

УДК 532.529.5

Моделирование динамики струи при истечении через тонкое сопло водного флюида, находящегося в сверхкритическом состоянии *

Р.Х. Болотнова¹, В.А. Коробчинская^{1,2}

¹Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УФИЦ РАН

²Башкирский государственный университет, Уфа

E-mail: bolotnova@anrb.ru

Исследована динамика формирования струи водного флюида сверхкритических параметров состояния, истекающей из сосуда высокого давления через тонкое сопло. Численное моделирование процесса истечения проведено с использованием системы уравнений газопарожидкостной смеси, включающей законы сохранения массы, импульса и энергии фаз в соответствии с однодавленческим, односкоростным и двухтемпературным приближениями с учетом контактного теплообмена и массообменных процессов испарения и конденсации в условиях равновесного состояния с применением модифицированного решателя reactingTwoPhaseEulerFoam открытого пакета OpenFOAM. Показан процесс формирования висячего скачка уплотнения в сверхзвуковой вскипающей струе с образованием диска Маха. Установлено, что процесс истечения сопровождается формированием вихревых зон вблизи оси симметрии, приводящих к возникновению периодических пульсаций давления и массовой скорости внутри струи, которые в дальнейшем приводят к образованию серии акустических волновых импульсов, предшествующих основному струйному течению.

Приведено обоснование достоверности рассматриваемого численного метода, реализованного с применением решателя пакета OpenFOAM, путем сравнения численного и аналитического решений задачи Л.И. Седова о точечном взрыве в двухфазной газокапельной смеси в случае плоской геометрии. Представлены результаты сравнительного анализа численного решения и экспериментальной фотографии сверхзвуковой струи азота при истечении через цилиндрическое сопло из резервуара высокого давления. Полученные с применением пакета OpenFOAM численные результаты имеют удовлетворительное согласование с аналитическим решением и экспериментом.

Ключевые слова: тонкое сопло, истечение вскипающего флюида, пакет OpenFOAM, математическое и численное моделирование.

Введение

Интерес к изучению процессов формирования струйных течений водяного пара связан с их широким применением в различных технологиях по распылению жидкостей, также он обусловлен задачами, возникающими при внезапной разгерметизации камер высокого давления критических параметров состояния. Анализ динамики таких струй

* Работа выполнена на средства государственного бюджета по госзаданию 0246–2019–0052.

необходим при решении проблем безопасности современного энергетического оборудования с целью предупреждения аварийных ситуаций. В работе [1] изучались процессы эволюции газовых струй, сопровождающиеся формированием дисков Маха и образованием вихревых колец. Авторами [2, 3] проводились эксперименты по исследованию истечения перегретой воды из камеры высокого давления через короткие цилиндрические сопла. В работе [4] были продолжены экспериментальные исследования [2] по вскипанию струи перегретой воды при ее истечении через короткий цилиндрический канал при наличии пассивного завихрителя, который оказывает воздействие на форму и структуру потока. В экспериментальных исследованиях [5] с помощью метода теневой фотографии изучался процесс распыления жидкого топлива высокоскоростной струей перегретого водяного пара, который используется при сжигании жидких углеводородов. Численное исследование нестационарного процесса истечения вскипающего теплоносителя при начальном сверхкритическом давлении, вызванного торцевым разрывом трубопровода, проводилось авторами [6, 7] на основе неравновесной гомогенной [6] и релаксационной [7] моделей, и было обнаружено формирование периодических вихреобразных структур. В работе [7] определялся угол распада струи в зависимости от различных режимных факторов и начальных условий. В работе [8] были представлены результаты численного моделирования и проведен сопоставительный анализ инъекции воздушной струи под большим давлением в замкнутый объем с жидкостями различной плотности при периодических пульсациях давления в газовом объеме, приводящих к его разрушению. Авторами [9] с привлечением численного моделирования и экспериментальных данных была апробирована математическая модель динамики нестационарной жидкой струи, описывающая впрыск топлива в дизеле, подаваемого под давлением в камеру сгорания.

Влияние начального состояния воды в камере высокого давления с учетом интенсивности зародышеобразования вскипающей воды на эволюцию формы пароводяной струи на начальной стадии истечения в условиях эксперимента [2] было проанализировано в работе [10] с использованием лагранжева подхода на основе модели вскипания, предложенной в [11]. Дальнейшие исследования рассматриваемого процесса проводились для последующих стадий формирования струи с использованием решателей библиотеки открытого пакета OpenFOAM для задачи по истечению водяного пара, изначально находящегося при высоком давлении в сверхкритическом состоянии [12]. Они выполнялись в однофазном приближении для условий истечения, когда возможно не учитывать процессы испарения и конденсации.

