

УДК 532.5.011 : 536.423

© 2000 г. О.Е. ИВАШНЕВ, М.Н. ИВАШНЕВА, Н.Н. СМИРНОВ

**УДАРНЫЕ ВОЛНЫ РАЗРЕЖЕНИЯ В ПОТОКАХ
НЕРАВНОВЕСНО КИПЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ**

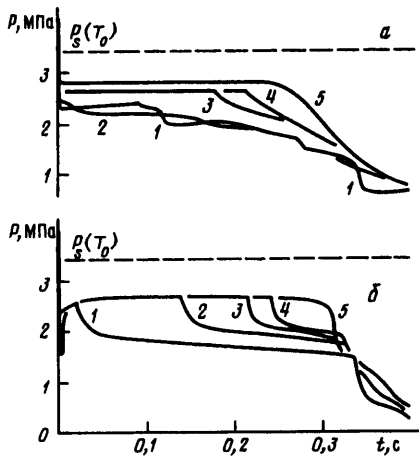
Изучается процесс разгерметизации сосуда высокого давления, предварительно заполненного недогретой до параметров насыщения водой. После разгерметизации давление в сосуде падает и в атмосферу истекает вскипающая жидкость. Эксперименты [1–3] показали, что после прохождения по жидкости первой волны разрежения и падения давления ниже линии насыщения в сосуде образуется двухфазная смесь с небольшим объемным содержанием пара, до 20%. Интенсивное кипение начинается только после прихода движущейся со скоростью ~ 10 м/с волны разрежения, названной в [4] "скачком вскипания".

Для объяснения особенностей этого процесса разработана математическая модель, учитывающая разность скоростей фаз. Хотя в пузырьковых потоках она всего ~ 1 м/с, но оказывается достаточной, чтобы вызвать дробление пузырьков. Расчеты показали, что дробление протекает, как цепная реакция, т.е. один акт дробления создает условия для следующих. Лавинообразный рост числа пузырьков приводит к резкой интенсификации кипения и быстрому переходу неравновесной смеси в равновесное состояние. Этот процесс протекает в узкой области – медленной волне кипения, которая в численных расчетах выглядит как скачок.

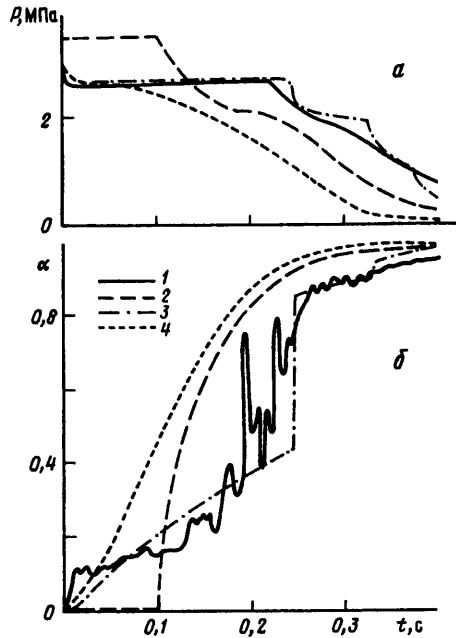
Разработанная модель позволила получить в численном эксперименте решения, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными, исследовать структуру волны и объяснить ее механизм.

1. Медленная волна кипения как физический феномен. Медленные волны кипения возникают в течениях, в которых кипящая жидкость разгоняется до скоростей десятки-сотни м/с. Такие течения могут реализовываться при авариях атомных энергоустановок. Рассмотрим результаты классического эксперимента по разгерметизации сосуда высокого давления [1]. Сосуд представлял собой закрытую с обоих концов трубу длиной 4 м, первоначально заполненную горячей водой с температурой $T_0 = 515$ К под давлением $P_0 = 6,9$ МПа, которое в 2 раза превышало давление насыщения. В пяти сечениях трубы измерялось давление (фиг. 1, 2, а) и в одном из них, четвертом, дополнительно меряли объемное содержание пара (фиг. 2, б). В начальный момент времени стеклянный диск, закрывающий правый конец трубы, разбивался и в сосуд со скоростью ~ 1000 м/с уходила быстрая волна разрежения. Давление в сосуде резко падало и в атмосферу начинала истекать кипящая жидкость. Время, за которое быстрая волна пересекает сосуд, ничтожно по сравнению со временем истечения, и на рисунке она видна, как отвесное падение давления в момент $t = 0$. После прохождения быстрой волны в сосуде устанавливается практически однородное давление, которое на ~ 1 МПа ниже давления насыщения и значительно выше атмосферного. Это давление в течение десятых долей секунды держится постоянным, а затем резко падает. Сначала в 1-м, самом близком к выходу сечении, затем в 3-м, 4-м и 5-м, т.е. видна 2-я, медленная волна разрежения. Причем падение давления сопровождается резким увеличением объемного содержания пара от $\alpha = 0,2$ до $0,9$ (фиг. 2, б).

Позднее медленные волны были замечены в экспериментах по разгерметизации сосудов, заполненных углекислотой [2] и дихлордифторметаном [3].



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Осциллограммы давления в сечениях, удаленных от закрытого конца 4-метровой трубы на расстояние: 3,9; 3; 2; 1,5 м и 8 см (кривые 1–5): а – эксперимент [2]; б – расчеты по предложенной модели

Фиг. 2. Сопоставление экспериментальных и теоретических осциллограмм давления (а) объемного паросодержания (б) в четвертом сечении, удаленном на 1,5 м от закрытого конца трубы: 1 – эксперимент [1]; 2 – равновесная модель [5]; 3 – модель кипения на постоянном числе центров [6]; 4 – предлагаемая модель, учитывающая дробление пузырьков

Существующие модели кипящей жидкости не описывают это явление.

