
НАДЕЖНОСТЬ, ПРОЧНОСТЬ, ИЗНОСОСТОЙКОСТЬ МАШИН И КОНСТРУКЦИЙ

УДК 676.052

ОБЕСПЕЧЕНИЕ УСЛОВИЙ ПРОТЕКАНИЯ ПАРОВОГО ВЗРЫВА В РЕАКТОРАХ С КЛАПАНОМ СБРОСА ДАВЛЕНИЯ

© 2025 г. И. Н. Гришняев^{1, *}, Е. М. Конев¹

¹ *Институт машиноведения им. А. А. Благодирова РАН, Москва, Россия*

**e-mail: iisi@inbox.ru*

Поступила в редакцию 16.12.2024 г.

После доработки 08.02.2025 г.

Принята к публикации 20.02.2025 г.

На основе теории горения и взрыва описаны научные основы парового взрыва. Рассмотрена возможность его реализации в реакторах, в которых сброс давления осуществляется за счет клапана. Определены существенные условия протекания этого взрыва, такие как перевод парожидкостной смеси, находящейся в реакторе, в критическое состояние; ударное инициирование парового взрыва и образование слабой ударной волны; развитие парового взрыва путем распространения ударной волны по реактору; вывод продуктов взрыва в окружающее пространство. На примере показаны и определены условия протекания парового взрыва во внутреннем объеме реактора.

Ключевые слова: паровой взрыв, реактор с клапаном сброса давления, лигниноцеллюлозное сырье, установки парового взрыва

DOI: 10.31857/S0235711925030084, EDN: GMVTXQ

В настоящее время для предварительной обработки лигниноцеллюлозного сырья (ЛЦС) в виде древесных опилок, отходов сельского хозяйства (солома) и т. п. используют установки автогидролиза на основе парового взрыва (английское наименование – Vapor Explosion), под которым понимается резкое (быстрое) за время ~ 1 мс образование большого количества пара, сопровождающееся местным повышением давления, вследствие перехода тепловой энергии (затрачиваемой на испарение жидкости и расширение пара) в механическую [1].

Паровой взрыв позволяет изменить физико-химические свойства ЛЦС, увеличить его реакционную способность и повысить эффективность процесса при дальнейшем осахаривании, получении сахаров, биоэтанола и других видов продукции.

Для реализации парового взрыва при обработке ЛЦС большое распространение нашли реакторы, выполненные в виде герметичного объема, как правило, цилиндрического типа, в которых сброс давления осуществляется за счет клапана (КСД). Однако в конструкциях такого типа, имеющих большие внутренние объемы и обрабатываемыми за один цикл несколько кубических метров ЛЦС, возникают проблемы, связанные с временем выброса обработанного сырья из реактора. Оно ограничено техническими параметрами существующих конструкций КСД (площадью проходного отверстия клапана и временем его срабатывания). Например, выпускной клапан в виде четырехдвудюймового шарового крана имеет время открытия ~ 0.5 с. При его установке в реактор объемом 5 м^3 длительность опорожнения составит ~ 10.5 с. Это значение

намного превышает время, в течение которого должен осуществляться паровой взрыв. В результате адиабатический процесс расширения пара нарушается, и в указанных условиях паровой взрыв не реализуется.

В работе [2] отмечается, что в конструкциях такого типа вместо парового взрыва осуществляется процесс, называемый “паровой варкой” обрабатываемого материала. В ходе него давление в реакторе меняется от наибольшего до атмосферного, в результате этого первый и последний выброшенные из реактора материалы оказываются под разным воздействием, что ведет к неравномерной обработке лигниноцеллюлозного сырья.

С учетом изложенного возникает задача оценить, при каких условиях в реакторах с клапаном сброса давления будут выполняться условия парового взрыва в его внутренней полости.

Особенности парового взрыва и его отличие от взрыва химических взрывчатых веществ. С теоретической точки зрения взрыв – это очень быстрый процесс химического или физического превращения вещества. В ходе этого процесса в течение короткого промежутка времени потенциал системы высвобождается, выделяется большое количество тепла и образуется много газа. Газ в начале процесса существует в ограниченном пространстве, что ведет к резкому повышению давления. В дальнейшем под действием этого высокого давления газ быстро расширяется, преобразуя запасенную в нем энергию в кинетическую.

