

УДК 532.529.5

Особенности формирования полой струи водяного пара сверхкритических параметров состояния, истекающего через тонкое сопло*

Р.Х. Болотнова¹, Э.Ф. Гайнуллина^{1,2}

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

²Уфимский государственный авиационный технический университет

E-mail: bolotnova@anrb.ru

Исследуется процесс формирования полой струи при истечении из тонкого сопла водяного пара, изначально находящегося при высоком давлении в сверхкритическом состоянии. Численное моделирование проведено с применением решателя sonicFoam библиотеки открытого пакета OpenFOAM в двумерной осесимметричной постановке. Достоверность результатов оценена путем сравнения результатов расчетов, полученных по динамике волны разгрузки, распространяющейся в области высокого давления, с применением пакета OpenFOAM с уравнением состояния Пенга–Робинсона, и численным решением аналогичной задачи методом сквозного счета в случае одномерного плоского приближения с уравнением состояния совершенного газа.

Ключевые слова: численное моделирование, пакет OpenFOAM, тонкое сопло, истечение водяного пара, сверхкритическое состояние.

Анализ динамики струй, изначально находящихся в предельных и закритических тепловых состояниях, связан с вопросами безопасности элементов современного энергетического оборудования. При создании различных устройств для распыления жидкостей важным фактором является исследование особенностей изменения характеристик струи, таких как форма, угол раскрытия и т.д. Экспериментальному и теоретическому изучению критического режима истечения пароводяной смеси посвящены публикации [1–7]. В работе [1] были последовательно проведены экспериментальное и численное исследования нестационарных процессов эволюции холодных газовых струй с формированием дисков Маха и образованием вихревых колец. В работе [2] экспериментально исследовались струи вскипающей перегретой воды для тонких цилиндрических каналов с диаметром $d = 0,5$ мм в зависимости от начальных состояний жидкости, близких к термодинамической критической точке, с формированием режимов истечения с углом распыла струи от конической формы до ее полного «развала». Была установлена связь между формами струй перегретой воды и механизмами зародышеобразования и показано, что с увеличением исходной температуры струя приобретает форму полого конуса с растущим углом раствора при вершине.

* Работа частично финансируется грантом РФФИ (р_а № 17-41-020582) и средствами государственного бюджета по госзаданию № 0246-2018-0002.

Численное исследование нестационарного процесса истечения вскипающего теплоносителя, вызванного торцевым разрывом трубопровода, проводилось в работах [3, 4] на основе неравновесной гомогенной [3] и релаксационной [4] моделей, было обнаружено формирование периодических вихреобразных структур. В работе [5] выполнялись расчеты формирования струй вскипающей жидкости при различных равновесных начальных состояниях воды в сосуде высокого давления в условиях, приближенных к экспериментальным [2], для диаметра сопла 5 мм. Было установлено, что при температуре ниже 480 К струя имеет конический вид, затем, с повышением начальной температуры насыщения, происходит закручивание струи навстречу движению потока. В работе [6] на основе модели вскипания, предложенной в [7], был выполнен анализ влияния исходного состояния воды в камере высокого давления и интенсивности зародышеобразования вскипающей воды на эволюцию формы пароводяной струи на начальной стадии истечения с меньшим по сравнению с использованным в [5] диаметром сопла ($d = 0,5$ мм) для условий экспериментов [2].

Вызывают интерес причины, приводящие к формированию полой струи в исследуемых процессах. Поскольку лагранжев подход, ранее использованный при численном моделировании [6], ограничивает возможности более длительных расчетов для изучения последующих стадий формирования струи, в настоящей работе исследуется процесс истечения водяного пара из тонкого сопла с использованием решателя sonicFoam библиотеки открытого пакета OpenFOAM [8] с уравнением состояния водяного пара Пенга–Робинсона [9].

В расчетах предполагалось, что в начальный момент времени в узком цилиндрическом сопле радиуса $x_2 = r = 0,25$ мм [2] и длины $x_1 = 24$ мм находится водяной пар при давлении $p_0 = 22,73$ МПа и температуре $T_0 = 1273$ К. На правом конце сопла происходит разрыв заслонки, и начинается истечение пара в окружающую среду. В связи с модельными ограничениями однофазного приближения начальное состояние водяного пара в камере высокого давления выбиралось таким образом, чтобы исключалась возможность конденсации пара в процессе истечения, то есть предполагалось, что формирование струи происходило в режиме перегретого пара.

