

УДК 532.529.011:536.423

© 2005 г. О. Е. ИВАШНЕВ, Н. Н. СМИРНОВ

ВОЗНИКНОВЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН НУКЛЕАЦИИ ВО ВСКИПАЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

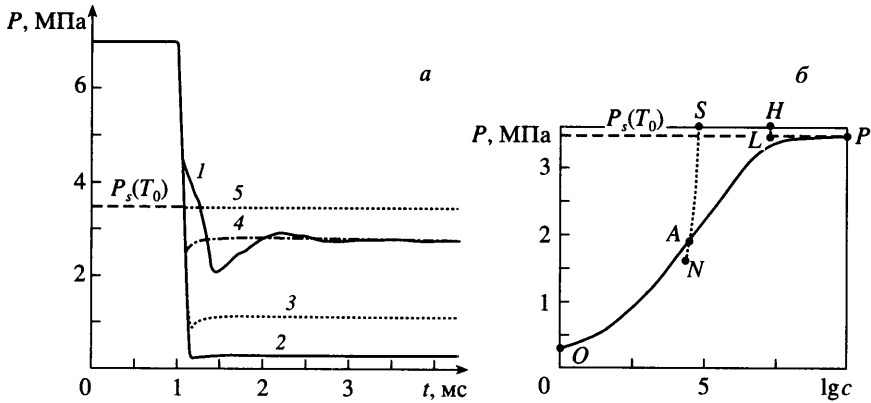
Изучается процесс разгерметизации сосудов высокого давления, заполненных жидкостью, вскипающей при уменьшении давления. После разгерметизации, происходящей за время меньшее, 1 мс, в сосуд уходит волна разрежения. Эксперименты [1–5] показали, что давление за волной выходит на постоянное значение между давлением насыщения и атмосферным, которое не зависит от диаметра сосуда.

Анализируются соответствия экспериментам по разгерметизации сосудов различных теорий образования пузырьков: на стенках канала, за счет обрыва связей между молекулами воды и за счет кипения на примесных частицах. Предложена теория “механической нуклеации”: считается, что жидкость начинает кипеть на незначительном числе примесных частиц, а пузырьки, образовавшиеся на ядрах нуклеации многократно дробятся за счет неустойчивости, развивающейся под действием центробежных ускорений поверхности пузырька в процессе его роста.

Расчеты показали, что после открытия сосуда на его выходе происходит дробление пузырьков. Из-за роста межфазной поверхности при дроблении интенсивность кипения увеличивается, давление растет и вслед за волной разрежения в глубь сосуда уходит ударная волна. Во фронте ударной волны происходит многократное разрушение пузырьков. За ней движется серия ударных волн меньшей амплитуды. Давление в сосуде выходит на устойчивый уровень, по которому более не распространяются ударные волны. Этот уровень характеризуется степенью метастабильности жидкости – ее перегревами, т.е. разницей между температурой жидкости и температурой насыщенных паров. Показано, что давление, устанавливающееся в сосуде не зависит от числа начальных центров кипения, начального давления в сосуде, а определяется только начальной температурой. Для воды построена и сопоставлена с экспериментальными данными зависимость от начальной температуры перегревов жидкости.

Ключевые слова: разгерметизация, нуклеация, волна, неравновесное кипение.

1. Анализ экспериментальных данных. Работа [1] считается классическим экспериментом по разгерметизации сосудов. Ее результаты были подтверждены другими экспериментами [2–5], с ней сопоставлены результаты расчетов по многим современным теоретическим моделям. Рабочий участок экспериментальной установки [1] представлял собой цилиндрический сосуд длиной 4 м, диаметром 7.5 см. Первоначально сосуд был заполнен горячей водой с температурой T_0 и находился под давлением P_0 , значительно превышающим давление насыщения $P_s(T_0)$. В момент времени $t = 0$ стеклянный диск, закрывающий один из концов сосуда, разбился и в сосуд со скоростью звука в чистой жидкости ≈ 1000 м/с уходила волна разрежения. В работе представлены две группы осциллограмм давления снятых в различных сечениях сосуда: крупно- и мелкомасштабные. На крупномасштабных осциллограммах видно, что после разгерметизации давление во всем сосуде опускается на уровень $P^* < P_s(T_0)$ и остается на нем в течение десятых долей секунды – значительного времени, сравнимого с длительностью процесса истечения. На фиг. 1 представлена мелкомасштабная осциллограмма давления для первого из экспериментов [1] ($P_0 = 7$ МПа, $T_0 = 515$ К, $P_s(T_0) = 3.5$ МПа), снятая в сечении, удаленном на расстояние 1.1 м от открытого конца сосуда. Эксперимент показывает, что жидкость интенсивно вскипает уже че-



Фиг. 1. Сравнение данных 1-го эксперимента [1] с расчетами по модели кипения на постоянном числе центров: *a* – осциллограмма, снятая в сечении, удаленном от открытого конца трубы на расстоянии 1.1 м: 1 – эксперимент; 2–5 – расчеты с числом пузырьков: $c_0 = 1, 10^3, 10^6$ и 10^9 кг^{-1} (кривые 2–5); *б* – зависимость перегревов воды после окончания волновой стадии от числа центров зародышеобразования

рез 0.1 мс после того, как давление пересекает уровень давления насыщения $P_s(T_0)$ (штриховая линия на фиг. 1). Видно, что, не достигнув атмосферного, давление через 0.1 мс начинает повышаться. Наблюдаемый рост можно объяснить только кипением жидкости. Затем рост прекращается и давление выходит на постоянный уровень $P^* \approx 2.7 \text{ МПа} < P_s(T_0)$. Провал давления ниже постоянного уровня вместе с последующим его ростом образуют область называемую “зубом кипения”.

Аналогичные осциллограммы давления были сняты во втором из экспериментов работы [1] и в других экспериментах, в которых исследовалась разгерметизация сосудов заполненных водой [1–3, 5], углекислотой [3] и дихлордифторметаном [4].

Сравним экспериментальные осциллограммы [1] с расчетами по модели кипения [6] на постоянном числе примесных частиц в единице массы смеси c (фиг. 1). Этот параметр можно подобрать так, чтобы расчетная кривая соответствовала экспериментальной вдали от зуба кипения (кривая 4 на фиг. 1). Из сопоставления расчетов с экспериментом следует, что за несколько десятых долей миллисекунды в 1 кг жидкости обнаруживается миллион пузырьков.