Выделяют физический и химический взрывы. Взрыв обычных взрывчатых веществ является химическим и сопровождается горением, переходящим в детонацию. Он характеризуется экзотермической природой, быстротой протекания химических реакций и образованием большого количества газа, который является рабочей средой.

В зависимости от скорости распространения зоны химической реакции по взрывчатому веществу различают дефлаграцию и детонацию. В первом случае реакция распространяется сравнительно медленно с дозвуковой скоростью, во втором случае со скоростью ударной волны – сверхзвуковой скоростью. Детонационный режим является предельным случаем горения и сопровождается взрывом.

Явление взрыва, вызванное изменением состояния или давления вещества, называется физическим взрывом. Особенностями физического взрыва является то, что природа и химический состав вещества не меняются до и после него.

Паровой взрыв относится к физическому взрыву и характеризуется взрывным испарением, вызванным большим перегревом и быстрым закипанием жидкости. Он происходит за счет скоротечного перехода жидкости в пар и локального повышения давления. Его основа – не химическая реакция, а физический процесс высвобождения внутренней энергии сжатого пара. Сила такого взрыва зависит от величины внутреннего давления.

Взрыв химического взрывчатого вещества и паровой взрыв перегретой жидкости имеют существенные различия. В первом случае практически нет верхнего ограничения на возникающее в центре взрыва давление, при паровом взрыве давление в образующейся паровой полости не может превышать давления насыщенных паров жидкости при температуре ее вскипания [3]. Так, при реализации парового взрыва в реакторе при температуре, предшествующей открытию клапана сброса давления ~220 °С, максимальное давление в образующейся паровой полости не может превышать 2.32 МПа. При этом в отличие от взрыва обычных химических взрывчатых веществ температура в центре взрыва не повышается, а понижается.

Существенные условия протекания парового взрыва в реакторе. Подготовку и процесс парового взрыва в реакторе можно разделить на следующие четыре стадии: 1) перемешивание парожидкостной смеси, находящейся в реакторе, в критическое состояние, при

котором любое внешнее воздействие (в нашем случае создание зоны пониженного давления) приводит к взрывному превращению жидкости в пар; 2) инициирование (триггеринг) парового взрыва путем открытия КСД, приводящее к взрывному испарению жидкости с поверхности раздела парожидкостной смеси (ПЖС) – внешняя среда с образованием слабой ударной волны (УВ); 3) развитие парового взрыва, сопровождающееся распространением УВ; 4) расширение продуктов взрыва и вывод их в окружающее пространство. При этом третья и четвертые стадии совпадают по времени.

Рассмотрим существенные условия указанных стадий, без которых протекание парового взрыва в реакторе невозможно. Используем при этом основы теории горения и взрыва.

Подготовка парожидкостной смеси к паровому взрыву. В работе [4] сформулированы основные требования к ПЖС, которые обеспечивают инициирование парового взрыва жидкости, находящейся в реакторе: 1) относительная величина перегрева жидкости $\varepsilon \approx 1$; 2) частота зародышеобразования $J > 10^8 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$.

Первое требование означает достижение перегревов жидкости близких к предельным, а второе требование характеризует величину максимально достижимого перегрева, при котором частота зародышеобразования J определяется только числом зародышей, образующихся спонтанно (флуктуационно). На параметр J большое влияние оказывает чистота жидкости. Чем меньше в ней примесей, тем более максимального перегрева можно достичь и обеспечить вскипание жидкости только на пузырьках пара, образующихся флуктуационно.

Инициирование парового взрыва в реакторе. По аналогии со взрывом обычных взрывчатых веществ выделим два режима распространения зоны реакции взрывного превращения жидкости в пар: дефлаграцию и детонацию. В первом случае это превращение идет с дозвуковой скоростью, во втором – со скоростью звука.

При дефлаграции паровой взрыв не реализуется, т. е. отсутствует воздействие продуктов превращения воды на лигниноцеллюлозное сырье, приводящее к разрыву внутренних связей и разрушению структуры ЛЦС. Вместо этого оно подвергается “паровой варке”. Причем если время такого воздействия на растения, такие как стебли кукурузы, пшеничная солома и т. п. ~ 1 с, а на небольшие кустарники и деревья ~ 2 с, то происходит выравнивание давления внутри ЛЦС с внешним давлением [2]. Это обеспечивается наличием микропор на поверхности этих растений, через которые пар входит и выходит наружу, обеспечивая баланс внутреннего и внешнего давлений. При выходе из реактора сырье будет обладать разными физико-химическими свойствами (влажностью, температурой, плотностью и т. п.), т. е. иметь разную степень обработки.

