучения, полученной экспериментально и средней плотностью газовой мишени, полученной в результате численных расчетов.

4. Результаты численного моделирования

Численное моделирование проводилось при разных расстояниях между срезами противоположно направленных сопел. $L_{ves} = 4, 5, 5.6, 7, 9$ и 10 мм. На рис. 2 - 4 представлены результаты расчетов в виде распределений и графиков изменения основных газодинамических величин. Изменение газодинамических величин в сопле соответствует теории идеального сопла Лавалья, за исключением пристеночной части, в которой за счет влияния сил трения формируется область дозвукового высокотемпературного пристеночного слоя. Эта область составляет почти 20% поперечного размера струи и резко уменьшается в выходном сечении, где она не превышает 3% от диаметра сечения. Данный эффект связан с резким ускорением газа при истечении недорасширенной струи в вакуумную камеру.

На рис. 2 представлены распределения давления, плотности, температуры газа и числа Маха для случая, когда расстояние между соплами составляет 5.6 мм. Данное расстояние соответствует данным экспериментов в работе [8], а результаты, полученные в ходе численных расчетов, качественно согласуются с экспериментальными [7]. Газодинамическая картина течения сопоставима с картиной взаимодействия сверхзвуковой струи с преградой [16, 17]. На рисунках видны волны разрежения и сжатия, возникающие в потоке. Столкновение струй формируется в виде отошедшего скачка уплотнения криволинейной формы, который находится в равновесии. Справа от него располагается область заторможенного потока, а слева высокоскоростная сверхзвуковая струя.

Границы скачка на рисунках можно определить по сгущающимся друг к другу линиям уровня, а также по положению звуковой линии. На всех рисунках звуковая линия выделена красным цветом.

Чтобы пропустить необходимый расход газа через ударный слой малой толщины линия скачка искривляется, формируя эллиптическую дугу. При переходе через эту линию поток разворачивается, теряет кинетическую энергию, и течение становится дозвуковым. В дозвуковой зоне взаимодействующих струй наблюдается повышение давления, плотности и температуры газа, и как следствие снижение скорости. Затем, струя реагирует на внешнее низкое давление в камере и снова разгоняется до сверхзвуковых скоростей. Высокие числа Маха в течении объясняются низкими температурами в газовой струе, максимальное же значение приведенной скорости не превышает 1.8, при максимально возможной величине для данных параметров течения равной 2.

Видно, что наиболее плотная зона с высоким давлением формируется при $L_{ves} = 4$ мм, и, соответственно, наименее плотная с низким уровнем давления при $L_{ves} = 10$ мм. Максимум плотности для $L_{ves} = 4$ мм составляет 0.054 кг/м^3 , а для $L_{ves} = 5.6$ мм почти в 1.6 раза меньше и равен -0.034 кг/м^3 . Данный характер изменения плотности и давления в зоне столкновения струй следует учитывать при настройке, например, ЭУФ установок для формирования газовых мишеней.

Газодинамическая картина в общих чертах сохраняется при увеличении или уменьшении расстояний между соплами L_{ves} (рис. 3). Наибольшее влияние данный параметр оказывает на

поперечный и продольный размер дозвуковой зоны вблизи линии столкновения струй. Увеличение L_{ves} приводит почти к прямо пропорциональному росту продольного размера дозвуковой зоны от 0.45 мм до 1.6 мм для расстояний 4 мм и 10 мм соответственно. Радиальный размер зоны также увеличивается с увеличением L_{ves} , но нелинейно, постепенно замедляясь. Для $L_{ves} = 9$ мм и 10 мм радиальный размер почти одинаков и составляет 4.5 мм. Геометрические размеры данной области в свою очередь оказывают влияние на уровень давления и плотности газа. Так на рис. 4 показано радиальное изменение давления и плотности вдоль линии симметрии между соплами.

Часть подпрограмм, используемых при получении описанных результатов, находится в свободном доступе на платформе GitHub [18].

