

Моделирование процесса истечения жидкого азота через коническое сопло в вакуумную камеру

© Р.Х. Болотнова¹, В.А. Коробчинская^{1,2}, Э.Ф. Гайнуллина^{1,2}

¹ Институт механики им. Р.Р. Мавлютова Уфимского федерального исследовательского центра РАН, Уфа, Россия

² Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия

E-mail: buzina_lera@mail.ru

Поступило в Редакцию 12 мая 2023 г.

В окончательной редакции 13 октября 2023 г.

Принято к публикации 30 октября 2023 г.

На основе пространственной осесимметричной двухфазной модели парожидкостной смеси в двухтемпературном, однодавленческом, односкоростном приближениях, учитывающей неравновесные процессы испарения и конденсации, исследована эволюция вскипания струи жидкого азота в области криогенных температур при различных начальных степенях перегрева. Достоверность разработанного численного метода оценена путем сопоставления с экспериментальными данными. Проанализировано влияние степени перегрева на угол распыления струи, образование и развитие вихревых зон в процессе перехода из пузырькового режима истечения в парокпельный с оценкой уровня монодисперсности парокпельного потока.

Ключевые слова: жидкий азот, коническое сопло, вскипающая струя, криогенные температуры.

DOI: 10.61011/PJTF.2023.24.56872.107A

Изучение процессов формирования расширяющихся струй криогенных жидкостей при распылении из тонкого сопла в сосуд низкого давления имеет важную научно-практическую значимость в связи с разработкой и созданием устройств, инициирующих процессы формирования режимов распыления жидкостей применительно к различным технологическим процессам современной энергетики, в частности ракетной техники.

Результаты экспериментальных исследований струйных течений, использующих в качестве рабочей жидкости азот, представлены в работе [1], где проанализировано влияние увеличения степени перегрева на эволюцию распыления струи вскипающего жидкого азота в условиях криогенных температур. Были измерены распределения скорости и диаметра капель сильно перегретых вскипающих брызг жидкого азота с постоянными условиями впрыска. В [2,3] представлены результаты численного исследования явлений критического истечения вскипающих пароводяных струй.

В настоящей работе продолжают исследования на базе [2,3], начатые в [4], в которых изучается эволюция формирующейся вскипающей струи криогенного жидкого азота при внезапной разгерметизации камеры высокого давления в вакуумную атмосферу в условиях, близких к экспериментам [1], при различных начальных степенях перегрева $R_p = p_s(T_{inj})/p_c$ (p_s — давление насыщения для температуры T_{inj} , p_c — противодавление).

В рассматриваемых экспериментах [1] в начальный момент времени в цилиндрическом сосуде высокого давления длиной $x_h = 136$ mm и радиусом $y_h = 34$ mm, что соответствует объему $V_h \approx 0.51$, находился жидкий азот при давлении $p_{inj} = 4$ bar и температуре $T_{inj} = 82.5$ K. В результате разрыва диафрагмы инициируется процесс взрывного истечения вскипающего азота

через коническое сопло инжектора длиной $x_s = 30$ mm с диаметром на выходе $D_{inj} = 1$ mm ($y_s = 0.5$ mm). Цилиндрическая камера, в которой формируется струя, имеет длину $x_v = 225$ mm и радиус $y_v = 150$ mm, и ее начальные состояния в зависимости от проводимого эксперимента определяются степенями перегрева $R_{p1} = 3.2$ ($p_{c1} = 0.56$ bar) и $R_{p2} = 7$ ($p_{c2} = 0.256$ bar).