Цель настоящей работы заключается в развитии исследований, результаты которых изложены в работах [10–13], и направлена на изучение особенностей процесса истечения из тонкого сопла в окружающую среду водного флюида со сверхкритическими параметрами. Авторами более детально учтена пространственная динамика эволюции формирующейся парожидкостной струи, описываемой предложенной моделью гидродинамики двухфазной смеси, учитывающей тепло- и массообменные равновесные процессы испарения и конденсации с использованием модифицированного авторами решателя `reactingTwoPhaseEulerFoam` открытого пакета OpenFOAM.

1. Оценка достоверности метода численной реализации

Для обоснования достоверности используемого метода численного моделирования на платформе OpenFOAM было проведено сравнение численного решения, полученного с помощью решателя из пакета OpenFOAM, и автоматического решения задачи Л.И. Седова о точечном взрыве плоской конфигурации в газочапельной среде [14]. Ниже приведено

используемое для сравнительного анализа аналитическое решение задачи Седова для эйлеровой координаты x , скорости v и давления p [14]:

$$\frac{x}{r_2} = \left[\frac{3}{4}(\gamma+1)V \right]^{-2/3} \left[\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left(\frac{3}{2}\gamma V - 1 \right) \right]^{\frac{\gamma-1}{2\gamma-1}} \left[3 \left(1 - \frac{\gamma+1}{2}V \right) \right]^{\frac{5\gamma-4}{3(1-2\gamma)}},$$

$$r_2 = \left(\frac{E}{\rho'_0} \right)^{1/3} t^{2/3}, \quad \frac{v}{v_2} = \frac{3}{4}(\gamma+1)V \frac{x}{r_2}, \quad v_2 = \frac{4}{3(\gamma+1)} \left(\frac{E}{\rho_1} \right)^{1/3} \frac{1}{t^{1/3}}, \quad (1)$$

$$\frac{p'}{p_2} = \left[\frac{3}{4}(\gamma+1)V \right]^{\frac{2}{3}} \left[\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left(1 - \frac{3}{2}V \right) \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-2}} \left[3 \left(1 - \frac{\gamma+1}{2}V \right) \right]^{\frac{5\gamma-4}{3(2-\gamma)}}, \quad p_2 = \frac{8E}{9r_2(\gamma+1)},$$

где интервал изменения безразмерной переменной V определен неравенством

$$\frac{2}{3\gamma} \leq V \leq \frac{4}{3(\gamma+1)}, \quad \text{где } \gamma = \frac{c_{p_g} + kc}{c_{V_g} + kc} \text{ — показатель адиабаты газочапельной смеси, зави-}$$

сющийся от удельных теплоемкостей газа c_{p_g} , c_{V_g} и теплоемкости жидких частиц c . В работе [14] предполагалось, что наличие жидких частиц в газе увеличивает инерцию среды, которая остается однородной по плотности: $\rho' = \rho_g(1+k)$, где ρ_g — плотность газа, а k — положительная константа.

При аналитическом решении задачи о точечном взрыве в газочапельной смеси (1) были использованы следующие начальные условия: энергия взрыва $E = 10$ Дж, $\rho'_0 = \rho_{g0}(1+k)$, где $k = 100$, $\rho_{g0} = 0,01251$ кг/м³, показатель адиабаты смеси $\gamma = 1,1$, $p_0 = 0$ Па, $T_0 = 0$ К.

Численное моделирование задачи о точечном взрыве в газочапельной среде с использованием пакета OpenFOAM [15] проводилось для начальных и граничных условий, близких к выбранным при автомодельном решении рассматриваемой тестовой задачи. Ниже приведена система уравнений сохранения массы, импульса и энергии для двухфазной смеси в односкоростном однотемпературном приближении с равным давлением фаз [15]:

$$\frac{\partial(\alpha_i \rho_i)}{\partial t} + \text{div}(\alpha_i \rho_i \vec{v}) = 0,$$

$$\frac{\partial(\alpha_i \rho_i \vec{v})}{\partial t} + \text{div}(\alpha_i \rho_i \vec{v} \vec{v}) = -\alpha_i \nabla p + \text{div}(\alpha_i \boldsymbol{\tau}_i), \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\alpha_i \rho_i (e_i + K_i))}{\partial t} + \text{div}(\alpha_i \rho_i (e_i + K_i) \vec{v}) = -p \frac{\partial \alpha_i}{\partial t} - \text{div}(\alpha_i \vec{v} p),$$

где $\boldsymbol{\tau}_i = \mu_i (\nabla \vec{v} + \vec{v}^T) - \frac{2}{3} (\mu_i \text{div} \vec{v}) \mathbf{I}$ — тензор вязких напряжений, μ_i — динамическая вязкость, \mathbf{I} — единичный тензор, ρ_i — плотность, α_i — объемное содержание, e_i , K_i — внутренняя и кинетическая энергии, нижний индекс $i = 1, g$ соответствует жидкой и газовой фазам, \vec{v} — вектор массовой скорости, p — давление.

