

УДК 536.423

## **Флуктуационное возникновение пузырьков в условиях быстрого падения давления в жидкости\***

**П.А. Павлов, В.Е. Виноградов**

*Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург*

E-mail: vinve@mail.ru

Исследована взрывная кавитация на фронте импульса отрицательного давления. Выделены режимы, когда пузырьки появляются по механизму гомогенного флуктуационного зародышеобразования. Эти режимы отличаются большой скоростью фазового превращения и сосредоточенностью парообразования в момент достижения определенного давления. При этом кавитационная прочность жидкости оказывается предельно высокой и оценивается с помощью теории гомогенной нуклеации. Для реализации режима с высокой частотой зародышеобразования применен метод, основанный на прохождении импульса отрицательного давления через область локально нагретой жидкости. Кинетика кавитации исследована по возмущению теплового потока от миниатюрного нагревателя. Экспериментальные результаты обобщены с применением теории взрывного парообразования в ударном режиме кипения. Апробирован метод расчета кавитации в режиме флуктуационного рождения пузырьков.

**Ключевые слова:** кавитация, растяжение, гомогенное зародышеобразование, тепловой поток.

### **Введение**

В процессах квазистационарного растяжения жидкости пузырьки возникают, как правило, на готовых центрах кавитации. Способов гарантированного удаления этих центров нет. Известное явление значительного квазистационарного растяжения жидкости в опытах по измерению объемной прочности жидкости наблюдается только после тщательной очистки системы и при малом времени наблюдения [1, 2]. Необходимо достаточно быстрое снижение давления на жидкость, чтобы появление пузырьков на готовых центрах кавитации не успевало удержать его вблизи фазового равновесия. В этом случае глубина падения давления ограничивается только интенсивным флуктуационным зародышеобразованием и, следовательно, быстро оканчивается равновесием жидкость–пар. Таким образом, можно заключить, что смена режимов кавитации от образования пузырьков на готовых центрах к режиму флуктуационного зародышеобразования должна наблюдаться при достаточно быстром падении давления. Однако необходимая скорость изменения давления может определяться только опытом. Аналогичное явление наблюдается при быстром разогреве жидкости [3]. Расчет нестационарной кавитации

---

\* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-08-00117) и программы УрО РАН № 1 (проект 12-П-2-1008).

затруднен из-за недостатка информации о кинетике рождения пузырьков на готовых центрах и о количестве этих центров. Напротив, при кавитации, протекающей по флуктуационному механизму, число готовых пузырьков имеет второстепенное значение и принципиально возможен расчет процесса с целью выяснения свойств растянутой жидкости.

В настоящее время имеется только одна теория, позволяющая по справочным данным рассчитать число пузырьков, — это теория гомогенного флуктуационного зародышеобразования [4]. Режимы парообразования, в которых теория гомогенного образования пузырьков применима в режиме перегрева, названы ударными режимами (УР) [3, 4]. Режим быстрого растяжения с существенным флуктуационным зародышеобразованием по аналогии имеет смысл назвать ударной кавитацией (УК). Простая трактовка УК сводится к представлению о предельно сильном растяжении, выше которого частота появления пузырьков практически не ограничена из-за термодинамической неустойчивости жидкого состояния.

К УК условно можно отнести процессы быстрого парообразования при термоактивационном гетерогенном рождении пузырьков, например, на стенках. Такие процессы наблюдаются при растяжениях, меньших необходимых для гомогенного зародышеобразования, но они похожи на УК случайным распределением зародышей по стенке и экспоненциальной зависимостью частоты рождения пузырьков от температуры. При этом для расчета частоты появления пузырьков можно применять теорию гомогенного зародышеобразования с уменьшенной по ряду причин работой рождения жизнеспособного (критического) пузырька. Формальное описание таких процессов не отличается от теории УК.

Экспериментальное исследование нестационарной кавитации при высокой частоте зародышеобразования затруднено в связи с тем, что сформированный, например, вследствие инверсии импульса давления импульс высокого отрицательного давления быстро сглаживается из-за коллективного рождения пузырьков по ходу волны. Поэтому в настоящих исследованиях применен метод получения высокочастотной кавитации в локально нагретой жидкости. Импульс отрицательного давления распространяется через холодную жидкость без заметного рождения пузырьков. Взрывная кавитации возникает только в зоне нагрева миниатюрным датчиком температуры.

Ниже развиваются представления о быстрой кавитации во фронте волны отрицательного давления на основе опыта работы по реализации ударного режима кипения при отрицательных [5, 6] и положительных давлениях. В опытах с быстрой кавитацией получены характеристики, необходимые для расчета частоты флуктуационного зародышеобразования по регистрируемому в опыте тепловому сигналу.

