

УДК 536.423

## **Вскипание жидкого аргона при больших перегревах в слабых ультразвуковых полях\***

**В.Г. Байдаков, А.М. Каверин, В.Н. Андбаева**

*Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург*

E-mail: baidakov@itp.uran.ru

Методом измерения времени жизни метастабильной жидкости и непрерывного сброса давления исследована кинетика спонтанной кавитации в перегретом жидком аргоне в слабых ультразвуковых полях. Показано, что акустическая кавитация может протекать как по механизму гомогенного зарождения паровой фазы, так и путем «раскачки» паровых пузырьков, порождаемых частицами высокой энергии или действием других инициирующих факторов. Пороги акустической кавитации удовлетворительно описываются теорией гомогенного зародышеобразования.

**Ключевые слова:** акустическая кавитация, зародышеобразование, перегрев, вскипание, аргон.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Термодинамические пульсации давления в жидкости, близкой к состоянию кипения, вызванные неустойчивостью струйных течений, возбуждением автоколебаний, воздействием акустических и ультразвуковых полей, могут приводить к разрыву сплошности (кавитации) и образованию кавитационных пузырьков. Как правило, кавитация возникает на уже присутствующих в жидкости или окружающих стенках сосуда фазовых включениях различных размеров и самой разнообразной природы. Сжатие кавитационного пузырька сопровождается огромной концентрацией энергии, поэтому кавитация вызывает эрозию твердых тел, химические реакции, люминесценцию жидкости [1].

В отсутствие готовых и легкоактивируемых фазовых включений жидкости могут выдерживать большие растягивающие напряжения, как в статических, так и в динамических режимах. Кавитационная прочность жидкости в этом случае будет определяться флуктуационным (гомогенным) зародышеобразованием.

В настоящей работе исследуется кинетика спонтанного вскипания перегретого жидкого аргона в слабых ультразвуковых полях, когда амплитуда акустического воздействия  $p_m$  в жидкости существенно меньше ее статического растяжения, определяемого разностью статического давления  $p_0$  и давления насыщения  $p_s$ , т. е.

---

\* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 09-08-00176) и Программы совместных научных исследований Уральского и Дальневосточного отделений РАН (проект № 09-С-2-1001).

$\Delta p_0 = p_s - p_0$ . Статическое давление  $p_0$  выбирается близким к границе кавитационной прочности (предельного перегрева) исследуемой жидкости. В отсутствие ультразвуковых воздействий предельный перегрев жидкого аргона исследовался ранее в работах [2–5]. Ультразвуковые воздействия на жидкость рассматриваются не как способ получения сведений о максимально достижимых напряжениях, а как метод диагностики природы центров кавитации, на которых происходит разрыв жидкости. Изменение кавитационной прочности жидкости в ультразвуковом поле в присутствии центров кипения заданного вида (пузырьки определенного размера, изменение смачиваемости поверхности, прохождение быстрых частиц радиационного фона и др.) может быть рассчитано теоретически и результаты сопоставлены с экспериментальными данными.

Статья состоит из введения, трех разделов и заключения. В первом разделе описан эксперимент, во втором представлены полученные в работе новые экспериментальные результаты, третий раздел содержит обсуждение результатов.

### 1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для исследования кинетики зародышеобразования в жидком аргоне в слабых ультразвуковых полях использовались методы измерения времени жизни метастабильной жидкости и непрерывного изотермического понижения давления. Экспериментальная установка и методика проведения опытов с криогенными жидкостями подробно описаны в работах [4, 5]. Остановимся здесь только на особенностях этих методик, связанных с измерениями в ультразвуковых полях.

Исследуемая жидкость помещалась в стеклянную акустическую ячейку объемом  $V \approx 80 \text{ мм}^3$ . Ячейка термостатировалась ( $\pm 0,005 \text{ К}$ ) в медном блоке при температуре опыта  $T$ . Ультразвуковые колебания в жидкости частотой  $f = 700 \text{ кГц}$  создавались пьезокерамическим излучателем, расположенным с наружной стороны ячейки. Посредством перехода ковар–стекло ячейка соединена с камерой создания давления, температура которой в ходе опыта поддерживалась близкой к температуре нормального кипения исследуемой жидкости. Давление создавалось сжатым гелием и передавалось на жидкость через металлический сильфон.

