

## ЗАВИСИМОСТЬ СЖАТИЯ ПАРА В КАВИТАЦИОННЫХ ПУЗЫРЬКАХ В ВОДЕ И АЦЕТОНЕ ОТ ДАВЛЕНИЯ ЖИДКОСТИ

© А. А. Аганин<sup>1</sup>, М. А. Ильгамов<sup>2</sup>, Д. Ю. Топорков<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Институт механики и машиностроения Казанского научного центра РАН  
Россия, Республика Татарстан, 420111 г. Казань, ул. Лобачевского, 2/31.

<sup>2</sup>Институт механики им. Р. Р. Мавлютова Уфимского научного центра РАН  
Россия, Республика Башкортостан, 450054 г. Уфа, пр. Октября, 71.

Тел./факс: +7 (843) 236 52 89.

\*Email: top.dmr@gmail.com

*Рассматриваются особенности сильного сжатия пара в кавитационных пузырьках в воде и ацетоне при их коллапсе в зависимости от давления жидкости в диапазоне от 1 до 15 бар (температура жидкости 20 °С). Установлено, что в пузырьке в ацетоне в данном диапазоне последовательно реализуются три сценария сжатия. В первом сценарии сжатие происходит близким к однородному, во втором – с радиальным схождением простых волн, в третьем – с радиальным схождением ударных волн. Ударно-волновой сценарий устанавливается, начиная с давления 3 бар. В случае пузырька в воде реализуется лишь сжатие, близкое к однородному.*

**Ключевые слова:** акустическая кавитация, динамика пузырька, коллапс пузырька, кумуляция, сходящиеся ударные волны.

### Введение

Одной из важных особенностей динамики пузырьков в жидкости является возможность реализации сжатия содержимого пузырьков с достижением высоких значений давления, плотности и температуры. Можно выделить три характерных сценария сильного сжатия. В первом из них сжатие среды в пузырьке близко к однородному. Он реализуется при длинах волн  $\lambda$  в пузырьке, намного больших его радиуса  $R$  ( $\lambda \gg R$ ). Во втором сценарии сильное сжатие достигается за счет радиального схождения и фокусировки простых волн сжатия, а в третьем – в результате радиального схождения и фокусировки ударных волн в центральной области пузырька. Второй и третий сценарии реализуются при  $\lambda \sim R$  и  $\lambda \ll R$  соответственно. Естественно ожидать, что при относительно малом давлении жидкости будет реализовываться первый сценарий. По мере увеличения давления будет иметь место второй, а затем третий. При этом наиболее высокие значения параметров будут достигаться при третьем сценарии. В [1–3] показано, что в результате схождения ударных волн в малой окрестности центра пузырька можно добиться температуры порядка  $10^4$  К, плотности порядка  $1$  г/см<sup>3</sup>.

В настоящей работе изучаются особенности реализации указанных сценариев сильного сжатия среды в кавитационных пузырьках в воде и ацетоне в зависимости от давления жидкости, которое варьируется в диапазоне от 1 до 15 бар. Исследование обусловлено тем, что вода и углеводородные жидкости, к которым относится ацетон, широко используются для изучения ряда интересных явлений, связанных с сильным сжатием содержимого пузырьков. К таким явлениям можно отнести свечение отдельных парогазовых пузырьков в воде [1, 4], производство нейтронов и ядер трития при акустической кавитации дейтерированного ацетона [2], образование наноалмазов при кавитации бензола [5] и толуола [6]. Давление жидкости в пучности стоячей волны, где находится светящийся пузырек в воде, составляет около 1.5 бар, в пучности стоячей волны, где располагается сферический кластер пузырьков в дейтерированном ацетоне, 15 бар, в проходящей по жидкости ударной волне, в которой сжимаются пузырьки в бензоле и толуоле, оценивается десятками бар.

### 1. Постановка задачи

Рассматривается сильное сжатие пара в одиночных сферических кавитационных пузырьках в воде и

ацетоне при их коллапсе (схлопывании) за счет разности давлений в пузырьке и окружающей жидкости. В момент времени  $t = 0$  пар в пузырьке и окружающая жидкость покоятся (их скорость  $w = 0$ ). Температура пара и жидкости равна  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ , давление в жидкости равно  $p_0$ , давление пара равно давлению насыщения  $p_s(T_0)$  при температуре  $T_0$ . Радиус пузырька  $R$  равен  $R_0 = 500$  мкм, скорость его изменения  $\dot{R}_0 = 0$ .