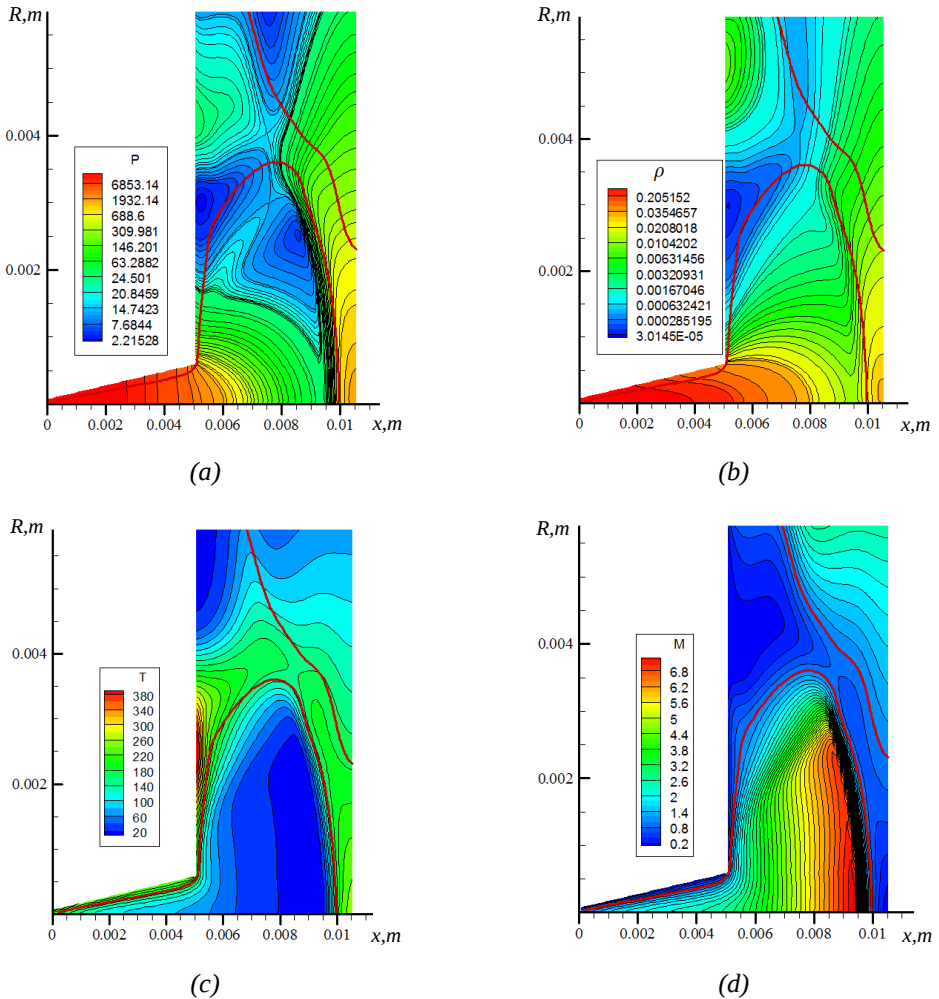


Рис. 2. Поля распределений давления (а), плотности (б), температуры (с) и числа Маха (д) при $L_{ves}=5.6$ мм.

Fig. 2. Distribution fields of pressure (a), density (b), temperature (c) and Mach number (d) at $L_{ves}=5.6$ mm.