### Явление флуктуационного зародышеобразования в жидкости

В опытах по достаточно быстрому растяжению жидкостей реализуется ударный режим кавитации. Удельная частота флуктуационного зародышеобразования  $J(T, p)$  определяется термодинамическими свойствами, температурой ( $T$ ) и давлением ( $p$ ) в жидкости. Для расчетов взрывного парообразования практически удобна следующая аппроксимация [3]:

$$J(T, p) = J_1 \cdot \exp[(T - T_1)G_T + (p - p_1)G_p], \quad (1)$$

где коэффициенты  $G_T$ ,  $G_p$  рассчитываются по теории гомогенного флуктуационного зародышеобразования [4]. Точка «привязки»  $(T_1, p_1)$  берется в начальной стадии кавитации и для нее по теории рассчитывается частота флуктуационного зародышеобразования  $J_1$ . В опытах со взрывным парообразованием, как правило,  $J(T, p) \gg J_1$ . При этом

остается справедливой линеаризация показателя экспоненты (1), поэтому  $G_T = \partial \ln J / \partial T$ ,  $G_p = \partial \ln J / \partial p$  — постоянные величины. С достаточно приемлемой точностью удобна формула [3]

$$G_p = 2 \frac{\ln(J_1 / J_0)}{p_S(T_1) - p_1} < 0, \quad (2)$$

где  $p_S(T_1)$  — давление насыщенного пара при температуре  $T_1$ . Для оценок  $J(T, p)$  можно применять значение  $\ln J_0 \approx 88$  при размерности  $J(T, p) \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$  [3].

Нестационарная кавитация в режиме УК отличается аномально высокой сосредоточенностью во времени и, как следствие, высокой мощностью ударного давления. Достаточно заметить, что изменение температуры на один градус или изменение давления на 0,2 МПа для большинства органических теплоносителей изменяет удельную частоту зародышеобразования на три порядка. В результате процедура линеаризации на необходимом интервале частот зародышеобразования оказывается приемлемо точной.

В процессе монотонного изменения давления с темпом  $\dot{p}$  и температуры со скоростью  $\dot{T}$  удельное (на единицу объема) число пузырьков в момент времени  $t$  после начала парообразования по определению рассчитывается по формуле:

$$n(t) = \int_0^t J(T(\tau), p(\tau)) d\tau = (J(T(t), p(t)) - J(T(t_1), p(t_1))) / A, \quad (3)$$

где  $A \equiv G_p \dot{p} + G_T \dot{T}$  и применена аппроксимация (2). Точкой помечаются производные по текущему времени. Здесь не учитывается факт исключения из процесса зародышеобразования объема, занятого пузырьками. Тепловое и гидродинамическое взаимодействие пузырьков ощутимо на расстоянии, соизмеримом с радиусом пузырька, и на ранней стадии флуктуационного зародышеобразования не существенно. На стадии интенсивного образования пузырьков при высокой текущей частоте зародышеобразования  $J(T, p)$  членом  $J(T_1, p_1)$  в формуле (3) и в дальнейших аналогичных расчетах пренебрегаем.

Из расчетов режимов проведенных измерений следует, что время роста объема пузырьков в  $e$  раз равно  $A^{-1}$  и составляет несколько процентов от полного времени снижения давления до давления взрывного образования пузырей. В связи с этим обстоятельством исходное в модели требование  $\dot{p} = \text{const}$ ,  $\dot{T} = \text{const}$  незначительно сужает область применимости полученных результатов, так как линеаризация температуры нужна лишь на относительно коротком временном интервале. В этом интервале обратная реакция процесса кавитации  $\delta p$  на внешнее давление оценивается как незначительная, взрывной рост давления наблюдается только по окончании стадии зародышеобразования. Для выявления кинетики образования пузырьков стадия бурного роста паросодержания не важна и поэтому далее не рассматривается.

### Теория метода исследования пристеночной кавитации

В примененном методе исследования кавитация вызывается быстрым понижением давления в предварительно локально нагретой жидкости. В качестве датчика количества пузырьков применена проволока, разогреваемая импульсом тока. Пузырьки по мере роста контактируют с ее поверхностью. По предложенной модели взаимодействие пузырьков сведено к простому геометрическому объединению полусфер или сфер, причем их форма вне области объединения остается сферической, вплоть до момента формирования сплошной паровой полости. Вязкий подслои под пузырьком на датчике не рассматривается, так как при высоких перегревах пленка жидкости по численным

оценкам быстро разрушается. В результате сухая площадь получается объединением сухих пятен от каждого пузырька, а линия смачивания приобретает сложную форму из дуг окружностей. Координаты центра каждого нового пузырька задаются случайно в соответствии с теорией флуктуационного (спонтанного) зародышеобразования.

Температурный сигнал датчика рассчитывается по аналогии с разработанной ранее применительно к УР методике [7–9]. Рассмотрим явление кавитации в пристеночном объеме с первоначально высоким градиентом температуры, таким, что по мере роста все пузырьки оказываются на стенке нагревателя в форме полусфер. Для их расчета удобно ввести отнесенную к единице площади нагревателя частоту зародышеобразования  $I(t)$  в момент наблюдения  $t$ . Температура в пристеночном объеме зависит от расстояния до датчика–нагревателя  $z$ , от времени его разогрева  $t_h$  и от текущего времени  $t$ :

$$T(t_h, t, y) = T(t_h, 0) + z\nabla T + \dot{T}t. \quad (4)$$

Градиент температуры в пристеночном слое жидкости, например, при линейном росте температуры равен  $|\nabla T| = 2\dot{T}\sqrt{t_h}(\pi a')^{-1/2}$ , где  $t_h$  — полное время нагрева датчика,  $t_h \gg t$ ,  $a'$  — коэффициент температуропроводности жидкости.