Изучается зависимость сильного сжатия среды в кавитационных пузырьках от давления жидкости, которое варьируется в диапазоне  $1 \leq p_0 \leq 15$  бар. В рассматриваемых условиях коллапса пузырьков их радиус  $R$  уменьшается более чем в 10 раз в ацетоне и более чем в 50 раз в воде. Коллапс продолжается  $\sim 50$  мкс при  $p_0 = 1$  бар и  $\sim 40$  мкс при  $p_0 = 15$  бар в обеих средах. При этом максимум скорости  $|\dot{R}|$  радиуса пузырька в ацетоне находится в диапазоне 85–600 м/с, а пузырька в воде – в диапазоне 770–1800 м/с. Довольно сильное сжатие содержимого пузырька достигается уже при  $p_0 = 1$  бар. В этом случае максимальные значения давления  $p$ , плотности  $\rho$  и температуры  $T$  примерно равны соответственно 350 бар, 290 кг/м<sup>3</sup> и 770 К в пузырьке в ацетоне и 27000 бар, 380 кг/м<sup>3</sup> и 9000 К в пузырьке в воде. С увеличением  $p_0$  давление, плотность и температура в пузырьке еще более возрастают. Выяснение особенностей их роста в промежуток  $1 \leq p_0 \leq 15$  бар и является целью настоящей работы.

В промежутке  $1 \leq p_0 \leq 15$  бар внутри пузырька в ацетоне в конце его коллапса возникают ударные волны. Как известно [1–4], радиальное схождение ударных волн, их фокусировка в центре пузырька и последующее отражение от центра вызывают супер-сильное сжатие среды ( $p > 10^8$  бар,  $\rho \sim 10^4$  кг/м<sup>3</sup>,  $T > 10^6$  К) в супер-малом промежутке времени  $\delta t < 10^{-11}$  с в супер-малой окрестности центра пузырька радиуса  $r \leq r_{nuc} \sim 10^{-7}$  м (в [2]  $r_{nuc} \approx 200$ –250 нм). Определение характеристик экстремального сжатия среды в пузырьках в этих супер-малых пространственно-временных масштабах, где существенны эффекты диссоциации и ионизации, искажения сферической формы ударной волны, представляет для теории и эксперимента значительные трудности. С учетом этого в настоящей работе для оценки степени сильного сжатия среды в пузырьке принимаются максимальные значения  $p$ ,  $\rho$  и  $T$ , достигаемые не в самом центре пузырька, а на границе  $r = r_{nuc}$  указанной его супер-малой окрестности  $r \leq r_{nuc}$ . Эти максимумы  $p$ ,  $\rho$  и  $T$  обозначаются соответственно

$p_{\text{нас}}$ ,  $\rho_{\text{нас}}$  и  $T_{\text{нас}}$ . Представляется, что для анализа величин  $p_{\text{нас}}$ ,  $\rho_{\text{нас}}$  и  $T_{\text{нас}}$  и сценариев их достижения, что и является предметом настоящей работы, достаточно используемой в работе модели без учета эффектов диссоциации и ионизации, несферичности ударной волны.

## 2. Математическая модель и метод расчета

Для описания движения пара и жидкости используется следующая система уравнений [7]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho r^2) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho w r^2) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho w r^2) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho w^2 r^2 + p r^2) = 2 p r,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e r^2) + \frac{\partial}{\partial r}[w r^2(\rho e + p)] = \frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \kappa \frac{\partial T}{\partial r}\right).$$

Здесь  $r$  – радиальная координата, отсчитываемая от центра пузырька,  $w$  – радиальная компонента скорости  $\mathbf{w}$ ,  $e = U + w^2/2$  – удельная полная энергия,  $U$  – удельная внутренняя энергия,  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности.

Граничные условия вдали от пузырька ( $r \rightarrow \infty$ ) и на межфазной поверхности ( $r = R$ ) имеют вид [2, 7]:

$$r \rightarrow \infty: p = p_0, \quad T = T_0; \quad (2)$$

$$r = R(t): \dot{R} = w_l + \frac{j}{\rho_l} = w_g + \frac{j}{\rho_g}, \quad p_l = p_g,$$

$$\kappa_l \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_l - \kappa_g \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_g = j l(p_g), \quad T_l = T_g,$$

где  $l(p_g)$  – теплота парообразования при давлении  $p_g$ ,  $j$  – интенсивность фазовых превращений (скорость испарения и конденсации, отнесенная к единице поверхности). Нижние индексы  $l$  и  $g$  указывают на отношение к жидкости и пару соответственно. Интенсивность фазовых превращений  $j$  определяется по формуле Герца-Кнудсена-Ленгмюра [7].

$$j = \frac{\alpha'}{\sqrt{2\pi R_g}} \left( \frac{p_s(T)}{\sqrt{T}} - \frac{\chi p_g}{\sqrt{T}} \right),$$

$$\chi = e^{-\Omega^2} - \Omega \sqrt{\pi} \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\Omega} e^{-x^2} dx \right), \quad \Omega = \frac{j \sqrt{R_g T}}{\sqrt{2} p_g}.$$

Здесь  $\alpha'$  – коэффициент accommodations,  $R_g$  – газовая постоянная для пара,  $p_s$  – давление насыщения.