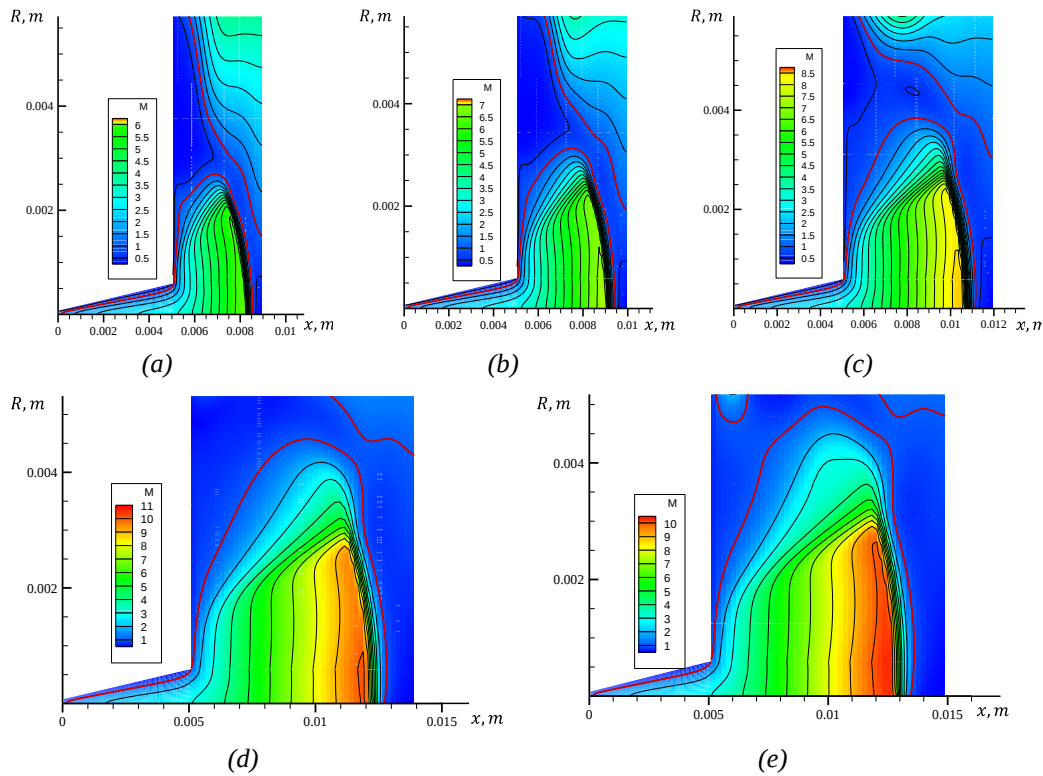


Рис. 3. Поля распределений числа Маха при $L_{ves}=4$ (a), 5 (b), 7 (c), 9 (d) и 10 (e) мм.
Fig. 3. The distribution fields of the Mach number at $L_{ves}=4$ (a), 5 (b), 7 (c), 9 (d) and 10 (e) mm.

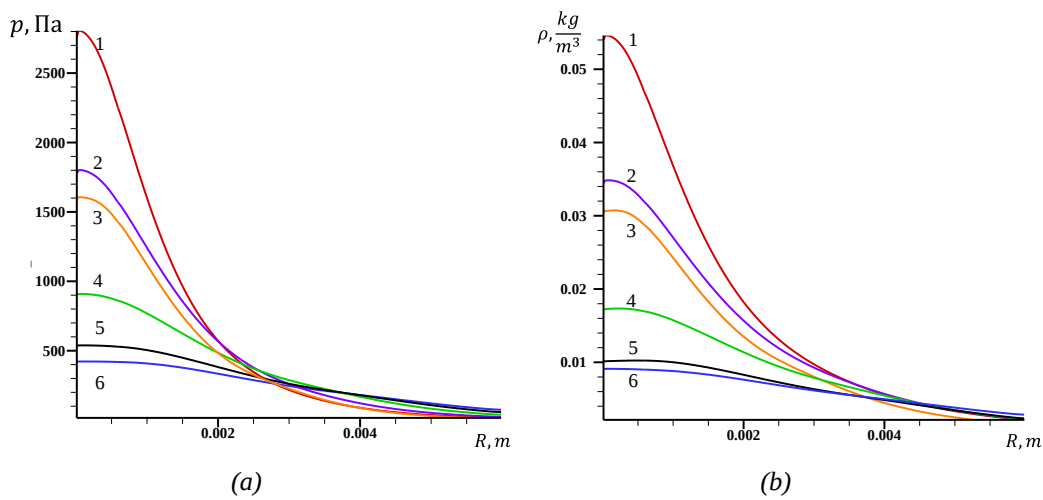


Рис. 4. Графики распределений давления(a) и плотности (b) вдоль плоскости симметрии, где $L_{ves}=4$ мм (1), 5 мм (2), 5.6 мм (3), 7 мм (4), 9 мм (5), 10 мм (6).
Fig. 4. Graphs of pressure(a) and density (b) distributions along the plane of symmetry, where $L_{ves}=4$ mm (1), 5 mm (2), 5.6 mm (3), 7 mm (4), 9 mm (5), 10 mm (6).

