

## Влияние начальных условий в камере низкого давления на степень расширения вскипающей струи жидкого азота

© Р.Х. Болотнова<sup>1</sup>, В.А. Коробчинская<sup>1,2</sup>, Э.Ф. Гайнуллина<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт механики им. Р.Р. Мавлютова — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного научного учреждения Уфимского федерального исследовательского центра Российской академии наук, Уфа, Россия

<sup>2</sup> Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия  
E-mail: buzina\_lera@mail.ru

Поступило в Редакцию 27 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 28 июня 2024 г.

Принято к публикации 30 октября 2024 г.

Исследована динамика вскипания струи криогенного азота при истечении через тонкое коническое сопло в вакуумную камеру из сосуда высокого давления. Для описания процесса предложена пространственная осесимметричная двухфазная модель парожидкостной смеси в двухтемпературном, двухскоростном, однодавленческом приближении, учитывающая неравновесные процессы испарения и конденсации. Предполагается, что скорость массообмена жидкость–пар зависит от числа и радиуса пузырьков, степени перегрева по температуре, теплоты парообразования и теплопроводности. Рассмотрены режимы формирования полей скоростей струйного потока и получены количественные оценки величины угла распыления в струе в зависимости от начального давления в вакуумной камере. Достоверность полученных результатов оценена путем сопоставления с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** жидкий азот, вскипающая струя, криогенные температуры, вакуумная камера, численное моделирование.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.23.59393.6455k

Проблемы, связанные с надежностью функционирования и снижением стоимости реактивных двигателей космических аппаратов, в последнее время становятся весьма значимыми и диктуют необходимость проведения экспериментальных и теоретических исследований, направленных на изучение режимов высокоскоростного истечения криогенных вскипающих жидкостей из сопел в вакуумную атмосферу.

В представленном исследовании приведен анализ влияния изменения начального давления в вакуумной системе на процесс формирования расширяющихся струй жидкого азота при его распылении из тонкого цилиндрического сопла на основе экспериментальных данных [1]. В наших предыдущих публикациях [2,3], продолжением которых является настоящая работа, изучались различные режимы истечения криогенного жидкого азота в зависимости от степени перегрева.

В экспериментах [1], выбранных для исследования, начальные температура и давление в сосуде высокого давления были следующими:  $T_{inj} = 82.5 \text{ K}$ ,  $p_{inj} = 4 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ . Противодавление в камере низкого давления  $p_c$  и степень перегрева  $R_p = p_s(T_{inj})/p_c$  ( $p_s$  — давление насыщения) для моделируемых экспериментов приведены в табл. 1. Геометрические размеры исследуемой задачи, выбранные для численного моделирования в соответствии с данными [1], сведены в табл. 2.

Для решения поставленной задачи разработана двухфазная модель парожидкостной смеси в двухтемпературном, однодавленческом, двухскоростном приближе-

ниях с учетом контактного теплообмена и неравновесных массообменных процессов испарения и конденсации [4,5]. Система модельных уравнений приведена в трехмерной декартовой системе координат: уравнения сохранения массы  $i$ -й фазы

$$\frac{\partial(\alpha_i \rho_i)}{\partial t} + \text{div}(\alpha_i \rho_i \mathbf{v}_i) = J_{ij}, \quad (1)$$

уравнения сохранения импульса  $i$ -й фазы

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\alpha_i \rho_i \mathbf{v}_i)}{\partial t} + \text{div}(\alpha_i \rho_i \mathbf{v}_i \mathbf{v}_i) \\ = -\alpha_i \nabla p + \text{div}(\alpha_i \tau_i) + \mathbf{F}_{i,drag} + \mathbf{F}_{i,vm} + J_{ij} \mathbf{v}_i, \end{aligned} \quad (2)$$