Уравнения состояния жидкости и пара представляют собой сумму потенциальных  $p^{(p)}$ ,  $U^{(p)}$  и тепловых  $p^{(T)}$ ,  $U^{(T)}$  компонент давления  $p$  и внутренней энергии  $U$  и константы  $U^{(ch)}$  в выражении для  $U$

$$p(\rho, T) = p^{(p)}(\rho) + p^{(T)}(\rho, T), \quad (3)$$

$$U(\rho, T) = U^{(p)}(\rho) + U^{(T)}(T) + U^{(ch)}.$$

Для описания потенциальных компонент используется обобщенный потенциал Борна-Майера. При этом

$$p^{(p)}(\rho) = \rho^2 \frac{dU^{(p)}}{d\rho},$$

$$U^{(p)}(\rho) = \frac{A}{\eta \rho_0 b} \exp \left[ b \left( 1 - \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-\eta} \right) \right] - \frac{K}{\xi \rho_0} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\xi} + U^{\circ}$$

Константа  $U^{\circ}$  определяется из выражения  $U^{(p)}(\rho^{\circ}) = 0$ , в котором  $\rho^{\circ}$  соответствует равенству  $p^{(p)}(\rho^{\circ}) = 0$ . Тепловые компоненты определяются выражениями

$$p^{(T)}(\rho, T) = \rho \Gamma(\rho) U^{(T)}(T),$$

$$U^{(T)}(T) = c_V T,$$

$$\Gamma(\rho) = \frac{R_g}{c_V M} \times$$

$$\times \left( g_1 + (1 - g_1) \exp \left( -(\rho/\rho_1)^{\zeta_1} \right) + \sum_{k=2}^3 g_k \exp \left( -(\rho/\rho_k)^{\zeta_k} \right) \right)$$

Теплоемкости  $c_V$  жидкости и пара полагаются постоянными. Для воды коэффициент accommodations  $\alpha' = 0.04$ , удельная теплоемкость жидкости  $c_{V,l} = 4150 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К})$ , удельная теплоемкость пара  $c_{V,g} = 1430 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К})$ , газовая постоянная  $R_g = 461.9 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К})$ . Для ацетона  $\alpha' = 1$ ,  $c_{V,l} = 1516.8 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К})$ ,  $c_{V,g} = 1148 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К})$ ,  $R_g = 143.3 \text{ м}^2/(\text{с}^2 \cdot \text{К})$ . Константы уравнений состояния (3)  $U^{(ch)}$ ,  $\rho_0$ ,  $A$ ,  $b$ ,  $K$ ,  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $g_k$ ,  $\rho_k$ ,  $\zeta_k$  и зависимости  $\mu$ ,  $\sigma$ ,  $\kappa_l$ ,  $\kappa_g$ ,  $p_s$ ,  $l$  от температуры  $T$  взяты из [8] для воды и из [9] для ацетона.

Система уравнений (1)–(3) решалась численно по методике [10] с применением неравновесной (со сгущением к поверхности пузырька с целью описания тонких тепловых пограничных слоев) подвижной сетки. Сетка выбиралась так, чтобы во всем рассматриваемом диапазоне  $1 \leq p_0 \leq 15$  бар при сжатии пузырьков и в воде, и в ацетоне имела место численная сходимость. Для этого в области жидкости оказалось достаточно 1000 ячеек, уменьшающихся к поверхности пузырька до  $2 \cdot 10^{-5} \cdot R(t)$ . В области пара нужно описывать не только тепловой пограничный слой, но и фронт ударной волны. Для разрешения теплового слоя оказалось достаточно положить приграничную ячейку равной приграничной ячейке в области жидкости. Разрешение фронта ударной волны достигалось путем увеличения числа ячеек в области пара  $N_g$ . Сходимость численного решения (пространственных распределений плотности и температуры) в момент экстремального сжатия среды в пузырьке по мере увеличения  $N_g$  в случае сжатия пузырька в ацетоне при  $p_0 = 15$  бар (этот случай для сходимости наиболее сложен) иллюстрирует рис. 1. С ростом  $N_g$  приграничная ячейка не изменяется (остается равной  $2 \cdot 10^{-5} \cdot R(t)$ ), так что наибольшему измельчению подвергаются ячейки в центральной области пузырька (при  $N_g = 64000$  сетка становится фактически равномерной). Видно, что при увеличении  $N_g$  численное решение сходится. При этом различие между вариантами для  $N_g = 32000$  и  $64000$  вне центральной области пузырька радиусом  $r < r_{\text{нас}} = 0.25$  мкм (при  $N_g = 64000$  она содержит около 400 ячеек) составляет менее 1%. С учетом этого все представленные в работе результаты для пузырька в ацетоне получены на сетке с  $N_g = 32000$ , а в качестве радиуса  $r_{\text{нас}}$ , на котором определяются величины  $p_{\text{нас}}$ ,  $\rho_{\text{нас}}$  и  $T_{\text{нас}}$ , характеризующие степень сжатия среды в пузырьке, принимается  $r_{\text{нас}} = 0.25$  мкм.

Сходимость численного решения задачи для пузырька в воде в области  $r \geq r_{\text{нас}}$  достигается при  $N_g = 8000$  (область  $r \leq r_{\text{нас}}$  содержит около 100 ячеек).

## 3. Сценарии сжатия среды в пузырьке

Во введении были отмечены три возможных сценария сжатия содержимого пузырьков, а именно, однородное сжатие и сжатие простыми и ударными волнами. Особенности реализации этих сценариев в рассматриваемых условиях иллюстрируют рис. 2–4. Рис. 2 характеризует однородное сжатие (за исключением тонкого температурного пограничного слоя). На этом рисунке показано изменение радиальных распределений термодинамических параметров в финальной стадии коллапса кавитационного пузырька в воде при давлении жидкости  $p_0 = 15$  бар.

