

УДК 532.52:536.423

Особенности эволюции волн давления, генерируемых вскипающим теплоносителем*

М.В. Алексеев¹, И.С. Вожаков^{1,2}, С.И. Лежнин^{1,2}, Н.А. Прибатурин¹

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный университет

E-mail: alekseev@itp.nsc.ru, vozhakov@gmail.com

Проведено численное моделирование процесса формирования и эволюции волны сжатия на дисковой преграде при взрывном вскипании теплоносителя, вызванного торцевым разрывом трубопровода высокого давления. Рассчитаны амплитуды волн сжатия на преграде при различных временах и типах разрыва. Показано, что расчетное давление отраженной от преграды волны вблизи сопла отличается от теоретически предсказанного для идеального газа, а при удалении от сопла различия между расчетным и теоретическим значениями уменьшается. Проведено сравнительное моделирование истечения двухфазного теплоносителя с учетом скольжения фаз для различных размеров капель. Получены предельные размеры капель, для которых справедлива односкоростная гомогенная модель, т.е. эффект влияния скольжения фаз оказывается незначительным.

Ключевые слова: взрывное вскипание, волна сжатия, воздействие на преграду, скольжение фаз.

Введение

Одна из задач при проектировании энергетических установок заключается в создании конструкций, устойчиво работающих во внештатных режимах, в том числе при авариях разных типов. Наличие в энергетических установках водяного теплоносителя под высоким давлением требует предсказания и расчета на случай аварии, связанной с разрывом трубопровода и истечением перегретого теплоносителя в атмосферу с последующим бурным (взрывным) вскипанием жидкости. Как было показано в работе [1], при нестационарном истечении перегретого теплоносителя в атмосферу во внешнюю среду генерируется нестационарная волна сжатия, которая может повредить другие элементы энергетической установки.

Проведено множество экспериментальных исследований стационарного истечения струи перегретого пара и кипящего теплоносителя на преграду под высоким давлением. Так, например, в работе [2] были измерены сила воздействия струи пара на преграду и распределение давления на преграде по радиусу; показано подобие стационарного истечения перегретого пара со стационарным истечением газовой струи. Экспериментальное исследование стационарного истечения кипящего теплоносителя из торца трубы на преграду

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 14-29-00093).

в промышленном масштабе было проведено в работе [3]. В экспериментах исследовались зависимость осевого давления на преграде и действующая на нее сила при различных расстояниях от торца трубы для разных теплофизических параметров теплоносителя. Было показано, что в начальной стадии истечения кипящего теплоносителя (времена до 0,2 с) давление на мишени выше его значений при последующем стационарном истечении.

В начальной фазе процесса разгерметизации трубопровода с перегретым теплоносителем происходит падение давления и ускоренное движение теплоносителя, в результате начинается процесс его взрывного вскипания. Таким образом, начальный процесс генерации волны сжатия схож с процессом формирования волны с помощью ускоренно движущегося поршня. При этом дальнейший процесс истечения теплоносителя определяется скоростью его кипения в канале [4].

В работе [5] проводилось численное моделирование ударных волн и генерации вихревых структур при нестационарном истечении струи вскипающей жидкости. Было выполнено сопоставление особенностей эволюции ударных волн и формирования вихревых структур при нестационарном истечении вскипающей воды с соответствующими структурами при нестационарном истечении газа. В работе [6] проводилось численное моделирование процесса формирования и эволюции волны сжатия при взрывном вскипании свободно истекающей струи перегретой жидкости. Были рассчитаны амплитуды и профили волн при различных временах и типах разрыва, предложено обоснование выбора «парожидкостной» модели окружающей атмосферы, показано, что тип разрыва (способ раскрытия диафрагмы) принципиально влияет на форму и амплитуду волн сжатия и разрежения.

В работе [7] в рамках термодинамически неравновесной модели парожидкостной среды проводилось численное моделирование особенностей генерации и эволюции волны сжатия во внешней атмосфере. Были выявлены особенности, связанные с влиянием длительности «раскрытия» сечения при разрыве трубы и его геометрией, также были рассчитаны амплитуды и профили волн при различных временах и типах разрыва, показано, что при увеличении времени раскрытия амплитуда волны сжатия существенно уменьшается, а амплитуда волны разрежения может существенно увеличиться.

Целью настоящей работы является расчетно-теоретическое моделирование и анализ процесса формирования и эволюции волн сжатия в присутствии неподвижной преграды, а также оценка влияния эффекта скольжения фаз на протекающие волновые процессы.

