УДК 532.52:536.423

ГЕНЕРАЦИЯ И ЭВОЛЮЦИЯ ВОЛН ДАВЛЕНИЯ ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

Лежнин С.И., Прибатурин Н.А.

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

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (проект №14-29-00093)

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены общие и специфические закономерности и генерации волн давления на границе "жидкость - пар" в различных физических ситуациях. Исследован процесс формирования и распространения волны разрежения при внезапном контакте холодной жидкости и насыщенного пара в газодинамическом приближении. Изучено влияние интенсификации теплообменных процессов на форму импульса давления. Получено удовлетворительное согласие результатов исследования с результатами моделирования на основе численного решения кинетического уравнения Больцмана. На основе модели поршневого оттеснения жидкости от поверхности вскипания получены простые аналитические и численные аппроксимации динамики инерционного роста ансамбля паровых пузырьков на плоской теплоотдающей поверхности для различных условий. Найдены законы роста пузырьков и изменения пристенного давления жидкости. На основе неравновесной по фазовым превращениям модели проведено численное исследование процесса формирования и эволюции волны давления в атмосфере, вызванного торцевым разрывом трубопровода с горячим теплоносителем. Показано, что амплитуды и профили волн при различных временах и типах разрыва существенно различаются.

ВВЕДЕНИЕ

В парожидкостных системах при протекании некоторых физических процессов, сопровождаемых нестационарными фазовыми превращениями (испарением или конденсацией), могут генерироваться звуковые волны [1]. Как правило, это происходит в аварийных и нештатных ситуациях при эксплуатации энергетического оборудования. В работе рассмотрены общие и специфические закономерности процесса генерации волн давления на межфазной поверхности «жидкость-пар» в следующих физических ситуациях:

- Внезапный контакт жидкости и пара в, изначально находящихся при одинаковом давлении и разных температурах [2];
- Парообразование у твердой поверхности при импульсном нагреве (см., например, [3-5]);
- Вскипание теплоносителя, вызванного разгерметизацией трубопровода высокого давления (см. например, [6, 7]).

ЭВОЛЮЦИИ ИМПУЛЬСА РАЗРЕЖЕНИЯ ПРИ КОНТАКТЕ ХОЛОДНОЙ ЖИДКОСТИ И ПАРА

Если первоначально разделенные теплоизолирующей перегородкой и находящиеся при одинаковом давлении холодную жидкость и ее пар мгновенно привести в контакт (Рис. 1), то, вследствие нестационарного процесса конденсации на межфазной поверхности, образуется волна разрежения [2]. При этом первоначально насыщенный (для начального давления) пар становится перегретым. Локальная деформация межфазной поверхности может интенсифицировать процесса конденсации, что оказывает влияние на характеристики волнового импульса.

Для численного моделирования формирующейся волны в одномерной постановке использовался газодинамический пакет программ LCPFCT [2, 8], в основе которого заложен модуль решения нестационарного уравнения конвективного переноса скалярной субстанции с источником общего вида. Особенность используемого в пакете метода гарантирует в расчетах «неотрицательность» плотности среды. Сопряжено решалось уравнение теплопроводности, описывающее нагрев жидкости при поверхностной конденсации пара. Вследствие малости характерного времени процесса для корректности описания кине-

тики процесса использовалась нелинейная модификация формулы Герца-Кнудсена-Ленгмюра [9]:

$$j = 1.67\frac{P_s - P_\infty}{\sqrt{2\pi R T_\infty}}\left[1 + 0.515\ln\left(\frac{P_\infty}{P_s}\sqrt{\frac{T_s}{T_\infty}}\right)\right] \quad (1)$$

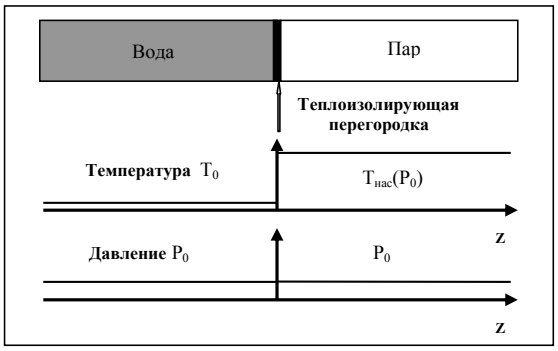


Рис. 1 Начальное состояние на межфазной ранице: $T_V(0) = T_{HAC}(P_0) > T_0 = T_L(0)$; $P_L(0) = P_V(0)$

Расчеты показали, что на форму распространяющегося в паровую область сигнала давления (увеличение его амплитуды и ширины), существенно влияет интенсификация процессов конденсации из-за высокой теплопроводности теплоносителя (жидкие металлы) а также из-за перемешивания жидкости у межфазной поверхности. Перемешивание моделировалось наличием вблизи поверхности раздела фаз слоя толщины Δ с бесконечно большим эффективным коэффициентом теплопроводности.