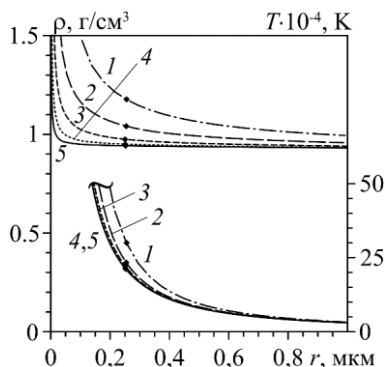


Рис. 1. Радиальные распределения плотности (верхние кривые) и температуры (нижние кривые) в центральной области пузырька в момент экстремального сжатия среды в пузырьке  $t_c$  ( $R_0 = 500$  мкм) в ацетоне для разного числа ячеек в пузырьке  $N_g$  (кривые 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют  $N_g = 4000, 8000, 16000, 32000, 64000$ ) при  $p_0 = 15$  бар. Ромбиками отмечены значения плотности и температуры при  $r = r_{nuc} = 0.25$  мкм.

Несмотря на однородный характер сжатия максимальные значения давления, плотности (вне погранслоя) и температуры в пузырьке в воде оказываются более  $10^5$  бар,  $800 \text{ кг/м}^3$  и  $10^4$  К соответственно. Это объясняется довольно большой глубиной коллапса (характеризуемой отношением радиуса пузырька в конце коллапса к радиусу пузырька в его начале). Следует отметить также, что плотность воды в окрестности пузырька при коллапсе повышается почти в 2 раза (до  $1800 \text{ кг/м}^3$ ).

Особенности сжатия среды в пузырьках простыми волнами иллюстрирует рис. 3. Видно, что в ходе коллапса пузырька в его полости формируется радиально сходящаяся простая волна сжатия относительно небольшой амплитуды (кривая 1). Эта волна фокусируется в центре (кривая 2), отражается от него, распространяется к поверхности сжимающегося пузырька (кривая 3), взаимодействует с ней (кривая 4), частично проходит в область жидкости, а частично отражается в виде второй радиально сходящейся простой волны сжатия (кривая 5). В момент фокусировки этой второй радиально сходящейся волны в центре пузырька (кривая 6) давление  $p$ , плотность  $\rho$  и температура  $T$  на границе центральной области радиуса  $r = r_{nuc} = 0.25$  мкм принимают свои наибольшие значения  $p_{nuc}$ ,  $\rho_{nuc}$  и  $T_{nuc}$ . Эти максимумы близки к соответствующим значениям в центре пузырька, а потому на рис. 3 значение  $p_{nuc}$  специально не выделено.

Особенности сжатия среды в пузырьках ударными волнами иллюстрирует рис. 4. При этом на рис. 4а представлен первый вариант, когда в ходе коллапса пузырька в его полости сначала формируется радиально сходящаяся простая волна сжатия (кривая 1). Эта волна фокусируется в центре (кривая 2), отражается от него, распространяется к поверхности сжимающегося пузырька и взаимодействует с ней (кривая 3). В результате взаимодействия она частично проходит в область жидкости, а частично отражается в виде второй радиально сходящейся простой волны сжатия. В ходе схождения эта простая волна превращается в ударную (кривая 4). В момент фокусировки данной ударной волны в центре пузырька (кривая 5) давление  $p$ , плотность  $\rho$  и температура  $T$  на границе центральной области радиуса  $r = r_{nuc} = 0.25$  мкм и принимают свои наибольшие значения  $p_{nuc}$  (отмечено ромбиком),  $\rho_{nuc}$  и  $T_{nuc}$ .

На рис. 4б представлен второй вариант сжатия среды в пузырьках ударными волнами, когда в ходе коллапса пузырька в его полости сначала формируется

радиально сходящаяся простая волна сжатия (кривая 1). В ходе схождения она довольно быстро превращается в ударную (кривая 2). В момент фокусировки этой ударной волны в центре пузырька (кривая 3) давление  $p$ , плотность  $\rho$  и температура  $T$  на границе центральной области радиуса  $r = r_{nuc} = 0.25$  мкм и принимают свои наибольшие значения  $p_{nuc}$  (отмечено ромбиком на кривой 3),  $\rho_{nuc}$  и  $T_{nuc}$ . Далее ударная волна отражается от центра, распространяется к поверхности сжимающегося пузырька и взаимодействует с ней (кривая 4). В результате взаимодействия ударная волна проходит в область жидкости, а незначительная ее часть отражается в виде простой волны сжатия. В ходе схождения эта простая волна превращается в ударную и фокусируется в центре пузырька (кривая 5). Отметим, что волновые процессы, следующие за фокусировкой первой ударной волны, представляют меньший интерес в том смысле, что максимальные значения  $p_{nuc}$ ,  $\rho_{nuc}$  и  $T_{nuc}$  уже достигнуты.