Методика расчета

В настоящей работе расчет проводился в отсутствие скольжения фаз, при этом параметры паровой фазы соответствовали насыщению, а жидкая фаза могла находиться в метастабильном состоянии. Система уравнений модели включает уравнения Эйлера в осесимметричном приближении

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho r) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho r u) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho r u) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho r u^2) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho r u v) = -r \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho r v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho r u v) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v^2) = -r \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(E r) + \frac{\partial}{\partial z}(u r (E + p)) + \frac{\partial}{\partial r}(v r (E + p)) = 0, \quad (4)$$

дополненные уравнением межфазного массопереноса

$$\frac{\partial(\rho X)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u X)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v X)}{\partial r} = \Gamma,$$

$$\Gamma = \frac{\rho(X_{\text{SAT}} - X)}{\theta},$$

здесь z , r — осевая и радиальная координаты, u , v — осевая и радиальная компоненты скорости, ρ — плотность, P — давление, E — удельная внутренняя энергия, X и X_{SAT} — массовое и равновесное массовое паросодержание (при данных P и E), Γ — скорость генерации пара, θ — время релаксации [8]. Плотность гомогенной двухфазной смеси выражается через плотность фаз и массовое паросодержание

$$\rho = (X/\rho_{2,\text{SAT}}(P) + (1-X)/\rho_{1,M}(P, W_{1,M}))^{-1},$$

а удельная энтальпия определяется следующим соотношением:

$$W = XW_{2,\text{SAT}}(P) + (1-X)W_{1,M}.$$

Для описания процессов межфазного перехода авторами используется неравновесная двухфазная модель, основанная на обработке экспериментальных данных по времени релаксации (перехода) «неравновесное–равновесное вскипание» [8]. Расчет свойств пара и жидкости проводился с помощью пакета программ TTSE [9]. Для решения системы уравнений (1)–(4) применялся пакет программ LCPFCT [10], основанный на разностном монотонном консервативном методе коррекции потоков. Особенностью этого метода является отсутствие необходимости использования какой-либо модели турбулентности при моделировании нестационарных течений. Как показано в работе [11], прямое численное интегрирование системы газодинамических уравнений этим методом эквивалентно применению некоторой подсеточной модели турбулентности. Кроме того, в настоящей работе расчет проводился в течение малых времен, сравнимых с характерными волновыми. На таких временах градиенты скоростей малы, а значит, влияние вязких членов оказывается незначительным.

Формирование ударно-волновых процессов, связанных с разрывом трубопровода, проводилось с помощью сквозного счета течения теплоносителя внутри и снаружи трубопровода. Для упрощения расчетов в качестве внешней среды была выбрана парожидкостная смесь, давление, плотность и скорость звука которой совпадают с параметрами воздушной атмосферы. Выбор предусматривал обеспечение адекватности моделирования волновых процессов [12]. Характерная область расчета представлена на рис. 1. Расчет проводился в цилиндрической системе координат с равномерной сеткой. Радиус расчетной области равнялся R_0 , длина расчетной области — L_0 . Трубный канал с внутренним радиусом R_{c1} и внешним радиусом R_{c2} был заполнен нагретым водяным теплоносителем. Длина канала равнялась L_c . С правого торца трубный канал был закрыт диафрагмой. С левого торца устанавливалось граничное условие a типа Коши–Лагранжа на втекание в канал, модифицированное для гомогенного двухфазного потока. На расстоянии x устанавливалась дисковая осесимметричная мишень толщиной L_m и радиусом R_m . На границах расчетной области устанавливалось условие b свободного втекания-вытекания при давлении P_0 .

Как известно [13], в отличие от процессов конденсации при испарении присутствие неконденсируемых газов влияет на механизм процессов теплообмена и динамики существенно меньше. Основными динамическими характеристиками внешней

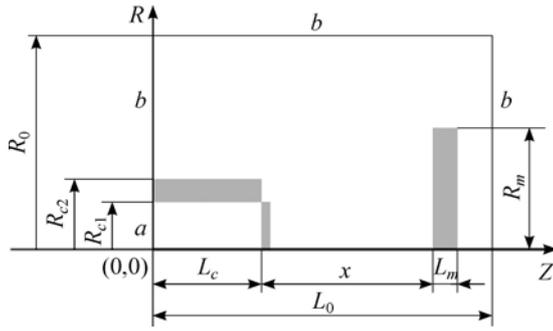


Рис. 1. Расчетная область.