В рамках равновесной модели [5] давления в фазах, их температуры и скорости полагаются равными. Законы сохранения массы и импульса такие же, как и в модели идеального газа. Уравнение состояния равновесной смеси – алгебраическая связь между плотностью смеси, ее энтропией и давлением в ней, но связь более сложная. Она состоит из двух частей. В месте сопряжения которых (в месте начала кипения) скорость звука меняется от скорости звука в чистой жидкости, 1100 м/с, до скорости звука в равновесной двухфазной смеси, которая намного меньше: $a_e = 26$ м/с (для 515 К). Поэтому волна разрежения, возникающая после разгерметизации, делится на две части, которые движутся с разными скоростями. Передний фронт движется со скоростью 1100 м/с, в нем давление падает до давления насыщения $P_s(T_0)$. Вторая часть, в которой происходит дальнейшее падение давления, движется со скоростью 26 м/с (линия 2 на фиг. 2). Итак, в соответствии с равновесной моделью давление за 1-й частью волны разрежения равно давлению насыщения – 3,5 МПа, тогда как в эксперименте (линия 1) оно значительно меньше – 2,7 МПа.

В рамках неравновесной модели кипения на постоянном числе примесных частиц [6] давления и скорости фаз полагались равными, а их температуры различными. При падении давления ниже линии насыщения жидкость начинала кипеть на имеющихся в ней примесных частицах. Концентрация их – свободный параметр модели. Взяв $6 \cdot 10^5$ центров кипения на 1 кг, можно было в расчете получить такое же падение давления, как в эксперименте, т.е. до 2,7 МПа (кривые 3 на фиг. 2). Но дальнейшее

изменение давления происходило плавно, никакая медленная волна кипения в расчете не видна (фиг. 2, а).

Стало ясно, что для адекватного описания существующей в реальном потоке локальной интенсификации кипения в движущейся области теоретические модели должны включать дополнительные механизмы, ускоряющие переход неравновесной смеси в равновесное состояние. Таким механизмом может быть дробление пузырьков. Поскольку при разрушении пузырька суммарная межфазная поверхность увеличивается, дробление вызовет интенсификацию кипения. Для проверки гипотезы о существенной роли дробления пузырьков была разработана следующая математическая модель, позволяющая учесть возможность разрушения пузырьков из-за неустойчивости Кельвина – Гельмгольца.

2. Математическая модель. Сделаем следующие предположения. Пренебрежем гомогенным зародышеобразованием, т.е. образованием пузырьков в местах разрыва связей между молекулами воды. Оценки [10] показали, что при температурах жидкости значительно ниже критической (для воды $T_{cr} = 647$ К) роль гомогенного зародышеобразования ничтожна. Поэтому вслед за авторами [6] допускаем, что кипение начинается на ограниченном числе примесных частиц, равномерно распределенных в жидкости. Концентрация частиц c_0 – свободный параметр модели.

Давления в фазах считаем равными $P_l = P_g = P$.

Параметры в пузырьке однородны по его радиусу и равны параметрам на линии насыщения $\rho_g = \rho_s, P_g = P_s, T_g = T_s$.

Плотность пара намного меньше плотности жидкости $\rho_g \ll \rho_l$, а разность скоростей фаз намного меньше скорости жидкости $|u_g - u_l| \ll u_l$.

Кроме этого предположим, что в потоке отсутствуют высокочастотные осцилляции

$$\left| \frac{\partial u_g}{\partial x} - \frac{\partial u_l}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial u_l}{\partial x} \right|$$

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

$$\frac{1}{\rho_l} = k - \frac{P}{\beta^2} \quad (2.1)$$

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

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

$$i_l(P, T_l) = i_{ls}(T_l) + k(P - P_s(T_l)) - \frac{P^2 - P_s^2(T_l)}{2\beta^2} \quad (2.2)$$

$$i_{ls} = c_s(T_l - b_s)$$

где i_{ls} – энтальпия жидкости на линии насыщения; $c_s = 5000 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К})$, $b_s = 305 \text{ К}$ – аппроксимационные параметры.

Удельная изобарическая теплоемкость воды определяется дифференцированием (2.2)

$$c_l = \left(\frac{\partial i_l}{\partial T_l} \right)_P = c_s - \frac{1}{\varphi(P_s(T_l))} \left(k - \frac{P_s(T_l)}{\beta^2} \right) \quad (2.3)$$

$$\varphi(P) = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_s$$

где $\varphi(P)$ – производная взятая вдоль линии насыщения.

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%.

Система уравнений состоит из законов сохранения массы, импульса и энергии смеси, массы пара и уравнения движения пузырька

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[\rho u] = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}[\rho u] + \frac{\partial}{\partial x}[\rho u^2 + P] = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{di}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dt} = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial[\rho_g \alpha]}{\partial t} + \frac{\partial[\rho_g \alpha u]}{\partial x} = jn \quad (2.7)$$

$$f_A + f_m + f_\mu = 0 \quad (2.8)$$

$$\rho = \rho_l(1 - \alpha) + \rho_g \alpha, \quad u = (1 - \chi)u_l + \chi u_g, \quad \chi = \rho_g \alpha / \rho$$

$$i = (1 - \chi)i_l + \chi i_g \quad (2.9)$$

Здесь t – время; x – координата; ρ – плотность смеси; α – объемное содержание пара в смеси; ρ_l, ρ_g – плотности жидкости и пара; u – среднемассовая скорость смеси; χ – массовое содержание пара в смеси; u_l, u_g – скорости жидкости и пара; P – давление в смеси; i – энтальпия смеси; j – интенсивность испарения жидкости в пузырек; $n = c\rho$ – число пузырьков в единице объема смеси; c – число пузырьков в единице массы смеси; f_A, f_m, f_μ – силы Архимеда, присоединенных масс и сила трения между пузырьком и жидкостью. Равнодействующая сил, действующих на пузырек, равна нулю так как в силу условия $\rho_g \ll \rho_l$ можно пренебречь инерцией пара по сравнению с инерцией приводимой им в движение жидкости.