Начальное объемное газосодержание азота $\alpha_{g0} = 0,99$ соответствовало начальной плотности смеси, принятой в аналитическом автомодельном решении: $\rho'_0 = \rho_{g0} \alpha_{g0} + \rho_{l0}(1 - \alpha_{g0})$, $\rho_{g0} = 0,01251$ кг/м³, $\rho_{l0} = 1000$ кг/м³. Теплофизические параметры газо-

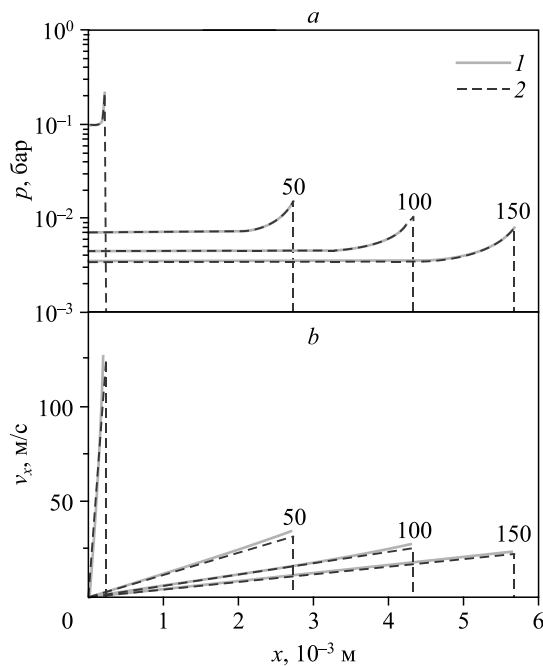


Рис. 1. Распределения давления $p(x)$ (a) и массовой скорости $v_x(x)$ (b) в моменты времени 50, 100 и 150 мкс. 1 — аналитическое решение [14], 2 — численное решение с применением решателя пакета OpenFOAM.

капельной смеси выбирались таким образом, чтобы показатель адиабаты также соответствовал используемому в аналитическом решении [14] $\gamma = 1,1$. При формировании начальных и граничных условий использовались утилиты `setFieldsDict` и `blockMeshDict` из выбранного решателя из OpenFOAM. На левой границе расчетной области задавались временные зависимости давления $p(t)$, температуры $T(t)$, скорости $\vec{v}(t)$ и объемного газосодержания $\alpha_g(t)$ в виде табличной функции для нестационарного типа граничного условия `uniformFixedValue`, задаваемой в нулевом файле данных созданной файловой структуры решателя в соответствии с аналитическими решениями, полученными для координаты, удаленной от точки взрыва на расстояние $x = 0,2$ мм. На рис. 1 представлены профили давления $p(x)$ и массовой скорости $v_x(x)$ в указанные моменты времени (в мкс), полученные в случае автомодельного решения [14] (1), и численные результаты аналогичной задачи с применением пакета OpenFOAM (2), по которым можно оценить их удовлетворительное согласование.

В дополнение к сравнению аналитического и численного с использованием пакета OpenFOAM решений был проведен сопоставительный анализ данных численного расчета на той же платформе с результатами эксперимента [16]. В выбранном эксперименте изучался процесс формирования сверхзвуковой струи азота при истечении через цилиндрическое сопло диаметром $d = 10$ мм из резервуара высокого давления при начальном давлении $p_{0r} = 4$ МПа и температуре $T_{0r} = 300$ К в окружающую атмосферу с $p_b = 0,1$ МПа, $T_b = 300$ К. На рис. 2a приведена фотография струи азота в момент времени $t = 0,2$ мс от начала процесса истечения [16].

Численная реализация моделируемого эксперимента проводилась с использованием системы уравнений газовой динамики для сжимаемой среды, включающей уравнения сохранения массы, импульса и энергии [15] с введенными в (2) обозначениями в однофазном приближении:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0, \quad \frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \text{div} \tau,$$

$$\frac{\partial(\rho(e+K))}{\partial t} + \text{div}(\rho(e+K) \vec{v}) = -\text{div}(\vec{v} p).$$

На рис. 2b приведены результаты численных расчетов в виде магнитуды скоростей $|\vec{v}(x,y)|$, полученные для задачи о струйном истечении азота в момент времени 0,2 мс, соответствующие условиям эксперимента, показанного на рис. 2a.

Рис. 2. Распределение полей скоростей при струйном истечении газа азота в момент времени 0,2 мс при начальном перепаде давлений $p_{0r}/p_b = 40/1$ [16].

a — экспериментальная фотография [16];
b — результаты расчетов, полученных с использованием пакета OpenFOAM.