5. Заключение

В работе проведены параметрические исследования особенностей столкновения сверхзвуковых недорасширенных струй аргона, вытекающих из соосных микросопел, расположенных навстречу друг другу. Полученные распределения основных газодинамических величин позволили детально описать структуру течения и оценить размеры зоны повышенной плотности, а также изменение уровня плотности в зависимости от расстояния между сопловыми срезами. Проведенные расчеты показали, что более плотную зону с более высоким показателем интенсивности ЭУФ излучения можно получить, сближая сопла, однако в этом случае уменьшается ее продольный размер, что необходимо учитывать при планировании экспериментальных исследований.

Список литературы / References

- [1]. Markelov G.N. Numerical study of 2D/3D micronozzle flows. AIP Conference Proceedings, 2001, vol.585, pp. 539-546. DOI: 10.1063/1.1407607.
- [2]. Phalnikar K.A., Kumar R., Alvi F.S. Experiments on free and impinging supersonic microjets. Exp. Fluids 44, 2008, pp. 819-830. DOI:10.1007/s00348-007-0438-4.
- [3]. Takahashi Y., Okajima J., Iga Y., Komiya A., Maruyama S. Preliminary experiment of supersonic micro-channel gas flow visualization by using interferometer. Journal of Fluid Science and Technology 9(5): JFST0069-JFST0069, 2014, pp. 28-32. DOI:10.1299/jfst.2014jfst0069.
- [4]. Mai C.-C., Lin J. Flow structures around an inclined substrate subjected to a supersonic impinging jet in laser cutting. Opt Laser Technol, 2002, vol. 34, pp. 479-486. DOI:10.1016/S0030-3992(02)00046-4
- [5]. Быков Н.Ю., Фёдоров С.А. Формирование субнаноразмерных кластеров в разреженной струе смеси инертного газа и паров металла. Физико-химическая кинетика в газовой динамике, 2023, Т. 24. № 1, С. 82-94 / Bykov N.Y., Fedorov S.A. Formation of subnanosized clusters in a rarefied jet of a mixture of inert gas and metal vapors. Physico-chemical kinetics in gas dynamics, 2023, vol. 24, no. 1, pp. 82-94 (in Russian).
- [6]. Гусева В.Е., Корепанов М.А., Королева М.Р., Нечай А.Н., Перекалов А.А., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. Способы формирования газовых, кластерных спрейных и жидкостных мишеней в лазерно-плазменном источнике излучения. Приборы и техника эксперимента, 2023, № 4, С. 145-155. DOI: 10.31857/S0032816223030217 / Guseva V.E., Korepanov M.A., Koroleva M.R., Nechai A.N., Perekalov A.A., Salashchenko N.N., Chkhalo N.I. Methods of formation of gas, cluster spray and liquid targets in a laser-plasma radiation source. Instruments and experimental techniques, 2023, no. 4, pp. 145-155 (in Russian). DOI: 10.31857/S0032816223030217.
- [7]. Nechai, A. N., Perekalov, A. A., Chkhalo, N. I., Salashchenko, N. N., Korepanov, M. A., Koroleva, M. R. Emission properties of targets based on shock waves excited by pulsed laser radiation. Optics and Laser Technology, 2021, vol. 142, pp. 1-5. DOI:10.1016/j.optlastec.2021.107250.
- [8]. Korepanov M.A., Koroleva M.R., Mitrukova E.A., Nechai A.N. Mathematical modeling of the gas-jet target for extreme ultraviolet laser. Russian Journal of Nonlinear Dynamics, 2024, vol. 20, no. 3. pp. 413-424. DOI:10.1134/S1063785017110177.
- [9]. Митрюкова Е.А. Параметрические исследования течений в микросопах. Труды ИСП РАН, Т. 35, № 2, 2023, С. 225-234. DOI:10.15514/ISPRAS-2023-35(2)-16 / Mitryukova E.A. Parametric investigations of flows in micronozzles. Trudy ISP RAS, 2023, vol. 35 no. 2, pp. 225-234. (in Russian). DOI:10.15514/ISPRAS-2023-35(2)-16.
- [10]. Reid, R. C., Prausnitz, J. M., Sherwood, T. K. The properties of gases and liquids, 1977, 710 p. DOI: 10.1036/0070116822.
- [11]. Королева М.Р., Корепанов М.А., Митрюкова Е.А. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ. Номер свидетельства RU: 2024618291. Программа численного моделирования течений газа с конденсацией в микросопах. Дата регистрации: 25.03.2024. Дата публикации: 10.04.2024. / Koroleva M.R., Korepanov M.A., Mitryukova E.A. Certificate of state registration of a computer program. Certificate number RU: 2024618291. Numerical simulation program for gas flows with condensation in micronozzles. Registration date: 25/03/2024. Date of publication: 10/04/2024.
- [12]. Митрюкова Е.А., Королева М.Р., Корепанов М.А. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ. Номер свидетельства RU: 2023680879. Программа расчета истечения газа в вакуумную камеру через микросопло. Дата регистрации: 28.09.2023. Дата публикации: 06.10.2023. / Mitryukova E.A. Koroleva M.R., Korepanov M.A. Certificate of state registration of a computer program.