В методе измерения времени жизни заход в метастабильную область осуществлялся быстрым понижением давления на термостатируемую жидкость от начального значения  $p_r(T) > p_s(T)$  до заданного  $p_0(T)$ . С целью снижения эффекта охлаждения жидкости в процессе ее расширения сброс давления осуществлялся в два этапа: в начале — до промежуточного значения  $p'(p_s - p' \approx 0,5 \text{ МПа})$  с выдержкой  $\sim 20 \text{ с}$ , а затем — до  $p = p_0$ . Одновременно с окончательным сбросом давления на пьезоизлучатель подавалось переменное напряжение амплитудой  $U_m$  и частотой  $f$  от генератора. В опыте измерялось время  $\tau$  от момента окончательного сброса давления до вскипания жидкости. После вскипания жидкости в ячейке создавалось начальное давление  $p_r$ , ультразвук выключался и цикл измерений повторялся. Всего при заданных  $T$ ,  $p_0$  и  $U_m$  фиксировалось  $n = 40\text{--}60$  значений  $\tau$  и определялось среднее время жизни  $\bar{\tau} = \sum_i \tau_i / n$ .

В методе непрерывного изотермического понижения давления опыт также начинался с установления в акустической ячейке температуры  $T$  и начального давления  $p_r(T)$ , отвечающих стабильному состоянию жидкости. Затем давление плавно понижалось ниже линии насыщения до момента вскипания жидкости. Скорость изменения давления составляла  $0,01\text{--}0,10 \text{ МПа/с}$ . В момент вскипания жидкости фиксировалось достигнутое давление  $p_0$  и жидкость возвращалась в первоначальное состояние к давлению  $p_r$ . После завершения релаксационных процессов измерения повторялись. Генератор электрических сигналов, возбуждающих пьезоизлучатель,

включался перед началом понижения давления и выключался на время релаксации. Нагрев жидкости за счет диссипации ультразвуковой энергии за характерное время опыта не превышал 0,01 К.

В опытах исследовался аргон чистотой 99,998 %. Амплитуда напряжения на пьезоизлучателе варьировалась от 0 до 40 В. Температура измерялась с погрешностью  $\pm 0,02$  К, давление —  $\pm 0,005$  МПа.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ

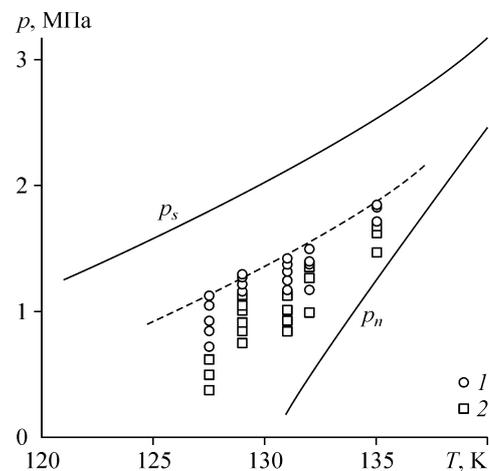
Исследования предельных перегревов жидкостей в стеклянных капиллярах показали, что первые вскипания жидкости происходят при существенно меньшей глубине захода в метастабильную область, чем после проведения нескольких десятков вскипаний [5, 7, 8]. Время приработки зависит от состояния внутренней поверхности стеклянного капилляра, наличия на ней дефектов, загрязнений, способов подготовки капилляра. Еще в одной из самых первых работ по перегреву жидкости [9] было отмечено, что длительное хранение незащищенных трубок приводит к снижению перегрева в них жидкости, а свежевытянутые и прокаленные капилляры дают наибольшие перегревы. Тем не менее, во всех наших экспериментах, проведенных с различными жидкостями в отсутствие ультразвукового поля, после некоторого этапа приработки жидкости получены перегревы, которые воспроизводились после замены капилляра на новый или замены в нем порции жидкости. Эти перегревы рассматриваются как предельные (достижимые) и они, как показано в [4, 5, 7, 8], хорошо описываются теорией гомогенной нуклеации.

Многочисленные вскипания жидкости в капилляре с последующей ее выдержкой при давлении более высоком, чем давление фазового равновесия, способствуют устранению слабых мест в системе жидкость–стекло. Газ, сконцентрированный в порах и дефектах стекла, переходит в жидкость, растворяется в ней и уже не инициирует вскипание.