среды (атмосферы) при описании эволюции в ней волн являются давление, плотность, скорость звука. Для упрощения расчетов было принято, что истечение пароводяной смеси происходит в пространство, заполненное при атмосферном давлении влажным насыщенным паром с плотностью, равной

плотности воздушной атмосферы при температуре 20 °С. Согласно этому предположению, температура влажного пара принималась равной 100 °С (при нормальной атмосфере). Оказывается, что в этом случае как «замороженная» по фазовым переходам [14], так и термодинамически равновесная [15] скорости звука в таком насыщенном паре слабо отличаются от скорости звука в воздухе при нормальной атмосфере [6].

Для выбора оптимальных параметров внешней парожидкостной среды при температуре 100 °С были проведены сравнения ее плотности и скорости звука с плотностью и скоростью звука стандартной воздушной атмосферы при температуре 20 °С. Скорость звука в воздухе сравнивалась с «замороженной» скоростью звука, которая для быстрых волновых процессов более адекватна. Анализ показал [6], что массовое паросодержание X внешней парожидкостной среды должно быть выбрано равным 0,5.

Для исследования влияния эффекта скольжения фаз было проведено моделирование процесса истечения двухфазного теплоносителя без фазового перехода с использованием двухскоростной модели [16], которая решалась пакетом программ LCPFCT:

$$\partial(\alpha_g \rho_g)/\partial t + \text{div}(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g) = 0, \quad (5)$$

$$\partial(\alpha_f \rho_f)/\partial t + \text{div}(\alpha_f \rho_f \vec{v}_f) = 0, \quad (6)$$

$$\partial(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g)/\partial t + (\vec{v}_g \cdot \vec{\nabla})(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g) = -\alpha_g \vec{\nabla} p + \vec{F}_g, \quad (7)$$

$$\partial(\alpha_f \rho_f \vec{v}_f)/\partial t + (\vec{v}_f \cdot \vec{\nabla})(\alpha_f \rho_f \vec{v}_f) = -\alpha_f \vec{\nabla} p + \vec{F}_f, \quad (8)$$

$$\partial(\alpha_g \rho_g E_g)/\partial t + \text{div}(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g (E_g + p/\rho_g)) = 0, \quad (9)$$

$$\partial(\alpha_f \rho_f E_f)/\partial t + \text{div}(\alpha_f \rho_f \vec{v}_f (E_f + p/\rho_f)) = 0, \quad (10)$$

здесь α — объемное содержание фазы, $\vec{F}_g = -\vec{F}_f$ — межфазное трение, индексы g и f относятся к газообразной и жидкой фазе соответственно.

При расчете межфазного трения F_i будем предполагать, что имеет место несущая фаза — газ или жидкость (в настоящей работе только газ), в которой движутся капли или пузырьки в зависимости от объемного содержания фаз. Сила сопротивления одиночного шарообразного объекта в несущей фазе выражается формулой $F_i = (c \rho_1 \Delta u^2 / 2) S_2$, здесь c — коэффициент сопротивления формы, ρ_1 — плотность несущей фазы, Δu — относительная скорость фаз, S_2 — эффективная площадь сечения шара. Тогда для силы трения

в единице объема получаем $F_i = \frac{1}{V} \cdot \frac{\alpha_2 V}{V_2} c \frac{\rho_1 \Delta u^2}{2} S_2 = \frac{6\alpha_2}{\pi D_2^3} c \frac{\rho_1 \Delta u^2}{2} \cdot \frac{\pi D_2^2}{4} = \frac{3\alpha_2}{4D_2} c \rho_1 \Delta u^2$,

здесь V_2 — объем фазы 2, D_2 — диаметр шара.

Простейшая формула для коэффициента сопротивления формы при ламинарном обтекании сферы была получена Стоксом [17] для чисел Рейнольдса $Re = \rho_1 |u_2 - u_1| D_2 / \mu_1 < 4$ и имеет вид $c = 24/Re$. При умеренных числах Рейнольдса ($Re < 625$) воспользуемся формулой [18] $c = 12/\sqrt{Re}$. При более высоких числах Рейнольдса ($Re > 625$) будем использовать постоянный коэффициент сопротивления $c = 0,48$ [18]. Границы режимов выбраны для обеспечения непрерывности коэффициента сопротивления при увеличении числа Рейнольдса.