Таким образом, явление длительного пребывания жидкости в перегретом состоянии связано с кипением на конечном числе пузырьков. Если бы их было бесконечно много, то давление в волне разрежения опустилось бы до равновесного $P_s(T_0)$; если бы их не было вовсе – до атмосферного. Объяснить существование характерного уровня давлений P^* по существу значит ответить на вопрос о происхождении пузырьков.

Эксперименты по разгерметизации стеклянных сосудов высокого давления должны были ответить на этот вопрос. Экспериментальная установка [7] представляла собой вертикальный цилиндрический стеклянный сосуд (“пробирку”) диаметром 5 см и высотой 29 см. На 9 см “пробирка” была заполнена водой с параметрами: $P_0 = 0.17 \text{ МПа}$, $T_0 = 348 \text{ К}$, $P_s(T_0) = 0.13 \text{ МПа}$. Стеклянный сосуд был помещен в другой сосуд, из которого был откачан воздух. В нулевой момент времени клапан, соединяющий сосуды, открывался, давление во внутреннем сосуде падало, и жидкость в нем вскипала. Процесс фиксировался на фотопленку. Время срабатывания клапана составляло десятые доли секунды, что на два порядка выше времени разгерметизации сосуда в экспериментах [1].

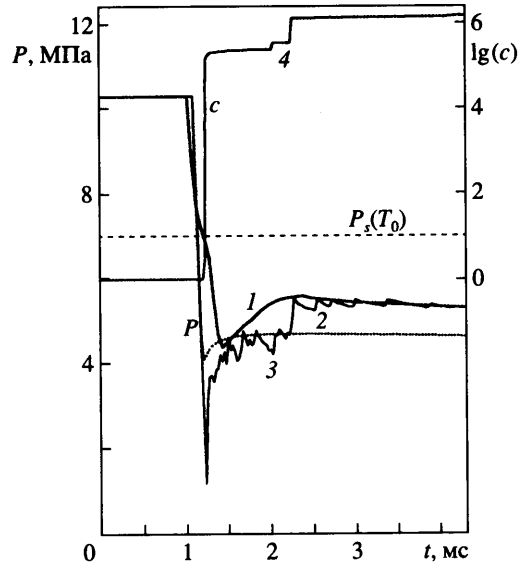
Эксперименты [7] показали, что при уменьшении давления в “пробирке” до величины при которой перегревы жидкости в ней равны ≈ 10 К, на полукруглом дне сосуда и на свободной поверхности жидкости начинают появляться пузырьки. Частота их возникновения невелика: за секунду возникает несколько пузырьков. Никакого вскипания в объеме не наблюдали.

Существуют эксперименты [8], в которых изучался процесс вскипания в жидкости, изолированной от стенок сосуда. В экспериментах наблюдалась капля бутана в большом объеме горячего этиленгликоля. Бутан выдерживал перегревы в 100 К не вскипая. Пузырек появлялся при перегревах 105 К и всегда на стенках капли. При этом, даже при таких перегревах частота зародышеобразования была относительно невелика: в течение 0.1 мс в капле наблюдался единственный пузырек.

Однако теория вскипания на стенках противоречит экспериментам по разгерметизации сосудов высокого давления. В соответствии с этой теорией уровень давления, который определяется интенсивностью кипения, должен зависеть от площади стенок приходящейся на единицу объема сосуда. Диаметр сосуда в экспериментах [1] и [2] был 7.5 и 1.27 см соответственно. Начальные параметры жидкости во втором эксперименте [1] и 51 эксперименте [2] были примерно одинаковы: $P_0 = 10.3$ МПа, $T_0 = 560$ К. При этом давление в обоих каналах вышло на один и тот же уровень: 2.7 МПа, что противоречит теории формирования пузырьков на стенках канала. Следовательно, в скоростных потоках кипящей жидкости, реализующихся при быстрой разгерметизации сосудов, пузырьки формируются в объеме.

Существует несколько теорий, объясняющих формирование пузырьков в объеме. Теория гомогенной нуклеации [9] полагает, что пузырьки формируются в местах разрыва связей между молекулами жидкости. Теория позволяет рассчитать вероятность образования пузырьков. Однако оказывается [6], что теория дает практически нулевую вероятность появления пузырьков при температурах существенно ниже критической: $T_0 < 0.96T_{cr}$. Для воды $T_{cr} = 647$ К.

Теория гетерогенной нуклеации [6] предполагает, что вскипание начинается на взвешенных в жидкости примесных частицах, количество которых зависит от степени очистки воды. В [6] предлагается определять концентрацию частиц примеси путем сравнения данных экспериментов с расчетами по модели кипения на постоянном числе центров нуклеации, как это было сделано выше (фиг. 1). Если теория верна, то можно ожидать, что число пузырьков одинаково в экспериментах одного и того же автора, проведенных в рамках одной и той же работы [1]. На фиг. 2 показано изменение давления во втором из экспериментов [1], рассчитанное с использованием числа пузырьков определенного из обработки первого эксперимента ($c = 10^6$ кг $^{-1}$). Заметно расхождение расчетов с экспериментальными данными (кривые 1, 2). Бо-



Фиг. 2. Сравнение данных 2-го эксперимента [1] с расчетами: 1 – экспериментальная осциллограмма снятая в том же сечении, что и на фиг. 1; 2 – расчеты по модели кипения на постоянном числе центров $c = 10^6$ кг $^{-1}$; 3 – расчеты по предлагаемой модели $c_0 = 1$ кг $^{-1}$; 4 – число пузырьков в расчетах по модели с дроблением

лее того, при обработке экспериментов по истечениям через короткие сопла при тех же начальных параметрах той же жидкости число пузырьков получается на три – четыре порядка больше [6].

С другой стороны, эксперименты различных авторов, проведенные в различное время, но при сходных начальных параметрах жидкости P_0 , T_0 , хорошо коррелируют друг с другом, как, например, эксперименты [1] и [2]. По-видимому, уровень давлений, а следовательно, и число пузырьков, образующееся после разгерметизации, в действительности не зависят от степени очистки жидкости.

Поиск и проверка различных механизмов, объясняющих формирование пузырьков “в объеме” движущейся кипящей жидкости, привели авторов к гипотезе о “механической нуклеации”. Предполагается, что число начальных пузырьков может быть сколь угодно мало и не важны причины их появления. Механика процесса такова, что количество пузырьков быстро возрастает на порядки, и система “забывает” начальное их число через доли миллисекунды после перехода жидкости в метастабильное состояние. Причиной столь интенсивного роста числа пузырьков является их дробление.