уравнения сохранения полной энергии  $i$ -й фазы

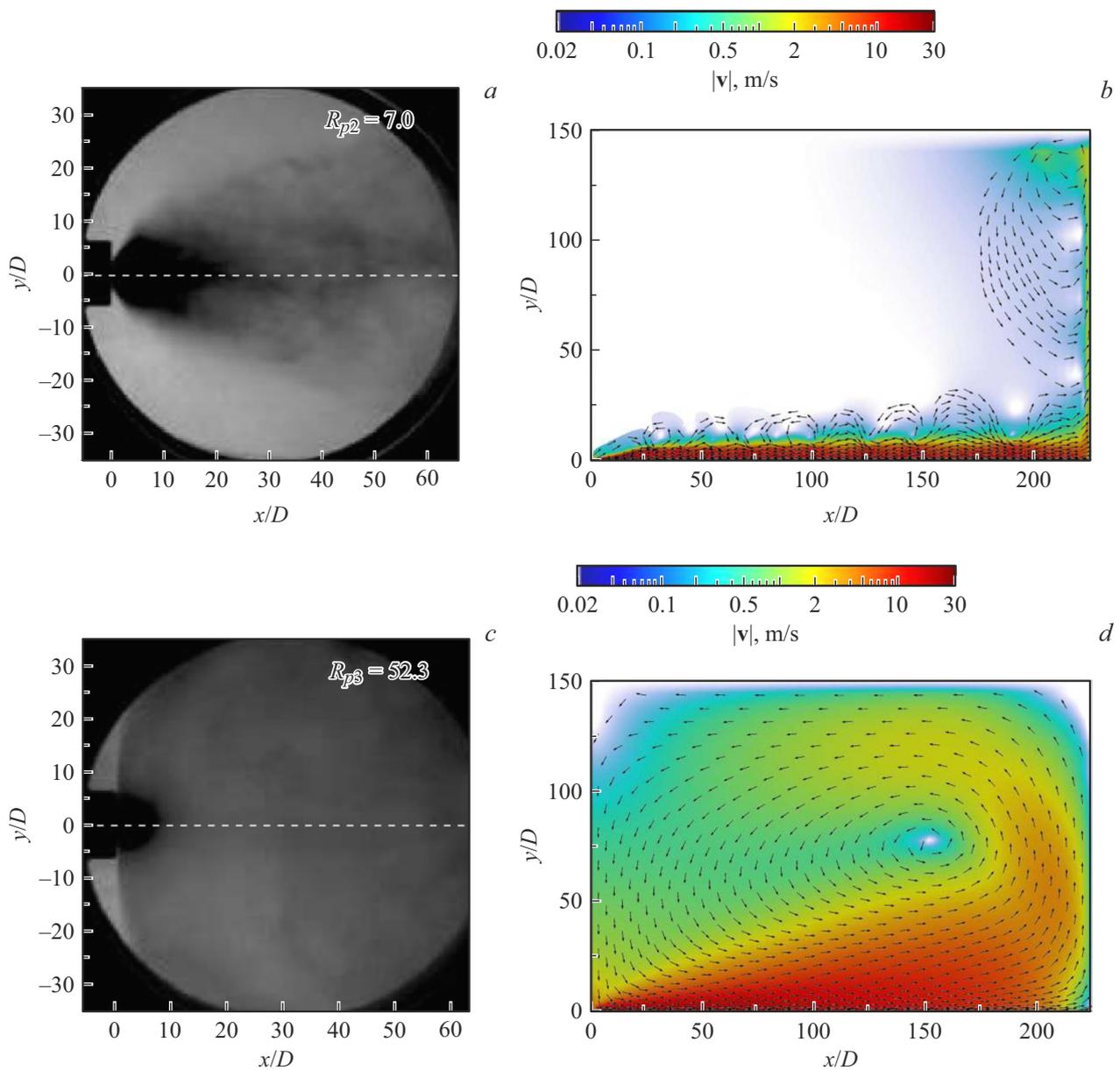
$$\begin{aligned} \frac{\partial(\alpha_i \rho_i E_i)}{\partial t} + \text{div}(\alpha_i \rho_i E_i \mathbf{v}_i) = -p \frac{\partial \alpha_i}{\partial t} - \text{div}(\alpha_i \mathbf{v}_i p) \\ + \text{div}(\alpha_i \gamma_{i,eff} \nabla h_i) + K_{it}(T_j - T_i) + \text{div}(\alpha_i \mathbf{v}_i \tau_i) + l_s J_{ij}. \end{aligned} \quad (3)$$