Анализ экспериментальной фотографии и соответствующего ей расчетного распределения поля скоростей (рис. 2) показал согласованность результатов эксперимента с полученным решением для сформированной сверхзвуковой осесимметричной струи газа со степенью нерасчетности $n = p_a/p_b > 2$, где p_a — давление на срезе сопла, p_b — давление окружающей среды. Видно, что в обоих случаях струя приобретает бочкообразную форму с образованием нормального скачка уплотнения (диска Маха) и висячего скачка уплотнения, формирующегося по границе «бочки».

Расстояние от выхода сопла до диска Маха на оси струи оценивалось по формуле [17]:

$$x_M = 0,67d \left(\frac{p_a}{p_b} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Величина $x_M = 33,58$ мм (3) была найдена, исходя из значений $p_a = 2,5$ МПа, $p_b = 0,1$ МПа, полученных в расчетах моделируемого эксперимента. Численное решение показало совпадение характерного расчетного расстояния $x_c = 33,6$ мм с оценкой (3). На экспериментальной фотографии расстояние от выхода сопла до диска Маха $x_c = 33,2$ мм имеет относительную погрешность $\delta_x = (|x_c - x_M|/x_M) \cdot 100\% \approx 1\%$ в сравнении с x_M и численным решением с применением пакета OpenFOAM ($x_c = 33,6$ мм). Для значений диаметра диска Маха d и высоты бочки h получены следующие оценки экспериментальных и расчетных величин: $d_e = 15,5$ мм, $d_c = 15$ мм, $h_c = h_e \sim 20$ мм, $\delta_d = (|d_e - d_c|/d_e) \cdot 100\% < 5\%$.

Проведенный анализ показал удовлетворительное согласование экспериментальных данных [16] и численных решений, полученных с применением пакета OpenFOAM.

2. Постановка основной задачи и модельные уравнения

В настоящем исследовании, являющемся продолжением работы [10], рассматривается эксперимент [2]. В моделируемом эксперименте предполагается, что в начальный момент времени в цилиндрическом сосуде высокого давления длины $x_h = 10$ мм и радиуса $y_h = 10$ мм находится водный флюид в сверхкритическом состоянии при давлении $p_0 = 22,73$ МПа и температуре $T_0 = 650$ К [2]. После отпирания заслонки, расположенной на торце узкого цилиндрического сопла длиной $x_s = 0,5$ мм и радиусом $y_s = 0,25$ мм [2],

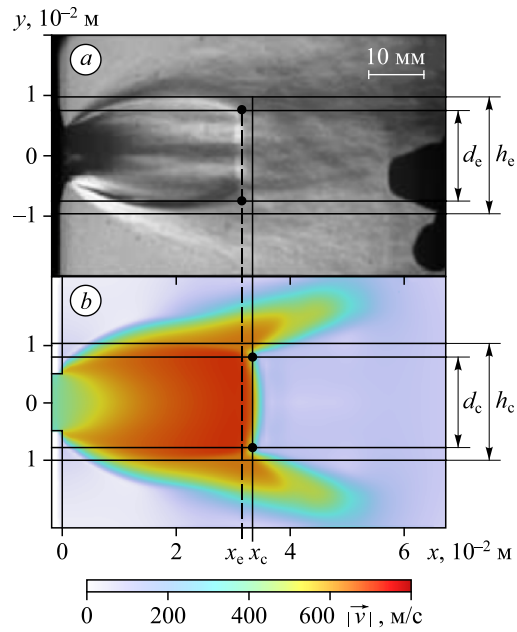




Рис. 3. Фотография струи вскипающей воды в процессе истечения для начальных условий сверхкритического состояния при $T_0 = 650$ К [2].

происходит разгерметизация, сопровождающаяся распадом разрыва, в результате которого в камеру высокого давления распространяется волна разгрузки, а в невозмущенную окружающую воздушную среду ($p = 0,1$ МПа, $T = 300$ К) — ударная волна, инициирующая процесс истечения перегретого водного флюида. На рис. 3 представлена фотография струи вскипающей воды в режиме гомогенного зародышеобразования для начальных условий сверхкритического состояния $T_0 = 650$ К [2],

форма которой близка к параболической.