Как известно из теории горения и взрыва, детонация является наиболее предпочтительным режимом взрыва, т. к. характеризуется большой мощностью и обеспечивает наибольшее воздействие. Для разрушения ЛЦС, содержащегося в реакторе, это необходимое условие при достижении требуемой степени обработки.

Детонация характеризуется распространением по взрывчатому веществу УВ. Поэтому для возбуждения в ПЖС детонации необходимо сгенерировать ударную волну, которая будет распространяться в ней со скоростью звука.

В рамках гомогенной модели [5] было экспериментально и теоретически доказано, что УВ возникает в ПЖС при ударном механизме возбуждения.

Такое возбуждение взрывного превращения обычно носит пороговый характер (да–нет) и зависит от объемной мощности энерговыделения Q во взрывающемся веществе, в нашем случае воде. Если Q больше либо равна критической мощности энерговыделения, то в ПЖС генерируется ударная (детонационная) волна. При этом необходимая для возбуждения детонации объемная мощность энерговыделения является константой для заданной ПЖС. Например, в воде при атмосферном

давлении с плотностью готовых центров кипения $\Omega = 10^8 \text{ м}^{-3}$ необходима мощность $Q \sim 10^9 \text{ Вт/кг}$ [6]. Такую критическую мощность энерговыделения можно получить в ходе ударного механизма возбуждения.

Рассмотрим условия обеспечения ударного инициирования вскипания жидкости.

В начальный момент в реакторе находится парожидкостная смесь в равновесном состоянии. При открытии КСД происходит разгерметизация реактора. Это приводит к тому, что на свободной поверхности ПЖС, находящейся в реакторе в перегретом состоянии, возникает зона пониженного давления. Как правило, она совпадает с плоскостью открытой части проходного отверстия клапана и увеличивается по мере его открытия. За счет резкого перепада давления в этой зоне молекулы воды переходят из равновесного состояния в метастабильное.

В качестве основы парового взрыва выступают зародыши пара. Открытие КСД приводит к возникновению внешнего возмущающего фактора – разности давлений над жидкостью и в зарождающихся пузырьках. Поскольку давление над жидкостью, а следовательно, и над пузырьком с паром уменьшается, происходит рост паровых пузырьков, преодоление поверхностного натяжения перегретой жидкости, высвобождение пара. В результате этого вся жидкость, находящаяся в зоне пониженного давления, переходит в парообразное состояние, что приводит к резкому росту давления. На испарение жидкости расходуется теплота, что ведет к понижению ее температуры, при этом большая часть энергии, потраченной на перегрев жидкости, преобразуется в механическую энергию сжатия и кинетическую энергию движения парожидкостной смеси.

Описанный механизм относится к ударному режиму, при котором обеспечивается быстрый перевод жидкости в перегретое состояние до так называемой температуры интенсивного флуктуационного зародышеобразования T^* . При этом инициируется внешний импульс давления, обеспечивающий возникновение парового взрыва. Амплитуда возникающих ударов давления растет с ростом перегрева и возможны процессы, в которых она близка к равновесному давлению $p_s(T)$ [6].

Для количественной оценки максимальной амплитуды давления во фронте инициируемой при паровом взрыве УВ можно воспользоваться выражением, полученным на основе энергетической теории подобия со взрывом обычных взрывчатых веществ [3]:

$$p_m = 291 \left[\left(\frac{\pi D^3 \rho}{6} \right)^{1/3} \frac{1}{R} \right]^{1.13} \text{ кгс/см}^2, \quad (1)$$

где ρ – плотность воды; D – диаметр взрывающейся капли воды; R – расстояние от капли до места наблюдения. Для капельки воды диаметром 0.1 мм, нагретой до 300°C и сбросе температуры до 20°C максимальное избыточное давление во фронте ударной волны на расстоянии 5 мм составит 37 кгс/см^2 (3.628 МПа).