В применяемых УР, как правило, все пузырьки расположены на стенке. Поверхностная частота зародышеобразования получается интегрированием обычно применяемой объемной частоты зародышеобразования  $J(t)$ , например, аппроксимации (1) по нормальной к поверхности нагревателя координате  $z$  [7, 8]. В результате поверхностная частота зародышеобразования будет иметь вид:

$$I(T(t), p(t)) = \exp(At)J(T_1)/(G_T |\nabla T|). \quad (5)$$

Градиент температуры в пристеночном слое нагревателя  $|\nabla T|$  на период взрывного парообразования полагается постоянным. При этом полное число пузырьков в пристеночном слое рассчитывается по формуле (3) с заменой  $J(t)$  на  $I(T(t), p(t))$ .

Достаточно простой вариант теории теплообмена получается введением погонной (на единицу длины линии смачивания (ЛС)) плотности теплового потока от нагревателя к ЛС [7]. Применен метод “расщепления” плотностей теплового потока в жидкость  $q'$  и к ЛС  $q''(\tau)$ . В результате изменение средней плотности теплового потока от нагревателя, вызванное парообразованием, в момент времени  $t$  можно записать в виде:

$$q(t) = \int_0^t L(t, \tau) q''(\tau) d\tau - q'S(t), \quad (6)$$

здесь  $S(t)$  — удельная сухая площадь,  $L(t, \tau)$  — распределение длины линии смачивания по времени существования ее участков  $\tau$ .

Расчет погонной плотности теплового потока к ЛС весьма громоздкий, он определяется режимом оттока пара от поверхности испарения [10]. В работе [8] предложена аппроксимация этого потока в виде:

$$q''(t) \approx rj(t) \frac{16}{7\pi\beta} \ln(1 + \beta\sqrt{\pi a' t}), \quad (7)$$

где  $rj$  — плотность теплового потока к поверхности испарения при температуре, равной температуре нагревателя,  $r$  — теплота парообразования,  $j$  — плотность потока пара,  $\beta = d/dT \cdot (rj(t)/\lambda')$ ,  $\lambda'$  — коэффициент теплопроводности жидкости. С применением

теории испарения [10] можно показать, что в процессе кавитации (низкое или отрицательное давление жидкости) режим течения пара, скорее всего, критический. Удельная плотность потока на испарение  $j$  в критическом режиме течения для многоатомного пара рассчитывается по температуре поверхности нагревателя  $T_N$ :

$$j_k = 0,78j_0. \quad (8)$$

Здесь коэффициент конденсации принят равным единице,  $j_0 = \rho_S(T_N)\sqrt{RT_N/(2\pi M)}$  — средний поток массы пара от поверхности испарения без учета обратного потока,  $\rho_S(T_N)$  — плотность пара на линии насыщения,  $R$  — газовая постоянная,  $M$  — молекулярный вес. В докритическом режиме течения пара получено [10]:

$$j = \frac{2\sqrt{\pi m}}{\left(\sqrt{1+v^2 m^2} - vm\right)\Pi} j_0, \quad m = \sqrt{0,435\Pi - 0,246} - 0,4348, \quad (9)$$

где  $\Pi = p_S(T_N)/p''$ ,  $p''$  — давление пара за слоем Кнудсена;  $v = \sqrt{\pi}(\gamma-1)(\gamma+1)^{-1/2}$ ,  $\gamma$  — показатель адиабаты.

В режиме с первоначально высоким градиентом температуры, таким, что по мере роста все пузырьки оказываются на стенке нагревателя в форме полусфер, доля сухой поверхности датчика составляет

$$S_0(t) = \int_0^t I(t, t') s(t, t') dt' = \frac{\Gamma(1+2k)}{A^{1+2k}} \tilde{s} \frac{J(T(0))}{|\nabla T| G_T} \exp[tA], \quad (10)$$

здесь перекрытие пузырьков не учтено,  $\Gamma(1+2k)$  — гамма-функция [11], в последнем действии и далее полагаем  $At \gg 1$ . Площадь сухого пятна под одиночным пузырьком, родившимся в момент времени  $t'$ , к моменту времени  $t$  равна  $s = \tilde{s} \cdot (t-t')^{2k}$ ,  $\tilde{s} = \pi b^2$ , коэффициенты  $b$  и  $k$  определяются теорией роста пузырька. Для удельной сухой площади на поверхности нагревателя получаем

$$S(t) = 1 - \exp[-S_0(t)], \quad (11)$$

где для сухой площади без учета перекрытия пузырьков  $S_0(t)$  используем формулу (10) [8, 9].

В свою очередь, распределение удельной длины ЛС по времени существования ее участков без учета перекрытия пузырьков имеет вид:

$$L_0(t, \tau) = 2\pi b I(t-\tau) \tau^k = 2\tau^k \sqrt{\pi \tilde{s}} J(T(t-\tau)) / |\nabla T| G_T. \quad (12)$$

Учет перекрытия пузырьков можно сделать исходя из предположения, что только пузырьки, оказавшиеся в момент наблюдения на смоченном месте, дают вклад в общую длину ЛС. Формула для распределения удельной длины ЛС принимает следующий вид:

$$L(t, \tau) = L_0(t, \tau) [1 - S(t)]. \quad (13)$$

В работе [9] на основе компьютерного моделирования выполнено уточнение формул (11)–(13), которое не изменяет качественного представления о примененной геометрии пристеночного парообразования. После подстановки в формулу (6) формул (11) и (13), с учетом того, что из формулы (10) следует связь

$$J(T(t)) = S_0(t) |\nabla T| G_T A^{1+2k} [\tilde{s} \Gamma(1+2k)]^{-1}, \quad (14)$$