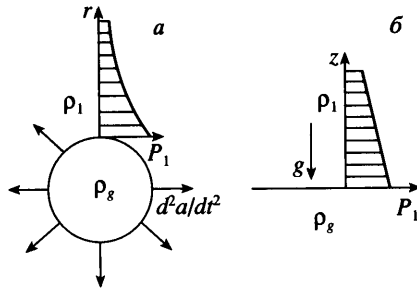
2. Модель вскипающей жидкости. Широко известны две схемы дробления дисперсных частиц [6]. В соответствии с первой схемой дробление происходит из-за развития неустойчивости Кельвина – Гельмгольца на боковых (по отношению к потоку) поверхностях пузырька. Неустойчивость характеризуется числом Вебера, которое определяется размером пузырька и разностью скоростей фаз. В соответствии со второй схемой, ускорение потока вызывает развитие неустойчивости возле лобовой или кормовой точек пузырька. Неустойчивость характеризуется числом Бонда, которое определяется размером пузырька и ускорением потока. Обе эти схемы не подходят для описания разрушения пузырьков в “зубе кипения” по двум причинам. 1. В области “зуба” пузырек успевает вырасти только до размера $a \sim 10^{-5} : 10^{-4}$ м. Даже максимальные оценки чисел Вебера и Бонда для таких маленьких пузырьков на порядок меньше их критических значений. Эксперименты по всплытию пузырьков показывают, что при таких числах Вебера и Бонда они еще сохраняют устойчивость. 2. Расчеты по модели кипящей жидкости, составленной с учетом возможности разрушения пузырьков из-за неустойчивости Кельвина – Гельмгольца (на боковых стенках) [10], продемонстрировали существенно отличный от экспериментального характер осциллограмм давления.

Предлагается третья схема разрушения пузырьков: развитие неустойчивости межфазной поверхности происходит из-за центробежных ускорений в жидкости, которые могут возникать при росте парового пузырька (фиг. 3). Если пузырек растет с ускорением $\ddot{a} > 0$, то в окружающей его жидкости возникает отрицательный градиент давлений: чем дальше от центра пузырька, тем давление меньше. Ситуация качественно сходна с той, когда более тяжелая жидкость находится сверху легкой (фиг. 3, б) с той лишь разницей, что в данном случае роль сил тяжести играют силы инерции. Такая неустойчивость также может быть охарактеризована числом Бонда

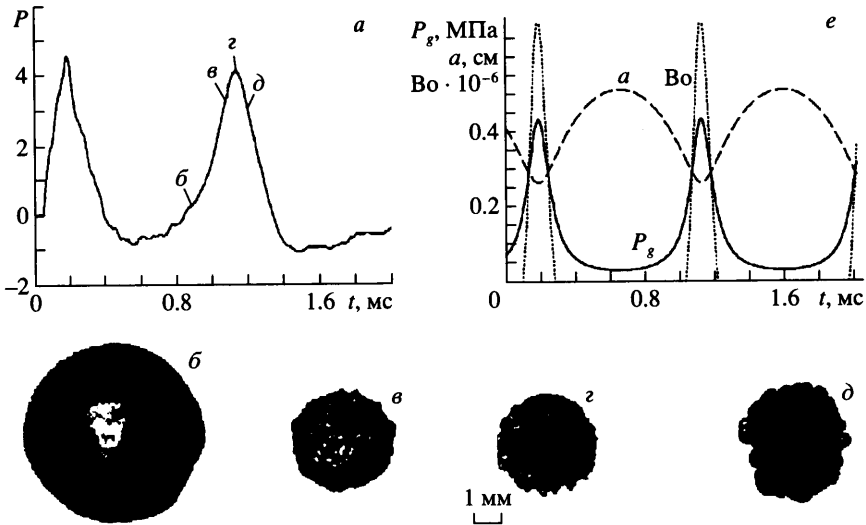
$$Bo = \frac{4a^2 \rho_l \dot{\omega}_a}{\sigma}, \quad \dot{\omega}_a = \frac{d\omega_a}{dt} \quad (2.1)$$

где a – радиус пузырька; ω_a – физическая скорость межфазной поверхности ($\omega_a \neq \dot{a}$ из-за дробления.)

Неустойчивость под действием центробежных ускорений наблюдалась в виде побочного эффекта в упомянутых экспериментах [8]. Изучался рост парового пузырька в капле перегретого бутана, находящейся в большом объеме горячего этиленгликоля. Перегревы бутана превышали сотню градусов, и поэтому жидкость вокруг пузырька имела значительный запас кинетической энергии радиального движения. После выкипания бутана, этиленгликоль продолжал двигаться в радиальном направлении. Это



Фиг. 3. Схема развития неустойчивости межфазной поверхности из-за центробежных ускорений: *a* – распределение давлений в окружающей пузырек жидкости; *б* – в жидкости, находящейся над плоской межфазной поверхностью



Фиг. 4. Наблюдение неустойчивости под действием центробежных ускорений в экспериментах [8]: *a* – осциллограмма давления снятая на удалении от пузырька; *б–д* – фотографии пузырька в моменты времени, отмеченные на осциллограмме давления; *e* – зависимости *a(t)*, $P_g(t)$ и $Vo(t)$ рассчитанные по модели адиабатического газового пузырька

движение привело к падению давления в пузырьке и в конечном итоге вызвало радиальные колебания в системе пузырек–жидкость.

На фиг. 4, *a* показана осциллограмма давления, снятая на некотором удалении от пузырька, и даны четыре его фотографии (фиг. 4, *б–д*). В некоторые моменты времени поверхность осциллирующего пузырька имеет почти правильную сферическую форму (фиг. 4, *б*). В другие моменты (фиг. 4, *д*) амплитуда возмущений поверхности сравнима с размером пузырька, что позволяет говорить о близости его разрушения.

Чтобы ответить на вопрос о природе развивающейся неустойчивости, составлена математическая модель осциллирующего газового пузырька и найдены ускорения его поверхности, недоступные экспериментальным измерениям. Система уравнений, описывающая колебания адиабатического газового пузырька в сферически–симме-

тричной постановке, состоит из уравнений Рейля – Ламба, сохранения массы пузырька и уравнения адиабатического поведения пара:

$$a\ddot{a} + \frac{3}{2}\dot{a}^2 = \frac{P_g - P_\infty}{\rho_l}$$

$$m_g = \frac{4\pi}{3}a^3 \rho_g = \text{const}, \quad \frac{P_g}{\rho_g^\gamma} = \text{const}$$

где $\gamma = 1.33$ – показатель адиабаты паров бутана; $\rho_l = 579 \text{ кг/м}^3$; $\sigma = 5 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}^2$ – приближенная оценка коэффициента поверхностного натяжения бутана.