Результаты расчета

Эффект открытия диафрагмы при отражении волн сжатия от преграды

При проведении численного моделирования по уравнениям генерации и эволюции волны сжатия во внешней атмосфере существует особенность, связанная с изменением длительности раскрытия диафрагмы и геометрии сечения при раскрытии диафрагмы (кольцевой или осевой разрыв трубы). Детально эти особенности описаны в работе [7]. Очевидно, что они должны существенно влиять на волну сжатия при отражении ее от мишени. Для расчетов были выбраны два предельных модельных раскрытия: а) осевой разрыв — раскрытие отверстия от оси, б) кольцевой разрыв — раскрытие в виде кольца от внешней границы трубы. Полагается, что диафрагма исчезает бесследно, а ее толщина существенно мала относительно волновых процессов в среде. Расчеты проводились по уравнениям (1)–(4) при следующих параметрах: начальное давление (P_0) и температура (T_0) равнялись соответственно 15,5 МПа и 270 °С, внутренний диаметр трубопровода $D = 0,04$ м. Далее параметр D будет использован для измерения расстояния от среза трубного канала до мишени. Время раскрытия диафрагмы изменялось в диапазоне $\delta t_d = 0,01$ –1 мс. Диапазон раскрытия диафрагмы выбирался так, чтобы самое малое время соответствовало «мгновенной» разгерметизации или близкой к времени прохождения возмущения давления по диафрагме.

На рис. 2 представлены осевые профили давления и паросодержания в моменты времени $t = 0, 0,3$ и $0,5$ мс. Диафрагма раскрывается от оси за время 10^{-5} с. Мишень находится на расстоянии $5D$. Было замечено, что на временах более $0,2$ мс за волной

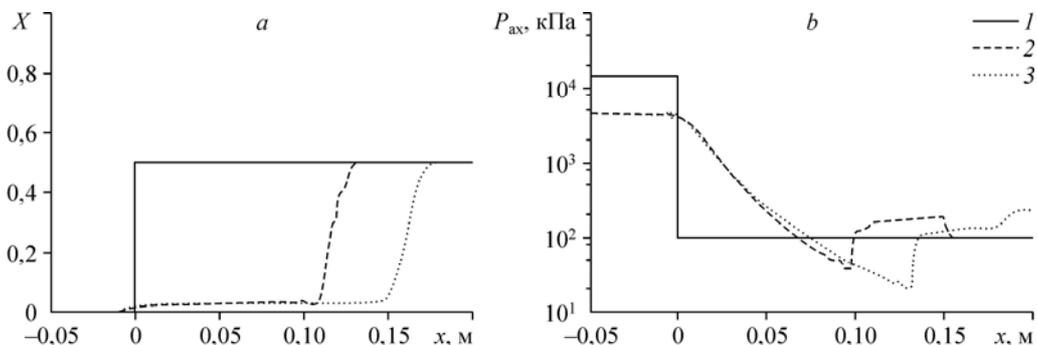


Рис. 2. Осевой профиль массового паросодержания (а) и давления (б) в разные моменты времени. $t = 0,0$ (1), $0,3$ (2), $0,5$ (3) мс.

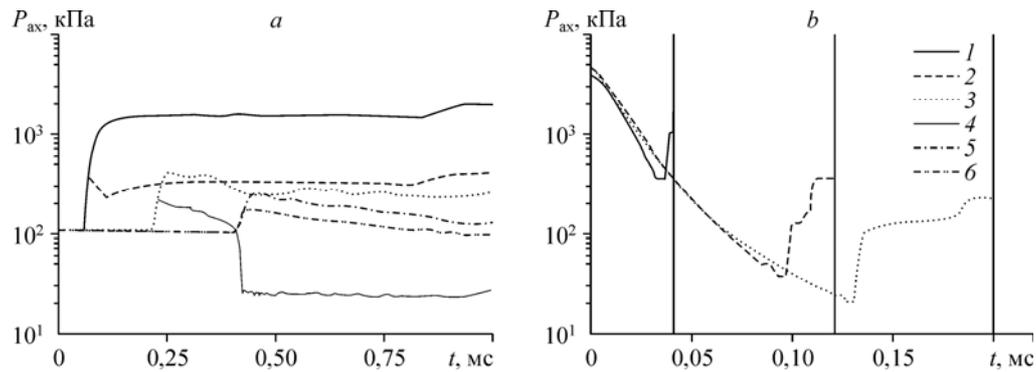


Рис. 3. Зависимость давления на оси от времени на разном расстоянии от канала (а) и осевой профиль давления между каналом и мишенью после отражения волны сжатия от мишени (б).