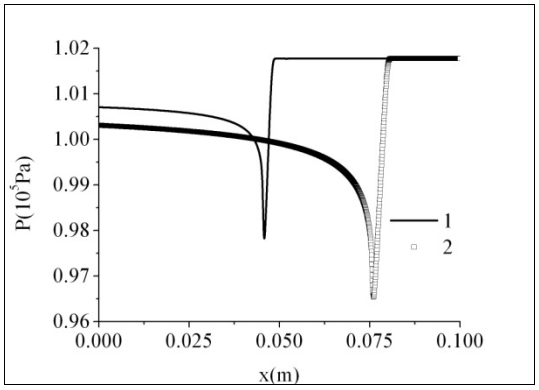


Рис. 2 Сравнение форм сигнала в различных теплоносителях:1-вода и водяной пар; 2- натрий и пар натрия. $T_V(0) = T_{HAC}(P_{ATM}) = 373К$, $T_0 = T_L(0) = 353$ К, $T_{V,Na}(0) = 1155К$, $T_{L,Na}(0) = 1135К$

На рис. 2. показаны распределения давления вдоль оси канала в паровой области в момент времени $t=10^{-4}$ с. для воды и жидкого натрия. Расчеты проводились для одинакового (атмосферного) давления и одинаковой разницей начальных температур жидкости и пара. На рис. 3 приведены результаты расчета эволюции импульса при различных «модельных» толщинах слоя перемешивания.

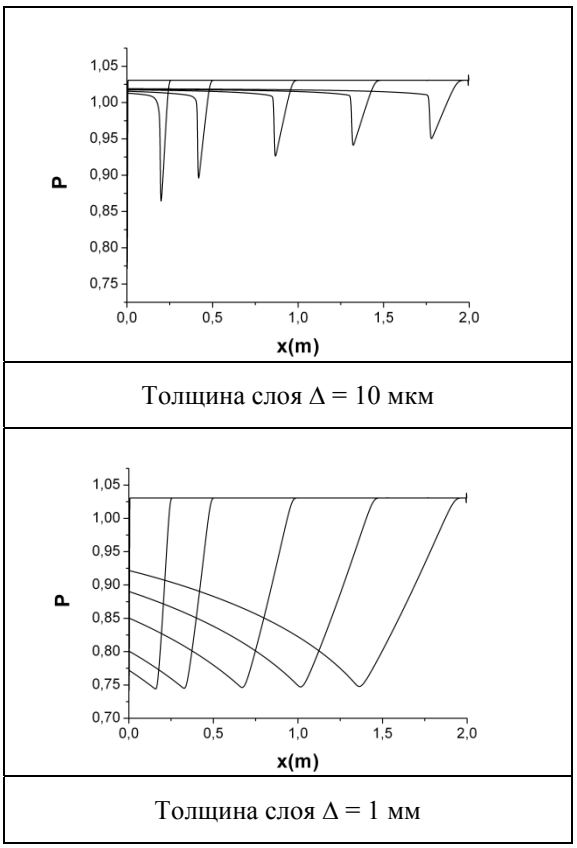


Рис. 3 Влияние толщины слоя перемешивания на форму сигнала. $T_V(0) = T_{HAC}(P_{ATM}) = 373К$, $T_0 = T_L(0) = 308К$. Интервал времени между расчетными кривыми 1 мс

Для валидации газодинамической модели было проведено сравнение эволюции параметров на межфазной поверхности (плотности массового потока и температуры межфазной поверхности) с результатами расчета эволюций данных параметров, полученных при численном решении кинетического уравнения Больцмана из работы [10] для конденсации при внезапном контакте пара и холодной жидкости. Расчеты показали хорошее соответствие.

ИНЕРЦИОННАЯ СТАДИЯ РОСТА АНСАМБЛЯ ПАРОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ ПРИ ВСКИПАНИИ

Проблеме исследования взрывного вскипания жидкостей при высоких тепловых потоках от поверхностных нагревателях посвящено множество работ (см., например[3, 5]). Интерес представляет

предложенная в [3] модель «плоского поршня», которая позволяет адекватно учесть возникающее в результате оттеснения вскипающей жидкости «противодавление» P_{PS}. Это противодавление, в свою очередь влияет на динамику отдельных пузырьков (Рис. 4). То есть, во внешней зоне поршень «излучает» P_{PS}, а во «внутренней зоне» пузырьки растут при внешнем давлении P_{PS} , которое превышает P_{ATM} .