При моделировании изучаемого процесса использовались уравнения динамики газожидкостной смеси [18, 19], включающие законы сохранения массы, импульса и энергии каждой фазы в соответствии с однодавленческим, односкоростным и двухтемпературным приближениями с учетом контактного теплообмена и массообменных процессов испарения и конденсации, происходящих в равновесном режиме. Ниже приведена система модельных уравнений, используемая при численной реализации в трехмерной декартовой системе координат:

— уравнения неразрывности фаз:

$$\frac{\partial(\alpha_i \rho_i)}{\partial t} + \text{div}(\alpha_i \rho_i \vec{v}) = \Gamma_i; \quad (4)$$

— уравнения сохранения импульса фаз:

$$\frac{\partial(\alpha_i \rho_i \vec{v})}{\partial t} + \text{div}(\alpha_i \rho_i \vec{v} \vec{v}) = -\alpha_i \nabla p + \text{div}(\alpha_i \tau_i) + \Gamma_i \vec{v}; \quad (5)$$

— уравнения сохранения энергии фаз:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\alpha_i \rho_i (e_i + K_i))}{\partial t} + \text{div}(\alpha_i \rho_i (e_i + K_i) \vec{v}) = & -p \frac{\partial \alpha_i}{\partial t} - \text{div}(\alpha_i \vec{v} p) + \\ & + \text{div}(\alpha_i \gamma_{i,\text{eff}} \nabla h_i) + K_{\text{ht}}(T_j - T_i) + L_i \Gamma_i, \quad \gamma_{i,\text{eff}} = \frac{c_{p_i}}{c_{V_i}} \gamma_i. \end{aligned} \quad (6)$$

Скорость массообмена $\Gamma_i = dm_i/dt$ определялась интенсивностью процесса испарения (конденсации) в равновесном состоянии насыщения, описываемым уравнением Антуана [15].

В уравнениях (4)–(6) использовались следующие обозначения: c_{p_i} , c_{V_i} — удельные теплоемкости при постоянном давлении и объеме, γ_i — температуропроводность, $\gamma_{i,\text{eff}}$ — эффективная температуропроводность, h_i — энтальпия, T_i — температура, L_i — скрытая теплота парообразования/конденсации, K_{ht} — коэффициент теплообмена. Термодинамические свойства воды и водяного пара описывались совершенными уравнениями состояния.

3. Анализ численных результатов

Компьютерная реализация предложенной модели газопарожидкостной смеси проводилась с использованием модифицированного авторами решателя `reactingTwoPhaseEulerFoam` в среде пакета `OpenFOAM`, построенного на основе вычислительного алгоритма `PIMPLE`, который значительно ускоряет вычисления и позволяет достичь хорошей скорости сходимости решений. Интегрирование дифференциальных уравнений в частных производных по каждому контрольному объему обеспечивает консервативность численной схемы. Численное решение сформулированной в разделе 2 задачи выполнено в осесимметричной постановке. Для достижения точности расчетов использовалась адаптивная сгущающаяся сетка в области тонкого сопла. На внутренних границах расчетной области принималось условие скольжения.

Достоверность полученных результатов обоснована приведенным в разделе 1 сравнительным анализом применяемого численного метода и аналитического решения о точечном взрыве в газокапельной смеси.

Результаты численного моделирования выбранного режима истечения представлены на рис. 4 – 6 в моменты времени $t = 0,1$ и $0,2$ мс в виде динамики полей давлений $p(x, y)$, температур $T(x, y)$, массовых долей водосодержания $m_1(x, y)$, модуля скоростей $|\vec{v}(x, y)|$ и линий тока. На дополнительных фрагментах рис. 4а и 5а приведены временные зависимости давления $p(t)$ и составляющей скорости $v_x(t)$, контролируемые на оси симметрии в точке $x^* = 0,025$ м. К моменту времени $t = 0,1$ мс (см. рис. 4 – 6), как и в эксперименте [2], фиксируется интенсивное расширение струи, которая приобретает форму, близкую к параболической, и достигаются сверхзвуковые скорости истечения порядка 1200 м/с. Основной поток газа вдоль боковой границы струи характеризуется также сверхзвуковым режимом истечения. На границах сверхзвукового течения наблюдается образование висячего и центрального (диска Маха) скачков уплотнения, являющихся пограничной зоной между областями сверхзвукового и дозвукового течений. Со временем ($t = 0,1, 0,2$ мс) взаимодействие высокоскоростного потока со слабо возмущенной газовой областью сопровождается искривлением линий тока и появлением вихревых зон, являющихся следствием развития неустойчивости