Начальные условия были взяты в соответствии с экспериментальными данными. Однако потребовалась их незначительная корректировка с целью получения такого же периода колебаний пузырька, как в эксперименте: $a_0 = 3.8 \text{ мм}$, $\dot{a}_0 = 9 \text{ м/с}$, $P_{g0} = P_\infty$.

Расчеты осцилляций газового пузырька представлены на фиг. 4, *e* в виде осциллограмм давления в пузырьке, его радиуса и числа Бонда, определенного по формуле (2.1). Сопоставляя полученную осциллограмму числа Бонда с фотографиями пузырька, видим, что в момент *b*, когда $Bo < 0$, пузырек имеет почти правильную сферическую форму. После того как числа Bo становятся положительными, на поверхности пузырька начинают расти возмущения (фиг. 4, *в-д*). Таким образом, видно совпадение расчетных предсказаний о развитии неустойчивости с экспериментальными данными. Обнаруженное совпадение доказывает правильность предложенной схемы дробления.

При построении модели предполагаем, что вскипание происходит на имеющихся в жидкости примесных частицах, число которых в единице массы жидкости c_0 – свободный параметр модели. Давления в фазах считаем равными $P_l = P_g = P$, скорости фаз – одинаковыми: $u_l = u_g = u$. Параметры в пузырьке считаются однородными по его радиусу и равными параметрам на линии насыщения: $T_g = T_s(P_g)$, $\rho_g = \rho_{gs}(P_g)$. Плотность пара считается много меньше плотности жидкости: $\rho_g \ll \rho_l$.

В уравнении состояния жидкости пренебрегается зависимостью плотности жидкости от ее температуры. Учитывая, что изотермы, построенные в окрестности линии насыщения на плоскости (P, V) – прямые линии, уравнение состояния жидкости принимаем в форме

$$\frac{1}{\rho_l} = k - \frac{P}{\beta^2}$$

$$\beta = \beta(T_0) = \text{const}, \quad k(T_0) = \frac{1}{\rho_{ls}(T_0)} + \frac{P_s(T_0)}{[\beta(T_0)]^2} = \text{const} \quad (2.2)$$

где $P_s(T_0)$ – давление на линии насыщения при начальной температуре T_0 ; ρ_{ls} – плотность жидкости на линии насыщения.

Тогда калорическое уравнение состояния для воды будет

$$i_l(P, T_l) = i_{ls}(T_l) + k(P - P_s(T_l)) - \frac{P^2 - P_s^2(T_l)}{2\beta^2} \quad (2.3)$$

$$i_{ls}(T_l) = c_s(T_l - b_s), \quad c_s = 5000 \frac{\text{М}^2}{\text{с}^2 \text{ К}}, \quad b_s = 305 \text{ К}$$

Здесь $i_{ls}(T_l)$ – энтальпия жидкости на линии насыщения; c_s, b_s – аппроксимационные параметры.

В широком диапазоне параметров $450 \text{ K} \leq T_s \leq 590 \text{ K}$, простая аппроксимация $\rho_g = P_g/a_g^2$ ($a_g^2 = 2 \cdot 10^5 \text{ м}^2/\text{с}^2$) описывает состояния пара на линии насыщения с относительной погрешностью 2%.

Интенсивность межфазного теплообмена определяется из автомодельного решения задачи о тепловом росте пузырька в перегретой жидкости [11]. Аппроксимация [12] представляет его в виде зависимости числа Нуссельта Nu от числа Якоба Ja :

$$Nu = 2 + \left(\frac{6Ja}{\pi}\right)^{1/3} + \frac{12Ja}{\pi}, \quad Ja = \frac{c_l \rho_l (T_l - T_s)}{\rho_g h}$$

где c_l – удельная теплоемкость жидкости; h – удельная теплота парообразования. Интенсивность испарения в пузырек определится как

$$j = 2\pi D_l a \rho_g Ja Nu, \quad D_l = \frac{\lambda_l}{c_l \rho_l} \quad (2.4)$$

где D_l – коэффициент температуропроводности жидкости; λ_l – коэффициент ее теплопроводности.

При составлении схемы дробления пузырьков воспользуемся результатами решения задачи о росте малых возмущений на плоской межфазной поверхности находящейся под действием массовой силы плотностью $\dot{\omega}_a$ [13]. Линейный анализ показывает, что амплитуда синусоидального возмущения длиной λ растет со временем как

$$\delta = \delta_0 \exp[I t], \quad I(\lambda) = \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda} \dot{\omega}_a - \frac{8\pi^3 \sigma}{\lambda^3 \rho_l}}$$

Из условия неустойчивости межфазной поверхности: $I > 0$ и условия, что длина волны не может быть больше диаметра пузырька $\lambda \leq 2a$ [6], следуют выражение для числа Бонда (2.1) и оценка его критической величины $Bo^* = 4\pi^2$.

Из условий $dI/d\lambda = 0$, $d^2I/d\lambda^2 < 0$ определим длину волны λ^* , амплитуда которой растет быстрее всего. Характерное время дробления оценим как время роста гармонических возмущений такой длины в e раз

$$\tau^* = k_\tau \sqrt{\frac{\rho_l a^3}{\sigma} \left(\frac{Bo}{Bo^*}\right)^{3/4}} \quad (2.5)$$

где $k_\tau \sim 1$ – свободный параметр модели.

Число осколков дробления (c^*/c) оценивается как отношение диаметра пузырька к длине волны, амплитуда которой нарастает быстрее всего

$$\frac{c^*}{c} = \frac{2a}{\lambda^*} = \sqrt{\frac{Bo}{Bo^*}} \quad (2.6)$$

Здесь c^* – число пузырьков в единице массы смеси после дробления.

Радиальное ускорение межфазной поверхности в рамках гомобарической модели рассчитаем из уравнения сохранения массы пузырька $dm_g/dt = j$, которое представим в виде

$$a\omega_a + \frac{1}{3}a^2 \frac{\dot{P}}{P} = \frac{D_l}{2} Ja Nu \quad (2.7)$$

Продифференцируем (2.7) по времени

$$a\dot{\omega}_a = \frac{D_l}{2} \left(\text{Nu} + \frac{d\text{Nu}}{d\text{Ja}} \right) \frac{d\text{Ja}}{dt} - \omega_a^2 - \frac{2a\omega_a\dot{P}}{3P} - \frac{a^2\ddot{P}}{3P} + \frac{a^2\dot{P}^2}{3P^2} \quad (2.8)$$

$$\frac{d\text{Ja}}{dt} = - \frac{jn(i_g - i_l)}{\rho_g h(1 - \alpha)} - \frac{c_l \rho_l (T_l - T_s)}{\rho_g h} \left(\frac{dT_s}{P} + \frac{dP}{P} \right) \dot{P} \quad (2.9)$$

$$\dot{P} = \frac{dP}{dt}, \quad \ddot{P} = \frac{d^2P}{dt^2}$$

где α – объемное содержание пара; $n = c\rho$ – число пузырьков в единице объема смеси; c – число пузырьков в единице массы смеси; ρ – плотность смеси; \dot{P} , \ddot{P} – производные от давления по времени, взятые вдоль траектории движения смеси. Они с помощью законов сохранения выражаются через производные по координате, и по известному распределению параметров могут быть вычислены в каждый момент времени.