Для исследования вскипания на стадии приработки использовался метод непрерывного сброса давления. На рис. 1 представлены результаты измерения давления вскипания перегретого жидкого аргона в режиме непрерывного изотермического понижения давления в ультразвуковом поле. Опыты проводились в начальной стадии приработки сериями по 15–20 вскипаний. В первых сериях измерений (1) заход в метастабильную область был не столь глубокий, как после длительной приработки (2). Как следует из рис. 1, линия минимальных значений кавитационной прочности эквидистанта линии насыщения. В результате длительной приработки достигается режим, когда давление вскипания в пределах 0,05–0,1 МПа перестает зависеть от числа испытаний. Более быстрый выход на данный режим происходит при повышенных температурах. Так, при температуре  $T = 135$  К для достижения границы предельного перегрева

Рис. 1. Давление вскипания жидкого аргона на стадии приработки.

Первая (1), вторая (2) серии измерений,  $p_s$  — линия насыщения [12],  $p_n$  — граница спонтанного вскипания жидкости,  $J = 10^7 \text{ с}^{-1} \text{ м}^{-3}$  [3, 4]. Штриховая линия — линия минимальных значений кавитационной прочности.



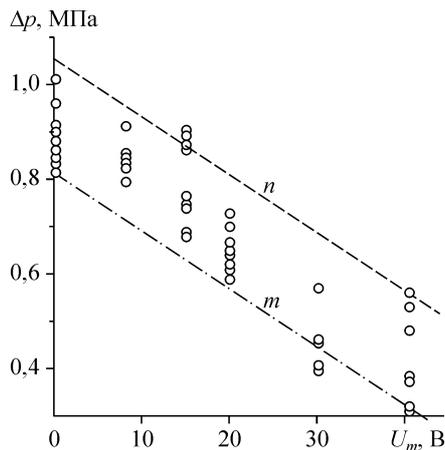


Рис. 2. Кавитационная прочность жидкого аргона при температуре  $T = 131$  К в зависимости от амплитуды напряжения на пьезоизлучателе.

Линии  $m$  и  $n$  ограничивают минимальные и максимальные значения  $\Delta p$ .

в аргоне потребовалось около 50 вскипаний, в то время как при более низких температурах этого числа вскипаний оказалось недостаточно (см. рис. 1). В отсутствие ультразвуковых воздействий на перегретую жидкость выход на границу достижимого перегрева может быть достигнут после нескольких сотен вскипаний.

Кавитационная прочность  $\Delta p = p_s - p_0$  жидкости зависит от амплитуды ультразвуковых воздействий (рис. 2). Глубина захода в метастабильную область монотонно уменьшается с ростом  $U_m$ . Весь цикл измерений при температуре  $T = 131$  К занял около шести часов. Полная приработка измерительной ячейки была достигнута лишь после четырех суток проведения опытов. В пределах погрешности эксперимента не обнаружено корреляции значений  $\Delta p$  со скоростью понижения давления.

Измерения времени жизни перегретого жидкого аргона в ультразвуковых полях и при их отсутствии проводились после завершения этапа приработки. Результаты измерений  $\bar{\tau}$  при статическом давлении  $p_0 = 1,5$  МПа в полулогарифмическом масштабе представлены на рис. 3. В отсутствие периодических пульсаций давления для частоты зародышеобразования  $J = 10^7 \text{ с}^{-1} \text{ м}^{-3}$  перегрев  $\Delta T = T_n - T_s$  составил 11,83 К, где  $T_n = 135,80$  К, а кавитационная прочность  $\Delta p = p_s(T_n) - p_0 = 1,14$  МПа. Включение ультразвукового поля приводит к понижению кавитационной прочности жидкости. Температура перегрева уменьшается на 0,24 К при амплитуде напряжения на пьезоизлучателе 18 В.

Характер температурной зависимости среднего времени жизни перегретого жидкого аргона в акустическом поле качественно подобен такой зависимости в его отсутствие. На всех изобарах  $\bar{\tau}(T)$  имеется участок резко-го уменьшения  $\bar{\tau}$  при достижении определенной температуры (границы достижимого перегрева). Положение и наклон этого участка в отсутствие ультразвуковых колебаний хорошо согласуется с предсказаниями теории гомогенного зародышеобразования (см. рис. 3, штриховая линия). При расчетах полагалось, что свойства критических