В качестве метода численного решения, наиболее соответствующего поставленной задаче, выбран решатель sonicFoam библиотеки открытого пакета OpenFOAM, который построен на неявном алгоритме PISO, вычисляющем давление с двухшаговым корректором. Устойчивость решения при интегрировании по времени определялась условием Куранта. В соответствии с математической постановкой задачи проведено формирование расчетной сеточной области (рис. 1) в декартовой системе координат и заданы начальные и граничные условия задачи с помощью утилит blockMesh, setFieldsDict и blockMeshDict. В оригинальном коде решателя sonicFoam для вычисления давления и внутренней энергии в файл thermophysicalProperties были внесены изменения, обеспечивающие подключение уравнения состояния водяного пара Пенга–Робинсона. Для исследования рассматриваемого процесса используется следующая система дифференциальных уравнений газовой динамики:

— уравнение неразрывности

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{v} = 0,$$

— уравнение движения Навье–Стокса для сжимаемой среды

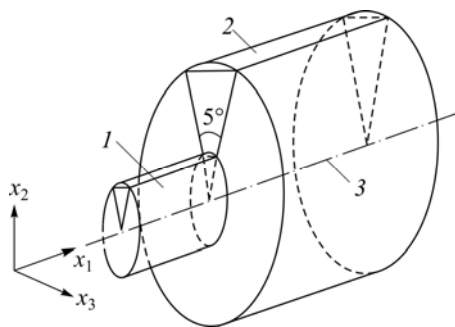


Рис. 1. Схема расчетной области.

1 — камера высокого давления (сопло), 2 — камера нормального давления (зона формирования струи), 3 — ось симметрии.

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla p + \mu \Delta \vec{v} + \left(\zeta + \frac{\mu}{3} \right) \nabla \operatorname{div} \vec{v}, \quad (1)$$

— уравнение сохранения внутренней энергии

$$\rho \frac{de}{dt} + p \operatorname{div} \vec{v} + \frac{2}{3} \mu (\operatorname{div} \vec{v})^2 - 2 \mu \varepsilon^{ij} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} = 0,$$

где $\operatorname{div} \vec{v} = \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3}$ — дивергенция скорости в декартовой системе координат,

ρ, p, e — плотность, давление и внутренняя энергия газа, \vec{v} — вектор массовой скорости с проекциями v_1, v_2, v_3 на соответствующие оси, ε^{ij} — тензор скоростей деформаций, μ — коэффициент динамической вязкости, ζ — объемная вязкость. Термодинамические свойства водяного пара описываются широко применяемым уравнением состояния Пенга–Робинсона [9]:

$$p = \frac{RT}{V_m - b} - \frac{a(T)}{V_m(V_m + b) + b(V_m - b)},$$

где $a = 0,45724 \frac{\sqrt{RT_c}}{p_c} + \alpha(T_r, \omega)$, $b = 0,07780 \frac{RT_c}{p_c}$, $\rho = \frac{p}{Z(p, T)RT}$, $T_r = \frac{T}{T_c}$,

$\alpha = \left(1 + \kappa \left(1 - T_r^{0,5} \right) \right)$, $\kappa = 0,37464 + 1,54226\omega - 0,26992\omega^2$, R — универсальная газовая постоянная, V_m — молярный объем, T_c, p_c — критические значения температуры и давления газа, ω — ацентрический фактор Питцера, $Z(p, T)$ — коэффициент сжимаемости. При вычислении внутренней энергии газа с привлечением термодинамических соотношений используется температурная зависимость для изобарной теплоемкости c_p и вязкости μ в виде полиномов JANAF [8].

Для оценки достоверности полученных решений были проведены расчеты с использованием sonicFoam для аналогичной задачи в случае одномерного плоского приближения [10] с уравнением состояния водяного пара в форме совершенного газа. На рис. 2 приведено сравнение расчетных значений температур, массовых скоростей и давлений на оси симметрии струи, полученных для исследуемого процесса с применением решателя sonicFoam пакета OpenFOAM с уравнением состояния Пенга–Робинсона в двумерном осесимметричном приближении (цветные линии a) с численным решением аналогичной задачи методом сквозного счета в случае одномерного плоского приближения для уравнения состояния совершенного газа (штриховые линии b). Получено удовлетворительное согласование профилей давлений в рассматриваемых временных и пространственных диапазонах, где имеет место одномерность процесса истечения, откуда следует также согласование полученных решений по скорости распространения волн разгрузки.