В силу принятых допущений о малости разности скоростей фаз и их производных, в уравнении сохранения массы пара (2.7) вместо скорости пара используется среднемассовая скорость u . В уравнениях сохранения импульса и энергии смеси (2.5), (2.6) также отброшены малые добавки, связанные с разностью скоростей. Эта разность входит лишь в выражении для сил межфазного взаимодействия в уравнении движения пузырька (2.8). Это уравнение позволяет рассчитать ее по известному полю скоростей жидкости. Знание разности скоростей необходимо, чтобы с помощью модели дробления определить, на какое число частей раздробится пузырек.

Силы межфазного взаимодействия определяются как

$$f_A = \rho_l \frac{4}{3} \pi a^3 \frac{du_l}{dt} \quad (2.10)$$

$$f_m = \rho_l \frac{2}{3} \pi a^3 \left[\frac{du_l}{dt} - \frac{du_g}{dt} \right] - \frac{1}{2} \rho_l (u_g - u_l) \frac{1}{n} \left(\frac{d\alpha}{dt} + \alpha \frac{\partial u_g}{\partial x} \right) \quad (2.11)$$

$$f_\mu = -\rho_l \frac{c_\mu}{2} \pi a^2 |u_g - u_l| (u_g - u_l) \quad (2.12)$$

$$c_{\mu} = \frac{16}{\text{Re}}, \quad \text{Re} \leq 10,9$$

$$c_{\mu} = \frac{48}{\text{Re}} \left(1 - \frac{2,2}{\sqrt{\text{Re}}} \right), \quad \text{Re} > 10,9$$

$$\text{Re} = 2a\rho_l \frac{|u - u_g|}{\mu}$$

Здесь c_{μ} – коэффициент вязкого сопротивления жидкости движению пузырька. Его аппроксимация получена продлением зависимостей c_{μ} от чисел Рейнольдса, полученных в [7] до их пересечения; μ – коэффициент динамической вязкости жидкости.

При отсутствии дробления, когда

$$\frac{dn}{dt} + n \frac{\partial u_g}{\partial x} = 0 \quad (2.13)$$

выражение для силы присоединенных масс (2.11) трансформируется в выражение, полученное аналитически из решения задачи о движении одиночного пузырька [10]

$$f_m^* = \rho_l \frac{2}{3} \pi a^3 \left[\frac{du_l}{dt} - \frac{du_g}{dt} \right] - \frac{1}{2} \rho_l (u_g - u_l) \frac{d}{dt} \left[\frac{4}{3} \pi a^3 \right] \quad (2.14)$$

Таким образом, формула (2.11) может быть рассмотрена, как обобщение (2.14) на случай возможного дробления пузырьков. При дроблении формула для межфазной силы не может быть использована в форме (2.14), так как изменение радиуса a в случае дробления приводит к возникновению нефизичной ускоряющей силы. Формула же (2.11) свободна от этого недостатка, так как в нее входит не радиус отдельного пузырька, а объемное содержание пара, которое не меняется при дроблении, но может возрастать вследствие роста пузырьков при испарении.

После подстановки межфазных сил (2.10) – (2.12) в (2.8) уравнение движения пузырька запишется в виде

$$\frac{d}{dt} [\alpha (u_g - u_l)] = 2\alpha \frac{du_l}{dt} - [\alpha (u_g - u_l)] \left\{ \frac{\partial u_g}{\partial x} + \frac{3c_{\mu}}{4a} |u_g - u_l| \right\} \quad (2.15)$$

Из (2.15) видно, что ускорение несущей жидкости (т.е. сила Архимеда) является единственной причиной нарушения равновесия скоростей фаз. Скоростная равновесность фаз восстанавливается, когда ускорения жидкости du_l/dt обращаются в ноль или когда вследствие дробления радиус пузырьков стремится к нулю и выражение в фигурных скобках (2.15) неограниченно возрастает.

Используем следующую модель дробления. Пока число Вебера (We) меньше критического значения (We^*), пузырьки не дробятся, их количество в единице массы смеси c не меняется. Когда число Вебера достигает критического значения, пузырьки мгновенно дробятся. Радиус образующихся пузырьков такой, что число Вебера осталось равным критическому значению

$$\frac{dc}{dt} = 0, \quad We < We^*$$

$$c = \frac{\alpha}{\frac{4}{3} \pi a^3 \rho}, \quad a = \frac{We^* \sigma}{2\rho_g (u_g - u)^2}, \quad We > We^*$$

$$We = \frac{2a\rho_g (u_g - u)^2}{\sigma}$$

Интенсивность испарения жидкости в пузырек j определяется как для неподвижного пузырька, так как ввиду малой скорости относительного движения фаз конвективная составляющая межфазного тепломассообмена незначительна.

Если давление поддерживать постоянным, то через время $\tau^* \sim (a/\text{Nu})^2/D_l$ распределение температур вокруг пузырька выйдет на профиль, соответствующий автоматическому решению задачи о "тепловом росте" пузырька в перегретой жидкости [10]. Для характерных для рассматриваемого процесса 1-мм пузырьков $\tau^* \sim 10^{-3}$ с, что намного меньше характерного времени процесса, и будем считать, что автоматический профиль существует всегда. Автоматическое решение дает связь между безразмерной разностью температур вдали и на поверхности пузырька, числом Якоби и безразмерным градиентом температур на поверхности пузырька, числом Нуссельта [8, 9]

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

Здесь h – удельная теплота парообразования. Интенсивность испарения жидкости в пузырек определяется как [10]

$$j = \frac{2\pi\lambda_l}{h} a \text{Nu} (T_l - T_s(P))$$

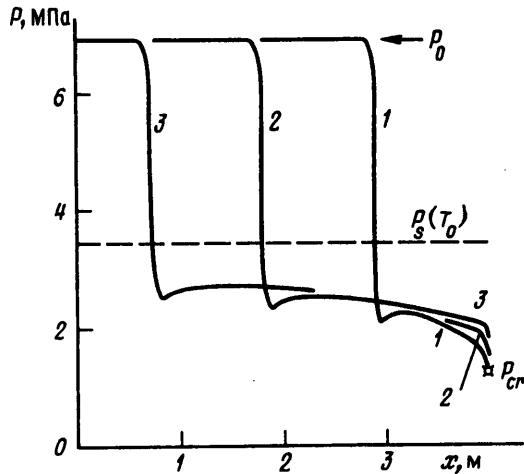
где λ_l – коэффициент теплопроводности жидкости.

