

УДК 533;532

ЭКСТРЕМАЛЬНАЯ ФОКУСИРОВКА ЭНЕРГИИ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ ПАРОВОГО ПУЗЫРЬКА В УГЛЕВОДОРОДНЫХ ЖИДКОСТЯХ

© 2019 г. Р. И. Нигматулин^{1,2}, А. А. Аганин^{1,3}, М. А. Ильгамов^{1,3}, Д. Ю. Топорков^{1,*}¹ИММ – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН, г. Казань, Россия²ФГБУН Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва, Россия³ФГБУН Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УНЦ РАН, г. Уфа, Россия

*E-mail: top.dmr@gmail.com

Поступила в редакцию 18.01.2018 г.

После доработки 11.05.2018 г.

Принята к печати 10.10.2018 г.

Проведено сравнение особенностей ударного сжатия паровых пузырьков диаметром 1 мм и роста их несферичности в ходе коллапса в углеводородных жидкостях – ацетоне, бензоле и тетрадекане. В начале сжатия пар находится в состоянии насыщения при давлении 1.03 МПа, а коллапс пузырька вызывается давлением в жидкости 5 МПа. Установлено, что при коллапсе такого пузырька в ацетоне в его полости возникают только слабые волны сжатия, а в пузырьках в бензоле и тетрадекане, имеющих существенно больший молекулярный вес и соответственно меньшую скорость звука в паре, образуются интенсивные радиально сходящиеся волны сжатия, трансформирующиеся в ударные. Это приводит к экстремальной фокусировке энергии в центре пузырька. В тетрадекане ударная волна формируется вскоре после начала коллапса, тогда как в бензоле лишь в процессе повторного схождения неударной волны сжатия к центру пузырька после ее отражений от центра и межфазной поверхности. В результате наибольшие значения термодинамических параметров достигаются в случае тетрадекана, а наименьшие – в случае ацетона. Показано, что несферичность пузырька возрастает к моменту достижения в нем экстремальных значений термодинамических параметров в тетрадекане на два порядка меньше, чем в ацетоне и бензоле.

DOI: 10.1134/S0040364419020145

ВВЕДЕНИЕ

Важной особенностью динамики парогазовых пузырьков в жидкости является возможность достижения в них очень высоких температур, плотностей и давлений [1–9]. Высокие значения термодинамических параметров можно получить в одиночных пузырьках [8, 9] и в пузырьках в кластерах [2–7] как при акустическом возбуждении [2–7], так и воздействием ударными волнами [10]. Наибольший интерес представляет реализация экстремально высоких степеней кумуляции, когда в малой окрестности центра пузырька (радиусом $\delta r < 10^2$ нм) в финальной стадии коллапса в результате схождения ударных волн в течение очень короткого времени ($\delta t < 1$ пс) температуры и плотности принимают значения, превышающие 10^7 К и 10 г/см³ соответственно [2–7].

Необходимыми условиями достижения сверхвысоких параметров в пузырьках являются реализация в них радиально сходящихся ударных волн и сохранение формы пузырька, близкой к сферической, в процессе всего коллапса [11, 12]. Как известно, повышение плотности на ударной волне имеет предел (например, в идеальном газе плотность на ударной волне повышается макси-

мум в $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ раз, γ – показатель адиабаты), а при безударном сжатии меньше растет температура (так, в совершенном газе она повышается по мере увеличения плотности ρ пропорционально $\rho^{\gamma-1}$). Поэтому для достижения высоких плотностей наряду с высокими температурами более подходит безударное сжатие, переходящее в сжатие несколькими ударными волнами. В частности, именно такой режим сжатия пара в пузырьках и реализуется в экспериментах по нейтронной эмиссии при акустической кавитации дейтерированного ацетона [6]. Отмеченные эффекты фокусировки энергии ослабевают при развитии возмущений, разрушающих сферическую симметрию процесса, в частности сферическую форму пузырька и сходящейся ударной волны.

В работах [2, 4] экспериментально показано, что при ударном сжатии кавитационного пузырька (с малым давлением в нем перед началом сжатия) в дейтерированном ацетоне за счет фокусировки энергии в центре пузырька можно достичь термоядерных актов. Соответствующая теория представлена в [6], а в [7] дан детальный анализ теоретических и экспериментальных данных. В [6, 11, 12] реализация термоядерных параметров

Таблица

	T_0 , К	ρ_{L0} , кг/м ³	ρ_{G0} , кг/м ³	M	γ	C_{G0} , м/с
Ацетон	419	637	22.6	58.1	1.125	226
Бензол	453	719	24.8	78.1	1.100	214
Тетрадекан	663	458	63.9	198.4	1.0265	129

достижима при коллапсе кавитационного пузырька в дейтерированном ацетоне, но не в дейтерированной воде из-за того, что в ацетоне внутри пузырька возникает сходящаяся ударная волна, а в воде – нет. Кроме того, в [12] при коллапсе пузырька в ацетоне несферичность растет значительно меньше, чем при коллапсе пузырька в воде.