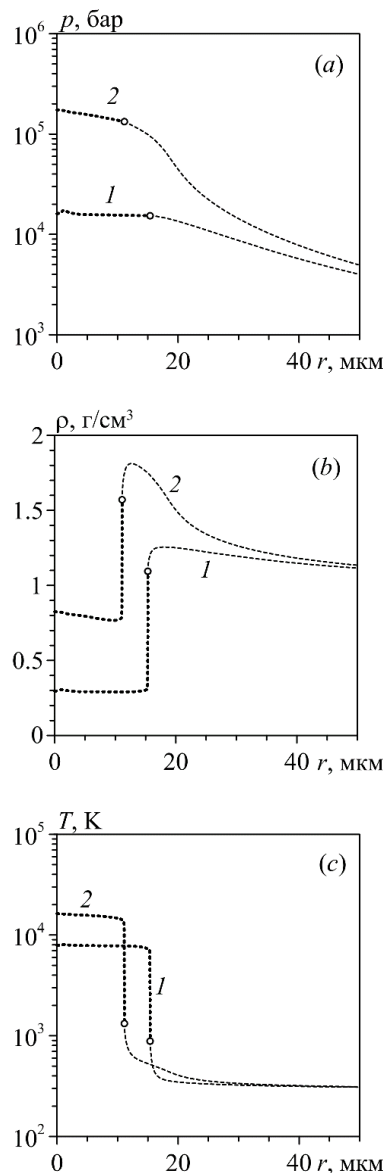


Рис. 2. Радиальные распределения давления, плотности и температуры в области  $r \geq r_{nuc}$  пузырька и окружающем его слое жидкости в воде при  $p_0 = 15$  бар в моменты максимума скорости  $\dot{R}$  (кривые 1) и экстремального сжатия среды в пузырьке (кривые 2). Кружочками отмечены значения параметров на поверхности пузырька.

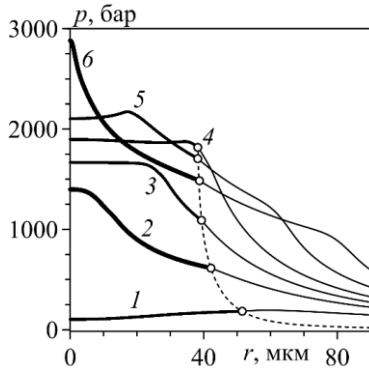


Рис. 3. Радиальные распределения давления в кавитационном пузырьке ( $R_0 = 500$  мкм) и окружающем его слое жидкости в ацетоне в шесть последовательных моментов времени (кривые 1–6) в конце коллапса при  $p_0 = 2$  бар. Кривые 2, 6 соответствуют моментам достижения давлением в центре пузырька своих локальных максимумов. Кружочки – значения параметров на поверхности пузырька.

Сравнение коллапса пузырька в воде и ацетоне при  $p_0 = 15$  бар показывает, что изменение радиуса пузырька в ходе его коллапса в воде и ацетоне различается незначительно, за исключением финального участка (время коллапса пузырька в воде – 11.7 мкс, в ацетоне – 10.6 мкс). Вместе с тем, максимальная скорость коллапса пузырька в воде оказывается намного больше, чем в ацетоне (1810 м/с против 600 м/с). Существенно различаются радиусы пузырька в момент экстремального сжатия пара (11.1 мкм в воде и 39.4 мкм в ацетоне). Для оценки изменения радиуса пузырька при коллапсе в литературе имеются простые аналитические выражения [11]. Однако в рассматриваемом случае они дают большие погрешности, главным образом из-за того, что при их получении не учитывается сжимаемость жидкости.

Анализ показывает, что по мере увеличения давления жидкости в рассматриваемом диапазоне  $1 \leq p_0 \leq 15$  бар при коллапсе пузырька в ацетоне реализуются все три отмеченных выше сценария сжатия пара в пузырьке. Сначала (при  $p_0 \approx 1$  бар) среда в пузырьке сжимается почти однородно (рис. 2). Затем, при  $1 < p_0 \leq 2$  бар, следует сценарий, в котором наибольшее сжатие достигается при фокусировке простой волны (рис. 3). При  $p_0 \geq 2.5$  бар реализуется сценарий, в котором наибольшее сжатие достигается при фокусировке ударной волны (рис. 4). В диапазоне  $2.5 \leq p_0 \leq 3.0$  бар наибольшие значения  $p_{nuc}$ ,  $\rho_{nuc}$  и  $T_{nuc}$  на радиусе  $r = r_{nuc}$  достигаются при фокусировке ударной волны, следующей за фокусировкой простой волны (рис. 4a), а при  $p_0 \geq 3.5$  бар – при фокусировке ударной волны, достигающей центра первой (рис. 4b).

В отличие от ацетона, при коллапсе пузырька в воде во всем диапазоне  $1 \leq p_0 \leq 15$  бар реализуется лишь один сценарий, в котором среда в пузырьке сжимается почти однородно.