3. Результаты численного исследования. Модель имеет два свободных параметра, которые будут определяться из условия наилучшего соответствия расчетных и экспериментальных данных: число центров кипения c_0 и критическое значение числа Вебера We^* , причем порядок величины последнего известен: $We^* \approx 2\pi$ [10].

С помощью разработанной модели была численно решена задача о разгерметизации сосуда высокого давления: трубы заполненной недогретой до параметров насыщения водой. Начальные параметры задачи P_0 , T_0 и длина сосуда были взяты такими же, как в эксперименте [1]. Расчеты показали, что медленная волна кипения формируется при $c_0 \sim 10^5$ и при любом значении числа We^* , лежащим в диапазоне от 0,5 до 10. Однако наилучшее соответствие с данными эксперимента по скорости ее движения и уровню давления перед ее фронтом достигается при $c_0 = 2 \cdot 10^5$, $We^* = 1$. Определенное таким образом критическое число Вебера по порядку величины совпадает с его независимой оценкой [10], что свидетельствует о реальности дробления в исследуемом потоке.

Расчетные осциллограммы давления в тех же пяти сечениях, что и в эксперименте сопоставлены между собой на фиг. 1, б. Отчетливо заметна медленная волна кипения. На фиг. 2 сопоставлены экспериментальные и теоретические осциллограммы давления и объемного содержания пара в сечении, удаленном на 1,5 м от заглушенного конца трубы. Кроме расчетов по предложенной модели (кривые 4) и экспериментальных осциллограмм (1) представлены расчеты по равновесной модели (2) и неравновесной модели без дробления (3). Сравнение теоретических и экспериментальных данных позволяет сделать вывод, что разработанная модель наиболее точно описывает процесс истечения вскипающей парожидкостной смеси.

Теперь, используя достаточно надежно работающую модель, подробнее проанализируем процесс истечения после разгерметизации сосуда высокого давления и исследуем механизм медленной волны кипения. После открытия трубы в канал со скоростью 1100 м/с уходит быстрая волна разрежения (фиг. 3). В момент ее прихода давление падает ниже давления насыщения и жидкость начинает кипеть на имеющихся в ней примесных частицах. Находящаяся за фронтом волны кипящая жидкость расширяется и ее скорость возрастает по длине канала. Одновременно кипение вызывает уменьшение скорости звука. Скорость распространения высокочастотных возмущений является наибольшей скоростью распространения малых возмущений. При



Фиг. 3. Распространение первой волны разрежения в канале. Показано распределение давлений по длине канала через 1, 2 и 3 мс (кривые 1–3) после мгновенной разгерметизации

их движении обменные процессы между фазами не успевают произойти, т.е. считаются "замороженными". Замороженная скорость звука описываемой модели будет

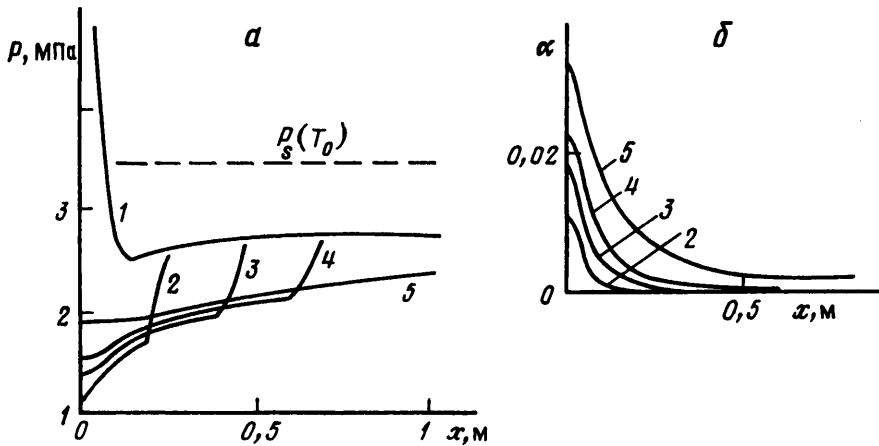
$$a_f = \left(\frac{\rho \rho_l (1 - \alpha)}{\beta^2} + \frac{\rho \alpha}{P} \right)^{-1/2} \quad (3.1)$$

В канале быстро устанавливается режим запираия, когда скорости потока и звука в выходном сечении равны, $u = a_f$. На этом режиме низкое атмосферное давление уже не может проникнуть в канал и в канале в течение длительного времени держится значительное давление. Кроме того, запираие потока приводит к тому, что на выходе устанавливается большой градиент давлений, который вызывает большие ускорения потока и значительные проскальзывания фаз. Радиус пузырьков также максимален на выходе. Поэтому именно на выходе число Вебера достигает критического значения. Начинается дробление пузырьков и формирование медленной волны.

В то время как она формируется, 1-я волна разрежения достигает закрытого конца трубы и отражается. Образуется отраженная волна разрежения (фиг. 4). Последовательность профилей давления и объемного паросодержания при отражении представлены на фиг. 4, а и б соответственно. Давление за отраженной волной очень низкое, поэтому жидкость интенсивно вскипает. Поскольку прижатая к глухому концу смесь лишена возможности расширяться, давление там быстро возрастает и волна затухает. К моменту 10 мс по всему каналу, кроме выходного сечения, устанавливается однородный профиль давлений.