получаем плотность теплового потока, вызванного парообразованием:

$$q(t) = \frac{32rj(t)}{7\sqrt{\pi\tilde{s}}} \cdot \frac{S_0(t)\exp(-S_0(t))}{\beta\Gamma(1+2k)} A^k \Gamma(1+k) \ln\left(1 + \beta\sqrt{\frac{\pi a'}{A}} \cdot \frac{3+2k}{4}\right) - q'S(t). \quad (15)$$

Для расчета температурного возмущения, вызванного кавитацией, воспользуемся уравнением баланса тепла

$$\delta T(t) \frac{\rho c_p d}{4} = \int_0^t q(t) dt, \quad (16)$$

где  $\rho$ ,  $c_p$ ,  $d$  — соответственно плотность, удельная теплоемкость и диаметр датчика. Отсюда имеем:

$$\begin{aligned} \delta T(t) \frac{\rho c_p d}{4} &= -q' \int_0^t [1 - \exp(-S_0(t))] dt + [1 - \exp(-At)(1+At)] \times \\ &\times \frac{32rj(t)}{7\sqrt{\pi\tilde{s}}} A^k \frac{\Gamma(1+k)}{\Gamma(1+2k)} \ln\left(1 + \beta \frac{3+2k}{4} \sqrt{\frac{\pi a'}{A}}\right) \int_0^t S_0(t) \exp(-S_0(t)) dt. \end{aligned} \quad (17)$$

После вычисления интегралов получаем

$$\begin{aligned} \delta T(t) \frac{\rho c_p d}{4} &= -q' \left\{ \frac{S_0(t)}{[0,6 + S_0(t)]A} [0,6 + \ln[1 + S_0(t)]] - \frac{S_0(0)}{A} \right\} + \\ &+ \left[ 1 - \frac{1+At}{\exp(At)} \right] \frac{32rj(t)}{7\sqrt{\pi\tilde{s}}} \cdot \frac{1 - \exp(-S_0)}{A^{1-k}} \cdot \frac{\Psi\Gamma(1+k)}{\beta\Gamma(1+2k)} \ln\left(1 + \beta \frac{3+2k}{4} \sqrt{\frac{\pi a'}{A}}\right). \end{aligned} \quad (18)$$

Время отсчитывается от точки привязки. При интегрировании учтено, что  $dS_0(t)/dt \approx AS_0(t)$ ,  $J(\tau) = J(p_1, T_1) \cdot \exp(A \cdot \tau)$ . Отсчет времени начинается с момента, близкого к началу взрывной кавитации, при этом на всей стадии вскипания температурное возмущение  $\delta T$  остается малым. Этот факт дает основание не учитывать в формуле (18) изменения  $q'(t)$ , температуры и плотности потока тепла  $rj(t)$  и, следовательно, взаимную зависимость параметров  $q$ ,  $q'$ ,  $q''$ ,  $S$ .

Аппроксимация (7) предложена для идеализированной геометрии пристеночной межфазной поверхности с прямым краевым углом. В тех случаях, когда процесс смачивания искривляет пристеночную межфазную полосу, необходимо вводить поправочный коэффициент  $\Psi$ . Вероятно, погонный тепловой поток нужно увеличить, умножив его на котангенс угла смачивания  $\Psi$ . (Влияние угла смачивания на теплообмен подробно рассматривалось, например, в работе [12].) Предполагаем, что в случае  $\Psi > 1$  высота зоны взаимодействия нагревателя и межфазной поверхности близка к полученной выше, однако площадь этой зоны увеличивается с ее наклоном. Это дает соответствующее усиление погонного теплового потока, вызванного испарением. Теория процесса испарения с градиентом температуры вдоль открытой поверхности в настоящее время не создана. Поэтому для коэффициента  $\beta$  можно сделать только оценку сверху. Из-за перетечек газа вдоль слоя Кнудсена значение  $j(t)$  выравнивается, тем самым уменьшается эффективное значение  $\beta$ . Величина плохо определенного комплекса  $\Psi/\beta$  уточняется из опыта по амплитуде сигнала.

В общем тепловом балансе пузырька вклад теплоподвода к ЛС незначителен [7, 8], поэтому в расчетах теплового сигнала применены известные теории роста пузырька.

При низких давлениях жидкости пузырьки в начальной стадии растут по теории Рэлея [13]. По этой теории

$$\tilde{s} = \pi(2/3\rho') \cdot (p'' - p) = \pi R^2 t^{-2} = \pi b^2, \quad (19)$$

где  $p''$  — давление пара в пузыре,  $p$  — давление вдали от пузыря,  $\rho'$  — плотность жидкости. В общем случае комплекс  $\tilde{s}$  зависит от времени и его расчет весьма затруднителен. При положительных давлениях вдали от термодинамической критической точки имеем [14, 15]:

$$\tilde{s} = \frac{12}{\pi} \cdot \left( \frac{T_\infty - T_S(p'_0)}{r\rho''} \right)^2 \lambda' \rho' c'_p = \pi b^2, \quad (20)$$

здесь  $c'_p$  — удельная теплоемкость жидкости,  $\rho''$  — плотность пара.