В предположении одновременности формирования ансамбля пузырьков одинакового размера, модель существенно упрощается. Единственный эмпирический параметр упрощенной модели поршня – число пузырьков на единице поверхности нагревателя N. Поскольку противодавление существенно замедляет скорость роста пузырьков, то можно считать, что начальное давление в паре них P_0 сохраняется достаточно долго, т.е., инерционная стадия роста [1, 4] является доминирующей.

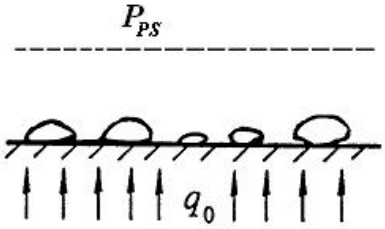


Рис. 4 Двухзонная модель роста паровых пузырьков на нагревателе

При вышеуказанных допущениях из общего выражения [3] получить физически понятные аппроксимационные формулы динамики пузырьков и изменения «противодавления».

а) На временах, много меньших D/c, давление в жидкости в ближней зоне вдали от пузырьков (как и следует из одномерной модели поршня [1]) линейно связано с объемной скоростью роста пузырьков (с эффективной скоростью оттеснения жидкости поршнем U_{PS}):

$$p_{PS} - p_{ATM} = \rho c U_{PS} = \rho c N \frac{d}{dt}\left(\frac{2\pi R^3}{3}\right) \qquad (2)$$

Здесь D – эффективный диаметр поверхности нагревателя, c – скорость звука в жидкости. Асимптотически P_{PS} стремится к P_0 , при этом, для радиуса пузырьков поучается аналитическая формула:

$$R_{AC,ASIM}(t) = \left[\frac{3(p_0 - p_A)}{2\pi\rho c N}\right]^{1/3} t^{1/3} \qquad (3)$$

б) На временах, больших D/c, основную роль играет инерция присоединенной массы оттесняемой «поршнем-нагревателем» жидкости:

$$p_{PS} - p_{ATM} = \rho \frac{4D}{3\pi} N \frac{d^2}{dt^2}\left(\frac{2\pi R^3}{3}\right) \qquad (4)$$

Асимптотически P_{PS} стремится к P_0 , для радиуса пузырьков зависимость от времени отличается от (3):

$$R_{ASIM}(t) = \left[\frac{9(p_0 - p_A)}{16\rho D N}\right]^{1/3} t^{2/3} \qquad (5)$$

Решения (3), (5) имеют принципиально иную зависимость от времени, нежели классическое решение Рэлея [1], полученное в пренебрежении взаимодействием ансамбля пузырьков:

$$R_R = \left[\frac{2(p_0 - p_A)}{3\rho}\right]^{1/2} t\,. \qquad (6)$$

ВОЛНЫ СЖАТИЯ ПРИ РАЗГЕРМЕТИЗАЦИИ ТРУБОПРОВОДА С ГОРЯЧЕЙ ЖИДКОСТЬЮ

Возникновение аварийной ситуации, связанной с разгерметизацией сосуда с горячим теплоносителем приводит к резкому падению давления в окрестности разрыва. Внутрь трубы распространяется волна разрежения, которая вызывает взрывное вскипание жидкости, а во внешнюю среду - уходит нестационарная волна сжатия (см., например, [1, 6, 7]).

При проведении численного моделирования генерации и эволюции волны сжатия во внешней атмосфере очень важно учитывать особенности связанные с влиянием длительности «раскрытия» сечения и его геометрией (кольцевой или осевой разрыв трубы). Расчеты проводились с использованием термодинамически неравновесной односкоростной модели парожидкостной среды [7]. Для решения соответствующей системы газодинамических уравнений применялся пакет программ LCPFCT [8] с разностным монотонным консервативным методом коррекции потоков.