В [7, 11] показано, что более подходящими для реализации ударных волн в паровых пузырьках являются жидкости с большой молекулярной массой и малым показателем адиабаты, а саму реализацию предпочтительнее осуществлять при возможно более низкой температуре. Большая молекулярная масса пара способствует возникновению ударной волны в пузырьке из-за меньшей скорости звука. Отметим также, что по мере приближения показателя адиабаты к единице растет указанный выше предел повышения плотности на ударной волне, что приводит к увеличению степени сжатия пара в малой центральной области пузырька.

В настоящей работе анализируется коллапс не кавитационных (с внутренним давлением существенно ниже давления насыщения), а паровых пузырьков во вскипевшей жидкости при достаточно высоком ее давлении на примере ацетона, бензола и тетрадекана. Молекулярные массы бензола и тетрадекана больше, чем у ацетона, а показатели адиабаты пара у бензола и тетрадекана меньше, чем у ацетона. Кроме того, исследование проводится для значительно более высоких температур и давлений жидкости, чем в условиях коллапса кавитационных пузырьков, рассмотренных в [2–7, 13–15].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматриваются динамика пара в сферическом паровом пузырьке и окружающей жидкости и возможный рост малой несферичности такого пузырька при коллапсе. В начале коллапса (в момент времени $t = 0$) пар в пузырьке и жидкость, занимающая неограниченный объем, неподвижны. Радиус пузырька $R = R_0 = 500$ мкм, давление жидкости на большом удалении от него $p = p_{L0} = 5$ МПа, давление пара в пузырьке $p_{G0} = 1.03$ МПа, причем пар находится в состоянии насыщения при температуре окружающей жидкости $T_{L0} = T_0$. Индексы L и G указывают на отношение параметра к жидкости и пару соответственно. Это означает,

что температуры пара T_{G0} и жидкости T_{L0} равны между собой и равны температуре насыщенного пара T_S при давлении p_{G0} , т.е. $T_0 = T_{G0} = T_{L0} = T_S(p_{G0})$. В начале коллапса пузырька сжимаемость жидкости незначительна, поэтому начальное пространственное распределение давления в жидкости определяется интегралом Коши–Лагранжа и имеет вид

$$p(r) = p_{L0} + \left(p_S(T_0) - p_{L0} - \frac{2\sigma}{R_0} \right) \frac{R_0}{r},$$

где r – радиальная координата, отсчитываемая от центра пузырька; σ – коэффициент поверхностного натяжения.

Используемые в настоящей работе значения T_0 , скорости звука C_{G0} в газе (паре) и плотности ρ_{L0} , ρ_{G0} жидкостей и их паров, а также молекулярные массы M и показатели адиабаты γ даны в таблице 1.

Выбранные начальные значения радиуса пузырька $R_0 = 500$ мкм и сжимающего давления жидкости $p_0 = 5$ МПа по порядку согласуются с величинами, которые, согласно оценкам [6], могут реализовываться в экспериментах по акустической кавитации дейтерированного ацетона [2] в центральной области шарового кластера кавитационных пузырьков, где их сжатие наиболее интенсивно.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для описания движения пара и жидкости, изменения радиуса пузырька $R(t)$ используется гидродинамическая модель, в которой проявляется сжимаемость жидкости, нестационарная теплопроводность пара и жидкости, неравновесный тепломассообмен на поверхности пузырька, несовершенство пара. В рассматриваемых условиях влияние поверхностного натяжения и вязкости жидкости на изменения радиуса R незначительно. С учетом этого уравнения динамики пара и жидкости имеют следующий вид [1, 6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho r^2) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho w r^2) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho w r^2) + \frac{\partial}{\partial r}(\rho w^2 r^2 + p r^2) &= 2pr, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho e r^2) + \frac{\partial}{\partial r}[w r^2(\rho e + p)] &= \frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \kappa \frac{\partial T}{\partial r}\right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь w – радиальная скорость, $e = U + w^2/2$ – удельная полная энергия, U – удельная внутренняя энергия, κ – коэффициент теплопроводности.

Граничные условия на большом удалении от пузырька ($r \rightarrow \infty$) и на межфазной поверхности ($r = R$) имеют вид [1, 6]:

$$\begin{aligned} r \rightarrow \infty: \quad p &= p_{L0}, \quad T = T_0; \\ r = R(t): \quad \dot{R} &= w_L + \frac{j}{\rho_L} = w_G + \frac{j}{\rho_G}, \quad p_L = p_G, \quad (2) \\ \kappa_L \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_L &- \kappa_G \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_G = j l(p_G), \quad T_L = T_G, \end{aligned}$$

где $l(p_G)$ – теплота парообразования при давлении p_G , j – интенсивность фазовых превращений (скорость испарения и конденсации, отнесенная к единице поверхности). Величина j находится по формуле Герца–Кнудсена–Ленгмюра [1]

$$\begin{aligned} j &= \frac{\alpha'}{\sqrt{2\pi R_G}} \left(\frac{p_S(T)}{\sqrt{T}} - \frac{\chi p_G}{\sqrt{T}} \right), \\ \chi &= e^{-\Omega^2} - \Omega \sqrt{\pi} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\Omega} e^{-x^2} dx \right), \quad \Omega = \frac{j \sqrt{R_G T}}{\sqrt{2} p_G}. \end{aligned}$$

Здесь α' – коэффициент аккомодации, R_G – газовая постоянная для пара.