Для инициирования ударного режима необходимо на начальной фазе развития вскипания обеспечить вынужденный спад внешнего давления со скоростью \dot{p} [6]:

$$-\dot{p} \gg 1/\tau_x |\partial \ln b / \partial p|, \quad (2)$$

где τ_x – характерное время изменения давления; b – объем парового пузырька.

Выполнение неравенства (2) определяется временем открытия КСД, обеспечивающее необходимую скорость падения давления на поверхности раздела сред ПЖС – внешняя среда. При наличии готовых центров кипения необходимо, чтобы это время (перевода жидкости в метастабильное состояние) τ_* удовлетворяло следующему критерию [6]:

$$\tau_1 / \tau_* \gg 1, \quad (3)$$

где τ_1 – характерное время вскипания жидкости. Соблюдение условия (3) не только с сильным, но и со слабым знаком неравенства приводит к ударному вскипанию.

Если время открытия клапана сброса давления τ_k равно или меньше τ_* , то на границе раздела фаз будет выполняться неравенство (3), и мы получим ударный характер инициирования взрывного превращения ПЖС. Для существующих конструкций клапанов, используемых в рассматриваемых реакторах, ударный характер инициирования реализуется при частичном открытии клапана сброса давления.

Скорость распространение ударной волны. Возбужденная в ПЖС ударная волна, распространяясь по реактору, переносит поверхность раздела фаз с зоной пониженного давления, на которой осуществляется межфазовое взаимодействие и образование пара. В процессе испарения молекулы веществ, контактирующие на границе раздела фаз, переносят разную плотность вещества. Это приводит к тому, что состояние пара на поверхности неравновесно, и эта неравновесность усиливается по мере повышения интенсивности процессов переноса. Основная неравновесность приходится на весьма тонкий слой у поверхности – слой Кнудсена, эффективная толщина которого имеет порядок средней длины пробега молекул.

За пределами слоя Кнудсена, в области, обычно называемой навестоксовой, начинают выполняться законы переноса тепла, импульса и вещества. Это законы Фурье, вязкого трения Ньютона, диффузии Фика соответственно.

При протекании парового взрыва поверхности слоя Кнудсена будут совпадать с поверхностями разрыва, характеризующими скачкообразное изменение параметров среды и их производных (давление, плотность, температура, скорость движения частиц). Если на поверхности такого разрыва скачком меняются давление и нормальная составляющая вектора скорости потока среды, то такая поверхность носит название нестационарной поверхности сильного разрыва, или фронта ударной волны. На ее границах выполняются соотношения, следующие из законов сохранения массы, импульса и энергии [7]:

$$\begin{aligned} \rho_1 u_1 &= \rho_2 u_2; \\ p_1 + \rho_1 u_1^2 &= p_2 + \rho_2 u_2^2, \\ 0.5 \rho_1 u_1^2 + h_1 &= 0.5 \rho_2 u_2^2 + h_2, \end{aligned} \quad (4)$$

где индекс 1 относится к состоянию ПЖС до разрыва (равновесное состояние среды); 2 – после разрыва (после взрывного превращения); p , ρ , h – соответственно давление, плотность, энтальпия.

Определяющим для протекания парового взрыва является скорость УВ или зоны пониженного давления, переносимая этой волной. По аналогии со взрывом химических взрывчатых веществ при паровом взрыве эта скорость должна быть не меньше скорости звука в среде ее распространения $u_1 \sim \omega$. На основе системы уравнений (8) получено выражение для скорости ударной волны, учитывающее адиабатическую сжимаемость пузырьков и иногда называемое соотношением Паркина–Гильмора–Броуда [5]:

$$u_1^2 = \frac{\gamma p_1}{\rho \phi} \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{p_2}{p_1} + 1 \right), \quad (5)$$

где ϕ – объемное газосодержание; γ – показатель адиабаты газа.

Паровой взрыв в реакторе будет развиваться и носить детонационный характер, если УВ будет иметь скорость $u_1 \geq \omega$. Если $u_1 < \omega$, то на основании теории взрыва можно говорить о том, что паровой взрыв вырождается и переходит в режим “паровой варки”.

Поэтому в соответствии с теорией ударных волн в жидкости с пузырьками пара необходимо определить время t^* , когда сформировавшееся возмущение ведет себя как ударная волна: выполняются соотношения на разрывах (4).