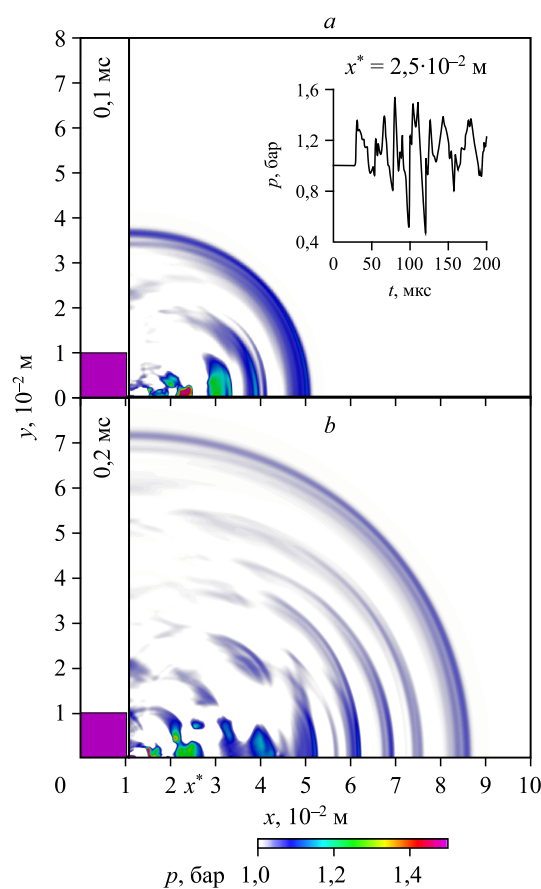


Рис. 4. Расчетные поля давления $p(x, y)$ при струйном истечении для моментов времени $0,1$ (а) и $0,2$ (б) мс.

В верхнем углу фрагмента а приведена расчетная зависимость от времени давления $p(t)$ на оси симметрии струи для точки $x^* = 0,025$ м.

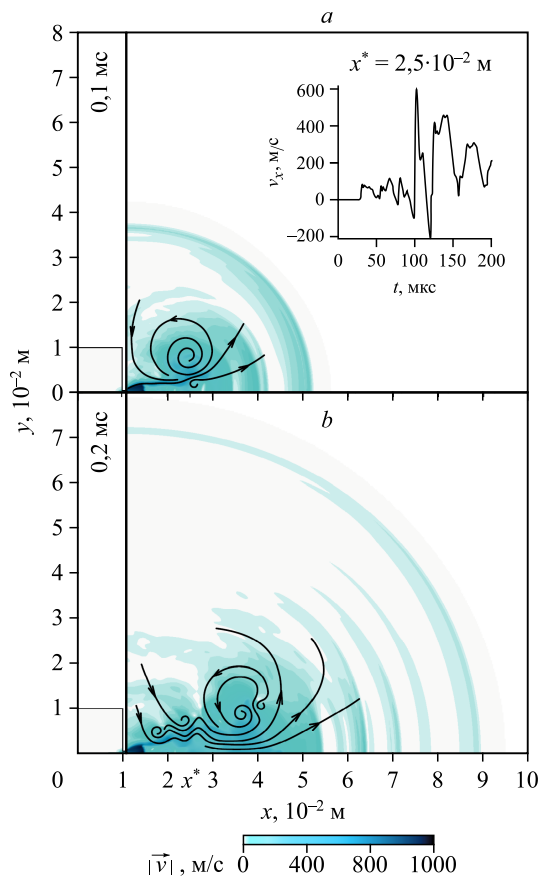


Рис. 5. Расчетные поля модуля скорости $|\vec{v}(x, y)|$ при струйном истечении для моментов времени 0,1 (а) и 0,2 (б) мс. В верхнем углу фрагмента а приведена расчетная зависимость от времени составляющей скорости $v_x(t)$ на оси симметрии струи для точки $x^* = 0,025$ м.

Кельвина–Гельмгольца. Процесс формирования серии тороидальных вихрей способствует закручиванию струи, ее расширению и в дальнейшем приводит к турбулизации потока (см. на рис. 5 динамику полей скоростей и линий тока в моменты времени $t = 0,1, 0,2$ мс).

Давление в струе снижается от изначально создаваемого в камере высокого давления $p_0 = 22,73$ МПа до значений ниже 0,15 МПа (рис. 4). С течением времени в ближней зоне оси симметрии формирующийся режим истечения образует локальные области пе-

риодически изменяющегося давления и массовой скорости потока в струе, показанные в виде пульсаций давления и массовой скорости на дополнительных фрагментах рис. 4а и 5а для точки $x^* = 0,025$ м, расположенной на оси симметрии струи. Полученные в расчетах пульсации с амплитудой давления $\Delta p \approx 0,6$ бар и нарастающим диапазоном колебаний массовой скорости до $\Delta v_x \approx 400$ м/с имеют характерный период колебаний $\tilde{T} \approx 25$ мкс, что соответствует частоте $\tilde{\nu} = 1/\tilde{T} \approx 40$ кГц. Рассмотренный выше режим струйного