Для решения поставленной задачи разработана двухфазная модель парожидкостной смеси в двухтемпературном, однодавленческом, односкоростном приближениях с учетом межфазного конвективного теплообмена и неравновесных массообменных процессов испарения и конденсации [5]. Система модельных уравнений сохранения массы, импульса и энергии фаз, используемая при численной реализации, приведена в трехмерной декартовой системе координат:

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

$$\frac{\partial(\alpha_i \rho_i \mathbf{v})}{\partial t} + \text{div}(\alpha_i \rho_i \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\alpha_i \nabla p + \text{div}(\alpha_i \tau_i) + J_{ij} \mathbf{v},$$

$$\frac{\partial(\alpha_i \rho_i E_i)}{\partial t} + \text{div}(\alpha_i \rho_i E_i \mathbf{v}) = -p \frac{\partial \alpha_i}{\partial t} - \text{div}(\alpha_i \mathbf{v} p)$$

$$+ \text{div}(\alpha_i \gamma_{i,eff} \nabla h_i) + K_{tr}(T_j - T_i) + l_s J_{ij}.$$

В приведенных выше уравнениях использовались следующие обозначения: ρ_i — плотность, T_i — температура, α_i — объемное содержание, \mathbf{v} — вектор массовой скорости, J_{ij} — скорость массообмена между i -й и j -й фазами, p — давление, $\tau_i = \mu_i(\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) - \frac{2}{3}(\mu_i \text{div} \mathbf{v})\mathbf{I}$ — тензор вязких напряжений, μ_i — динамическая вязкость, $E_i = e_i + K_i$ — полная, внутренняя и кинетическая энергии, $\gamma_{i,eff}$ —

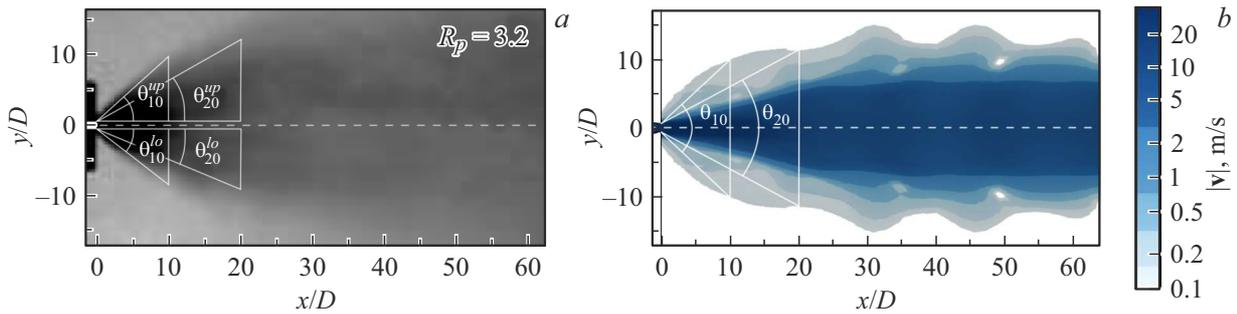


Рис. 1. Сравнение экспериментальной фотографии (а) и расчетного распределения поля модуля скоростей (b) с приведенными схемами определения угла распыления [1] для струи жидкого азота при $t = 120 \text{ ms}$, $R_{p1} = 3.2$, $T_{inj} = 82.5 \text{ K}$, $p_{inj} = 4 \text{ bar}$.

эффективная температуропроводность, h_i — энтальпия, K_{ht} — коэффициент теплообмена, l_s — теплота парообразования/конденсации. Нижние индексы $i, j = 1, 2$ соответствуют жидкой (l) и газовой (g) фазам ($i \neq j$).

Термодинамические свойства газовой фазы азота описываются уравнением состояния Пенга–Робинсона [6]. Свойства жидкого азота по аналогии с [7] определяются линейным по температуре и плотности уравнением состояния: $\rho = p/(\Gamma C_{v1}T) + \rho_0$, где Γ — коэффициент Грюнайзена, который находится с учетом скорости звука $C_l = 780.3 \text{ m/s}$ при давлении $p_s = 1.7 \text{ bar}$ и температуре $T_s = 82.5 \text{ K}$, а плотность ρ_0 соответствует состоянию при температуре $T = 0 \text{ K}$ [8,9]. Экспериментальные данные для азота [9] при давлении насыщения $p_s(T)$ и теплоте парообразования $l_s(T)$ аппроксимированы в виде зависимостей

$$p_s(T) = p_* \exp\left(-\frac{T_*}{T}\right),$$

$$l_s(T) = l_* \left(\left(\frac{T_{cr}}{T} - 1 \right)^\varphi - \exp\left(-\frac{T - T_1}{T_2}\right) \right).$$

где $p_* = 7400 \text{ bar}$, $T_* = 683 \text{ K}$, $l_* = 2.52 \cdot 10^5 \text{ J/kg}$, $T_{cr} = 126 \text{ K}$, $\varphi = 0.31$, $T_1 = 26.5 \text{ K}$, $T_2 = 20 \text{ K}$.