Применительно к поставленной задаче из-за кратковременности процесса УК в расчетах скорости роста пузырьков давление берется постоянным и равным давлению, имеющему место в момент начала взрывной кавитации. Заметим, что за время полного перехода “жидкость–пар” комплекс  $At$  изменяется существенно, однако при этом из-за резкой зависимости частоты зародышеобразования от давления наблюдаемое изменение давления  $\dot{p}t$  невелико. Поэтому в расчетах полагаем  $p'' = p_1$ , кроме того на начальной стадии роста пузырька допустимо приближенное равенство  $p = p_S(T_1)$ . Возмущение давления, вызванное кавитацией, также оказалось несущественным из-за ограниченности перегретого объема. Известно [13], что если в некотором объеме жидкости в шаре радиусом  $R^*$  возникнет пар с относительным объемом  $v(t) \sim n(t)b^3 t^{3k}$ , то всплеск компенсирующего давления на границе этого объема равен  $\delta p(t) \approx \rho(R^* A)^2 v(t)/3$ . В примененном методе из-за ограниченности величины  $R^*$  и времени этот всплеск оказался незаметным.

Следует подчеркнуть, что принятая модель с расположенными на стенке пузырями предназначена для исследования не только гетерогенного зародышеобразования. Ослабленный пристеночный слой имеет толщину порядка радиуса критического зародыша, что, как правило, на три порядка меньше толщины слоя с гомогенным зародышеобразованием в условиях опыта. Поэтому предполагается, что по большей части наблюдается гомогенное флуотационное зародышеобразование.

Модель, по которой пузырьки активируются в основном в нагретой части жидкости, пригодна при положительном давлении в жидкости, а также при отрицательном давлении, если зародышеобразование вдали от датчика пренебрежимо мало.

### Экспериментальное исследование взрывной кавитации

Исследование кинетики быстрой кавитации в режиме с высокой частотой зародышеобразования затруднено тем, что сформированная волна отрицательного давления практически мгновенно релаксирует, создавая паровую пленку на фронте падения давления. Чтобы получить представление о зародышеобразовании во фронте быстрого падения давления, использован способ, заключающийся в локализации кавитации в небольшом объеме жидкости. Для этого около миниатюрного датчика контролируется повышается температура так, чтобы кавитация наблюдалась только в тонкой разогретой области. Локализация зоны кавитации позволяет значительно повысить наблюдаемую частоту зародышеобразования.

В опытах кинетика кавитации определялась по возмущению теплосъема от миниатюрного датчика температуры. При этом выполнялись требования о несущественном влиянии датчика на процесс кавитации. Для этого применялись тонкие цилиндрические

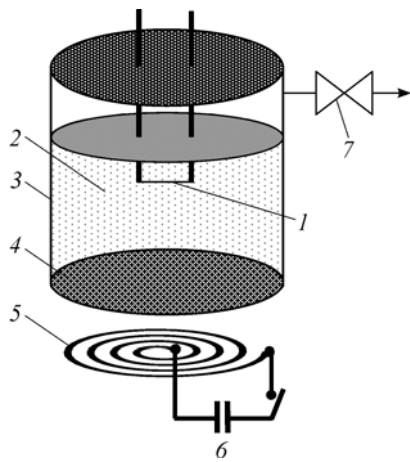


Рис. 1. Схема установки.

1 — платиновая проволока, 2 — жидкость, 3 — корпус камеры, 4 — диуралевая мембрана, 5 — плоская электромагнитная катушка, 6 — конденсатор, 7 — запорный вентиль.

нити, такие, что неоднородностью температурного поля в теле датчика можно было пренебречь.

**Методика измерений.** Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Температура для проведения опыта задается путем нагрева жидкости на поверхности платиновой проволоки диаметром 20 мкм, длиной ~ 10 мм (1), погруженной в исследуемую жидкость (2) на глубину 3–5 мм. Проволочка являлась датчиком температуры и, следовательно, числа пузырьков.

Объем исследуемой жидкости в камере (3) составлял 80 см<sup>3</sup>. Проволочка нагревалась импульсами тока длительностью до 100 мкс. Скорость нагрева при этом составляла (5–8)·10<sup>5</sup> К/с. Быстрый сброс давления осуществлялся путем отражения короткой волны давления, идущей со дна камеры, от свободной поверхности жидкости в камере [16]. Импульс давления длительностью 3 мкс с фронтом 1 мкс создается мембраной (4) при разряде конденсатора на плоскую катушку (5), прижатую к мембране. Давление в отраженной волне определяется выражением  $p_- = p'' + p_+ \cdot \chi$ , где  $p''$  — давление газа или пара над поверхностью жидкости,  $p_+$  — давление в волне сжатия,  $\chi$  — коэффициент отражения, который рассчитывается по известной формуле  $\chi = (\omega'' - \omega) / (\omega'' + \omega)$ . Здесь  $\omega'' = \rho'' \cdot c''$ ,  $\omega = \rho \cdot c$  — акустические импедансы газа и жидкости соответственно,  $c''$  и  $c$  — скорость звука в паре и жидкости. Поскольку вдали от критической точки  $\omega \gg \omega''$ , то  $\chi < 0$ . Зависимость амплитуды давления в импульсе сжатия  $p_+$  от напряжения питания конденсатора определялась в калибровочных опытах с помощью импульсного пьезокерамического датчика давления с частотой пропускания от 10 кгц до 10 мгц. При выполнении условия  $|p''| \leq |p_+ \cdot \chi|$ , после отражения от поверхности в жидкости сверху вниз идет волна отрицательного давления. Давление  $p''$  регулируется от атмосферного до 2 МПа с помощью вентилей (7), соединяющего камеру с ресивером, заполненным сжатым газом (гелий).