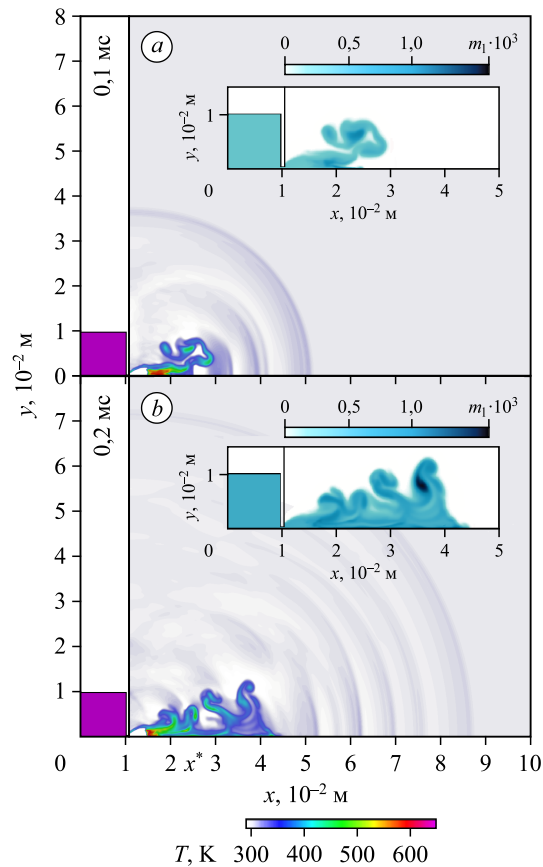


Рис. 6. Расчетные поля температуры $T(x, y)$ при струйном истечении для моментов времени 0,1 и 0,2 мс. На дополнительных фрагментах приведены массовые доли водосодержания $m_1(x, y)$.

течения является источником формирования радиально распространяющихся периодических акустических колебаний, присутствующих в изначально невозмущенной газовой области перед основной струей, которые наблюдались также и в экспериментальных исследованиях [2, 3].

На рис. 6а и 6б кроме динамики полей температур, на дополнительных фрагментах показан процесс формирования полей массовой доли водной фазы m_1 за счет интенсивного расширения струи, сопровождающегося ее охлаждением до локальных понижений температуры ~ 300 К и, как следствие, ее конденсацией. Полученная в расчетах в процессе конденсации пара массовая доля водосодержания достигает $m_1 \sim 1,5 \cdot 10^{-3}$.

Заключение

На основе пространственной осесимметричной двухфазной модели (в односкоростном, однодавленческом, двухтемпературном приближении), учитывающей контактный теплообмен и массообмен в условиях равновесного режима испарения и конденсации, исследован нестационарный процесс истечения из сосуда с высоким давлением через тонкое сопло водного флюида, изначально находящегося в сверхкритическом состоянии. Численная реализация построенной модели осуществлена на основе модифицированного авторами решателя `reactingTwoPhaseEulerFoam` пакета `OpenFOAM`.

Достоверность используемого численного метода продемонстрирована на примере сравнения аналитического точного решения и численного подхода с использованием пакета `OpenFOAM` применительно к задаче Л.И. Седова о точечном взрыве в газок капельной смеси плоской конфигурации. Проведен сравнительный анализ результатов, приведенных на экспериментальной фотографии сформированной сверхзвуковой струи при истечении азота, и численного решения с применением пакета `OpenFOAM`, полученного для условий выбранного эксперимента, который показал их удовлетворительное согласование.

Проведенные численные исследования сверхзвуковых режимов истечения из сверхкритического состояния с формированием интенсивно расширяющейся струи водного флюида выявили условия образования висячего скачка уплотнения и диска Маха. Установлено, что появление зон низкого давления сопровождается вихреобразованием и закручиванием струи в сторону внешнего участка. Дальнейшее развитие основного струйного потока приводит к формированию группы тороидальных вихрей, которые образуют динамические локальные области периодических пульсаций давления и массовой скорости в струе в ближней зоне оси симметрии, являющиеся источниками периодических акустических волн в газовой области, предшествующих основной струе. Изучена динамика полей температур и формирующихся зон конденсации пара за счет стремительного расширения и охлаждения струи.

Обозначения

x, y, z — декартовы координаты, м,	δ_x, δ_d — относительные погрешности, %,
t — время, с,	τ_i — тензор вязких напряжений i -й фазы, Па,
α_i, α_{i0} — текущее и начальное объемные содержания i -й фазы,	$\gamma_i, \gamma_{i, \text{eff}}$ — температуропроводность и эффективная температуропроводность, $\text{м}^2/\text{с}$,
$\rho_i, \rho_{i0}, \rho', \rho'_0, \rho$ — текущие и начальные плотности i -й фазы, газок капельной смеси и газа, $\text{кг}/\text{м}^3$,	T_{i_s} — температура, К,
k — константа, характеризующая плотность газок капельной смеси,	K_p, e_i — кинетическая и внутренняя энергии i -й фазы, Дж/кг,