Далее начинается продолжительная основная стадия истечения, когда по области постоянного давления со скоростью 10 м/с движется медленная волна разрежения. На фиг. 5 и 6 показано распределение параметров по длине канала через 0,1; 0,2 и 0,3 с после разгерметизации. В течении отчетливо выделяются три зоны. Первая неравновесная (или зона индукции), в которой температуры жидкости и пара различны. Вторая зона – медленная волна: тонкий движущийся слой, в котором тем не менее выделяется основное количество пара. И третья – зона равновесного кипения. Рассмотрим их отдельно.

Первая неравновесная зона расположена между закрытым концом трубы и фронтом медленной волны. В этой зоне жидкость кипит только на начальных центрах. Ее движение вызвано неравновесным кипением: поскольку давление меньше давления



Фиг. 4. Отражение быстрой волны разрежения от закрытого конца трубы. Представлены распределения давления (а) и объемного паросодержания (б) в моменты времени: 3,6; 3,8; 4,0; 4,2; 5,0 мс (кривые 1–5)

насыщения, непрерывно выделяется пар и смесь расширяется. Расширяющаяся смесь отталкивает себя от закрытого конца трубы. Поскольку концентрация примесных частиц и перегревы жидкости однородны по длине зоны (фиг. 5, в, фиг. 6, а), интенсивность ее расширения также однородна. Поэтому скорость смеси возрастает по длине зоны по линейному закону от 0 до 10 м/с (фиг. 6, б). Ускорение в этой зоне ~ 100 м/с². Для создания такого ускорения необходим перепад давлений всего $\sim 0,1$ МПа. Поскольку уровень давлений в этой зоне ~ 3 МПа такое изменение на графиках мало заметно (фиг. 5, а).

Однако ускорение потока в первой зоне в 10 раз больше ускорения свободного падения. В ускоряющемся потоке пузырьки движутся быстрее окружающей их жидкости. Ускорения 100 м/с² оказывается достаточным, чтобы разность скоростей фаз возросла до 1 м/с. При такой разности скоростей число Вебера для 1-мм пузырька достигает критического значения. Сечение, где число Вебера становится критическим, и есть граница первой зоны.

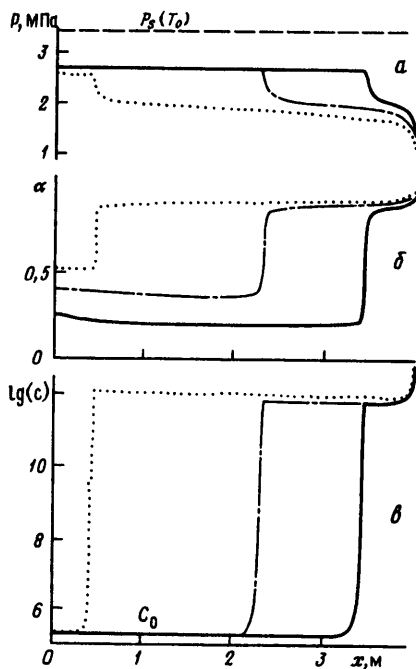
Таким образом, в первой зоне смесь готовится к дроблению. Параметры в ней непрерывно меняются. Неравновесные процессы в этой зоне определяют скорость движения медленной волны. С другой стороны, уровень давлений в этой зоне определяется процессами во всех остальных зонах.

Вторая зона, медленная волна разрежения – движущаяся область, где происходят резкие изменения параметров. Хотя она в 100 раз уже длины канала, именно в ней выделяется основное количество пара. Его объемное содержание возрастает с $\alpha \approx 0,2$ до 0,8 (фиг. 5, б). Смесь в этой зоне переходит в равновесное состояние: температуры жидкости и пара становятся равными (фиг. 6, а). Такая интенсификация кипения возможна благодаря большому увеличению межфазной поверхности, вызванному дроблением пузырьков. Количество пузырьков в этой зоне возрастает на 6 порядков (фиг. 5, в).

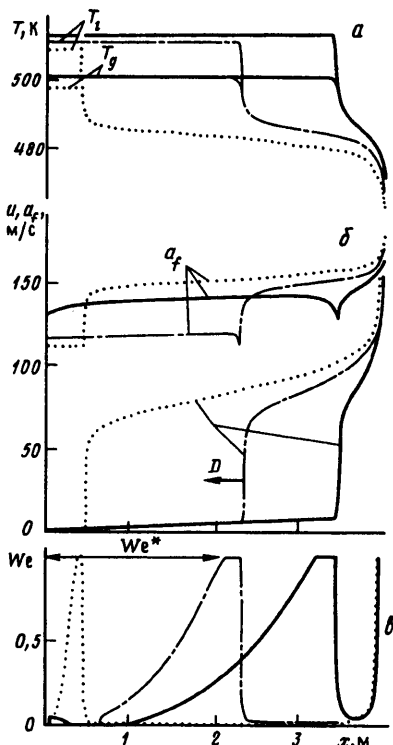
Третья зона – зона равновесного кипения – расположена позади медленной волны кипения. Температуры пара и жидкости в этой зоне равны (фиг. 6, а), скоростная неравновесность также незначительна.

Полученные результаты подтвердили правильность допущения об относительной малости разности скоростей фаз. Максимальное отношение разности скоростей фаз к скорости потока не превышает 10%.