Уравнения состояния жидкости и пара представляются как сумма 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 [1, 6, 16, 17]

$$\begin{aligned} p(\rho, T) &= p^{(p)}(\rho) + p^{(T)}(\rho, T), \\ U(\rho, T) &= U^{(p)}(\rho) + U^{(T)}(T) + U^{(ch)}, \end{aligned} \quad (3)$$

где потенциальные компоненты определяются обобщенным потенциалом Борна–Майера

$$\begin{aligned} p^{(p)}(\rho) &= \rho^2 \frac{dU^{(p)}}{d\rho}, \quad U^{(p)}(\rho) = \frac{A}{\eta \rho_{L0} b} \times \\ &\times \exp \left[b \left(1 - \left(\frac{\rho}{\rho_{L0}} \right)^{-\eta} \right) \right] - \frac{K}{\xi \rho_{L0}} \left(\frac{\rho}{\rho_{L0}} \right)^{\xi} + U^\circ. \end{aligned} \quad (4)$$

Значение константы U° определяется из выражения $U^{(p)}(\rho^\circ) = 0$, в котором ρ° отвечает равенству $p^{(p)}(\rho^\circ) = 0$. Тепловые компоненты давления и внутренней энергии задаются выражениями

$$\begin{aligned} p^{(T)}(\rho, T) &= \rho \Gamma(\rho) U^{(T)}(T), \quad U^{(T)}(T) = c_V T, \\ \Gamma(\rho) &= \frac{R_G}{c_V M} \left(g_1 + (1 - g_1) \exp \left(-(\rho/\rho_1)^{\zeta_1} \right) + \right. \\ &\left. + \sum_{k=2}^3 g_k \exp \left(-(\rho/\rho_k)^{\zeta_k} \right) \right). \end{aligned}$$

Теплоемкости c_V жидкости и пара полагаются постоянными. Коэффициент аккомодации α'

принимается равным единице для ацетона и тетрадекана и 0.8 для бензола. Для констант $U^{(ch)}$, ρ_{L0} , c_V , A , b , K , ξ , η , g_k , ρ_k , ζ_k в уравнениях (4) и зависимостей параметров κ_L , κ_G , p_S , l от температуры T используются данные [16, 17]. Эффекты теплопроводности рассчитываются по [6].

Система уравнений (1)–(3) решается численно по методике [18], основанной на классической схеме Годунова [19]. Ее работоспособность детально тестировалась, в том числе и сравнением с результатами методики [20], что подробно изложено в [21].

Для анализа роста несферичности пузырька при коллапсе возмущение $\delta(t, \theta, \varphi)$ его сферической формы $r = R(t)$ принимается в виде

$$\delta(t, \theta, \varphi) = \varepsilon_{nm}(t) Y_{nm}(\theta, \varphi). \quad (5)$$

Здесь r, θ, φ – сферическая система координат с началом отсчета в центре пузырька, $\varepsilon_{nm}(t) = a_{nm}(t)/R(t)$, $a_{nm}(t)$ – амплитуда отклонения формы пузырька от сферической в виде поверхностной сферической гармоники $Y_{nm}(\theta, \varphi)$ степени n порядка m , $|\varepsilon_{nm}| \ll 1$. Рассмотрение ограничивается случаем осесимметричных возмущений сферичности ($m = 0$), поэтому в дальнейшем индекс m опускается. Аналогично [12] для описания изменения $a_n(t)$ используется модель [22], в которой эффект содержимого пузырька учитывается согласно [23]:

$$\begin{aligned} (1 + q_n) \ddot{a}_n + \left[3 \frac{\dot{R}}{R} + 2(n+1)(n+2) \frac{v_L}{R^2} \right] \dot{a}_n + \\ + \left[\omega_n^2 + \frac{4v_L(n^2 - 1)\dot{R}}{R^3} - (n-1)(1 - q_n) \frac{\ddot{R}}{R} \right] a_n = 0, \quad (6) \\ q_n = \frac{(n+1)\bar{\rho}_G}{n\rho_{L0}}, \quad \omega_n^2 = \frac{\sigma(n^2 - 1)(n+2)}{\rho_{L0}R^3}. \end{aligned}$$

Здесь $\bar{\rho}_G$ и ρ_{L0} – средняя по объему плотность пара в решении системы (1)–(3) и невозмущенная плотность жидкости, $v_L = \mu_L/\rho_{L0}$ – кинематическая вязкость. В (6) не учитывается влияние вихревого движения жидкости, что является приемлемым в рассматриваемых задачах. Полагается, что в начале коллапса (при $t = 0$) $a_n = a_{n,0} \neq 0$, ($a_{n,0}/R_0 \ll 1$), $\dot{a}_n = 0$.