Скорость испарения определялась по кинетике [7] в зависимости от числа n и радиуса a пузырьков, температуры насыщения $T_s(p)$, теплоты парообразования $l_s(T)$, коэффициента теплопроводности λ_l и числа Нуссельта Nu : $J_{lg} = 2\pi a n \text{Nu} \lambda_l (T - T_s(p)) / l_s(T)$.

В модели предполагается, что фазовый переход жидкость–пар происходит в условиях неравновесного перегретого состояния, как и в [7], когда температура среды превышает температуру насыщения: $T > T_s(p) + \Delta T_s$, где ΔT_s — степень перегрева по температуре. Начальный радиус пузырьков в жидком азоте задается исходя из характерных размеров центров зарождения кавитации [7]: $a = 0.1 \cdot 10^{-6} \text{ m}$. На начальной стадии неравновесного режима парообразования α_g растёт за счет зарождения новых пузырьков на посторонних примесных частицах при ограниченном росте их радиуса. Количество пузырьков при $\alpha_g \leq 0.25$ определяется согласно [4]: $n = 3\alpha_g / (4\pi a^3)$, $a = 6.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$.

С развитием процесса парообразования при $\alpha_g > 0.25$ кипение происходит при постоянном числе пузырьков за счет роста их радиуса: $\alpha_g > 0.25$, $a = (3\alpha_g / (4\pi n))^{1/3}$, $n = 4 \cdot 10^{13}$ (в 1 m^3) [4]. Завершающая стадия кипения характеризуется неограниченным ростом a с формированием парокapельной системы с диаметром капель $d = 28 \cdot 10^{-6} \text{ m}$, соответствующим экспериментальным данным [1].

Компьютерная реализация предложенной модели парожидкостной смеси проводилась с применением разработанного авторами решателя в среде OpenFOAM [8]. Для обеспечения точности численного решения варьировались способы разбиения сеточной области и временные шаги. В наилучшем использованном варианте вычислений применялась адаптивная сгущающаяся сетка, состоящая из 12 блоков с общим числом ячеек $\sim 60\,000$. Устойчивость решения на временном шаге в соответствии с условием Куранта была достигнута при $\Delta t = 1 \cdot 10^{-9} \text{ s}$. Аprobация предложенной вычислительной методики проведена в [3,4] путем сравнения численных решений с аналитическими зависимостями и экспериментальными данными.

Достоверность полученных результатов оценивалась путем сравнения с данными эксперимента [1] для угла распыления струи при степени перегрева $R_{p1} = 3.2$ в момент времени $t = 120 \text{ ms}$ после начала впрыска в зависимости от расстояния x/D до сопла (рис. 1, а). На рис. 1, а отмечены углы распыления на удалении $x/D = 10$ и 20 от сопла по схеме, предложенной в [1]. В рассматриваемом эксперименте [1] для указанных расстояний приведены значения углов распыления $\theta_{10}^{exp} = (\theta_{10}^{up} + \theta_{10}^{lo}) / 2 = 80^\circ$ и $\theta_{20}^{exp} = (\theta_{20}^{up} + \theta_{20}^{lo}) / 2 = 52^\circ$. На рис. 1, b показаны сформированные на момент времени $t = 120 \text{ ms}$ расчетные поля модуля скоростей $|v(x, y)|$ струйного потока и углы распыления, согласующиеся с экспериментом [1]: $\theta_{10}^{alc} \approx \theta_{10}^{exp} = 80^\circ$ и $\theta_{20}^{alc} \approx \theta_{20}^{exp} = 52^\circ$.