Время t^* , в течение которого нелинейность доминирует над процессами теплообмена, определяется выражением [7]

$$t^* < \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{c_0}{U} \frac{\Delta p}{p_0} \right)^2 \frac{4\pi\tau_1}{m^2}, \quad (6)$$

где $U = \frac{\gamma + 1}{2\gamma} c_0 \frac{\Delta p}{p}$; $\tau_1 = \frac{R_0^2}{a_1}$; $m = \frac{3\gamma p_0 \rho_1 c_{p1} T_s}{\rho_2^2 L^2}$; T_s – температура насыщения; R_0 – начальная радиус пузырька; $c_0 = \sqrt{\gamma p / \rho \varphi (1 - \varphi)}$ – “замороженная” скорость звука в парожидкостной среде; L – скрытая теплота парообразования; a_1 – температуропроводность.

Если время $t^* \leq l_p / \omega$, где l_p – длина пути УВ в реакторе, то можно предположить, что паровой взрыв охватывает всю ПЖС, находящуюся в нем.

Расширение продуктов взрыва и вывод их в окружающее пространство. На расширение продуктов взрыва и вывод их в окружающее пространство большое влияние оказывают конструктивные особенности реактора.

Свободный выход прореагировавшей смеси из него можно обеспечить, только если площади проходного отверстия КСД и поперечного сечения реактора равны. При этом повышается скорость удаления молекул пара из зоны фазового перехода жидкости в пар и давление после фронта разряжения фактически не зависит от расстояния между ним и выходным отверстием клапана [6].

Однако при больших внутренних объемах реактора (соизмеримых с m^3) это трудно реализуемо, т. к. выходное отверстие клапана значительно меньше диаметра реактора. При этом перевод ПЖС в пар в реакторе идет со скоростью распространения в нем волны разряжения, пропорциональной скорости звука в жидкости, а выход пара из реактора определяется значительно меньшей скоростью звука в воздухе. Это ведет к разбалансировке процессов образования и вывода пара из реактора. В результате этого в паровой области происходит: рост давления p_2 , ведущий к понижению разницы перепада давления на границе раздела фаз ($p_1 - p_2$) и повышение температуры на этой границы по сравнению с началом процесса взрыва.

Для оценки изменения параметров на границе раздела сред выделим в реакторе две поверхности, одна из которых находится на расстоянии l от выходного отверстия клапана (индекс 1), а вторая совпадает с выходным сечением клапана (индексом 2).

Если принять допущение о том, что $\rho' \gg \rho''$ и $x_1 = 0$, то условия сохранения сводятся к достаточно удобной для анализа системе [6]

$$\frac{p_1}{p_2} - 1 = x_2 \frac{p_2}{\rho_2''} \left(\frac{p_0 - p_1}{\omega p_2} \right)^2, \quad (7)$$

$$\frac{p_2}{p_a} - 1 = \frac{\alpha}{\omega_a^2} x_2^2 \left(\frac{p_2}{\rho_2''} \right)^2 \left(\frac{p_0 - p_1}{\omega p_2} \right)^2, \quad (8)$$

где x_1, x_2 – массовое паросодержание в выделенных поверхностях; одним штрихом здесь отмечены величины, относящиеся к жидкости, двумя штрихами к пару.

Выражение для давления на выходе реактора p_2 получим, воспользовавшись зависимостями, приведенными в работах [4, 8] для надкритического режима истечения пара из реактора:

$$p_2 = p_a \left[1 + \alpha \left(\frac{A \sqrt{RT_1}}{\omega_a} \right)^2 \right], \quad (9)$$

где ω_a – скорость звука в воздухе; $\alpha = 1.2-1.4$; $A = \sqrt{\frac{2k}{k+1}}$ (для водяного пара $A \approx 1.07$); R – универсальная газовая постоянная; p_a – внешнее атмосферное давление.

Ограниченность давления в выходном сечении клапана p_2 приводит к “запиранию” выходного отверстия реактора и препятствует сбросу давления до давления интенсивного флукуационного зародышеобразования.

Выражения (7)–(9) позволяют оценить параметры давления, развивающегося в реакторе при прохождении в нем волны разряжения.

Проверка возможности протекания парового взрыва в реакторах с разбалансированными процессами генерации и вывода пара. Проанализируем возможность осуществления парового взрыва в реакторах, когда количество образуемого пара в них нарастает из-за ограничения его вывода во внешнюю среду. Критерием осуществления взрыва будет служить выполнение существенных условий рассмотренных стадий его протекания.