Зависимость температуры нагревателя от времени в процессе сброса давления без кавитации показана на рис. 2. Импульсы давления и нагрева проволоки синхронизируются таким образом, чтобы жидкость вскипала на фронте импульса растяжения. Скорость падения давления  $\dot{p}$  при этом достигает 10<sup>7</sup> МПа/с,  $G_T \cdot \dot{T} \ll G_p \cdot \dot{p}$  и тепловой сигнал о начале кавитации (рис. 3) модулируется падающим давлением.

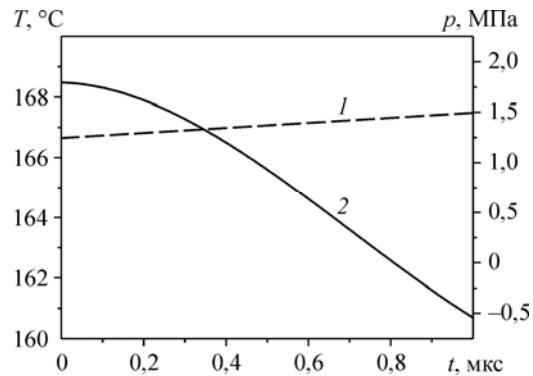
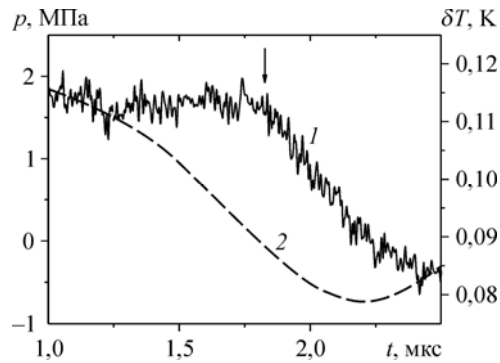


Рис. 2. Типичный профиль температуры проволоки (1) и профиль волны падения давления (2) в фронте 113 в отсутствие кавитации.



Рис. 3. Сигнал вскипания  $\delta T(t)$  в фреоне 113 на фоне падения давления в жидкости (2). Начало сигнала вскипания отмечено стрелкой.



В опытах с кавитацией на фронте падения давления обнаружено явление неполного совмещения тела проволочного нагревателя с фронтом волны давления. Время полного покрытия стенки датчика паром по формуле (10) в условиях опыта составляет  $5 \cdot 10^{-8}$  сек. За это время фронт волны проходит расстояние менее 0,1 мм.

Поэтому кавитация происходит последовательно на разных участках датчика и фронт волны в опытах оказывается короче практически неустраняемого провисания проволочного датчика. Необходимо учесть это обстоятельство сложением температурного сигнала от отдельных участков поверхности нагрева датчика. Для этого вводится функция распределения длины проволочки по пути распространения фронта падения давления. Эту функцию удобно представить как функцию распределения по времени движения фронта  $f(t)$ . В результате измеряемый температурный сигнал датчика  $T(t)$  представляется в виде

$$\eta(t) = \int_0^t \frac{\delta T(t-\tau)}{h} \cdot f(\tau) c d\tau, \quad (21)$$

где  $h$  — полная длина (с провисанием) проволочки,  $c$  — скорость звука. Верхний предел интегрирования в формуле (21) ограничен условием  $t \leq t^* = h/c$  ( $t^*$  — время прохождения фронтом давления всего датчика) и длиной импульса низкого давления.

Также должна выполняться нормировка функции распределения:  $\int_0^{t^*} f(\tau) \frac{c}{h} d\tau = 1$ .

Если функция распределения дельтаобразная, т.е. проволочка датчика не провисает, то  $f(\tau) = t^* \delta(\tau)$ . Очевидно в этом случае  $\eta(t) = \delta T(t)$ . Измерения геометрии датчика показали:

$$f(\tau) = (\tau/t^*)^m / (m+1), \quad m = 4.$$

Для анализа сигнала о взрывной кавитации постоянные и медленно изменяющиеся переменные существенного значения не имеют, поэтому можно ввести операцию укорачивания сигнала. С ослаблением ( $O$ ) она записывается в форме оператора

$$\Omega(\tau, O) * f(t) = f(t) - f(t-\tau) \cdot O \cdot \text{He}(t-\tau). \quad (22)$$

Последний множитель  $\text{He}(t-\tau)$  (функция Хевисайда) нужен для случая, когда функция от отрицательного аргумента не имеет смысла. Коэффициент  $O$  введен для учета ослабления сигнала в линии задержки. Время запаздывания  $\tau$  выбиралось  $\sim 0,2$  мкс с тем, чтобы до вскипания выполнялось условие  $\dot{T}\tau \ll T$ . Операцию применяем к опытной ( $O = 1$ ) и к расчетной ( $O < 1$ ) температурам.