Различие сценариев сжатия содержимого пузырька в воде и ацетоне, во многом, объясняется существенной разницей в молекулярной массе воды и ацетона (18 г/моль у воды против 58 г/моль у ацетона) и в отношении теплоемкостей их паров, т.е. показателя адиабаты (1.325 у воды против 1.125 у ацетона), и, как результат, в длинах волн, распространяющихся в область пузырька от его границы при его коллапсе. Более подробно этот вопрос в связи с образованием в пузырьке сходящихся ударных волн рассматривается в [12].

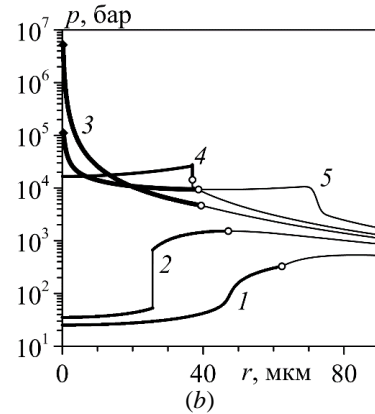
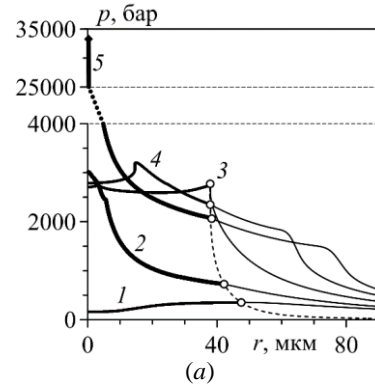


Рис. 4. Радиальные распределения давления в кавитационном пузырьке ( $R_0 = 500$  мкм) в ацетоне и окружающем его слое жидкости в несколько последовательных моментов времени в конце коллапса при  $p_0 = 2.5$  (a) и 15 (b) бар. Кружочки – значения параметров на поверхности пузырька, ромбики – значения параметров при  $r = r_{nuc} = 0.25$  мкм.

#### 4. Влияние давления жидкости на степень сжатия среды в пузырьке

Зависимость степени сжатия среды в пузырьках в воде и в ацетоне, характеризуемой наибольшими значениями  $p_{nuc}$ ,  $\rho_{nuc}$  и  $T_{nuc}$  давления, плотности и температуры на малом радиусе  $r = r_{nuc} = 0.25$  мкм, от давления жидкости  $p_0$  иллюстрирует рис. 5. Следует отметить, что для пузырька в воде аналогичные  $p_{nuc}$ ,  $\rho_{nuc}$  и  $T_{nuc}$  максимумы  $p$ ,  $\rho$  и  $T$  внутри малой центральной области  $r < r_{nuc}$  незначительно отличаются от приведенных значений  $p_{nuc}$ ,  $\rho_{nuc}$  и  $T_{nuc}$ , тогда как для пузырька в ацетоне они при  $r < r_{nuc}$  не определяются в силу отмеченных ранее ограничений используемых модели (пренебрежением эффектами диссоциации, ионизации, несферичности) и метода расчета (сложностью с численной сходимостью).

Видно, что при коллапсе пузырька в воде по мере увеличения  $p_0$  наибольшие значения  $p_{nuc}$ ,  $\rho_{nuc}$  и  $T_{nuc}$  давления, плотности и температуры возрастают плавно. Аналогичный рост  $p_{nuc}$ ,  $\rho_{nuc}$  и  $T_{nuc}$  наблюдается и при коллапсе пузырька в ацетоне при  $p_0 \leq 2$  бар, где последовательно реализуются однородное сжатие среды в пузырьке и сжатие простыми волнами. При  $p_0 \approx 2$  бар имеет место переход к первому варианту сценария сжатия ударной волной (рис. 4a), что сопровождается резким увеличением скорости роста  $p_{nuc}$ ,  $\rho_{nuc}$  и  $T_{nuc}$ . При  $p_0 > 3$  бар реализуется второй вариант сценария сжатия ударной волной (рис. 4b). В результате при  $p_0 \approx 3$  бар наблюдается еще одно резкое увеличение скорости роста  $p_{nuc}$ ,  $\rho_{nuc}$  и  $T_{nuc}$ .

При однородном сжатии среды в пузырьках в воде и ацетоне значения  $p_{nuc}$ ,  $\rho_{nuc}$  и  $T_{nuc}$  в случае воды

оказываются выше, чем в случае ацетона, в силу более глубокого коллапса. При тех же  $p_0$ , когда в пузырьке в ацетоне реализуется сценарий ударно-волнового сжатия, значения  $p_{nuc}$ ,  $\rho_{nuc}$  и  $T_{nuc}$  в пузырьке ацетоне оказываются выше, чем в воде. Особенностью ударно-волнового сценария сжатия среды в пузырьке является то, что по мере увеличения  $p_0$  быстрый рост  $p_{nuc}$  и  $T_{nuc}$  сопровождается падением скорости возрастания  $\rho_{nuc}$ . Это обусловлено тем, что увеличение плотности в ударной волне с ростом ее интенсивности, как известно, ограничено. Некоторое падение  $\rho_{nuc}$  в области при  $p_0 > 3.5$  бар объясняется тем, что с ростом  $p_0$  фоновая плотность пара перед ударной волной уменьшается (из-за роста скорости схождения волн к центру пузырька).