В качестве исследуемого объекта выберем реактор, описанный в работе [8] и имеющий: объем $V_{\text{реак}} = 0.0015 \text{ м}^3$ (диаметр 0.1 м и высоту 0.2 м); диаметр проходного сечения клапана сброса давления 0.02 м; рабочую температуру 200–300 °С; рабочее давление 2.0–7.0 МПа.

Примем во внимание: 1) давление внешней среды равно атмосферному, температура 20 °С; 2) взрывное вскипание жидкости наступает при соблюдении условия (3) уже со слабым знаком неравенства; 3) оптимальная скорость протекания реакции взрывного превращения жидкости реализуется, если скорость лавинообразного образования центров кипения J находится в диапазоне $\sim 10^8-10^{10} \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$.

Параметры работы установки возьмем из работы [4]. Рассчитаем существенные условия протекания парового взрыва в реакторе, используя приведенные выше соотношения.

В расчетах воспользуемся данными для воды и перегретого пара, приведенными в работах [6, 9, 10].

Расчет параметров ударного режима инициирования. Расчет показал, что этот режим реализуется если ПЖС, находящаяся в реакторе, имеет температуру, близкую к температуре достижимого перегрева. Если ПЖС имеет равновесную температуру, особенно в интервале давлений 2–3 МПа, то $\varepsilon < 1$, и ударный режим не выполняется.

Ударный режим начинается в момент открытия небольшой части КСД и продолжается до конца его открытия. Это определяется необходимой скоростью понижения давления на границе раздела фаз ПЖС-внешняя среда $-\dot{p} \gg 10^8 \text{ Па/с}$. При этом мощность парового взрыва жидкости, охваченной паровыми превращениями, будет достигать $Q \geq 1.11 \cdot 10^9 \text{ Вт/кг}$, что достаточно для инициирования ударного механизма возбуждения.

Формирование иницирующего импульса давления, приводящего к генерированию УВ, происходит в течение всего времени открытия КСД $\sim 20 \text{ м}$ и определяется характерным временем вскипания жидкости $\tau_1 = 0.01-1.0 \text{ с}$.

Расчет параметров распространения ударной волны. Для оценки возможности распространения парового взрыва внутри реактора и охвате им ЛЦС важное значение имеет распространение УВ и преобладание нелинейных процессов над процессами тепло-массообмена. С этой целью необходимо определить: 1) скорость распространения УВ в реакторе u_1 ; 2) время, в течение которого сформировавшееся возмущение ведет себя как ударная волна t^* ; 3) расстояние от точки взрыва l^* , на котором сохраняется УВ. Если это расстояние больше наибольшего внутреннего размера реактора, то паровой взрыв охватывает весь его объем.

Проведенные расчеты показали, что скорость распространения УВ в реакторе достигает наибольшей величины $u_1 = 1470$ м/с при начальном давлении $p_1 = 2$ МПа, при этом время, в течение которого сформировавшееся возмущение ведет себя как ударная волна, $t^* = 1.4 \cdot 10^{-4}$ с, а расстояние, на котором она сохраняется, $l^* = 0.149$ м. При повышении начального давления в реакторе дальность распространения УВ увеличивается и при $p_1 > 3$ МПа она охватывает практически весь объем реактора ($l^* = 0.191$ м).

Определение давления в реакторе в конце распространения волны разряжения. Так как время распространения УВ по реактору мало, можно предположить, что истечение смеси происходит при совершенной теплоизоляции реактора, что соответствует уравнениям адиабатного процесса. Расчет по выражениям (7), (8) показывает, что за время распространения УВ по реактору давление в нем падает относительно начального p_0 на несколько процентов. Так, при $p_0 = 2$ МПа в конце распространения УВ давление в реакторе составит 1.95 МПа (разница 0.5 МПа), в то время как в момент начала парового взрыва эта разница была 1.9 МПа. Однако за счет амплитуды ударной волны, которая может достигать равновесного давления, на границе раздела фаз ПЖС-пар первоначальная разница давлений может сохраняться, что обеспечивает протекание парового взрыва внутри объема реактора. Расчет показал, что амплитуда давления во фронте УВ в конце ее распространения по реактору $p_m = 2.56\text{--}2.40$ МПа ($p_m = 2.56$ МПа, при $p_0 = 3.0$ МПа) для начального давления в реакторе $p_0 = 3.0\text{--}7.0$ МПа.