4. Структура и механизм медленной волны кипения. Для анализа медленной волны кипения перейдем в подвижную систему координат, связанную с волной. Оценки пока-



Фиг. 5



Фиг. 6

Фиг. 5. Стадия медленной волны. Распределение по длине канала давления (а), объемного содержания пара (б) и числа пузырьков в единице массы смеси (в) через 0,1 с после разгерметизации (сплошная линия); 0,2 с (штрихпунктирная) и 0,3 с (пунктирная линия)

Фиг. 6. Стадия медленной волны. Распределение по длине канала температуры жидкости и пара (а), скорости потока и замороженной скорости звука (б) и числа Вебера (в) через 0,1 с после разгерметизации (сплошная линия); 0,2 с (штрихпунктирная) и 0,3 с (пунктирная линия)

зывают, что в этой системе координат члены, содержащие частные производные по времени, будут пренебрежимо малы

$$\frac{\partial}{\partial t} \sim \frac{1}{T} \sim 10 \text{ c}^{-1} \ll (u+D) \frac{\partial}{\partial x} \sim \frac{u+D}{l} \sim 1000 \text{ c}^{-1}$$

где $T = 0,1 \text{ с}$ – характерное время процесса; $D = 10 \text{ м/с}$ – скорость движения медленной волны; $l = 1 \text{ см}$ – ее характерная ширина.

Для проверки гипотезы о наличии у медленной волны разрежения стационарной структуры был рассмотрен стационарный аналог системы (2.4)–(2.8)

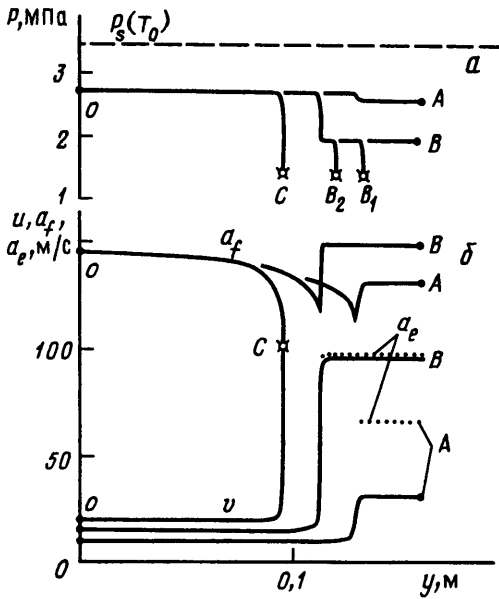
$$G = \rho v = \text{const} \quad (4.1)$$

$$R = Gv + P = \text{const} \quad (4.2)$$

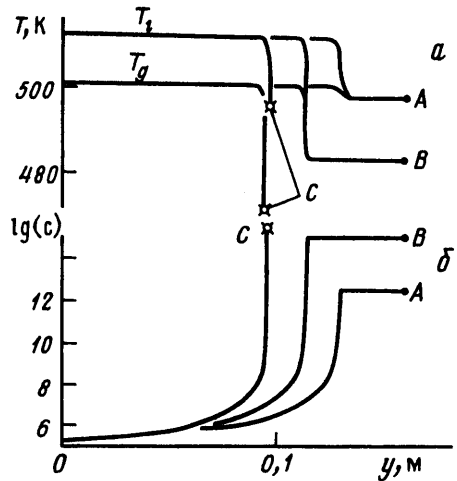
$$I = i + \frac{v^2}{2} = \text{const} \quad (4.3)$$

$$\frac{dv}{dy} = \frac{c_j \rho (1/\rho_g - 1/\rho_l)}{1 - v^2/a_f^2} \quad (4.4)$$

$$\frac{d}{dy} [\alpha \Delta v] = 2\alpha \frac{dv}{dy} - \frac{3c_{\mu} |\Delta v|}{4av} [\alpha \Delta v] \quad (4.5)$$



Фиг. 7



Фиг. 8

Фиг. 7. Структура медленной волны, рассчитанная с помощью стационарных уравнений. Распределение давления (а) и скорости (б) во фронте волны при различных значениях скорости набегающего потока. Режим $OA - u_0 = 10$ м/с; $OB - u_0 = 14,8253$ м/с и режим $OC - u_0 = 20$ м/с. Скорости набегающего потока на режимах $OB - OB_1$ различаются в четвертом знаке после запятой. Для $OB_1 u_0 = 14,8254$ м/с; для $OB_2 - u_0 = 14,8260$ м/с

Фиг. 8. Структура медленной волны, рассчитанная с помощью стационарных уравнений. Распределение температур жидкости и пара (а) и числа пузырьков в единице массы смеси (б) во фронте волны при различных значениях скорости набегающего потока

где y – расстояние от места начала дробления, v – скорость потока в подвижной системе координат, $\Delta v = u_g - u$ – разность скоростей фаз, a_f – замороженная скорость звука модели (3.1).

Все параметры в точке $o(y = 0)$, исключая скорость v , были взяты из численного эксперимента: $P = 2,7$ МПа, $\alpha = 0,2$, $T_l = 513$ К, $We = We^*$. Затем, меняя скорость набегающего потока v_0 , стали смотреть, не дадут ли стационарные уравнения решение типа "волны" – когда изменения параметров происходят в узкой области, при удалении от которой изменения прекращаются

$$y \rightarrow \infty: \frac{\partial v}{\partial y} \rightarrow 0 \quad (4.6)$$

На фиг. 7, а видно, что среди интегральных кривых есть такие решения. Это oA и oB . На этих режимах смесь переходит в равновесное состояние, в котором $T_l = T_g$, следовательно, $j = 0$ и параметры не меняются (см. (4.4)), т.е. условие (4.6) выполнено. Из сопоставления расчетов по стационарным и полным уравнениям следует, что в последних реализован режим, близкий к oB . Таким образом структура медленной волны действительно близка к стационарной.

Стационарные уравнения позволяют однозначно установить ее механизм. В первой же точке волны пузырьки начинают дробиться. Из-за дробления межфазная поверхность возрастает, интенсивность массообмена в единице объема смеси ($c\rho$) увеличивается и градиент скоростей растет (так как $c\rho$ в числителе (4.4)). Как следует из

(4.5), увеличение градиента скорости приводит к увеличению разности скоростей фаз. Увеличение Δv приводит к тому, что число Вебера не уменьшается при дроблении, несмотря на уменьшение радиуса пузырька, и дробление повторяется. Оно протекает, как цепная реакция, когда один акт создает условия для других. Это приводит к большому увеличению числа пузырьков за короткое время. Дробление прекратится, когда жидкость перейдет в равновесное состояние (фиг. 8). Тогда интенсивность испарения $j \rightarrow 0$ и градиент скорости тоже (см. (4.4)).