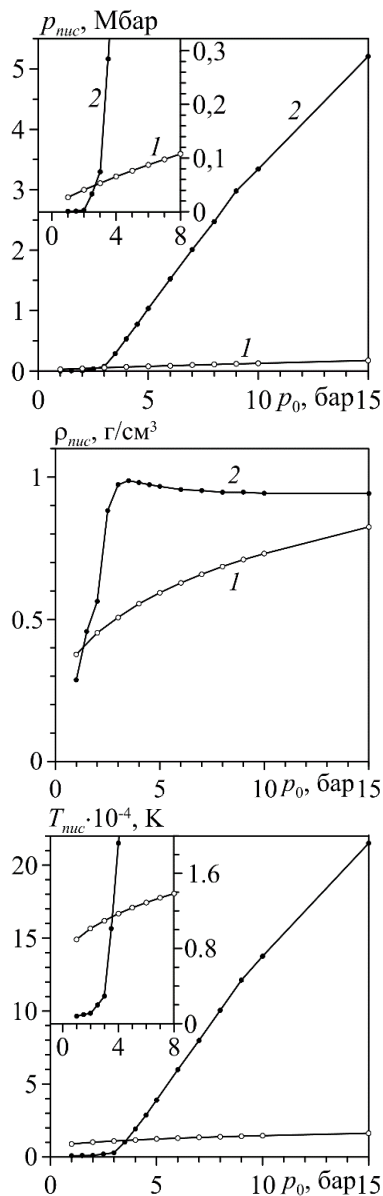


Рис. 5. Максимальные значения  $p_{nuc}$ ,  $\rho_{nuc}$  и  $T_{nuc}$  давления, плотности и температуры на границе малой центральной области пузырька  $r = r_{nuc} = 0.25$  мкм в зависимости от давления жидкости  $p_0$  при коллапсе пузырька в воде (кривые 1) и ацетоне (кривые 2).

## Заключение

Проведено исследование особенностей реализации сильного сжатия среды в кавитационных пузырьках в воде и ацетоне при их коллапсе в зависимости от давления жидкости  $p_0$  в диапазоне  $1 \leq p_0 \leq 15$  бар (начальный радиус пузырька 500 мкм, начальная температура пара и жидкости 20 °С). Установлено, что при коллапсе пузырька в ацетоне реализуются три сценария достижения экстремального сжатия его содержимого: близкое к однородному (при  $p_0 \approx 1$  бар), схождением к центру пузырька простых волн сжатия (при  $1 < p_0 \leq 2$  бар), схождением ударных волн (при  $2 < p_0 \leq 15$  бар). При коллапсе пузырька в воде в диапазоне  $1 \leq p_0 \leq 15$  бар имеет место лишь сжатие, близкое к однородному.

При  $3.5 < p_0 \leq 15$  бар степень сильного сжатия пара (характеризуемая величиной максимальных значений температуры, плотности и давления на границе малой центральной области  $r \leq 250$  нм) оказывается в пузырьке в ацетоне намного выше, чем в пузырьке в воде, что обусловлено реализацией в пузырьке в ацетоне ударно-волнового сценария.

Авторы благодарны Р. И. Нигматулину за обсуждение статьи и ценные замечания.

Работа выполнена в рамках программы РАН № 43 П.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Moss W. C., Clarke D. B., Young D. A. Calculated pulse widths and spectra of a single sonoluminescing bubble // Science. 1997. V. 276. P. 1398–1401.
2. Nigmatulin R. I., Akhatov I. Sh., Topolnikov A. S., Bolotnova R. Kh., Vakhitova N. K., Lahey R. T. (Jr), Taleyarkhan R. P. The Theory of Supercompression of Vapor Bubbles and Nano-Scale Thermonuclear Fusion // Physics of Fluid. 2005. V. 17. 107106.
3. Bass A., Ruuth S. J., Camara C., Merriman B., Putterman S. Molecular Dynamics of Extreme Mass Segregation in a Rapidly Collapsing Bubble // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. 234301.
4. Putterman S. J., Weninger K. P. Sonoluminescence: How Bubbles Turn Sound into Light // Annu. Rev. Fluid Mech. 2000. V. 32. P. 445–476.
5. Галимов Э. М., Кудин А. М., Скоробогатский В. Н., Плотниченко В. Г., Бондарев О. Л., Зарубин Б. Г., Страздовский В. В., Аронин А. С., Фисенко А. В., Быков И. В., Баринов А. Ю. Экспериментальное подтверждение синтеза алмаза в процессе кавитации // ДАН. 2004. Т. 395. № 2. С. 187–191.
6. Воропаев С. А., Шкинев В. М., Днестровский А. Ю., Пономарева Е. А., Аронин А. С., Бондарев О. Л., Страздовский В. В., Скоробогатский В. Н., Елисеев А. А., Спиваков Б. Я., Галимов Э. М. Особенности синтеза алмазоподобных наночастиц в толуоле при кавитации // ДАН. 2012. Т. 446. № 4. С. 388–392.
7. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред, т. 1 и 2. М.: Наука, 1987.
8. Нигматулин Р. И., Болотнова Р. Х. Широкодиапазонное уравнение состояния воды и пара. Упрощенная форма // Теплофизика высоких температур. 2011. Т. 49. № 2. С. 310–313.
9. Нигматулин Р. И., Болотнова Р. Х. Широкодиапазонное уравнение состояния органических жидкостей на примере ацетона // ДАН. 2007. Т. 415, № 5. С. 617–621.
10. Aganin A. A. Dynamics of a small bubble in a compressible fluid // Int. J. Numer. Meth. Fluids. 2000. V. 33. P. 157–174.
11. Ильгамов М. А. Расширение-сжатие и устойчивость полости в жидкости при сильном акустическом воздействии // ДАН. 2010. Т. 433, № 2. С. 178–181.
12. Нигматулин Р. И., Аганин А. А., Топорков Д. Ю., Ильгамов М. А. Образование сходящихся ударных волн в пузырьке при его сжатии // ДАН. 2014. Т. 458. № 3. С. 282–286.