а: 1, 3, 5 — мишень отсутствует, 2, 4, 6 — мишень отсутствует, $x = 1D$ (1, 2), $3D$ (3, 4), $5D$ (5, 6);
 б: 1 — $x = 1D$, $t = 0, 1$ мс, 2 — $x = 3D$, $t = 0, 3$ мс, 3 — $x = 5D$, $t = 0, 5$ мс;
 вертикальные линии — координаты границы мишени.

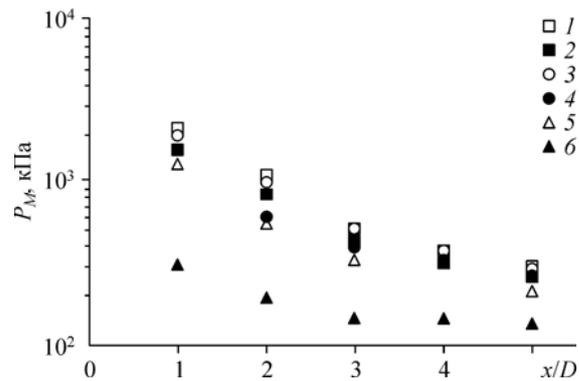
сжатия происходит формирование зоны разрежения. Можно заметить, что первичный ударный фронт сжатия распространяется в модельной атмосфере, при этом массовое паросодержание X изменяется слабо и остается на уровне 0,5. Последующее изменение массового паросодержания связано с истечением теплоносителя.

Рассмотрим характерную эволюции давления на оси P_{ax} на разных расстояниях от торца канала ($1D$, $3D$, $5D$ на рис. 3а) для случая осевого раскрытия диафрагмы с временем раскрытия $\delta t_d = 10^{-5}$ с. В геометрии с отсутствием мишени представлена эволюция давления — на рис. 3а линии 2, 4, 6 соответствуют расстояниям от торца канала $1D$, $3D$, $5D$.

На расстоянии $1D$ (рис. 3а, линия 2) регистрируется волна сжатия, после которой уровень давления в среде становится выше, чем начальный уровень давления внешней среды. На расстоянии $3D$ (линия 4) после прохождения волны сжатия происходит падение последующего уровня давления ниже начального уровня давления внешней среды. На расстоянии $5D$ (линия 6) после регистрации волны сжатия уровень давления становится выше начального уровня давления внешней среды. Существенным образом эволюция давления изменяется при установке дисковой мишени диаметром $10D$ на тех же расстояниях — $1D$, $3D$, $5D$ (рис. 3а, линии 1, 3, 5 соответственно). Можно заметить, что амплитуда волны сжатия на оси мишени всегда больше амплитуды волны сжатия, распространяющейся в области без мишени. При этом после отражения волны сжатия уровень давления становится всегда выше начального уровня давления внешней среды. Объяснение этого факта можно найти при рассмотрении осевого профиля давления между торцом канала и мишенью (рис. 3б) при расстоянии до мишени, равном $1D$, $3D$, $5D$, в момент времени регистрации профиля после начала открытия диафрагмы при $t = 0, 1, 0, 3, 0, 5$ мс соответственно (вертикальными линиями указана координата границы мишени). Как можно заметить, в пространстве между каналом и мишенью формируется профиль давления, состоящий из волны сжатия, которая отражается на преграде. За областью сжатия находится область пониженного давления.

Рассмотрим расчетные данные при разных временах раскрытия ($\delta t_d = 10^{-5} - 10^{-3}$ с) и разных типах открытия диафрагмы (осевое и кольцевое открытия) для геометрии с наличием мишени во внешней области. В серии расчетов определены максимальные амплитуды волн сжатия P_M на оси мишени, результаты которых представлены на рис. 4 и 5.

Рис. 4. Зависимость максимальной амплитуды волны сжатия на оси от расстояния между торцом канала и мишенью в калибрах при разном типе открытия диафрагмы для различного времени ее открытия. Кольцевое (1, 3, 5) и осевое (2, 4, 6) открытия диафрагмы; $\delta t_d = 10^{-5}$ (1, 2), 10^{-4} (3, 4), 10^{-3} (5, 6) с; D — внутренний диаметр канала.



На рис. 4 представлена зависимость максимальной амплитуды волны сжатия от расстояния между торцом канала и мишенью при различных типах раскрытия. Как можно заметить, при кольцевом раскрытии диафрагмы амплитуда волны сжатия больше, чем при осевом. При уменьшении времени открытия диафрагмы происходит увеличение амплитуды волны сжатия и эта тенденция наиболее проявляется при осевом открытии диафрагмы. Данный эффект хорошо согласуется со скоростью увеличения площади контакта перегретого теплоносителя в канале с внешней атмосферой. При кольцевом раскрытии в начальный момент скорость увеличения площади контакта перегретого теплоносителя максимальна, при осевом раскрытии в начальный момент скорость увеличения площади контакта минимальна. Детально обнаруженный эффект был исследован в работах [6, 7].