Таким образом, оказалось, что дробление пузырьков – это своеобразный спусковой механизм, который срабатывает в медленной волне и превращает часть тепловой энергии метастабильной жидкости в кинетическую энергию равновесного потока.

5. Анализ интегральных соотношений на фронте медленной волны кипения. Теперь установим, почему именно режим *oB* реализуется в численных расчетах. Объясним, почему величина расхода через волну для этого режима G_{oB} является максимально возможной.

В качестве начального зафиксируем то же состояние неравновесной смеси *o* (фиг. 7, 8). Потребуем, чтобы в конечном состоянии смесь была равновесной: $T_l = T_s(P)$. Начальное и конечное состояния свяжем законами сохранения массы, импульса и энергии (4.1)–(4.3).

В фазовой плоскости (P, V) , где $V = 1/\rho$ – удельный объем, построим кривую состояний за волной $P(V)$ – кривую Гюгонио. Исключая из (4.1)–(4.3) скорости, получим

$$i_e(P, V) - i(P_o, V_o, \Delta T_{lo}) = \frac{1}{2}(V + V_o)(P - P_o) \quad (5.1)$$

где $i_e(P, V)$ – энтальпия равновесной смеси ($T_l = T_s$); $i(P_o, V_o, \Delta T_{lo})$ – энтальпия неравновесной смеси перед волной; $\Delta T_{lo} = T_l - T_{so}$ – перегревы жидкости; $T_{so} = T_s(P_o)$ – температура на линии насыщения.

Вводя

$$Q_l(P_o, V_o, \Delta T_{lo}) = i(P_o, V_o, \Delta T_{lo}) - i_e(P_o, V_o) \quad (5.2)$$

из (5.1) и (5.2) получим уравнение равновесной кривой Гюгонио [11]

$$i_e(P, V) - i_e(P_o, V_o) - \frac{1}{2}(V + V_o)(P - P_o) = Q_l(P_o, V_o, \Delta T_{lo}) \quad (5.3)$$

Покажем, что зависимость (5.3) – кривая Гюгонио с тепловыделением, т.е. $Q_l > 0$. Поскольку $\chi = \chi(P, V)$, а $i_g = i_g(P)$, то среди составляющих энтальпию смеси (2.9) только энтальпия жидкости i_l зависит от перегревов. В соответствии с (2.2) и (2.3) эту зависимость можно представить в виде

$$i_{lo}(P_o, \Delta T_{lo}) = i_{le}(P_o) + c_l \Delta T_{lo}, \quad i_{le}(P_o) = i_{ls}(T_s(P_o))$$

Подставив это выражение для i_{lo} в (2.9), выразим энтальпию неравновесной смеси как

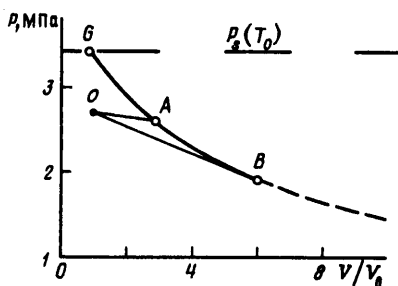
$$i(P_o, V_o, \Delta T_{lo}) = i_e(P_o, V_o) + (1 - \chi_o)c_l \Delta T_{lo} \quad (5.4)$$

Последний член в правой части (5.4) – это энергия начального перегрева жидкости. Сравнивая (5.2) с (5.4), видим, что

$$Q_l(P_o, V_o, \Delta T_{lo}) = (1 - \chi_o)c_l \Delta T_{lo}$$

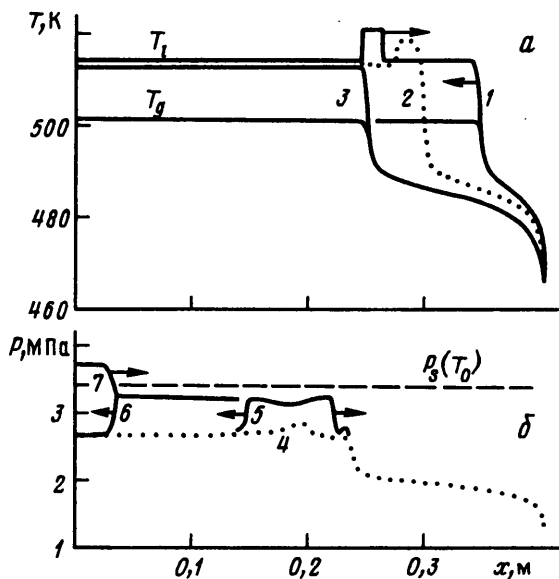
Таким образом $Q_l > 0$. Особенностью адиабаты Гюгонио для вскипающей жидкости является то, что она ограничена сверху (фиг. 9). В точке, в которой давление за ударной волной максимально, содержание пара равно нулю.

В анализе, который обычно проводится для кривых Гюгонио с тепловыделением [11], показано, что максимальный расход через ударную волну будет, когда скорость



Фиг. 9

Фиг. 9. Адиабата Гюгоньо – зависимость давления от удельного объема смеси за волной; $V_0 = 1,56 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{кг}$ – удельный объем метастабильной смеси перед волной



Фиг. 10

Фиг. 10. Детонация. *a* – поглощение медленной волной нагретого слоя. Распределение температур фаз по длине канала в моменты времени: $t = 0,1; 0,15; 0,18$ с (кривые 1–3), *б* – трансформация медленной волны в волну детонации. Распределение давления по длине канала в моменты времени: 0,19; 0,192; 0,198; 0,202 с (кривые 4–7)

потока за ударной волной равна равновесной скорости звука, $v = a_e$, так как поток за волной – равновесный. Выражение для равновесной скорости звука может быть получено дифференцированием уравнения состояния равновесной смеси

$$\frac{1}{a_e^2} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_{S=\text{const}} = \frac{\rho^2}{\rho_l^2 a_l^2} + \rho \left\{ \left(1 - \frac{\rho}{\rho_l} \right) \frac{1}{\Phi} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial P^2} \right)_s - \frac{\rho \Phi}{\rho_l T} \left[\rho_l \left(\frac{\partial i_l}{\partial P} \right)_s - 1 \right] \right\}$$

На фиг. 7, *б* нанесены равновесные скорости звука $a_e(P, V)$ для состояний *A* и *B*. Видно, что на режиме *oB* скорость потока за медленной волной действительно равна равновесной скорости звука, $v = a_e$.