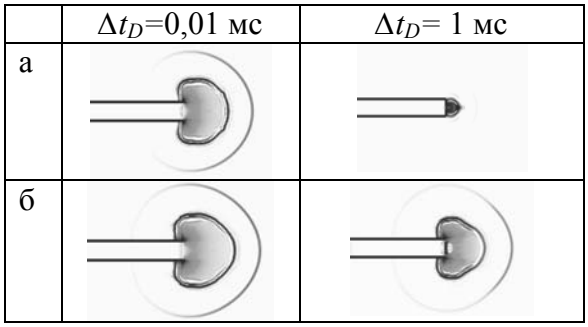
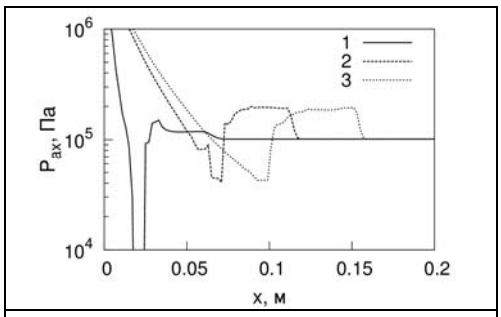
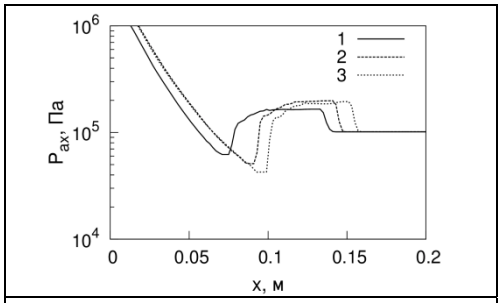


Рис. 5 Поля градиента давления при разных временах раскрытия диафрагмы (Δt_D): а - осевое, б – кольцевое



Осевое раскрытие



Кольцевое раскрытие

Рис. 6 Профили давления при разных временах раскрытия (Δt_D). регистр 1 - 1 мс, 2 - 0,1 мс, 3 - 0,01 мс, x -расстояние до сечения раскрытия

При этом проводился сквозной счет течения теплоносителя внутри и снаружи трубопровода. Для упрощения моделирования в качестве внешней среды была выбрана парожидкостная смесь, давление, плотность и скорость звука которой совпадают с параметрами воздушной атмосферы. Выбор был сделан для обеспечения адекватности моделирования волновых процессов [11].

Расчет эволюции волн при раскрытии диафрагмы проводился при следующих параметрах: начальное давление P_0 = 15,5 МПа, начальная температура T_0 =270°C, внутренний диаметр трубопровода D=0,04 м. Время раскрытия диафрагмы изменялась в диапазоне Δt_d=0,01 - 1 мс. Диапазон времени раскрытия выбирался так, чтобы самое короткое время соответствовало «мгновенной» разгерметизации (т.е, время раскрытия меньше характерного волнового времени $D/2c \approx$ 0,02 мс, где c - характерная скорость звука).

На рисунках 5, 6 проиллюстрировано влияние времени раскрытия диафрагмы на эволюцию волн. Время регистрации волны - 0,3 мс.

Сферическая форма ударной волны наблюдается для обоих случаев раскрытия при Δt_D=0,01 мс. Для времени раскрытия Δt_D= 1 мс форма фронта ударной волны для осевого раскрытия наблюдается в виде небольшой дуги с малой амплитудой, а при кольцевом раскрытии в виде сферы. Можно заметить (Рис. 6), что при кольцевом раскрытии скорость и амплитуда ударной волны, как и амплитуда волны разрежения увеличиваются при уменьшении времени раскрытия. Для осевого случая время раскрытия существенно меняет форму профиля давления. При времени раскрытия Δt_D=0,01 мс осевой профиль давления близок к профилю давления для кольцевого типа раскрытия. Но при большом времени раскрытия (Δt_D=1 мс) волна сжатия к моменту регистрации имеет очень малую амплитуду.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Исследован процесс генерации и эволюции волны давления при мгновенном контакте насыщенного пара с холодной жидкостью. Расчет эволюции волн проводился в газодинамической постановке. Изучено влияние на исследуемые процессы интенсификации теплообмена в жидкости. Проведено сравнение эволюции давления в паре для разных теплоносителей: воды и натрия. Проведено сравнение результатов расчета эволюции массового потока и температуры межфазной поверхности с использованием нелинейного кинетического соотношения с полной постановкой: решением уравнения Больцмана. Показано хорошее качественное и количественное согласие результатов.
- На основе модели поршневого оттеснения жидкости от поверхности вскипания получены простые аналитические и численные аппроксимации динамики инерционного роста ансамбля паровых пузырьков на плоской теплоотдающей поверхности для различных условий. Найденные законы роста пузырьков и изменения пристенного давления жидкости особенно актуальны для взрывного вскипания, когда практически одновременно возникает большое количество растущих паровых пузырьков, и инерционный режим является доминирующим на значительной стадии всего процесса парообразования.
- На основе неравновесной по фазовым превращениям модели проведено численное исследование процесса формирования и эволюции волны давления в атмосфере, вызванного торцевым разрывом трубопровода с горячим теплоносителем. Полазано, что амплитуды и профили волн при различных временах и типах разрыва существенно различаются.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Часть.1. – М: Наука, Глав. изд. ф.-м. лит-ры, 1987. – 464 С.