Сила присоединенных масс имеет вид

$$\mathbf{F}_{i,vm} = 0.5 \alpha_i \rho_g \left( \frac{d_i \mathbf{v}_i}{dt} - \frac{d_j \mathbf{v}_j}{dt} \right).$$

Межфазное сопротивление описано моделью Шиллера–Науманна

$$\mathbf{F}_{i,drag} = \frac{3}{4} \alpha_i C_D \frac{\rho_g}{d_{i0}} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) |\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j|.$$



**Рис. 1.** Сравнение экспериментальных фотографий [1] (*a*, *c*) и расчетных распределений интенсивности и векторного поля направления скоростей (*b*, *d*) для струи жидкого азота при  $t = 120$  мс.  $R_{p2} = 7.0$  (*a*, *b*) и  $R_{p3} = 52.3$  (*c*, *d*).

**Таблица 1.** Начальные данные моделируемых экспериментов

Номер эксперимента	Противодавление $p_c$ , $10^5$ Па	Степень перегрева $R_p$
1	0.56	3.2
2	0.256	7.0
3	0.036	52.3

В уравнениях (1)–(3) использовались следующие обозначения:  $\rho_i$  — плотность,  $T_i$  — температура,  $\alpha_i$  — объемное содержание,  $\mathbf{v}_i$  — скорость,  $J_{ij}$  — скорость массообмена между  $i$ -й и  $j$ -й фазами,  $p$  — давление,

$\tau_i = \mu_i(\nabla \mathbf{v}_i + \nabla \mathbf{v}_i^T) - \frac{2}{3}(\mu_i \operatorname{div} \mathbf{v}_i)\mathbf{I}$  — тензор вязких напряжений,  $\mathbf{I}$  — единичный тензор,  $\mu_i$  — динамическая вязкость,  $E_i = e_i + K_i$  — полная энергия в виде суммы внутренней и кинетической энергий,  $\gamma_{i,eff}$  — эффективная температуропроводность,  $h_i$  — энтальпия,  $\mathbf{v} = \alpha_l \mathbf{v}_l + \alpha_g \mathbf{v}_g$  — скорость парожидкостной смеси,  $K_{ht} = \frac{\kappa_g}{d_{l0}} \operatorname{Nu}$  — коэффициент теплообмена,  $\kappa_g$  — теплопроводность газа,  $\operatorname{Nu}$  — число Нуссельта,  $l_s$  — теплота парообразования/конденсации,  $d_{l0}$  — диаметр каплей. Нижние индексы  $i, j$  ( $i \neq j$ ) соответствуют жидкой ( $l$ ) или газовой ( $g$ ) фазе.

Термодинамические свойства газовой фазы азота описываются уравнением состояния Пенга–Робинсона [6].

Таблица 2. Геометрические размеры расчетной установки

Размер	Камера высокого давления	Промежуточный трубопровод	Коническое сопло	Вакуумная камера
Длина $x$ , m	0.136	0.12	0.03	0.225
Радиус $y$ , m	0.034	$7 \cdot 10^{-3}$	$0.5 \cdot 10^{-3}$	0.15

Свойства жидкого азота описываются по аналогии с [3,7,8] линейным по температуре и плотности уравнением состояния.

Скорость испарения  $J_{lg}$  в соответствии с [9] предполагается зависящей от числа  $n$  и радиуса  $a$  пузырьков, температуры насыщения  $T_s(p)$ , теплоты парообразования  $l_s(T)$ , коэффициента теплопроводности  $\lambda_l$  и числа Нуссельта  $Nu$ :

$$J_{lg} = 2\pi a n Nu \lambda_l (T - T_s(p)) / l_s(T). \quad (4)$$

Фазовый переход жидкость–пар происходит в условиях неравновесного перегретого состояния, когда температура среды превышает температуру насыщения [3,9]:  $T > T_s(p) + \Delta T_s$ , где  $\Delta T_s$  — степень перегрева по температуре.