Расчеты, выполненные для исследуемого режима истечения, представлены в виде кинограмм динамики полей скоростей на рис. 3, 4 и линий тока на рис. 4. Как показано на рис. 3, в результате распада разрыва на начальной стадии процесса истечения по невозмущенной области распространяется первая радиальная волна сжатия, за которой следует паровой поток, истекающий из сопла. Как и в эксперименте [2], в расчетах наблюдается интенсивное расширение струи, при этом в ней достигаются сверхзвуковые скорости истечения, которые фиксировались также в расчетах [11, 12]. На начальном участке струи, начиная с момента времени $t = 5$ мкс, расчетные скорости потока превышают $|\vec{v}| \approx 1200$ м/с, что по оценке скорости звука в паре [13] соответствует сверхзвуковому режиму течения.

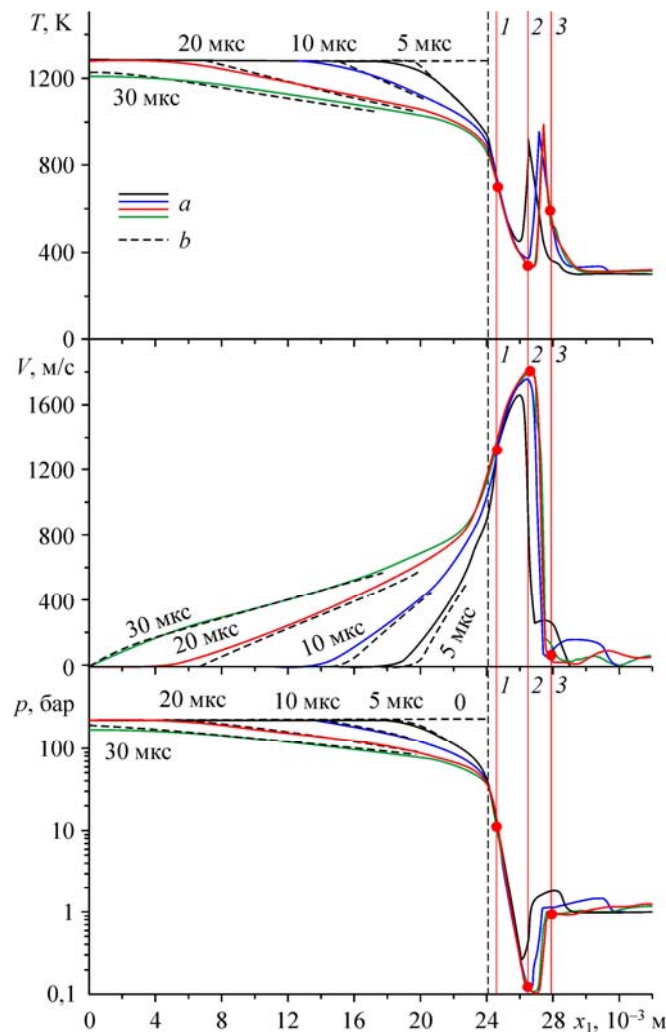


Рис. 2. Сравнение расчетных температур, скоростей и давлений на оси симметрии струи, полученных для исследуемого процесса с применением OpenFOAM с уравнением состояния Пенга–Робинсона (а) и для уравнения состояния совершенного газа в одномерном плоском приближении (b) [10].

В таблице приведены расчетные параметры струи, соответствующие отмеченным на рис. 2 и 3 состояниям в виде цифровых указателей для момента времени $t = 20$ мкс. Анализ данных рис. 2 и приведенных в таблице состояний водяного пара на выбранных участках струи показывает, что термодинамические характеристики струйного потока соответствуют состоянию перегретого пара (температура пара выше температуры насыщения), что исключает конденсацию пара. Начиная с момента времени $t = 10$ мкс в расчетах наблюдается формирование скачков уплотнения. Вдоль границы расширяющейся сверхзвуковой струи формируется висячий скачок уплотнения, при отражении которого от оси симметрии происходит формирование прямого скачка уплотнения, называемого диском Маха (или внутренней границей струи), являющегося пограничной зоной между областями сверхзвукового (2) и дозвукового (3) течений (рис. 2, 3). Вдоль боковой границы струи формируется основной поток газа (состояние 4 на рис. 3), который характеризуется также сверхзвуковым режимом истечения $M = 1,17$ (см. табл.). С течением времени (рис. 3, 4, $t = 10\text{--}30$ мкс) по внешнему участку струи сверхзвуковой режим истечения