Из уравнений (2.8), (2.9) следует, что радиальные ускорения будут положительны и число Бонда может превысить свое критическое значение только при изменении давления. Если же давление постоянно, то ускорение отрицательно и, следовательно, поверхность пузырька устойчива.

Система уравнений состоит из законов сохранения массы, импульса и энергии смеси, массы пара и уравнения для числа пузырьков

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = v^* \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (2.11)$$

$$\frac{di}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dt} = 0, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \quad (2.12)$$

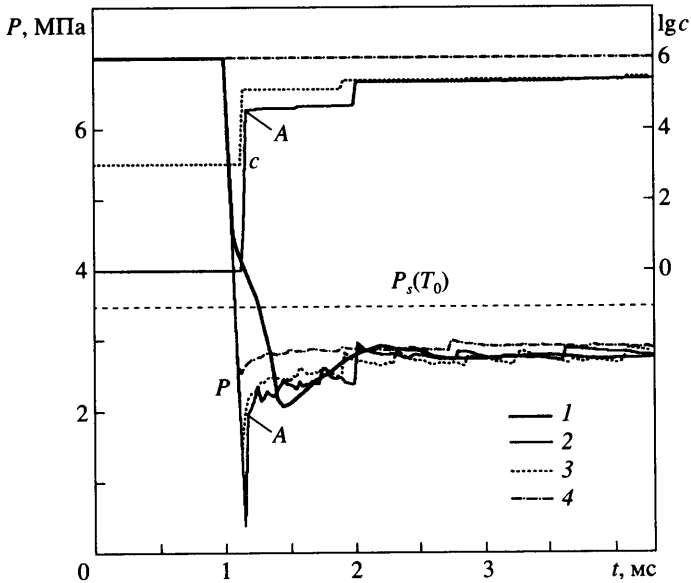
$$\frac{\partial(\rho_g \alpha)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g \alpha u)}{\partial x} = jn, \quad \frac{dc}{dt} = \frac{c^* - c}{\tau^*} \quad (2.13)$$

$$\rho = \rho_l(1 - \alpha) + \rho_g \alpha, \quad i = (1 - \chi)i_l + \chi i_g, \quad \chi = \frac{\rho_g \alpha}{\rho} \quad (2.14)$$

Здесь u – скорость смеси; χ – массовое содержание пара; i – энтальпия смеси; $v^* = 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$ – эффективная вязкость, которая подобрана таким образом, чтобы ширина ударной волны в принятой модели гомобарической смеси соответствовала ширине ударной волны в пузырьковой смеси с разными давлениями фаз.

Система уравнений (2.10)–(2.14) замыкается уравнениями состояния фаз (2.2), калорическим уравнением для жидкости (2.3), уравнением (2.4) для интенсивности испарения, уравнением (2.7) для скорости роста пузырька и уравнениями (2.1), (2.5), (2.6), (2.8), (2.9), определяющими интенсивность дробления.

До момента $t = 0$ в сосуде находится покоящаяся жидкость в устойчивом “недогретом” состоянии с температурой T_0 , под давлением P_0 . Начиная с момента $t = 0$ давление на правом конце сосуда падает по линейному закону, достигая за время 1.5 мс атмосферного и в дальнейшем не меняется. На левом конце сосуда ставится условие непротекания.



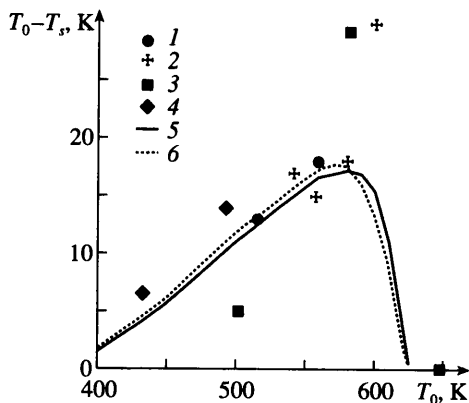
Фиг. 5. Осциллограммы давления P и числа пузырьков в единице массы смеси c в сечении, удаленном от открытого конца трубы на 1.1 м: 1 – 1-й эксперимент [1]; расчет по предлагаемой модели при $c_0 = 1, 10^3, 10^6 \text{ кг}^{-1}$ (кривые 2–4)

3. Результаты численного исследования. Модель имеет два свободных параметра: число центров кипения c_0 и коэффициент k_τ определяющий время дробления (2.5). Влияние числа центров на результаты расчетов исследуется, а параметр k_τ подбирается таким образом, чтобы уровень давления за “зубом кипения” в численных расчетах соответствовал экспериментальному.

С помощью разработанной модели численно решена задача о разгерметизации сосуда высокого давления при условиях 1-го эксперимента [1]. Результаты сравнения экспериментальной и теоретических осциллограмм давления, построенных для различных концентраций начальных центров кипения, представлены на фиг. 5. Коэффициент $k_\tau = 2$. Для всех значений числа центров зародышеобразования, меньших критического $c_0 = 10^6 \text{ кг}^{-1}$, теоретические кривые выходят на один и тот же уровень давления. Начальное число центров влияет лишь на форму “зуба кипения”.

Определив свободный параметр k_τ путем корреляции с данными 1-го эксперимента [1], рассчитаем процесс истечения при условиях 2-го эксперимента этой работы. Расчет (кривая 3 на фиг. 2) показал, что уровень давлений, на который выходит расчетная осциллограмма давлений, совпадает с экспериментальным.