При моделировании взаимодействия волн с твердой преградой начальные условия численного эксперимента были тождественны условиям, выбранным при моделировании свободного распространения волны. Время раскрытия диафрагмы составляло $\delta t_d = 0,01$ мс. Преграда находилось на расстоянии $1D-5D$ от торца канала. Диаметр преграды составлял $10D$. На рис. 5 показана зависимость максимальной амплитуды волны сжатия от расстояния между торцом канала и мишенью при ее наличии (рис. 5, точки 1, 4) и на том же расстоянии в ее отсутствии (точки 2, 5) при различном типе раскрытия диафрагмы. Также здесь представлены расчетные амплитуды отраженной волны сжатия (рис. 5, точки 3, 6), полученные из уравнения (11) и амплитуды падающей волны сжатия (рис. 5, точки 2, 5).

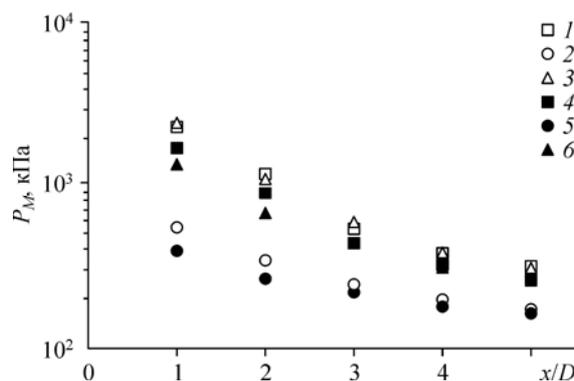


Рис. 5. Зависимость максимальной амплитуды волны сжатия на оси от расстояния между торцом канала и мишенью при наличии последней (1, 4) и в ее отсутствие (2, 5) в калибрах при разном типе открытия диафрагмы и времени раскрытия 10^{-5} с. 3, 6 — расчет по уравнению (11), 1, 3, 5 — кольцевое открытие диафрагмы, 2, 4, 6 — осевое открытие диафрагмы, D — внутренний диаметр канала.

Известно, что амплитуда отраженной от плоской стенки ударной волны, распространяющейся в идеальном газе с показателем адиабаты γ , может быть найдена по давлению падающей волны [15]:

$$\frac{P_2}{P_1} = \left((3\gamma - 1) \frac{P_1}{P_0} - \gamma + 1 \right) / \left((\gamma - 1) \frac{P_1}{P_0} + \gamma + 1 \right). \quad (11)$$

Из выражения (11) в случае волны малой амплитуды получается известный в линейной акустике результат: амплитуда волны после отражения от преграды удваивается. Для сильно нелинейных волн амплитуда волны после отражения может многократно превышать амплитуду падающей волны. Показатель адиабаты γ выбирался равным 1,18, что соответствует показателю адиабаты водяного пара на линии насыщения при 100 °С [19].

Можно увидеть (рис. 5, точки 3, 6), что при небольшом расстоянии от сопла до преграды различия между полученными из формулы (11) значениями амплитуды отраженной волны сжатия и расчетными данными значительны. В этом случае сказывается близость сопла и влияние парообразования истекающего теплоносителя. При удалении от сопла амплитуда волны сжатия падает, а различия между предсказанными значениями давления отраженной волны из уравнения (11) и расчетными уменьшаются.

Эффект скольжения фаз

При исследовании влияния эффекта скольжения фаз на истечение теплоносителя проводились сравнительные расчеты по уравнениям (5)–(10) для различных размеров капель жидкости. На рис. 6 приведены рассчитанные профили осевого давления P_{ax} . На рис. 7 представлены распределения градиента давления в расчетной области для различных размеров капель в момент времени 0,2 мс.

Расчеты по двухскоростной модели проводились для различных размеров частиц (10, 1, 0,1 и 0,01 мм). В трубопроводе начальное давление составляло $P_0 = 2$ МПа, а объемное содержание жидкости $\alpha_{f,0} = 0,3$. Во внешней среде было выбрано атмосферное давление P_A , а объемная доля жидкости составляла $\alpha_{f,A} = 0,001$. Открытие диафрагмы происходило за 10^{-5} с.