Компьютерная реализация предложенной модели парожидкостной смеси, определяемой уравнениями (1)–(4), проводилась в пакете вычислительной гидродинамики [10] с применением разработанного авторами решателя. На внутренних границах расчетной области применяются условия нулевых нормальных составляющих скоростей фаз ( $v_{in} = 0$ ) в соответствии с режимом скольжения потока.

Результаты численного моделирования и соответствующие им экспериментальные данные [1] представлены на рис. 1, 2.

На рис. 1, *a, c* представлены экспериментальные фотографии распыления струи жидкого азота в момент времени  $t = 120$  ms для начальных температуры и давления впрыска  $T_{inj} = 82.5$  K,  $p_{inj} = 4 \cdot 10^5$  Pa для степеней перегрева  $R_{p2} = 7.0$  (*a*) и  $R_{p3} = 52.3$  (*c*). На рис. 1, *b, d* приведены расчетные распределения скоростей в виде цветового спектра и поля векторов скоростей (цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи), определяющих направления потока, полученные в условиях, аналогичных эксперименту [1] (см. рис. 1, *a* и *c* соответственно).

На рис. 1, *b, d* можно видеть сформированные на момент времени 120 ms вихревые зоны. При степени перегрева  $R_{p2} = 7.0$  (рис. 1, *a*) формируется множество тороидальных вихрей около оси симметрии и вдоль тыльной границы вакуумной камеры. В рассматриваемый момент времени показано отражение струи от тыльной границы вплоть до достижения боковой границы камеры. Скорость струи на осевом участке составляет  $\sim 22$  m/s. При достижении боковой границы ее скорость снижается до  $\sim 5$  m/s. Струя достигает тыльной поверхности вакуумной камеры при  $t = 50$  ms, а боковой

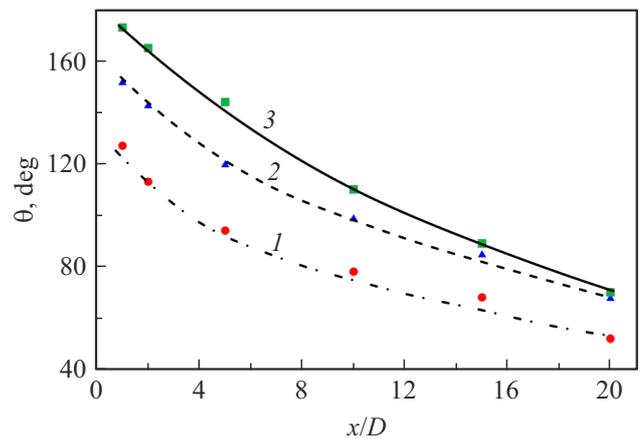


Рис. 2. Зависимость угла распыления  $\theta$  от расстояния  $x/D$  для степеней перегрева  $R_{p1}$  (1),  $R_{p2}$  (2) и  $R_{p3}$  (3). Символы — экспериментальные данные [1], линии — расчет.

границы — в момент времени  $t = 120$  ms. В этом случае струйный поток локализуется вдоль оси симметрии и на тыльной поверхности (рис. 1, *b*).

Полученные численные результаты при высокой степени перегрева  $R_{p3} = 52.3$  (рис. 1, *d*) показали принципиальное изменение характера формирования струйного течения по сравнению с режимом истечения при  $R_{p2} = 7.0$ . Струя достигает тыльной поверхности вакуумной камеры в момент времени  $t = 25$  ms, а боковой границы — в момент времени  $t = 60$  ms. В этом случае скорость потока на осевом участке составляет  $\sim 30$  m/s, при достижении боковой границы  $\sim 10$  m/s и на лицевой границе  $\sim 5$  m/s.

В расчетах при  $R_{p3} = 52.3$  наблюдается формирование одного большого тороидального вихря, охватывающего практически всю вакуумную камеру. Направление поля скоростей формирующегося парокпельного потока показано на рис. 1, *d*. Здесь особо важно отметить принципиальное отличие процесса формирования максимального угла распыления по сравнению с вариантом для  $R_{p2} = 7.0$  (рис. 1, *b*). При  $R_{p3} = 52.3$  угол распыления формируется за счет течения струйного потока вдоль оси симметрии, далее по тыльной и боковой границам, затем вдоль лицевой границы и далее по направлению основной струи, вытекающей из сопла. На момент времени 120 ms максимальный угол распыления струи формируется возвратным течением струйного по-

тока, который иллюстрируется на рис. 1,  $d$  приведенным векторным полем направления скоростей.