Уровень давлений, устанавливающийся в сосуде после разгерметизации P^* , в соответствии с принятой моделью определяется начальными параметрами жидкости P_0 и T_0 . На фиг. 6 представлены зависимости перегревов жидкости при давлении $P^*(T_0 - T_s(P^*))$ от ее начальной температуры T_0 при различных значениях P_0 : $P_0 = 2 \cdot P_s(T_0)$ и $P_0 = 1.5 \cdot P_s(T_0)$ (кривые 5, 6). Оказалось, что величина P_0 практически не влияет на уровень давлений P^* . Это дает возможность сопоставить в координатах перегревы – начальная температура эксперименты нескольких авторов, проведенные при различных значениях P_0 (фиг. 6). Экспериментальная точка 3, свидетельствующая о равновесном течении при начальной температуре близкой к критической $T_0 = 0.97 \cdot T_{cr}$ взята из экспериментов [3] по разгерметизации сосудов с жидким CO_2 . В соответствии с расчетами по предлагаемой модели стремление двухфазной смеси к равновесному состоянию при температу-



Фиг. 6. Перегревы жидкости при разгерметизации цилиндрических сосудов: 1–4 эксперименты [1–3, 5], 5, 6 – расчеты при $P_0 = 2P_s(T_0)$, $1.5P_s(T_0)$

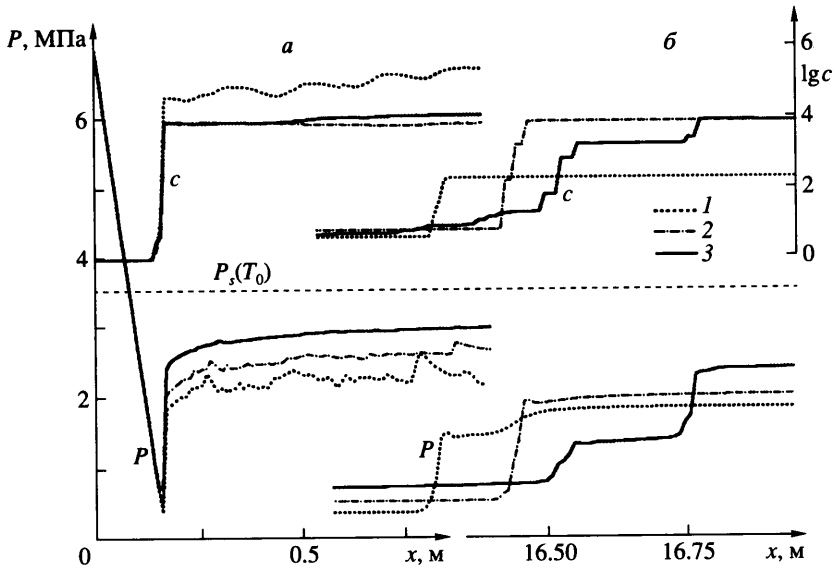
рах, близких к критической, объясняется резким (на порядок) уменьшением удельной теплоты парообразования. Количество же пузырьков при $580 \leq T_0 \leq 620$ меняется мало.

Теоретические кривые на фиг. 6 могут служить линиями аппроксимирующими экспериментальные точки. Таким образом, дана методика предсказания уровня давлений, наблюдаемых при разгерметизации сосудов высокого давления.

Рассмотрим волновые процессы при разгерметизации. Расчеты дают сложную волновую картину (фиг. 5): вслед за первой волной разрежения, переводящей жидкость в метастабильное состояние, движется серия волн сжатия, амплитуда которых постепенно уменьшается, и давление выходит на постоянный уровень. Дробление пузырьков наблюдается в первой волне разрежения и в следующих за ней волнах сжатия (фиг. 5). Наиболее интенсивное дробление происходит в первой волне сжатия. Таким образом, пузырьки появляются в волнах, которые будем называть “волнами нуклеации”.

Для выяснения природы волн нуклеации удобнее перейти к исследованию разгерметизации полубесконечного сосуда. В первой волне разрежения при уменьшении давления на имеющихся в жидкости частицах примеси образуются пузырьки (фиг. 7, а). Падение давления вызывает рост перегрева жидкости. Интенсивность испарения непрерывно увеличивается. В соответствии с формулой (2.8) радиальное ускорение межфазной поверхности становится положительным, число Бонда превышает свое критическое значение и пузырьки дробятся. По мере дальнейшего снижения давления в волне разрежения и роста числа пузырьков, межфазный теплообмен усиливается. В результате падение давления в волне компенсируется его ростом за счет испарения, и волна разрежения сменяется зоной релаксации.

В зоне релаксации давление постоянно, дробление пузырьков там не происходит. Ширина первой зоны релаксации невелика, и она различима лишь на мелкомасштабном распределении параметров (фиг. 7, б). Тем не менее именно процессы в зоне релаксации в значительной степени определяют динамику волновых явлений в неравновесно кипящей жидкости. Дело в том, что, оставаясь при постоянном давлении, двухфазная смесь продолжает расширяться из-за подвода тепла, запасенного в жидкости. За счет кипения скорость звука в смеси (замороженная) падает и создается невозможная в обычной газовой динамике ситуация, когда ударная волна сжатия отстает от идущей впереди волны разрежения (фиг. 7, б). Более того, со временем волна сжатия разрушается и между ее расходящимися частями возникает новая зона релаксации (кривые 4 на фиг. 7, б).



Фиг. 7. Расчетные распределения давления (P) и числа пузырьков (c) по длине полубесконечной трубы в системе координат связанной с волной разрежения при $t = 1, 10, 100$ мс (кривые 1–3): распределение параметров в крупном масштабе (а) и мелком масштабе (б)

Движущаяся вслед за волной разрежения волна сжатия является второй и основной волной нуклеации. Число пузырьков во фронте этой волны возрастает на четыре порядка (фиг. 7). Если возникновение положительных ускорений поверхности пузырька при сбросе давления, т.е. в волне разрежения, сомнений не вызывает, то возможность положительных ускорений в волне сжатия требует пояснений. При описании процессов в узком фронте ударной волны можно, в первом приближении, пренебречь испарением. Тогда, дифференцируя дважды уравнение сохранения массы пузырька $\rho_g a^3 = \text{const}$, получаем аналог формулы (2.8) для пузырька постоянной массы