При разгерметизации трубопровода с холодным теплоносителем его вскипание не происходит. Для оценки амплитуды волны в этом случае можно использовать одномерную акустическую модель поршня [15]. При мгновенной разгерметизации давление

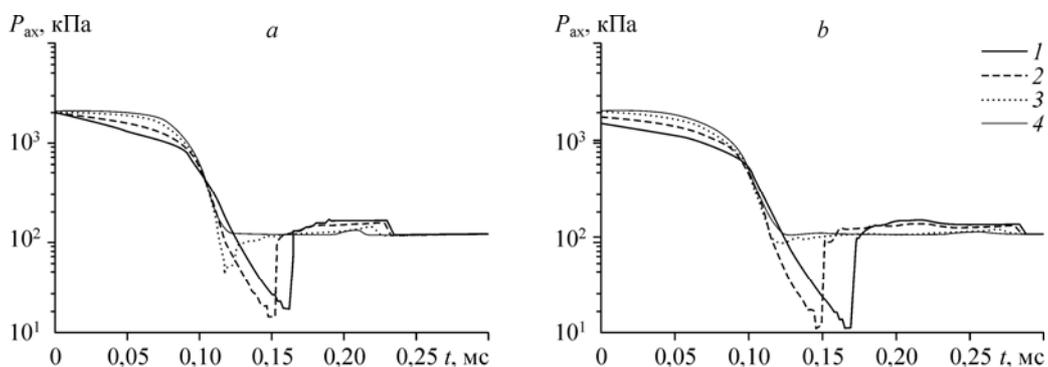


Рис. 6. Давление на оси для разных размеров капель в моменты времени 0,2 (а) и 0,3 (б) мс.

Размеры капель жидкости: 10 (1), 1 (2), 0,1 (3), 0,01 (4) мм.

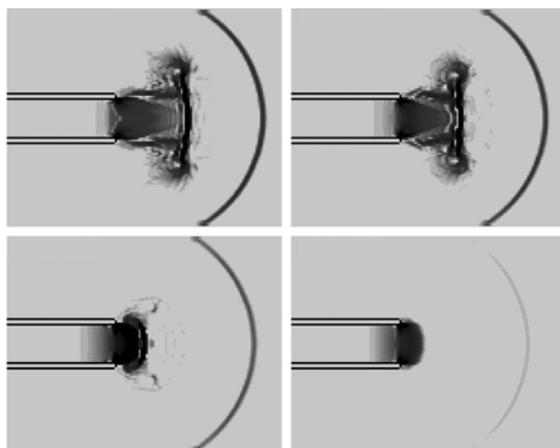


Рис. 7. Градиент давления в расчетной области в момент времени 0,2 мс при различных размерах капель.
Слева направо: 10, 1, 0, 0,01 мм.

на границе «теплоноситель–воздушная атмосфера» падает с начального давления P_0 трубопровода практически до атмосферного давления P_A . Скорость границы «теплоноситель–воздух» вычисляется по формуле $u = (P_0 - P_A) / \rho_1 c_1$, где ρ_1 — плотность смеси в трубопроводе, c_1 — скорость звука в смеси. Начальная амплитуда волны сжатия, распространяющейся в атмосферу, равна $\Delta P = \rho_2 c_2 u = \rho_2 c_2 (P_0 - P_A) / \rho_1 c_1$, где ρ_2 — плотность внешней атмосферы, c_2 — скорость звука во внешней атмосфере. Например, при $P_0 - P_A = 1,9$ МПа, $\rho_1 = 300$ кг/м³ и $\rho_2 = 1$ кг/м³, $\Delta P = 5$ кПа, то есть составляет несколько процентов атмосферного давления.

В случае «сильного» межфазного трения ($D_2 = 0,01$ мм) эволюция профиля давления похожа на случай с более крупными каплями ($D_2 = 0,1$ мм), это свидетельствует о том, что при дальнейшем уменьшении размеров капель, а значит и увеличении межфазного трения двухскоростная модель в пределе вырождается в односкоростную. Кроме того, в работе [20] говорится о том, что характерные размеры капель при взрывном вскипании перегретого теплоносителя не превышают 0,01 мм. Опыты проводились с дистиллированной водой, давление которой перед форсункой составляло от 4 до 8 МПа, а температура изменялась от 20 до 270 °С. Максимальный перегрев воды при ее давлении на выходе из форсунки 0,1 МПа составлял 170 °С. Можно сделать вывод, что для описанного случая использование гомогенной модели позволяет с хорошей точностью предсказывать гидродинамические процессы при истечении перегретого теплоносителя.