   Nigmatulin R.I. Dinamika mnogofaznykh sred. Chast.1. – M: Nauka, Glav. izd. f.-m. lit-ry, 1987. – 464 PP.

2. Лежнин С.И., Сорокин А.Л. Моделирование эволюции импульса разрежения при контакте холодной жидкости и насыщенного пара // Теплофизика и аэромеханика. – 2010. - Т. 17. – № 3. – С. 397 – 400.

   Lezhnin S.I., Sorokin A.L. Modelirovanie evolyutsii impulsa razrezheniya pri kontakte kholodnoy zhidkosti i nasyshchennogo para // Teplofizika i aeromekhanika. – 2010. - T. 17. – № 3. – pp. 397 – 400.

3. Кузнецов В.В., Вассерман Е.С. Динамика взрывного вскипания на мезопористой поверхности // Динамика сплошной среды. – Новосибирск: Институт гидродинамики СО РАН, 2001. – Вып. 117. – С. 25 – 29.

   Kuznetsov V.V., Vasserman E.S. Dinamika vzryvnogo vskipaniya na mezoporistoy poverkhnosti // Dinamika sploshnoy sredy. – Novosibirsk: Institut gidrodinamiki SO RAN, 2001. – Vyp. 117. – pp. 25 – 29.

4. Vasserman E.S. Lezhnin S.I. Inertia-controlled regime of collective bubble growth on a flat microheater // Proc. of Int. Conf. of Heat Transf. and Fluid Flow in Microscale. Castelvechio Pascoli, 2005. – P. 106 –117.

5. Варламов Ю.Д., Мещеряков Ю.П., Лежнин С.И. и др. Эволюция паровой каверны при взрывном вскипании на пленочном микронагревателе: эксперимент и численное моделирование // Прикладная механика и техническая физика. – 2007. – Т. 48. – №4. – С.79 – 87.

   Varlamov Yu.D., Meshcheryakov Yu.P., Lezhnin S.I. i dr. Evolyutsiya parovoy kaverny pri vzryvnom vskipanii na plenochnom mikronagrevatele: eksperiment i chislennoe modelirovanie // Prikladnaya mekhanika i tekhnicheskaya fizika. – 2007. – T. 48. – №4. – pp.79 – 87.

6. Ивандаев А.И., Губайдуллин А.А. Исследование нестационарного истечения вскипающей жидкости в термодинамически равновесном приближении // Теплофизика высоких температур. – 1978. – Т. 16, – № 3. – С. 556 – 562.

   Ivandaev A.I., Gubaydullin A.A. Issledovanie nestatsionarnogo istecheniya vskipayushchey zhidkosti v termodinamicheski ravnovesnom priblizhenii // Teplofizika vysokikh temperatur. – 1978. – T. 16, – № 3. – PP. 556 – 562.

7. 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.

   Alekseev M.V., Lezhnin S.I., Pribaturin N.A., Sorokin A.L. Generatsiya udarnovolnovykh i vikhrevykh struktur pri istechenii strui vskipayushchey vody // Teplofizika i aeromekhanika. – 2014. – T. 21. – № 6. – PP.795 – 798.

8. Jay P. Boris, Alexandra M. Landsberg, Elaine S. Oran, John H. Garder. LCPFCT - Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations. NRL/MR/6410-93-7192.

9. Labuntsov D.A., Kryukov A.P. Analysis of intensive evaporation and condensation // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 1979. – Vol. 22. – P. 989 – 1002.

10. Ястребов А.К. Об использовании неравновесных граничных условий для исследования конденсации при внезапном контакте холодной жидкости и насыщенного пара // Известия РАН. Энергетика. – 2010. – №6. – С. 21– 29.

    Yastrebov A.K. Ob ispolzovanii neravnovesnykh granichnykh usloviy dlya issledovaniya kondensatsii pri vnezapnom kontakte kholodnoy zhidkosti i nasyshchennogo para // Izvestiya RAN. Energetika. – 2010. – №6. – PP. 21– 29.

11. Pribaturin N., Lezhnin S., Sorokin A. et al. The investigation of shock waves forming by disruption of vessel // Proc. of the 18th Int. Conf. on Nuclear Engineering (ICONE18-32297), May 17-21, 2010, Xi`an, China, CD. – 7P.