СЖАТИЕ СОДЕРЖИМОГО ПУЗЫРЬКА

На рис. 1 приведены временные зависимости радиуса пузырька при его коллапсе в принятых условиях (см. таблицу) в ацетоне, бензоле и тетрадекане. Как видно, в рассматриваемых случаях, когда давление пара высокое ($p_{G0} = 1.03$ МПа), коллапс пузырьков оказывается не слишком глубоким и не очень скоростным в отличие от сжатия кавитационного пузырька (с малым давлением пара, когда $p_{G0} = p_S(T_0) = 0.01$ МПа $\ll p_{L0}$) в

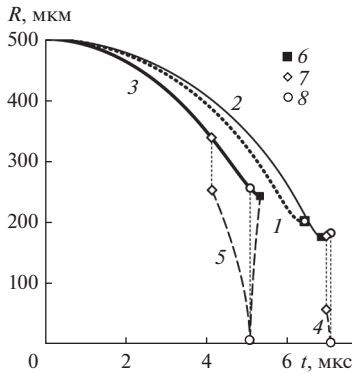


Рис. 1. Изменение радиуса R пузырьков в ацетоне (1), бензоле (2) и тетрадекане (3) в ходе их коллапса в условиях, указанных в таблице: штриховые линии – траектории ударных волн с момента их возникновения в бензоле (4) и тетрадекане (5); 6 – минимальные радиусы пузырьков R_{\min} , 7 – моменты возникновения ударных волн, 8 – моменты достижения экстремальных значений термодинамических параметров в пузырьке.

“холодном” ($T_0 = 273$ К) ацетоне [6]. Радиус рассматриваемых здесь пузырьков в “горячих” жидкостях уменьшается в 2–2.5 раза с максимальной скоростью, примерно равной 110 м/с в случае ацетона, 120 м/с в случае бензола и 90 м/с в случае тетрадекана. Для сравнения, радиус аналогичного кавитационного пузырька в “холодном” ацетоне в [6] ($T_0 = 273$ К) в условиях, близких к экспериментальным, уменьшается при коллапсе до 22 раз с максимальной скоростью, превышающей 1000 м/с.

Из рис. 1 следует, что наибольшие значения термодинамических параметров при коллапсе пузырька в тетрадекане достигаются в ходе уменьшения его радиуса, в ацетоне – при дости-

жении минимального радиуса, а в бензоле – после достижения минимального радиуса. Это объясняется подробно обсуждаемыми ниже различными сценариями сжатия содержимого пузырька.

На рис. 2 показано изменение давления в финальной стадии коллапса пузырьков в ацетоне, бензоле и тетрадекане. На этом и следующем рисунках распределения термодинамических параметров в момент достижения их максимальных значений в центре пузырька представлены вне малой центральной области с радиусом $r = 0.25$ мкм.

На рис. 2 видно, что финальная стадия коллапса пузырьков существенно отличается от того, что имеет место при рэлеевском схлопывании полости с постоянным внутренним давлением. При рэлеевском схлопывании полости градиент давления (производная от давления жидкости по радиусу) в непосредственной близости от поверхности раздела фаз всегда положительный, и жидкость с ускорением движется до самого центра. В случае пузырьков с газом или паром на завершающей стадии коллапса давление газа (пара) из-за сжатия возрастает и становится выше давления жидкости вдали от пузырька p_{L0} , отмеченного на рис. 2 штриховой линией ($p_{L0} = 5$ МПа). А через некоторое время меняется и знак градиента давления на поверхности пузырька с положительного на отрицательный. Для ацетона это происходит при $t > t_2 = 5.68$ мкс, для бензола при $t > t_1 = 6.33$ мкс и для тетрадекана – при $t > t_2 = 4.15$ мкс. После указанных моментов времени жидкость начинает тормозиться растущим давлением пара ($\dot{R} < 0$, $\ddot{R} > 0$), и в отличие от рэлеевского схлопывания максимальное давление в жидкости реализуется на границе пузырька.