В решении задачи о разгерметизации сосуда и истечении в область низкого давления (практически в вакуум) в расчетах реализован именно режим *oB* с максимальной массовой скоростью. Этот результат может рассматриваться как реализация аналога гипотезы Жуге, но для медленных волн кипения.

Существование медленной волны кипения не противоречит второму началу термодинамики, так как показано, что для волн с $Q_l > 0$ в отличие от волн с $Q_l \leq 0$ энтропия возрастает при переходе через фронт волны как для волн сжатия, так и для волн разрежения.

6. О существовании во вскипающей жидкости волн "детонации". Медленные волны кипения являются типичным примером самоподдерживающихся волновых структур в метастабильных системах. К этому же типу волн относятся волны дефлаграции (или нормального горения), распространяющихся в химически активных метастабильных газовых смесях, переход которых в равновесное состояние сопровождается выделением химической энергии [11]. Известно, что в таких средах кроме волн дефлаграции могут также возникать и волны детонации. Существоющая

аналогия позволяет предположить, то при определенных условиях в перегретых жидкостях могут также возникать волновые структуры типа волн детонации. При этом цепной процесс разрушения пузырьков должен инициироваться волной сжатия. Увеличение межфазной поверхности должно в свою очередь привести к росту давления за волной из-за резкой интенсификации кипения. В волне этого типа тепловая энергия начального перегрева жидкости Q_1 должна перейти в энергию сжатия равновесной парожидкостной смеси.

Для проверки предположения о возможности существования таких волн было проведено численное исследование с помощью разработанной модели. Чтобы получить "волны детонации" в кипящей жидкости, в численном эксперименте достаточно было несколько изменить начальные условия задачи. Тонкий 10-см слой, находящийся в центре канала, был нагрет до 525 К, что на 10° выше температуры остальной жидкости. Расчеты показали, что тонкий нагретый слой практически не влияет на параметры процесса до момента $t = 0,2$ с, когда он сталкивается с медленной волной (фиг. 10). Давление в месте столкновения повышается и возникают две волны сжатия – волна "детонации", которая движется в глубь канала, и волна ретонации, распространяющаяся в обратную сторону. Волна детонации распространяется с относительно большой сверхзвуковой скоростью $D = 200$ м/с (замороженная скорость звука $a_f \approx 100$ м/с). Волна вызывает дробление пузырьков, резкую интенсификацию межфазного теплообмена и переводит двухфазную смесь в равновесное состояние при повышенном давлении. Волна ретонации быстро затухает. Этот процесс имеет много общего с рассмотренным в [11] процессом перехода горения в детонацию.

В результате теплового взрыва давление в канале возрастает вдвое. При детонации парожидкостного потока тепловая энергия метастабильной жидкости $c_p \Delta T^* V$ практически мгновенно переходит в энергию сжатия. Здесь ΔT^* – характерные перегревы жидкости, V – объем канала. Этот переход вызывается малым, но конечным возмущением начального распределения параметров. Итак, наличие относительно небольших неравномерностей в начальном распределении параметров может привести к тому, что процесс пойдет по принципиально другому пути, т.е. неравновесные парожидкостные потоки неустойчивы.

Заключение. Разработана и апробирована модель кипящей жидкости, учитывающая тепловую и динамическую неравновесности потока.

Проведенные исследования показали возможность существования двух типов волн кипения: медленных и быстрых, позволили проанализировать их структуру и объяснить механизм распространения.

Показано, что под действием достаточно сильного возмущения медленная волна кипения трансформируется в быструю волну кипения. Эта трансформация сопровождается своеобразным тепловым взрывом, приводящим к резкому возрастанию давления.

Данное исследование поддержано Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 99-03-32042) и Международным фондом INTAS (грант OPEN 97-2027).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Edwards A.R., O'Brien T.P.* Studies on phenomena connected with the depressurization of water reactions // *J. Brit. Nucl. Engng. Soc.* 1970. V. 9. № 2. P. 125–135.
2. *Исаев О.А.* Вскипание жидкости при быстром сбросе давления в адиабатическом нестационарном потоке: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Свердловск, 1980. 25 с.
3. *Winters W.S., Merte H.Jr.* Experiments and nonequilibrium analysis of pipe blowdown // *Nucl. Sci. and Eng.* 1979. V. 69. № 3. P. 411–429.
4. *Лабунцов Д.А., Авдеев А.А.* Теория скачка вскипания // *Теплофизика высоких температур.* 1981. Т. 19. № 3. С. 552–556.

5. *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.
6. *Нигматулин Б.И., Сопленков К.И.* Исследование нестационарного истечения вскипающей жидкости из каналов в термодинамически неравновесном приближении // Теплофизика высоких температур. 1980. Т. 18. № 1. С. 118–131.
7. *Бэтчэлор Дж.* Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973. 758 с.
8. *Scriven L.E.* On the dynamics of phase growth // Chem. Eng. Sci. 1959. V. 10. № 1–2. P. 1–13.
9. *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.
10. *Нигматулин Р.И.* Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
11. *Смирнов Н.Н., Зеверев И.Н.* Гетерогенное горение. М.: Изд-во МГУ, 1992. 445 с.

Москва

Поступила в редакцию
3.XII.1998