Таким образом, за счет парового взрыва, протекающего в реакторе, давление в нем падает незначительно по сравнению с первоначальным, и практически вся выделяющаяся при этом энергия опять поглощается ПЖС. Потеря части энергии ПЖС, ведущая к незначительному спаду давления, обусловлена работой, затрачиваемой на фазовые переходы из жидкости в пар и обратно, а также воздействием на ЛЦС, которое ведет к его частичному разрушению. Влияние последнего фактора на понижение давления не рассматривалось.

После окончания внутренней фазы парового взрыва, протекающей внутри реактора, начинается его внешняя фаза, связанная с выходом насыщенных паров из реактора и их взаимодействием с внешней средой. Происходит повторный переход ПЖС из жидкостного в парообразное состояние. Эффективная длительность этой фазы парового взрыва будет определяться временем надкритического режима истечения ПЖС из реактора.

Заключение. В предлагаемой статье на основе теории горения и взрыва проанализированы условия и возможность протекания парового взрыва в реакторах с клапанным сбросом давления. Показано, что в результате большой разницы в площадях поперечного сечения реактора и проходного сечения КСД возникает разбалансировка генерации пара и его вывода во внешнее пространство, что может привести к вырождению УВ и, как следствие, затуханию парового взрыва. В этом случае в реакторе образуется большое количество пузырьков с паром, если оно превысит $J > 10^{10}$ м⁻³с⁻¹, то перегрев жидкости понижается и становится $\varepsilon < 1$. При этом давлении стремиться к давлению насыщенных паров [6].

Для рассмотренной конструкции реактора необходимыми условиями протекания парового взрыва во внутреннем объеме реактора являются: температура ПЖС, близкая к температуре достижимого перегрева, и начальное давление > 3 МПа. После прохождения УВ в реакторе идет образование ПЖС с давлением насыщенных паров на несколько процентов меньше, чем давление предшествующее открытию КСД. При выходе парожидкостной среды во внешнее пространство происходит повторный паровой взрыв, длительность которого соответствует надкритическому режиму истечения ЛЦС из реактора.

Финансирование. Работа финансировалась за счет средств бюджета Института машиноведения им. А. А. Благонравова РАН. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кириллов П. Л., Богословская Г. П. Теплообмен в ядерных энергетических установках. М.: ИздАт, 2008. 256 с.
2. Yu Z., Zhang B., Yu F., Xu G., Song A. A real explosion: The requirement of steam explosion pre-treatment // *Bioresource Technology*. 2012. V. 121. P. 335–341.
3. Буланов Н. В. Взрывное вскипание диспергированных жидкостей. Екатеринбург: УрГУПС, 2011. 232 с.
4. Ганиев О. Р., Гришняев И. Н. Учет термодинамических условий вскипания жидкости при проектировании установки парового взрыва // *Проблемы машиностроения и надежности машин*. 2022. № 5. С. 84–92.
5. Campbell I. J., Pitcher A. S. Shock waves in a liquid containing gas bubbles // *Proc. Roy. Soc. Ser. A*. 1958. V. 243 (1235). P. 534–545.
6. Скрипов В. П., Синицын Е. Н., Павлов П. А., Ермаков Г. В., Муратов Г. Н., Буланов Н. В., Байдаков В. Г. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии: справочник. М.: Атомиздат, 1980. 208 с.
7. Накоряков Е. В., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р. Волновая динамика газо- и парожидкостных сред. М.: Энергоатомиздат, 1990. 248 с.
8. Ганиев О. Р., Гришняев И. Н., Ганиев С. Р., Курмиев Д. В. Научные основы аэрогидродинамического измельчения лигниноцеллюлозного сырья при паровом взрыве // *Проблемы машиностроения и надежности машин*. 2023. № 5. С. 24–32.
9. Ривкин С. Л., Александров А. А. Термодинамические свойства воды и водяного пара: справочник. М.: Энергоатомиздат, 1984. 80 с.
10. Александров А. А., Григорьев Б. А. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара: Справочник. Рек. Гос. службой стандартных справочных данных. ГСССД Р-776-98. М.: МЭИ, 1999. 168 с.