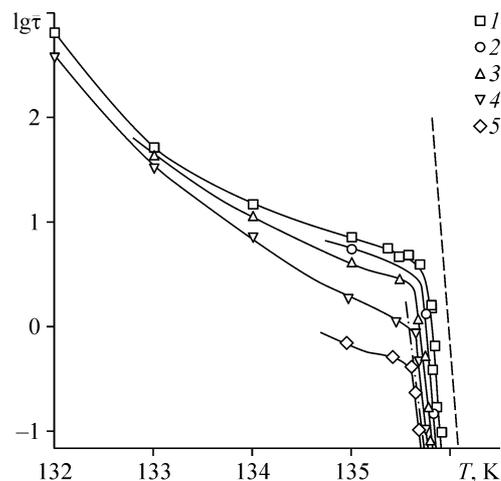


Рис. 3. Температурная зависимость среднего времени жизни растянутого жидкого аргона ( $p_0 = 1,5$  МПа) в естественных условиях:  $U_m = 0$  (1) В и в ультразвуковом поле,  $U_m = 10$  (2), 13 (3), 15 (4), 18 (5) В. Штриховая линия — расчет по теории гомогенной нуклеации ( $p = p_0$ ).

пузырьков не зависят от их размера (макроскопическое приближение) [4], а кинетический множитель определен по теории Кагана (уравнение (2.22) из [5]).

Существенное отклонение экспериментальной кривой от теоретической линии при больших временах ( $U_m = 0$ ) свидетельствует, что вскипание жидкости здесь инициировано действием внешних факторов. Таким фактором может быть естественный радиационный фон [2, 5, 7].

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

Расчет кавитационной прочности жидкости в рамках моделей гомогенного или гетерогенного зародышеобразования предполагает знание амплитуды акустического давления  $p_m$  в жидкости. Экспериментальное определение этой величины затруднено малым объемом кавитирующей жидкости.

При малых амплитудах ( $p_m \ll p_s - p_0$ ) и частотах ( $f_m \ll 1/\tau_n$ ) периодических пульсаций давления, где  $\tau_n$  — период нестационарности ( $\tau_n \approx 10^{-9}$  с), среднее время жизни перегретой (растянутой) жидкости в ультразвуковом поле  $\bar{\tau}$  связано со средним временем жизни в его отсутствие  $\bar{\tau}_0$  соотношением [10]

$$\bar{\tau} = \bar{\tau}_0 / I_0(G_p p_m). \quad (1)$$

Здесь  $I_0$  — функция Бесселя мнимого аргумента,  $G_p = -(\partial \ln J(p_0) / \partial p)_T$ . При малых значениях  $G_p p_m$  ( $G_p p_m < 3$ ) формула (1) может быть представлена в виде [11]

$$\bar{\tau} = \bar{\tau}_0 (G_p p_m / \text{Sh}(G_p p_m)). \quad (2)$$

Формулы (1) и (2) позволяют по экспериментальным данным о среднем времени жизни перегретой жидкости в ультразвуковом поле и при его отсутствии оценить амплитуду ультразвуковых колебаний давления  $p_m$ . Величина  $G_p$  может быть рассчитана по теории гомогенной нуклеации или определена в экспериментах по непрерывному изотермическому понижению давления через полуширину распределения событий вскипания жидкости [4]. В наших экспериментах при  $p = 1,5$  МПа на границе спонтанного вскипания аргона  $G_p = 123,7$  1/МПа. Получена линейная зависимость между амплитудами  $U_m$  и  $p_m$ :  $p_m = k U_m$ , где  $k = 3,38$  кПа/В. На рис. 3 штрих-пунктирной линией показаны результаты расчета  $\bar{\tau}$  по уравнению (2) для  $U_m = 18$  В. Хорошее согласование теоретической линии с экспериментальными данными свидетельствуют в пользу предложенной модели кавитационных явлений.

Температурная зависимость амплитуды ультразвуковых колебаний давления  $p_{mk}$ , приводящих к возникновению кавитации при фиксированной частоте зародышеобразования  $J = 10^7 \text{ с}^{-1} \text{ м}^{-3}$ , приведена на рис. 4. Высота прямоугольников соответствует погрешности определения  $p_{mk}$ . Она учитывает погрешности определения среднего времени жизни, аппроксимации температурной зависимости  $\bar{\tau}$ , а также погрешности отнесения по температуре и давлению. На рис. 4 там же представлены результаты расчета величины  $p_{mk}$  по теории гомогенного зародышеобразования в том же приближении, что и на рис. 3. Удовлетворительное согласование в наклоне кривых косвенно подтверждает правомерность сделанных допущений. Рассогласование в абсолютных значениях  $p_{mk}$  между теорией и экспериментом может быть отнесено к неучету в теории зависимости поверхностного натяжения критических пузырьков, характерный радиус которых составляет примерно 4 нм от их размера [4, 5].