Представленные на рис. 2а результаты расчетов свидетельствуют о том, что финал коллапса

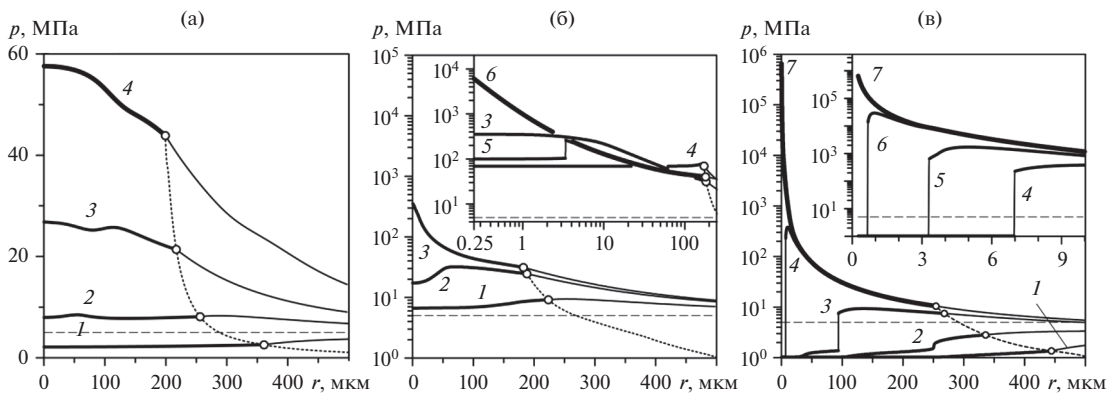


Рис. 2. Радиальные распределения давления в пузырьке и окружающем слое жидкости в несколько последовательных моментов времени t_i ($i = 1-7$) в конце коллапса пузырька: (а) – ацетон при $t_{1-4} = 4.50, 5.68, 6.05, 6.40$ мкс; (б) – бензол при $t_{1-4} = 6.33, 6.63, 6.69, 6.86$ мкс, $t_5 = 7.087$ мкс, $t_6 = t_5 + 2$ нс; (в) – тетрадекан при $t_{1-3} = 2.46, 4.15, 4.92$ мкс, $t_4 = 5.0871$ мкс, $t_5 = t_4 + 1.51$ нс, $t_6 = t_5 + 0.48$ нс, $t_7 = t_6 + 0.02$ нс; точки – значения на поверхности пузырька, штриховые линии – асимптотика ($r \rightarrow \infty$) давления в жидкости ($p_{L0} = 5$ МПа).

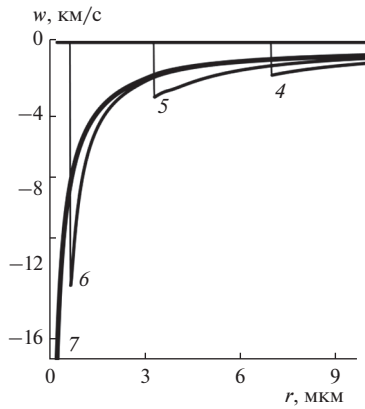


Рис. 3. Распределения радиальной скорости в пузырьке в несколько последовательных моментов времени t_i ($i = 4-7$, см. рис. 2в) в финальной стадии коллапса пузырька в тетрадекане.

пузырька в ацетоне сопровождается возникновением в нем распространяющихся к центру пузырька и обратно почти изэнтропических волн сжатия (кривые 2–4). Эти волны не приводят к многократному повышению давления в центральной области пузырька по сравнению с его значением на межфазной поверхности. В результате наибольшие значения термодинамических параметров в пузырьке в ацетоне достигаются практически тогда, когда радиус пузырька принимает свое минимальное значение.

В финале коллапса пузырька в бензоле (рис. 2б) в его полости возникает более интенсивная радиально-сходящаяся волна сжатия, которая вскоре фокусируется в центре пузырька. В момент ее фокусировки (кривая 3) давление около центра на порядок превышает давление на периферии. Возникающая при этом отраженная от центра волна сжатия распространяется к поверхности пузырь-

ка и отражается от нее обратно к центру пузырька (кривая 4). Образовавшаяся таким образом сходящаяся к центру волна сжатия трансформируется в ударную (кривая 5), которая через 62 нс фокусируется в центральной зоне пузырька (кривая 6), приводя к дополнительному сжатию пара в окрестности центра. Давление на границе малой центральной области $r = 0.25$ мкм в этот момент превышает давление на межфазной границе пузырька.

В финале коллапса пузырька в тетрадекане (рис. 2в) формируется радиально-сходящаяся волна сжатия, которая очень быстро трансформируется в ударную (кривая 2). Из-за более низкой скорости звука в паре C_G возмущение от начального движения поверхности пузырька достигает его центра позже (через 3.9 мкс), чем в бензоле (через 2.3 мкс) и ацетоне (через 2.2 мкс), и вся центральная зона пузырька до прихода ударной волны остается почти невозмущенной. По мере схождения ударной волны (кривая 3) ее амплитуда сильно возрастает, и в моменты, близкие к фокусировке (кривые 4–6) в центре пузырька, давление за ударной волной становится на много порядков выше давления на межфазной границе. После этого в масштабах нанометров и пикосекунд происходит фокусировка с ростом давления, температуры и радиальной скорости на много порядков.

На рис. 3 для тетрадекана показаны распределения скорости для завершающей стадии фокусировки ударной волны.