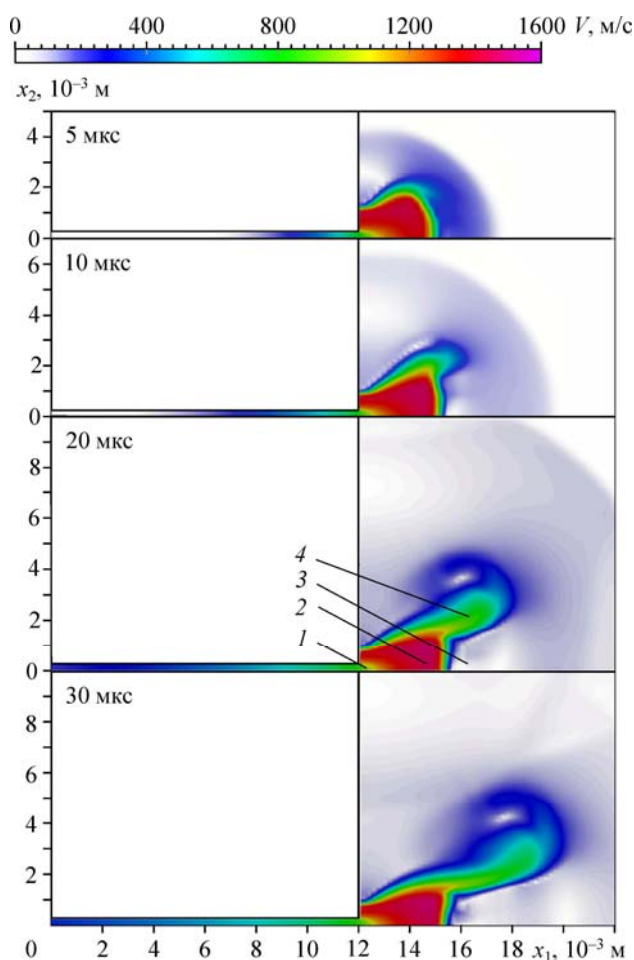


Рис. 3. Эволюция расчетного распределения скоростей в процессе истечения водяного пара из тонкого сопла из начального сверхкритического состояния.

сохраняется. Взаимодействие высокоскоростного потока с примыкающей к нему слабо возмущенной зоной (см. на рис. 4 линии тока) приводит к искривлению траектории движения газа и развитию неустойчивости Кельвина–Гельмгольца [1], что сопровождается образованием и развитием вихревых зон. На рис. 4 в моменты времени 10–30 мкс показан процесс формирования двух противоположно закрученных тороидальных вихрей (с учетом осесимметричности струйного течения), которые оказывают существенное влияние на форму струи. Основной вихрь поддерживает сверхзвуковую скорость потока

Таблица
Расчетные параметры струи водяного пара для состояний, отмеченных цифрами на рис. 3.

№ состояния	p , бар	$T_s(p)$ [13]	T , К	$ \vec{v} $, м/с	c , м/с [13]	M
1	13	464,8	700	1350	639,3	2,11
2	0,13	324,2	325	1800	445,0	4,04
3	1,0	372,8	600	100	598,6	0,17
4	0,8	366,7	900	850	724,0	1,17