- Certificate number RU: 2023680879. Program for calculating gas flow into a vacuum chamber through a micronozzle. Registration date: 28/09/2023. Date of publication: 06/10/2023.
- [13]. Липанов А.М., Дадикина С.Ю., Шумихин А.А., Королева М.Р., Карпов А.И. Численное моделирование внутрикамерных нестационарных турбулентных течений. Часть 1. Вестник Южно-Уральского государственного университета. Математическое моделирование и программирование, 2019, Т. 12, № 1, С. 32-43. DOI 10.14529/mmp190103 / Lipanov A.M., Dadikina S.Yu., Shumikhin A.A., Koroleva M.R., Karpov A.I. Numerical modeling of intra-chamber unsteady turbulent flows. Part 1. Bulletin of the South Ural State University. Mathematical modeling and programming, 2019, vol. 12, no. 1, pp. 32-43 (in Russian). DOI 10.14529/mmp190103.
- [14]. Шумихин А.А. Численное моделирование течения вязкого сжимаемого газа в РДТТ с центральным телом. Химическая физика и мезоскопия, 2020, Т. 22, № 2, С. 184-196. / Shumikhin A.A. Numerical modeling of viscous compressible gas flow in a solid rocket motor with a central body. Chemical physics and mesoscopy, 2020, vol. 22, no. 2, pp. 184-196 (in Russian). DOI: 10.15350/17270529.2020.2.18.
- [15]. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. - 400 с / Godunov, S.K., Zabrodin, A.V., Ivanov, M.Ya., Krayko, A.N., Prokopov, G.P. Numerical solution of multidimensional problems of gas dynamics, Moskva, Nauka, 1976, 400 p. (in Russian).
- [16]. Bocharova, O.V., Lebedev, M.G. Modeling the time-dependent interaction between a sonic jet and a barrier. *Mathematical Models and Computer Simulations*, 2007, vol. 19, no. 8, pp. 31-36. DOI:10.17223/19988621/63/8.
- [17]. Pinchukov, V. I. Modeling of dynamics of unsteady flows near blunt bodies for large time intervals, *Computational technologies*, 2013, vol. 18, no. 1, pp. 74-86.
- [18]. <https://github.com/PhChMechLab/GodNozzleVac>, accessed 25.12.2024.

Информация об авторах / Information about authors

Михаил Александрович КОРЕПАНОВ – доктор технических наук, ведущий научный сотрудник Удмуртского федерального исследовательского центра УрО РАН.

Mikhail Aleksandrovich KOREPANOV – Dr. Sci. (Tech.), Leading Researcher at the Udmurt Federal Research Center of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences.

Мария Равилевна КОРОЛЕВА – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Удмуртского федерального исследовательского центра УрО РАН.

Maria Ravilevna KOROLEVA – Cand. Sci. (Phys.-Math.), Senior Researcher at the Udmurt Federal Research Center of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences.

Екатерина Александровна МИТРИУКОВА – старший преподаватель кафедры ракетной техники Ижевского государственного технического университета имени М.Т. Калашникова. Сфера научных интересов: математическое моделирование, газовая динамика.

Ekaterina Aleksandrovna MITRYUKOVA is a senior lecturer at the Department of Rocket Engineering of Izhevsk State Technical University named after M.T. Kalashnikov. Research interests: mathematical modeling, gas dynamics.