Поступила в редакцию 29.05.2015 г.

## DEPENDENCE OF VAPOR COMPRESSION INSIDE CAVITATION BUBBLES IN WATER AND ACETONE ON THE PRESSURE OF LIQUID

© A. A. Aganin<sup>1</sup>, M. A. Il'gamov<sup>2</sup>, D. Yu. Toporkov<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Mechanics and Engineering, Kazan Science Center,  
Russian Academy of Sciences  
2/31, Lobachevsky St., 420111 Kazan, Republic of Tatarstan, Russia.*

<sup>2</sup>*Institute of Mechanics, Ufa Science Centre, Russian Academy of Sciences  
71 Oktyabrya Ave., 450054 Ufa, Republic of Bashkortostan, Russia.*

*Phone: +7 (843) 236 52 89.*

*\*Email: top.dmr@gmail.com*

The features of strong vapor compression inside cavitation bubbles in water and acetone during their collapse are considered, depending on the liquid pressure in the range from 1 through 15 bar (the temperature of the liquid is 20 °C). The full hydrodynamic model is used for both the vapor in the bubble and the liquid around it. It has been found that inside the bubble in acetone three scenarios of the vapor compression are successively implemented in this range. In the first scenario, the vapor is compressed nearly homogeneously. In the second and the third ones, the vapor compression is realized by the radially converging simple waves and shock waves, respectively. The third scenario (the shock-wave one) begins with the pressure of 3 bar. In the bubble in water, the vapor is compressed only nearly homogeneously over the whole range of the liquid pressure considered. In the interval from 3.5 through 15 bar, due to the shock waves, the degree of the strong vapor compression, which is characterized in the present paper by the magnitude of the maximum temperatures, pressures and densities attained at the boundary of a small central area with radius 250 nm, is much higher in the bubble in acetone than in the bubble in water.

**Keywords:** *acoustic cavitation, bubble dynamics, collapse of a bubble, cumulation, converging shock waves.*

Published in Russian. Do not hesitate to contact us at [bulletin\\_bsu@mail.ru](mailto:bulletin_bsu@mail.ru) if you need translation of the article.

### REFERENCES

1. Moss W. C., Clarke D. B., Young D. A. *Science*. 1997. Vol. 276. Pp. 1398–1401.
2. Nigmatulin R. I., Akhatov I. Sh., Topolnikov A. S., Bolotnova R. Kh., Vakhitova N. K., Lahey R. T. *Physics of Fluids*. 2005. Vol. 17. 107106.
3. Bass A., Ruuth S. J., Camara C., Merriman B., Putterman S. *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 101. 234301.
4. Putterman S. J., Weninger K. P. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2000. Vol. 32. Pp. 445–476.
5. Galimov E. M., Kudin A. M. *DAN*. 2004. Vol. 395. No. 2. Pp. 187–191.
6. Voropaev S. A., Shkinev V. M., Dnestrovskii A. Yu., Ponomareva E. A., Aro-nin A. S., Bondarev O. L., Strazdovskii V. V. *DAN*. 2012. Vol. 446. No. 4. Pp. 388–392.
7. Nigmatulin R. I. *Dinamika mnogofaznykh sred, t. 1 i 2 [Dynamics of multiphase media, vol. 1 and 2]*. Moscow: Nauka, 1987.
8. Nigmatulin R. I., Bolotnova R. Kh. *Teplofizika vysokikh temperatur*. 2011. Vol. 49. No. 2. Pp. 310–313.
9. Nigmatulin R. I., Bolotnova R. Kh. *DAN*. 2007. Vol. 415, No. 5. Pp. 617–621.
10. Aganin A. A. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*. 2000. Vol. 33. Pp. 157–174.
11. Il'gamov M. A. *DAN*. 2010. Vol. 433, No. 2. Pp. 178–181.
12. Nigmatulin R. I., Aganin A. A., Toporkov D. Yu., Il'gamov M. A. *DAN*. 2014. Vol. 458. No. 3. Pp. 282–286.

*Received 29.05.2015.*