На рис. 4 приведены пространственные распределения давления, температуры и плотности в моменты достижения их максимальных значений в центральной зоне пузырька ($r = 0.25$ мкм) при его коллапсе в ацетоне, бензоле и тетрадекане. Экстремальные значения давления и температуры в тетрадекане (6.7×10^5 МПа и 1.3×10^5 К) ока-

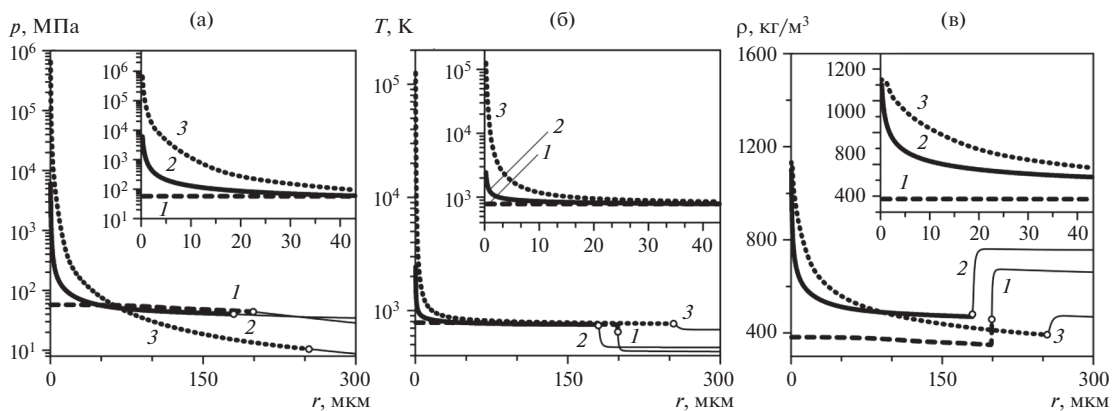


Рис. 4. Радиальные распределения давления (а), температуры (б) и плотности (в) в пузырьке при $r \geq 0.25$ и окружающем его слое жидкости в ацетоне (1), бензоле (2) и тетрадекане (3) в моменты достижения максимальных значений термодинамических параметров в пузырьке: точки — значения на поверхности пузырька.

зываются на два порядка больше, чем в бензоле (6.1×10^3 МПа и 2.4×10^2 К). При этом в бензоле экстремальное значение давления больше, чем в ацетоне (580 МПа) на два порядка, а максимум температуры только в три раза выше, чем в ацетоне (780 К). Поскольку на экстремальные значения плотности существенное влияние оказывает не только ударная волна, но и следующая за ней волна сжатия, соответствующие значения в тетрадекане (1130 кг/м^3) и бензоле (1100 кг/м^3) оказываются сравнимыми. В пузырьке в ацетоне, в котором нет ни ударных волн, ни безударных волн сжатия большой амплитуды, распределение плотности в пузырьке практически однородно и ее экстремальное значение (380 кг/м^3) намного меньше, чем в тетрадекане и бензоле. Таким образом, в пузырьке в тетрадекане все термодинамические параметры принимают наиболее высокие значения. Кроме того, область, где достигаются очень высокие значения, оказывается в тетрадекановом пузырьке также наибольшей (например, давления выше 10^3 МПа в тетрадекане достигаются в области с $r \leq 10$ мкм, тогда как в бензоле — при $r \leq 1$ мкм), что может оказаться существенным для приложений.

Следует подчеркнуть, что в данной работе представлены результаты расчетов сжатия паровых пузырьков в пространственном $r_w \sim 10^1 - 10^2$ мкм и временном $t_w \sim 10^{-1} - 10^1$ мкс масштабах. Как показано в [6], в малой окрестности центра пузырька фокусировка сферической ударной волны характеризуется обострением (сингулярностью), при котором в бездиссипативном и сферически-симметричном приближении давление p_{sh} , температура T_{sh} и скорость w_{sh} за ударной волной при схождении ее к центру стремятся к бесконечности, а время пребывания δt_{sh} частиц газа с этими экстремальными параметрами по мере их роста стремится к нулю:

$$\begin{aligned} p_{sh} &\xrightarrow{r_{sh} \rightarrow 0} \infty, & T_{sh} &\xrightarrow{r_{sh} \rightarrow 0} \infty, \\ w_{sh} &\xrightarrow{r_{sh} \rightarrow 0} -\infty, & \delta t_{sh} &\xrightarrow{r_{sh} \rightarrow 0} 0. \end{aligned}$$

Эта сингулярность с бесконечными параметрами сводится к обострению с конечными параметрами благодаря диссипации и нарушению сферичности ударной волны. И она должна рассматриваться в гораздо меньших пространственных δr_{sh} и временных δt_{sh} масштабах и с учетом других физических процессов. Как показано в [6], для кумуляции ударных волн в пузырьках помимо разрушения сферичности такими процессами являются диссоциация молекул и ионизация атомов в зоне $\delta r_{sh} \sim 1$ мкм в течение времени $\delta t_{sh} \sim 1$ нс. При этом эффекты излучения не успевают сказаться из-за того, что электроны, ответственные за излучение, не успевают нагреться ионами и остаются “холодными”.