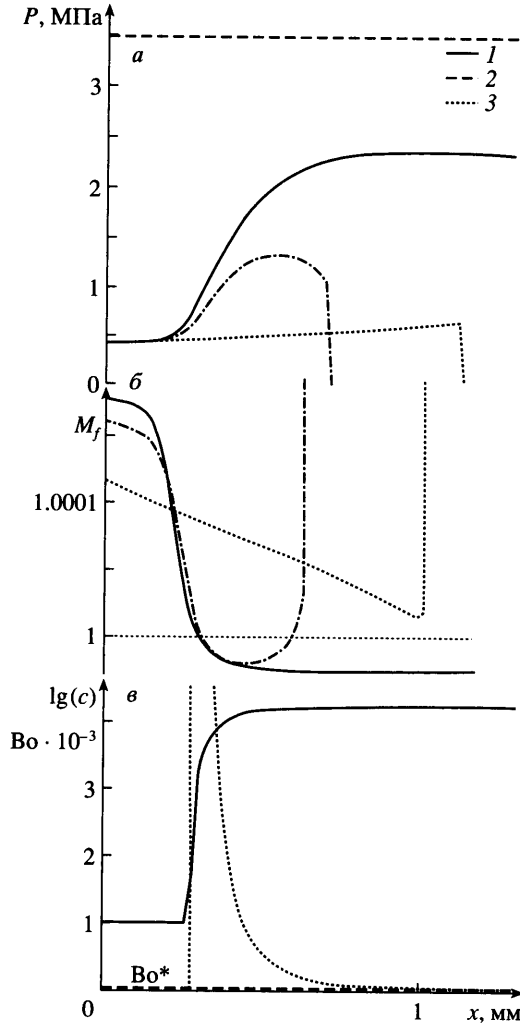
$$\ddot{a} = \frac{4\dot{a}^2}{a} - \frac{a\ddot{P}}{3P} \tag{3.1}$$

Формула (3.1) показывает, что ускорения поверхности пузырька могут быть положительными как при его расширении, так и сжатии.

4. Структура и механизм второй (ударной) волны нуклеации. Для анализа волны перейдем в связанную с ней подвижную систему координат. Расчеты показывают, что протяженность зоны ударной волны порядка миллиметра (фиг. 6, б). Оценивая члены, содержащие частные производные по времени и координате, получим, что первые малы.

$$\frac{\partial}{\partial t} \sim \frac{1}{T^*} \sim 10 \text{ с}^{-1} \ll V^* \frac{\partial}{\partial x} \sim \frac{V^*}{l^*} \sim 100 \text{ с}^{-1}$$

где $T^* = 0.1 \text{ с}$ – характерное время существования волны (фиг. 6, б); $V^* \sim a_0 \sim D \sim 0.1 \text{ м/с}$ – характерная скорость “движения” самой медленной характеристики ($u - a_f$) через зону ударной волны, D – скорость ударной волны; $l^* \approx 1 \text{ мм}$ – характерная ширина ударной волны.



Фиг. 8. Структура ударной волны нуклеации. Распределение давления (а), числа Маха (б) при скорости набегающего потока: $v = 1103.322, 1103.370, 1103.390$ м/с (кривые 1–3). Распределение числа Бонда и числа пузырьков при $v = 1103.322$ (в)

Рассмотрим стационарную структуру ударной волны нуклеации. Стационарный аналог системы уравнений (2.10)–(2.14) имеет вид

$$G = \rho v = \text{const}, \quad I = i + v^2/2 = \text{const} \quad (4.1)$$

$$v^* v \frac{d^2 v}{dy^2} + (a_f^2 - v^2) \frac{dv}{dy} = j n a_f^2 \left(\frac{1}{\rho_g} - \frac{1}{\rho_l} \right) \quad (4.2)$$

$$\frac{d\chi}{dy} = \frac{jn}{\rho v}, \quad \frac{dc}{dy} = \frac{c^* - c}{v\tau^*} \quad (4.3)$$

$$a_f = \left(\frac{\rho \rho_l (1 - \alpha)}{\beta^2} + \frac{\rho \alpha}{P} \right)^{-1/2} \quad (4.4)$$

где y , v – координата и скорость потока в подвижной системе координат; a_f – замороженная скорость звука в пузырьковой смеси.

Проведем численный эксперимент. Все параметры в точке O ($y = 0$), исключая скорость v , возьмем из расчетов по полной модели: $P = 0.44$ МПа, $a = 0.18$ мм, $c = 10$ кг⁻¹, $T_l = 515$ К. Меняя скорость набегающего потока v_0 , выбирая ее больше скорости звука $v_0 > a_f$, проверим возможность существования решений типа “волны” – когда изменения параметров происходят в узкой области, при удалении от которой изменения прекращаются.

На фиг. 8, *a* видно, что среди интегральных кривых есть такие решения. Это кривая 5 и кривые, которые могут быть построены при больших значениях v_0 . На этих режимах течение из сверхзвукового переходит в дозвуковое (фиг. 8, *б*). В момент перехода, во фронте волны, число Бонда на многие порядки превышает критическое значение (фиг. 8, *в*), происходит дробление и число пузырьков в ударной волне резко нарастает.

Таким образом, вторая волна нуклеации – обычная ударная волна, в которой происходит разрушение пузырьков из-за резкого сжатия двухфазной смеси в ее фронте. Существование волн нуклеации возможно, благодаря свойству ударных волн создавать огромные ускорения.

5. Механизм, существования устойчивого состояния с давлением P^* . Поскольку течение за фронтом волны нуклеации дозвуковое, волна не является самоподдерживающейся. В отличие от классического случая, когда волна поддерживается поршнем, данная ударная волна поддерживается кипением.

В расчетах по модели кипения на постоянном числе пузырьков (фиг. 1) уровень, на который выходит давление после окончания волновой стадии, определяется числом центров кипения. Расчеты по модели с дроблением, где возможна саморегуляция числа пузырьков, показывают (фиг. 5), что давление в сосуде сначала опускается на самый нижний уровень, затем скачками поднимается на более высокие. Переход на более высокий уровень происходит в ударной волне нуклеации и сопровождается дроблением. Существует уровень P^* , который является устойчивым.

Анализ эволюции малых высокочастотных возмущений не позволил ответить на вопрос о причинах устойчивости состояния с давлением P^* . Этот анализ не учитывает возможность дробления, для которого нужны конечные возмущения и поэтому практически любое течение неравновесно кипящей жидкости оказывается устойчивым.

Чтобы разобраться в причинах разрушения одних состояний системы и устойчивости других мысленно разделим задачу на две: задачу об ударной волне и “паровом поршне” – и найдем условия их согласования (сращивания). Протяженность ударной волны невелика ≤ 1 мм, тогда как размер парового поршня ~ 1 м. Для сращивания этих разномасштабных задач необходимо соблюдение двух условий: 1) существование в решении об ударной волне области с медленно меняющимся давлением за ее фронтом; 2) равенство давлений и числа пузырьков за ударной волной и в области парового поршня.