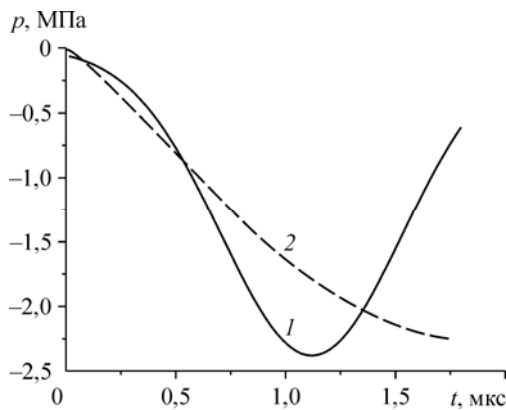
**Результаты измерений.** На рис. 3 показана осциллограмма типичного сигнала вскипания на горячей (разогретой до температуры ниже температуры заметного зародышеобразования) проволочке при сбросе давления в жидкости. Начало бурного

вскипания (на рисунке показано стрелкой) обычно фиксируется с погрешностью  $\pm(0,1-0,2)$  мкс. При темпе разогрева  $0,5-0,8$  К/мкс это практически не сказывается на точности определения температуры в момент вскипания. Ошибка в определении  $\dot{p}$  менее 10 % в средней части кривой падения давления и может достигать 50 % в начале и конце импульса растяжения. Значительно большее влияние на форму сигнала о вскипании оказывают шумы, как чисто электрические, так и вызванные кипением на готовых центрах кипения. Роль последних возрастает с увеличением растяжения жидкости. При больших растяжениях (более  $-10$  МПа) практически не удается однозначно идентифицировать сигнал вскипания. В опыте выбирается точка привязки перед началом взрывного вскипания. В этой точке определяются температура  $T(0) = T_1$ , время разогрева  $t_h$  и скорость разогрева  $\dot{T}_0$ . По этим данным рассчитываются  $q'(t)$ ,  $q(T_1)$ . Полученные величины и свойства жидкости используются в формуле (18).

На расчетную функцию  $[T(t) - T(0)] = F(A, B, \Psi, t)$  действуем оператором  $\Omega(\tau, k)$ . Такой же оператор действует в качестве фильтра в экспериментальной установке на опытное значение  $[T(t) - T(0)]$ . Из условия наилучшего совпадения опытной и расчетной кривых определяются параметры  $A, B, \Psi$ . Параметр  $\Psi$  определялся из условия правильности расчета знака начальной стадии сигнала о кавитации.

В опытах по быстрому сбросу давления темп снижения давления регулировался амплитудой импульса давления. В этих опытах представлялось важным убедиться, что реальная крутизна фронта импульса растяжения не сильно отличается от крутизны исходного импульса давления. Специально поставленные опыты по измерению сдвига по времени начала импульса вскипания при изменении температуры проволоочки показали, что при отражении импульса давления от свободной поверхности его передний фронт удлиняется не более чем в два раза (рис. 4). На рис. 5а линией 1 показаны сигналы вскипания при резком сбросе давления для растяжения  $p = -0,1$  МПа. При этом темп растяжения составлял  $\dot{p} = 1$  МПа/мкс, скорость нагрева —  $\dot{T} = 0,6$  К/мкс. Соответственно  $G_p = 44$  МПа<sup>-1</sup>,  $A_p = G_p \cdot \dot{p} = 4,4 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>,  $G_T = 3,9$  К<sup>-1</sup>,  $A_T = G_T \cdot \dot{T} = 2,3 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>. Прямой расчет с использованием этих величин по формуле (18) дает более крутую зависимость  $\delta T(t)$  (линия 2 на рисунке), чем наблюдается в эксперименте. Расчет с учетом неоднородности поля давления по длине проволоочки дает кривую (3), которая хорошо совпадает с экспериментальной кривой на начальной стадии вскипания.

На рис. 5b показано сравнение результатов расчета с экспериментальным сигналом вскипания для  $p = -1,1$  МПа при темпе растяжения  $\dot{p} = 7$  МПа/мкс ( $G_p = 31$  МПа<sup>-1</sup>,



$A_p = 2,1 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup>,  $G_T = 3,3$  К<sup>-1</sup>,  $A_T = 1,8 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>). В этом случае из-за высокой амплитуды импульса давления его инверсия сгладила фронт волны разрежения. Согласование экспериментальной и теоретической кривых получено только при введении поправки на искажение импульса давления

Рис. 4. Профиль отраженной волны давления (1) и волны растяжения (2), рассчитанной из опытов по измерению кавитационной прочности жидкости.