Из рис. 2–4 следует, что в малой центральной области пузырька в тетрадекане реализуется

сверхсильное сжатие пара. В частности, в зоне $r < r_{ex} \approx 2$ мкм давление достигает 10^5 МПа, а температура — 10^4 К. Поэтому в данной зоне должны происходить диссоциация молекул и ионизация атомов. Но длительность пребывания частиц газа здесь при экстремальных параметрах δt_{ex} очень мала: $\delta t_{ex} \sim 1$ нс. Пусть Δw_{ex} — характерное изменение скорости, а Δp_{ex} — характерное изменение давления при $r = r_{ex}$ из-за диссоциации и ионизации в указанной зоне $r < r_{ex}$, которые не учтены в используемых уравнениях. Анализ показывает, что за малое время пребывания δt_{ex} в условиях, необходимых для диссоциации и ионизации, изменение смещения $\Delta w_{ex} \delta t_{ex}$ и импульса давления $\Delta p_{ex} \delta t_{ex}$ при $r = r_{ex}$ мало. Поэтому для анализа процессов в рассматриваемых пространственном r_w ($r_w \sim 10^1 - 10^2$ мкм $\gg r_{ex}$) и временном t_w ($t_w \sim 10^{-1} - 10^1$ мкс $\gg \delta t_{ex}$) масштабах их можно не учитывать. Их надо учитывать при анализе экстремальных процессов, в частности возможности реализации термоядерных условий в зоне $r < r_{ex}$ (которые в данной работе не рассматриваются), но в качестве граничных условий при $r = r_{ex}$ можно использовать приведенные выше уравнения для масштабов r_w и t_w . При этом следует иметь в виду, что конкретные значения r_w и t_w зависят от начальных параметров и свойств фаз.

РОСТ НЕСФЕРИЧНОСТИ ПАРОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ

Рис. 5 иллюстрирует изменение амплитуды искажения сферичности пузырьков ϵ_n в виде отдельных гармоник Y_n из ряда (5) при коллапсе пу-

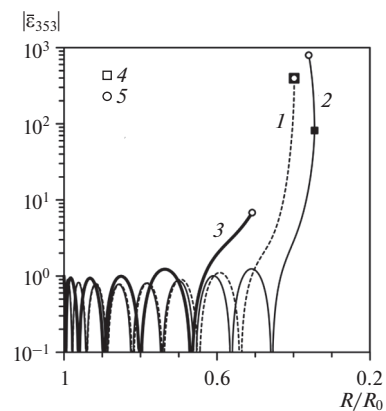


Рис. 5. Эволюция относительной амплитуды возмущения сферичности пузырьков $|\bar{\epsilon}_n| = |\epsilon_n/\epsilon_{n,0}|$, $n = 353$, при коллапсе в ацетоне (1), бензоле (2) и тетрадекане (3): 4 — значения в моменты достижения минимального радиуса пузырька R_{min} , 5 — в моменты достижения максимальных значений термодинамических параметров в пузырьке.

зырьков в ацетоне, бензоле и тетрадекане. Для примера приводится эволюция гармоники $n = 353$, для которой при $R = R_{\min}$ зависимости величины $|\bar{\epsilon}_n| = |\epsilon_n/\epsilon_{n,0}|$ от n для всех трех жидкостей имеют значения, близкие к максимальным.

Как известно, сферическая форма пузырька при коллапсе неустойчива, а возмущение в ходе коллапса увеличивается [12, 24] с возможным резким ростом в заключительной стадии коллапса на стадии его торможения. Увеличение несферичности обусловлено уменьшением размеров пузырька (неустойчивостью Биркгоффа–Плессета [25]), а резкий финальный монотонный рост (всплеск) – торможением движения более плотной жидкости менее плотным паром (неустойчивостью Рэлея–Тейлора [26]). Как видно на рис. 5, из двух отмеченных факторов рост амплитуды возмущения $|\bar{\epsilon}_n|$ в ходе коллапса определяется, главным образом, вторым (неустойчивостью Рэлея–Тейлора). Незначительный прирост амплитуды возмущения вследствие развития неустойчивости Биркгоффа–Плессета объясняется, во-первых, сравнительно небольшим уменьшением радиуса пузырьков при их коллапсе в рассматриваемых условиях (менее трех раз) и, во-вторых, довольно сильным влиянием вязкости. Эффект вязкости усиливается с ростом номера гармоники пропорционально n^2 . Для длинноволновых возмущений сферичности влияние вязкости несущественно, так что их амплитуда в результате развития неустойчивости Биркгоффа–Плессета возрастает в четыре–пять раз. Для сравнения, в условиях работы [12], где радиус пузырька уменьшается при коллапсе в 12.5 раз, амплитуда длинноволновых возмущений увеличивается из-за неустойчивости Биркгоффа–Плессета в 30 раз. При оценке неустойчивости Рэлея–Тейлора следует иметь в виду, что плотность жидкости на межфазной поверхности существенно ниже (рис. 4в), чем в начальном состоянии из-за ее прогрева сжимающимся паром в очень тонком погранслое (рис. 4б). Поэтому в настоящей работе при расчете эволюции несферичности пузырька в качестве плотности жидкости выбирается ее невозмущенное значение, а не значение на межфазной поверхности, как в [12].