Более сложен механизм ультразвуковой кавитации в области температур, где экспериментальные кривые отходят от теоретических линий (см. рис. 3). Понижение среднего времени жизни растянутой жидкости в ультразвуковом поле здесь зависит от степени близости к границе спонтанного вскипания и не может быть объяснено только снижением эффективного давления в жидкости. Эксперименты

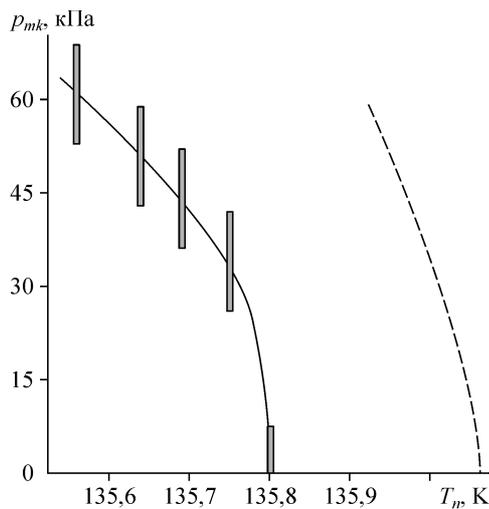


Рис. 4. Амплитуда ультразвукового давления в жидкости, приводящая к возникновению кавитации при фиксированном значении частоты зародышеобразования  $J = 10^7 \text{ с}^{-1} \text{ м}^{-3}$ . Штриховая линия — расчет по теории гомогенной нуклеации. Высота прямоугольников соответствует погрешности определения  $P_{mk}$ .

по измерению времени жизни перегретых жидкостей в естественных условиях [4–8] свидетельствуют, что время, с которого начинается искривление экспериментальных кривых, слабо зависит от давления. Поэтому существенное, более чем двадцатикратное понижение среднего времени жизни аргона вблизи границы спонтанного вскипания при амплитуде напряжения на пьезоизлучателе, равной 18 В, скорее всего означает увеличение частоты инициирования на слабых местах в жидкости или на границе жидкость–стекло.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные исследования кинетики вскипания растянутого (перегретого) жидкого аргона в слабых ультразвуковых полях свидетельствуют, что кавитация может происходить как путем активации уже имеющихся в жидкости и на стенках капилляра центров парообразования, так и в результате гомогенного зародышеобразования. Ультразвуковые воздействия на жидкость существенно интенсифицируют работу гетерогенных центров вскипания. Пороги спонтанной ультразвуковой кавитации удовлетворительно описываются классической теорией гомогенного зародышеобразования. Механизм активации готовых и легкоактивируемых центров кипения при больших перегревах слабыми ультразвуковыми полями требует специального изучения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация. М.: Мир, 1974. 688 с.
2. Байдаков В.Г., Скрипов В.П., Каверин А.М. Достижимый перегрев жидкого аргона // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. Вып. 3(9). С. 1126–1132.
3. Skripov V.P., Baidakov V.G., Kaverin A.M. Nucleation in superheated argon, krypton and xenon liquids // Physica. 1979. Vol. 95A, No. 1. P. 169–180.
4. Baidakov V.G. Explosive boiling of superheated cryogenic liquids. Weinheim: Wiley, 2007. 340 с.
5. Байдаков В.Г. Перегрев криогенных жидкостей. Екатеринбург: УрО РАН, 1995. 264 с.
6. Baidakov V.G., Kaverin A.M., Boltachev G.Ch. Nucleation in superheated liquid argon–krypton solutions // J. Chem. Phys. 1997. Vol. 106, No. 13. P. 5648–5657.
7. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
8. Скрипов В.П., Синицын Е.П., Павлов П.А. и др. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии: Справочник. М.: Атомиздат, 1980. 208 с.
9. Kenrick F.B., Gilbert C.S., Wismer K.L. The superheating of liquids // J. Phys. Chem. 1924. Vol. 28, No. 12. P. 1297–1307.
10. Павлов П.А. Динамика вскипания сильно перегретых жидкостей. Свердловск: УрО АН СССР, 1988. 246 с.
11. Байдаков В.Г., Каверин А.М., Скрипов В.П. Акустическая кавитация в сильно перегретой жидкости // Акустический журнал. 1981. Т. 27, № 5. С. 697–703.
12. Tegeler Ch., Span R., Wagner W. A new equation of state for argon covering the fluid region for temperatures from the melting line to 700 K at pressures up to 1000 MPa // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1999. Vol. 28, No. 3. P. 779–850.

Статья поступила в редакцию 30 марта 2010 г.