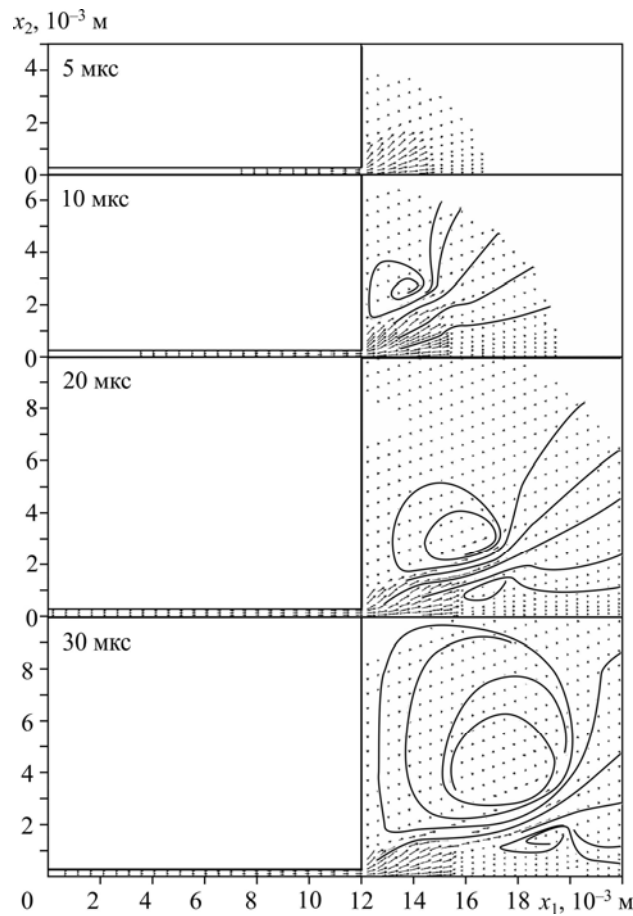


Рис. 4. Эволюция расчетного распределения векторного поля скоростей и линий тока в процессе истечения водяного пара из тонкого сопла из начального сверхкритического состояния.

на внешнем участке струи. Более слабый вихрь, образующийся вблизи оси симметрии в окружающем струю газе за счет направления потока газа навстречу движению струи, способствует смещению центральной зоны диска Маха в сторону сопла (это видно при сравнении на рис. 3 и 4 его положения во временном интервале от 10 до 30 мкс), что приводит к формированию полой струи.

В заключение отметим, что в результате проведенных численных исследований, являющихся продолжением работ [6, 11, 12] по изучению сверхкритических режимов истечения воды и пара, выявлены условия, приводящие к возникновению полости в струе на начальной стадии истечения вблизи торцевого участка сопла. Показано, что в процессе истечения водяного пара из тонкого сопла радиусом $r = 0,025$ мм, изначально находящегося при давлении $p_0 = 22,73$ МПа и температуре $T_0 = 1273$ К, формируется полая струя пара со сверхзвуковым режимом истечения при отсутствии конденсации, чему способствует образование внутренней границы струи (диска Маха) и развитие внешнего и внутреннего тороидальных вихрей, поддерживающих режим полой струи, что качественно согласуется с данными экспериментальных исследований [2].

Обозначения

x_1, x_2, x_3 — декартовы координаты,	ζ — объемная вязкость,
t — время,	R — универсальная газовая постоянная,
\vec{v} — вектор скорости с проекциями v_1, v_2, v_3 на соответствующие оси,	V_m — молярный объем,
ρ — плотность,	T_c, p_c — критические значения температуры и давления газа,
p — давление,	$T_s(p)$ — температура насыщения,
T — температура,	ω — ацентрический фактор Питцера,
e — внутренняя энергия,	$Z(p, T)$ — коэффициент сжимаемости,
ε^{ij} — тензор скоростей деформаций,	c_p — изобарная теплоемкость,
μ — коэффициент динамической вязкости,	M — число Маха.

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. 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.
4. 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.
5. Болотнова Р.Х., Бузина В.А. Пространственное моделирование нестационарной стадии истечения вскипающей жидкости из камер высокого давления // Вычислительная механика сплошных сред. 2014. Т. 7, № 4. С. 343–352.
6. 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.
7. Болотнова Р.Х., Бузина В.А., Галимзянов М.Н., Шагапов В.Ш. Гидродинамические особенности процессов истечения вскипающей жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 6. С. 719–730.
8. OpenFOAM. The Open Source Computational Fluid Dynamics (CFD) Toolbox. URL: <http://www.openfoam.com>.
9. Peng D.Y., Robinson D.B. A new two-constant equation of state // Industrial and Engineering Chemistry: Fundamentals. 1976. Vol. 15. P. 59–64.
10. Болотнова Р.Х., Галимзянов М.Н., Агишева У.О. Моделирование процессов взаимодействия сильных ударных волн в газожидкостных смесях // Изв. высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. 2011. № 2 (18). С. 3–14.
11. Болотнова Р.Х., Коробчинская В.А. Исследование процесса развития струи при истечении воды из сверхкритического состояния через тонкое сопло // Тр. Института механики им. Р.Р. Мавлютова Уфимского научного центра РАН. 2016. Т. 11. С. 66–71.
12. Болотнова Р.Х., Коробчинская В.А. Моделирование процесса формирования потока вскипающей воды при разгерметизации сосуда высокого давления с использованием открытого пакета OpenFoam // Тр. Института механики им. Р.Р. Мавлютова Уфимского научного центра РАН. 2017. Т. 12, № 2. С. 169–173.
13. Release on the IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use // The International Association for the Properties of Water and Steam. Frederica: Denmark, 1996. 18 p.

Статья поступила в редакцию 25 апреля 2018 г.,
после доработки — 18 мая 2018 г.