На рис. 2, а представлены расчетные поля модуля скоростей $|v(x, y)|$ с линиями тока, на вставке приведено поле распределения объемного содержания жидкой фазы $\alpha_l(x, y)$ для сформированной на момент времени $t = 120 \text{ ms}$ струи при начальных условиях впрыска

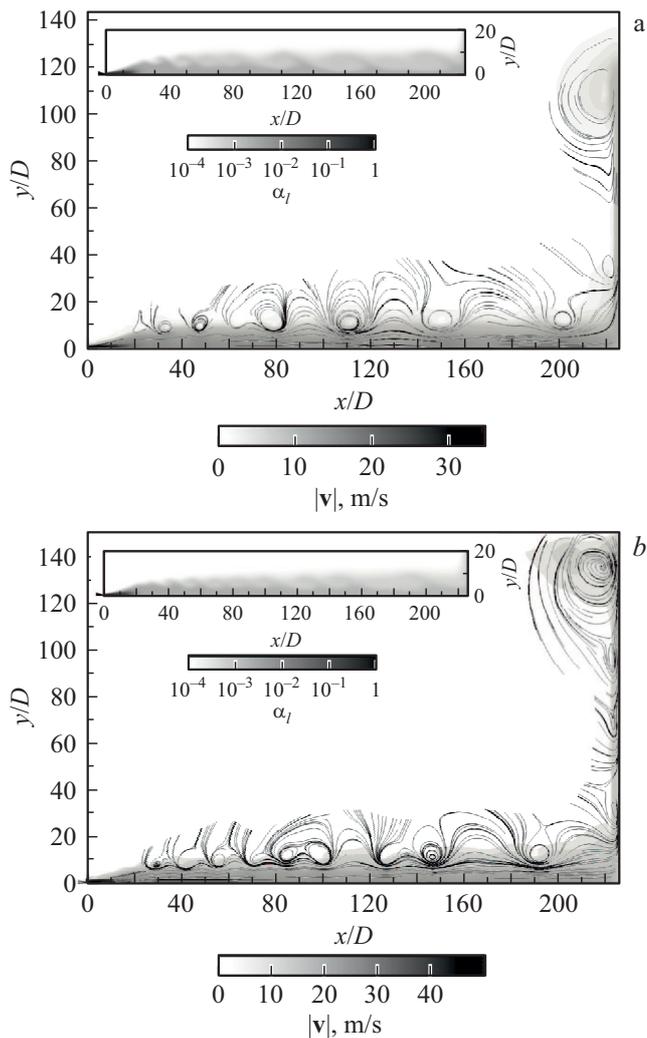


Рис. 2. Расчетные поля модуля скоростей $|v(x, y)|$ и линии тока вскипающей струи азота в момент времени $t = 120$ ms при различных степенях перегрева. *a* — $R_{p1} = 3.2$ ($p_{c1} = 0.56$ bar, $T_{inj} = 82.5$ K, $p_{inj} = 4$ bar); *b* — $R_{p2} = 7$ ($p_{c2} = 0.256$ bar, $T_{inj} = 82.5$ K, $p_{inj} = 4$ bar). На вставках — распределения объемного содержания жидкой фазы $\alpha_l(x, y)$.

ка $T_{inj} = 82.5$ K и $p_{inj} = 4$ bar для степени перегрева $R_{p1} = 3.2$ при $p_{c1} = 0.56$ bar. В области, ограниченной координатами $y/D \approx 2$ и $x/D < 50$, получены следующие расчетные среднеарифметические значения компонент массовых скоростей в струе: $v_x \approx 10$ m/s и $v_y \approx 0.5$ m/s. На рис. 2, *b* показаны расчетные распределения анализируемых характеристик струйного течения для тех же начальных условий впрыска, что и на рис. 2, *a*, но с большей степенью перегрева $R_{p2} = 7$ ($p_{c2} = 0.256$ bar). Соответствующие среднеарифметические величины составляющих скорости в указанной выше области имеют значения $v_x \approx 14$ m/s и $v_y \approx 0.8$ m/s. На оси струи при $y/D = 0$ и $x/D < 50$ расчетные скорости равны соответственно: $v_x \approx 30$ m/s в случае R_{p1} и $v_x \approx 45$ m/s в случае R_{p2} . Начиная с момента времени $t > 60$ ms для степени перегрева R_{p1} и при $t > 50$ ms для

R_{p2} формируется процесс отражения струи от тыльной поверхности цилиндрической камеры низкого давления, приводящий в дальнейшем к ее „скольжению“ по этой поверхности в направлении боковой границы. На момент $t = 120$ ms в обоих случаях струйный поток достигает боковой поверхности, а при более высокой степени перегрева (рис. 2, *b*) начинается процесс отражения от нее.