γ — показатель адиабаты газокапельной смеси,
 c_{p_i}, c_{v_i}, c — изобарная и изохорная теплоемкости
 i -й фазы, теплоемкость частиц, Дж/(кг·К),
 p, p_0, p' — текущее и начальное давление,
 давление газокапельной смеси, Па,
 E — энергия взрыва, Дж,
 \vec{v} — вектор массовой скорости, м/с,
 x_h, y_h — длина и радиус сосуда высокого давления, м,
 x_s, y_s — длина и радиус сопла, м,
 x_M — расстояние от среза сопла до диска Маха,
 d_c, d_e, h_c, h_e — расчетные и экспериментальные
 значения диаметра диска Маха и высоты бочки, м,

h_i, L_i — энтальпия и скрытая теплота
 парообразования/конденсации, Дж/кг,
 K_{ht} — коэффициент теплообмена, кг/(К·с³),
 Γ_i — скорость массообмена, кг/(м³·с),
 \mathbf{I} — единичный тензор,
 μ_i — динамическая вязкость i -й фазы, кг/(м·с),
 $\vec{\nu}$ — частота, кГц,
 \vec{T} — период пульсаций, мкс,
 m_1 — массовая доля водосодержания,
 $i = 1, g$ — нижние индексы, относящиеся к жидкой
 и паровой фазам.

Список литературы

1. Ishii R., Fujimoto H., Hatta N., Umeda Y. Experimental and numerical analysis of circular pulse jets // J. Fluid Mech. 1999. Vol. 392. P. 129–153.
2. Решетников А.В., Бусов К.А., Мажейко Н.А., Скоков В.Н., Коверда В.П. Переходные режимы вскипания струй перегретой воды // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 3. С. 359–367.
3. Решетников А.В., Мажейко Н.А., Скоков В.Н., Беглецов В.Н., Коверда В.П. Динамика пульсаций при взрывном вскипании струй перегретой воды // Письма в Журн. техн. физики. 2007. Т. 33, вып. 17. С. 31–37.
4. Бусов К.А., Решетников А.В., Мажейко Н.А., Капитунов О.А. Исследование влияния пассивного завихрителя на истечение перегретой жидкости // Прикл. механика и техн. физика. 2019. № 1. С. 62–68.
5. Ануфриев И.С., Шадрин Е.Ю., Копьев Е.П., Шарыпов О.В., Лещевич В.В. Распыление жидкого топлива высокоскоростной струей водяного пара // Теплофизика и аэромеханика. 2020. Т. 27, № 4. С. 659–662.
6. Алексеев М.В., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А., Сорокин А.Л. Генерация ударноволновых и вихревых структур при истечении струи вскипающей воды // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 6. С. 795–798.
7. Алексеев М.В., Вожаков И.С., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А. Волновые процессы при истечении водяного теплоносителя со сверхкритическими начальными параметрами // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 5. С. 821–824.
8. Алексеев М.В., Вожаков И.С., Лежнин С.И. Пульсации давления при инъекции газа в заполненный жидкостью закрытый объем при больших перепадах давления // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26, № 5. С. 833–836.
9. Сеначин П.К., Кирушин И.И., Самарин А.В., Сеначин А.П., Ульрих С.А. Численное моделирование динамики нестационарной жидкой струи // Теплофизика и аэромеханика. 2020. Т. 27, № 6. С. 853–867.
10. Болотнова Р.Х., Коробчинская В.А. Пространственное моделирование процесса формирования струи вскипающей воды при истечении из тонкого сопла // Теплофизика и аэромеханика. 2017. Т. 24, № 5. С. 783–794.
11. Болотнова Р.Х., Бузина В.А. (Коробчинская В.А.), Галимзянов М.Н., Шагапов В.Ш. Гидродинамические особенности процессов истечения вскипающей жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 6. С. 719–730.
12. Болотнова Р.Х., Гайнуллина Э.Ф. Особенности формирования поллой струи водяного пара сверхкритических параметров состояния, истекающего через тонкое сопло // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, № 5. С. 783–789.
13. Bolotnova R.Kh., Korobchinskaya V.A., Faizullina E.A. Analysis the dynamic formation of a vapor supersonic jet under outflow from thin nozzle // J. Physics: Conference Series. 2021. Vol. 2103. P. 012219-1–012219-6.
14. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1977. 440 с.
15. OpenFOAM. The Open Source Computational Fluid Dynamics (CFD) Toolbox. 2021. Режим доступа: <http://www.openfoam.com>.
16. Orescanin M.M., Austin J.M., Kieffer S.W. Unsteady high-pressure flow experiments with applications to explosive volcanic eruptions // J. of Geophysical Research. 2010. Vol. 115. P. B06206-1–B06206-18.
17. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. Т. 1. М.: Наука, 1991. 597 с.
18. Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред. Т. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
19. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Гидродинамика. Т. VI. М.: Наука, 1986. 736 с.

Статья поступила в редакцию 16 декабря 2021 г.,
 после доработки — 14 марта 2022 г.,
 принята к публикации 22 марта 2022 г.