Паровой поршень – это область течения за волной нуклеации. В этой области дробление пузырьков незначительно, поэтому предположим, что для построения зависимости давления в паровом поршне от числа пузырьков в нем могут быть использованы полученные ранее результаты решения задачи о разгерметизации с моделью кипения на постоянном числе центров (фиг. 1, *a*). Построенная на основании этих решений зависимость давления устанавливающегося в сосуде от числа пузырьков показана на фиг. 1, *б* (кривая *OP*). Проверим гипотезу об адекватности полученной таким образом характеристики поршня и численных расчетов по полной модели. Давление и число пузырьков за первой ударной волной (точка *A* на фиг. 5) равны: $P_A = 1.9$ МПа и $c_A = 10^{4.3}$ кг⁻¹. Видно, что эти параметры соответствуют точке *A* на кривой, характеризующей работу парового поршня (фиг. 1, *б*).

Теперь согласуем решение о волне нуклеации, полученное с помощью стационарных уравнений (4.1)–(4.4), с решением о паровом поршне. По результатам решения о стационарной структуре волны нуклеации (фиг. 8) получим зависимость давления за волной от числа пузырьков за ней (пунктирная кривая NS на фиг. 1, б). Если давление за волной ниже давления в точке $N(P_N \approx 1.6$ МПа), то ударная волна не может быть реализована. Линия NS имеет с кривой OP единственную точку пересечения – точку A .

Таким образом, показано, что переход давления в сосуде с одного уровня на другой происходит в ударных волнах нуклеации, которые согласуются с (или поддерживаются) “паровым поршнем”. Можно предположить, что изменение давления в сосуде прекращается, когда ударная волна не может быть поддержана кипением (или решение задачи о волне нуклеации не может быть согласовано с решением о поршне).

Был проведен численный эксперимент, подтверждающий невозможность распространения волн нуклеации по среде с давлением P^* . Параметры перед фронтом волны a , c и T_l были взяты из результатов численных расчетов по полной системе уравнений: $P = P^* = 2.8$ МПа, $a = 60$ мкм, $c = 10^{5.3}$ кг⁻¹, $T = 515$ К. Расчеты по стационарным уравнениям (4.1)–(4.4) показали, что решение типа волны реализуется, начиная с давления за волной, на сотые доли мегапаскаля меньшего давления насыщения. Зависимость давления от числа пузырьков за волной нуклеации может быть представлена линией LH не имеющей точек пересечения с кривой OP . Такая волна не может быть поддержана кипением.

Таким образом, состояние с давлением P^* устойчиво, благодаря невозможности распространения по среде с таким давлением ударных волн нуклеации. Ударные волны с амплитудой меньше $P_s(T_0) - P^*$ затухают.

Заключение. Предложена схема разрушения пузырьков за счет неустойчивости, развивающейся под действием положительных радиальных ускорений межфазной поверхности. Разработана и апробирована неравновесная по температурам модель кипящей жидкости, учитывающая возможность интенсификации межфазного теплообмена за счет дробления пузырьков.

Подтверждена гипотеза о возможности механической нуклеации в потоках вскипающей жидкости. В результате интенсивного дробления система “забывает” о начальном числе пузырьков через миллисекунду после начала кипения. Необходимые для разрушения пузырьков ускорения могут быть достигнуты только при резком растяжении (сжатии) смеси. Такие условия создаются в волнах нуклеации: разрежения и сжатия. Дробление пузырьков и следующее за ним интенсивное кипение ослабляет волны разрежения и усиливает волны сжатия, поэтому волны разрежения затухают, а волны сжатия усиливаются со временем.

Из анализа системы ударная волна – паровой поршень вскрыт механизм поддержания постоянного уровня давлений в сосуде с неравновесно кипящей жидкостью.

Величина перегревов жидкости в сосуде не зависит от начального давления и определяется только начальной температурой. Это позволило сопоставить данные о перегревах, полученные в различных экспериментах, и сравнить их с теоретической зависимостью перегревов от начальной температуры.

Данное исследование поддержано Российским фондом фундаментальных исследований (№№ 05-01-00430 и 05-03-32232) и Международным фондом INTAS (грант 04-81-7241).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Edwards A.R., O'Brien T.P.* Studies on phenomena connected with the depressurization of water reactors // *J. Brit. Nucl. Engng. Soc.* 1970. V. 9. № 2. P. 125–135.
2. *Линхард Дж., Алангир М., Трела.* Начальная стадия снижения давления горячей воды при внезапном сбросе высокого давления // *Теплопередача.* 1978. Т. 100. № 3. С. 98–106.

3. *Исаев О.А.* Вскипание жидкости при быстром сбросе давления в адиабатическом нестационарном потоке: Автореф. дис. на соискание... канд. физ.-мат. наук. Свердловск, Уральский политехнический ин-т, 1980. 25 с.
4. *Winters W.S.Jr., Merte H.Jr.* Experiments and nonequilibrium analysis of pipe blowdown // Nucl. Sci. and Engng. 1979. V. 69. № 3. P 411–429.
5. *Рассохин Н.Г., Кузеванов В.С., Циклаури Г.В., Маринчек З., Селла Ж.* Критические условия при нестационарном истечении двухфазной среды при обрыве трубопровода // Теплофизика высоких температур. 1977. Т. 15. № 3. С. 589–597.
6. *Нигматулин Р.И.* Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Т. 1. 464 с.; Т. 2. 359 с.
7. *Hanaoka Y., Tokura I., Tanino H.* On incipience of bubble formation in depressurization process under micro-gravity environment. // Proc. Int. workshop on short term experiments under strongly reduced gravity – Drop Tower Days 1998 in Hakkaido. 1998. P. 98–101.
8. *Sherpherd J.E., Sturtevant B.* Rapid evaporation at the superheat limit // J. Fluid Mech. 1982. V. 121. P. 379–402.
9. *Скрипов В.П.* Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
10. *Ивашёв О.Е., Ивашёва М.Н., Смирнов Н.Н.* Ударные волны разрежения в потоках неравновесно кипящей жидкости // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 4. С. 20–33.
11. *Scriven L.E.* On the dynamics of phase growth // Chem. Eng. Sci. 1959. V. 10. № 1–2. P. 1–13.
12. *Лабунцов Д.А., Кольчугин Б.А., Головин В.С., Захарова Э.А., Владимирова Л.Н.* Исследование при помощи скоростной киносъемки роста пузырьков при кипении насыщенной воды в широком диапазоне изменения давлений // Теплофизика высоких температур. 1964. Т. 2. № 3. С. 446–453.
13. *Биркгоф Г.* Гидродинамика. М.: Изд-во иностр. лит., 1963. 244 с.

Москва

Поступила в редакцию
28.VI.2004