Заключение

Проведенные на основе неравновесной односкоростной модели расчеты эволюции волн при разгерметизации канала высокого давления показали, что не только время, но и тип разрыва принципиально влияет на форму и амплитуду волн сжатия, генерируемых во внешнюю область с наличием в ней мишени.

В результате численного моделирования взаимодействия волн сжатия с преградой установлено, что расчетное давление отраженной от преграды волны вблизи сопла отличается от теоретически предсказанного для идеального газа, а при удалении от сопла различия между расчетным и теоретическим значениями уменьшаются.

Проведено сравнительное моделирование истечения двухфазного теплоносителя с учетом скольжения фаз для различных размеров капель. Показано, что результаты расчета для размеров капель меньше 0,1 мм слабо отличаются друг от друга. Кроме этого, учитывая результаты работы [20], можно сделать вывод о том, что моделирование истечения перегретого вскипающего теплоносителя в гомогенном приближении позволяет с хорошей точностью описывать происходящие процессы, а эффект влияния скольжения фаз в данном случае оказывается незначительным.

Список литературы

1. Гофман Г.В., Крошилин А.Е., Нигматулин Б.И. Нестационарное волновое истечение вскипающей жидкости из сосудов // Теплофизика высоких температур. 1981. Т. 19, № 6. С. 1240–1250.
2. Masuda F., Nakatogawa T., Kawanishi K., Isono M. Experimental study on an impingement high-pressure steam jet // Nuclear Engng and Design. 1982. Vol. 67, No. 2. P. 273–286.
3. Isozaki T., Miyazono S. Experimental study of jet discharging test results under BWR and PWR loss of coolant accident conditions // Nuclear Engng and Design. 1986. Vol. 96, Iss. 1. P. 1–9.
4. 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.
5. 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.
6. Алексеев М.В., Лежнин С.И., Прибатурин Н.А. Формирование и эволюция волн при торцевом разрыве трубопровода со вскипающим теплоносителем // Вестник Тюменского государственного университета. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2015. Т. 1, № 2. С. 75–84.
7. Alekseev M.V., Vozhakov I.S., Lezhnin S.I., Pribaturin N.A. Simulating compression waves in the outer atmosphere at depressurization of the pipeline with water coolant // J. Engng Thermophys. 2016. Vol. 25, No. 1. P. 100–105.
8. Downar-Zapolski P., Bilicky Z., Bolle L., Franco J. The non-equilibrium relaxation model for one-dimensional liquid flow // Int. J. Multiphase Flow. 1996. Vol. 22, No. 3. P. 473–483.
9. Guideline on the tabular taylor series expansion (TTSE) method for calculation of thermodynamic properties of water and steam applied to iapws-95 as an example // The Intern. Association for the Properties of Water and Steam, Vejle, Denmark, August 2003. 8 p.
10. Boris J.P. Flux-corrected transport modules for solving generalized continuity equations // NRL Memorandum Rept. 1976. No. 3237.
11. Grinstein F.F., Fureby Ch. Implicit large eddy simulation of high-re flows with flux-limiting schemes // AIAA 2003-4100. AIAA CFD Conference, Orlando, FL, June 23–26, 2003. 16 p.
12. Pribaturin N., Lezhnin S., Sorokin A., Arhipov D., Vykov M., Posusaev D. The investigation of shock waves forming by disruption of vessel // Proceedings of the 18th Intern. Conf. on Nuclear Engineering (ICONE18-32297), May 17–21, 2010, Xi'an, China, CD. 7 p.
13. Исаченко В.Н. Теплообмен при конденсации. М.: Энергия, 1977. 240 с.
14. Лежнин С.И., Прибатурин Н.А. Нестационарные волны давления для различных режимов течения парожидкостной среды // Известия СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1983. № 8, вып. 2. С. 20–26.
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. Т. 6. Теоретическая физика. М.: Наука, 1986. 733 с.
16. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Т. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
17. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. Пер. с немецкого. М.: Наука, 1974. 712 с.
18. Салтанов Г.А. Неравновесные и нестационарные процессы в газодинамике однофазных и двухфазных сред. М.: Наука, 1979. 286 с.
19. Вукалович М.П., Новиков И.И. Техническая термодинамика. М.: Энергия, 1968. 496 с.
20. Батенин В.М., Залкинд В.И., Зейгарник Ю.А., Низовский В.Л. Некоторые аспекты распыла перегретой воды при взрывном вскипании // Доклады Академии наук. 2010. Т. 431, № 3. С. 326–329.

*Статья поступила в редакцию 29 февраля 2016 г.,
после доработки — 28 марта 2016 г.*