На рис. 2 показано сравнение экспериментальных точек и расчетных зависимостей угла распыления в сечениях, удаленных от сопла на расстояния  $x/D$ , при степенях перегрева  $R_{p1} = 3.2$ ,  $R_{p2} = 7.0$ ,  $R_{p3} = 52.3$ . Углы распыления  $\theta$  в экспериментах [1] получены с помощью алгоритма постобработки теневых изображений сформированной струи в момент времени  $t = 120$  ms.

Таким образом, приведенные в настоящей работе исследования зависимостей угла распыления струи жидкого азота от степени перегрева, полученные с помощью численной реализации модели (1)–(4), показали, что наибольший угол распыления имеет место в ближней зоне сопла ( $x/D = 1$ ). Повышение степени перегрева приводит к увеличению угла раскрытия струи. По мере удаления от сопла угол распыления уменьшается, что согласуется с экспериментальными данными [1].

В результате расчетов были выявлены особенности формирования направлений скоростей парокапельного потока при степени перегрева  $R_{p3} = 52.3$ , обусловленные возникновением возвратных течений, образующих угол распыления струи  $\theta_{R_{p3}}^{calc} \approx 180^\circ$ , фиксируемый в экспериментах [1] (рис. 1, с и 2).

## Финансирование работы

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 23-29-00309 (<https://rscf.ru/project/23-29-00309/>).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] A. Rees, H. Salzmann, J. Sender, M. Oschwald, in *8th Eur. Conf. for aeronautics and space sciences (EUCASS)* (Madrid, Spain, 2019). DOI: 10.13009/EUCASS2019-418
- [2] R.Kh. Bolotnova, V.A. Korobchinskaya, E.F. Gainullina, *Lobachevskii J. Math.*, **44** (5), 1579 (2023). DOI: 10.1134/S1995080223050104
- [3] Р.Х. Болотнова, В.А. Коробчинская, Э.Ф. Гайнуллина, *Письма в ЖТФ*, **49** (24), 46 (2023). DOI: 10.61011/PJTF.2023.24.56872.107A [R.Kh. Bolotnova, V.A. Korobchinskaya, E.F. Gainullina, *Tech. Phys. Lett.*, **49** (12), 108 (2023). DOI: 10.61011/TPL.2023.12.57601.107A].
- [4] Р.И. Нигматулин, *Динамика многофазных сред* (Наука, М., 1987), ч. 1. [R.I. Nigmatulin, *Dynamics of multiphase media* (Hemisphere, N.Y., 1990).].
- [5] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Гидродинамика* (Наука, М., 1986), ч. 6. [L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *Course of theoretical physics. Fluid mechanics* (Pergamon, N.Y., 1987).].
- [6] D.Y. Peng, D.B. Robinson, *Ind. Eng. Chem. Fundamen.*, **15** (1), 59 (1976). DOI: 10.1021/i160057a011
- [7] Р.И. Нигматулин, Р.Х. Болотнова, *ТВТ*, **49** (2), 310 (2011). [R.I. Nigmatulin, R.Kh. Bolotnova, *High Temp.*, **49** (2), 303 (2011). DOI: 10.1134/S0018151X11020106].
- [8] В.В. Сычев, А.А. Вассерман, А.Д. Козлов, Г.А. Спиридонов, В.А. Цымарный, *Термодинамические свойства азота* (Изд-во стандартов, М., 1977).
- [9] Р.Х. Болотнова, В.А. Бузина, М.Н. Галимзянов, В.Ш. Шагапов, *Теплофизика и аэромеханика*, **19** (6), 719 (2012).
- [10] *OpenFOAM. The open source computational fluid dynamics (CFD) toolbox* [Электронный ресурс]. <http://www.openfoam.com>