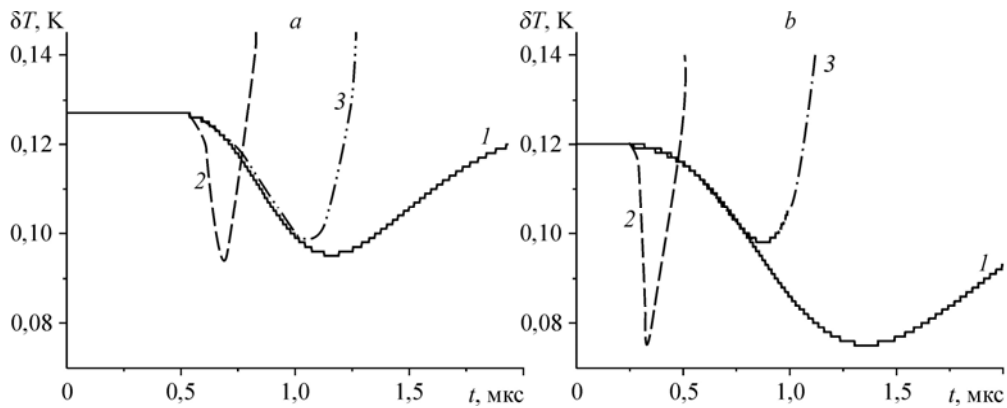


Рис. 5. Сигнал о вскипании жидкости при кавитации.

*a* —  $dp/dt = -1$  МПа/мкс,  $p = -0,1$  МПа,  $T = 164,6$  °С; *b* —  $dp/dt = -7$  МПа/мкс,  $p = -1,1$  МПа,  $T = 153,8$  °С;  
 1 — эксперимент, 2 — расчет без учета неоднородности поля давления по длине проволоочки по формуле (18),  
 3 — расчет с учетом неоднородности поля давления по длине проволоочки по формуле (21).

при отражении от свободной поверхности. С учетом искажения фронта импульса давления принято значение  $A_p = 9,3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ .

Сравнение экспериментальных и теоретических сигналов вскипания показало, что на начальной стадии кавитации для реализуемых в опытах темпах растяжения (более 1 МПа/мкс) опытные значения  $G_p$  практически совпадают с рассчитанными по теории гомогенной нуклеации. Следовательно, в проведенных экспериментах по резкому сбросу давления наблюдался ударный режим кавитации.

### Заключение

В результате моделирования процесса кавитации на фронте падения давления выяснено, что кинетика зародышеобразования удовлетворительно описывается теорией гомогенного флуктуационного зародышеобразования при темпе снижения давления более 1 МПа/с, причем необходимый темп увеличивается с усилением растяжения. В более медленных процессах на размытых фронтах волн снижения давления образуются пузырьки на легкоактивируемых и готовых центрах кавитации. При этом сигнал о парообразовании становится неустойчивым и с высоким уровнем шума.

Выяснено, что для обеспечения режима с интенсивным флуктуационным зародышеобразованием толщина фронта кавитации должна составлять менее 0,1 мм. Это принципиально ограничивает время наблюдения УК из-за быстрого сглаживания движущейся волны отрицательного давления рождающимися пузырьками. Для исследования кавитации во фронте падения давления предложена и реализована методика с прохождением фронта через локально разогретую область жидкости. При расшифровке теплового сигнала об УК оказалось необходимым учесть динамику распределения фронта по поверхности датчика. Выяснено, что наблюдаемая локальная частота зародышеобразования достигает величины  $J = 10^{24} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Крутизна нарастания частоты зародышеобразования определяется производной  $G_p$ , величина которой согласуется с теоретическим значением.

### Список литературы

1. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей. М., Л.: Госиздат технико-теоретической литературы, 1951. 107 с.
2. Zheng Q., Durben D.J., Wolf G.H., Angell C.A. Liquids at large negative pressures: water at the homogeneous nucleation limit // Science. 1991. Vol. 254. P. 829–832.

3. Павлов П.А. Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1988. 244 с.
4. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
5. Виноградов В.Е., Павлов П.А. Вскипание n-пентана в волне разрежения // Теплофизика высоких температур. 1996. Т. 34, № 1. С. 35–39.
6. Vinogradov V.E., Pavlov P.A., Baidakov V.G. Explosive cavitation in superheated liquid argon // J. Chem. Phys. 2008. Vol. 128, No. 23. P. 234508-6.
7. Pavlov P.A. Heat Transfer under the conditions of near-wall explosive boiling-up // J. of Engng Thermophysics. 2003. Vol. 12, No. 1. P. 25–38.
8. Pavlov P.A. Thermodynamic crisis of boiling // J. of Engng Thermophysics. 2007. Vol. 16, No. 3. P. 145–154.
9. Митрофанов С.М., Павлов П.А. Геометрические характеристики нестационарного кризиса кипения // Теплофизика высоких температур. 2006. Т. 44, № 5. С. 726–733.
10. Найт Ч.Дж. Теоретическое моделирование быстрого поверхностного испарения при наличии противодавления // Ракетная техника и космонавтика. 1979. Т. 17. С. 81–86.
11. Полянин А.Д. Справочник по линейным уравнениям математической физики. М.: Физматлит, 2001. 575 с.
12. Гогонин И.И. Влияние краевого угла смачивания на теплоотдачу при кипении // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17, № 2. С. 261–267.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука. 1986. 733 с.
14. Скрипов В.П., Сиицын Е.Н., Павлов П.А., Муратов Г.Н., Буланов Н.В., Байдаков В.Г. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии: справочник. М.: Атомиздат, 1980. 208 с.
15. Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Механика двухфазных систем: уч. пособие для вузов. М.: Изд-во МЭИ, 2000. 374 с.
16. Кедринский В.К. Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000. 435 с.

*Поступила в редакцию 16 июля 2014 г.,  
после доработки — 15 сентября 2014 г.*