Вихревые зоны на рис. 2, *a, b*, показанные в виде линий тока, являются следствием развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца [10], что с течением времени приводит к турбулизации струйного течения. Увеличение начальной степени перегрева от $R_{p1} = 3.2$ до $R_{p2} = 7$ сопровождается ростом скорости основного струйного потока с 35 до 50 m/s, что приводит к усилению угловых скоростей вращения вихревых образований. Возрастание степени перегрева увеличивает угол распыления θ_{10}^{calc} от 80 до 102° и θ_{20}^{calc} от 52 до 76°.

Представленные на вставках к рис. 2, *a, b* расчетные поля объемного содержания жидкой фазы азота $\alpha_l(x, y)$ показали, что в ближней зоне на выходе из сопла формируется область пузырькового течения, где $0.3 \leq \alpha_l \leq 0.9$ при $0 < x/D < 6$ для $R_{p1} = 3.2$ и при $0 < x/D < 3$ для $R_{p2} = 7$. По мере удаления от устья струи переходит в парок капельный режим истечения $\alpha_g > 0.9$, и можно утверждать, что такой режим доминирует над пузырьковым. При анализе распределения полей температур фаз отмечено более заметное охлаждение жидкой фазы в парок капельном режиме: для $R_{p1} = 3.2$ $T_l \approx 78$ K, а для $R_{p2} = 7$ $T_l \approx 75$ K. Паровая фаза охлаждается интенсивнее по границе струи: при $R_{p1} = 3.2$ значения температуры $T_{gb} \approx 75$ K, а вдоль оси симметрии $T_{gs} \approx 80$ K. При $R_{p2} = 7$ $T_{gb} \approx 72$ K и $T_{gs} \approx 77$ K. При достижении струйного потока боковой поверхности по границе струи температурный режим сохраняется. Перепад температур фаз способствует поддержанию неравновесного режима испарения.

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. Oswald, 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.A. Faizullina, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **2103**, 012219 (2021). DOI: 10.1088/1742-6596/2103/1/012219

- [3] Р.Х. Болотнова, В.А. Коробчинская, Теплофизика и аэромеханика, **29** (3), 361 (2022). [R.Kh. Bolotnova, V.A. Korobchinskaya, Thermophys. Aeromech., **29** (3), 347 (2022). DOI: 10.1134/S0869864322030039].
- [4] R.Kh. Bolotnova, V.A. Korobchinskaya, E.F. Gainullina, Lobachevskii J. Math., **44** (5), 1579 (2023). DOI: 10.1134/S1995080223050104
- [5] Р.И. Нигматулин, *Динамика многофазных сред* (Наука, М., 1987), ч. 1. [R.I. Nigmatulin, *Dynamics of multiphase media* (Hemisphere, N.Y., 1990)].
- [6] D.Y. Peng, D.B. Robinson, Ind. Eng. Chem. Fundamen., **15** (1), 59 (1976). DOI: 10.1021/i160057a011
- [7] Р.Х. Болотнова, В.А. Бузина, М.Н. Галимзянов, В.Ш. Шагапов, Теплофизика и аэромеханика, **19** (6), 719 (2012).
- [8] *OpenFOAM. The Open source computational fluid dynamics (CFD) toolbox* [Электронный ресурс]. <http://www.openfoam.com>
- [9] В.В. Сычев, А.А. Вассерман, А.Д. Козлов, Г.А. Спиридонов, В.А. Цымарный, Термодинамические свойства азота (Изд-во стандартов, М., 1977).
- [10] R. Ishii, H. Fujimoto, N. Hatta, Y. Umeda, J. Fluid Mech, **392**, 129 (1999). DOI: 10.1017/S0022112099005303