На рис. 5 также видно, что финальный всплеск роста несферичности у пузырька в тетрадекане намного меньше, чем у пузырьков в ацетоне и бензоле. Это обусловлено тем, что, во-первых, на весьма кратковременной стадии торможения сжатия пузырька величина положительного радиального ускорения в случае тетрадекана относительно невелика. Во-вторых, плотность пара на поверхности пузырька в этой стадии в тетрадекане значительно ближе к плотности окружающей жидкости, чем в бензоле и ацетоне (рис. 4в).

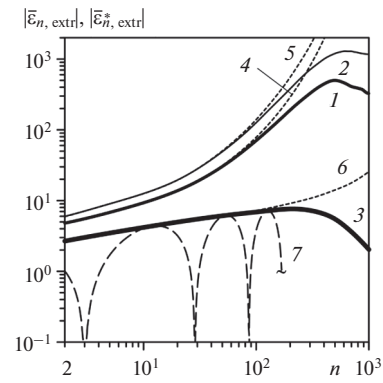


Рис. 6. Огибающие $|\bar{\epsilon}_{n,extr}^*|$ (1–3) зависимостей $|\bar{\epsilon}_{n,extr}| = |\epsilon_{n,extr}/\epsilon_{n,0}|$ от номера n для пузырьков в ацетоне (1), бензоле (2) и тетрадекане (3), $\epsilon_{n,extr}$ – значение ϵ_n в момент достижения экстремумов термодинамических параметров в пузырьке: 4–6 (соответствующие кривым 1–3) – расчеты в отсутствие вязкости жидкости; 7 – фрагмент зависимости $|\bar{\epsilon}_{n,extr}|$ от n для тетрадекана.

Как было отмечено, в бензоле максимальные значения термодинамических параметров в пузырьке достигаются не в конце его сжатия, а в начале расширения, следующего за сжатием. Это означает, что в бензоле финальный всплеск роста несферичности продолжается дольше, чем в ацетоне и тетрадекане. В результате максимум несферичности пузырька в бензоле оказывается наибольшим.

Рис. 6 характеризует максимум роста несферичности пузырьков в ацетоне, бензоле и тетрадекане при их коллапсе. Здесь, как и в предыдущих работах [12, 27], рост несферичности пузырьков оценивается по огибающим $|\bar{\epsilon}_{n,extr}^*|$ зависимостей величины $|\bar{\epsilon}_{n,extr}| = |\epsilon_{n,extr}/\epsilon_{n,0}|$ от номера n , где $\epsilon_{n,extr}$ – значение ϵ_n в момент достижения экстремумов термодинамических параметров в пузырьке.

Согласно рис. 6, максимальный рост в ходе коллапса пузырька наиболее легко возбудимых возмущений его сферичности с номером $n = 2$ составляет 2.7 раз в тетрадекане, 4.8 раз в ацетоне и 6 раз в бензоле. Такое относительно небольшое различие объясняется разницей в глубине коллапса, так как для низкочастотных возмущений рост несферичности в основном обусловлен влиянием неустойчивости Биркгоффа–Плессета при слабом влиянии неустойчивости Рэлея–Тейлора. Влияние последней усиливается при уменьшении длины волны возмущения сферичности (с ростом n). В случае ацетона и бензола неустойчивость Рэлея–Тейлора, как проиллюстрировано

на рис. 5, проявляется гораздо сильнее, чем в тетрадекане. Максимум роста амплитуды возмущений сферичности пузырька при коллапсе равен 500 раз в ацетоне, 1300 раз в бензоле и только 8 раз в тетрадекане, и достигается он при $n = n_m \approx 500$, 660 и 225 соответственно. С увеличением номера n в области $n > n_m$ из-за влияния вязкости величина $\left| \bar{\epsilon}_{n,\text{extr}}^* \right|$ убывает. При отсутствии вязкости и поверхностного натяжения сферически-симметричное движение к центру является абсолютно неустойчивым: $\left| \bar{\epsilon}_{n,\text{extr}}^* \right| \rightarrow \infty$ при $n \rightarrow \infty$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование особенностей сильного сжатия паровых пузырьков в ацетоне, бензоле и тетрадекане при давлении жидкостей 5 МПа. В начале сжатия радиус пузырьков — 500 мкм, пар находится в состоянии насыщения с давлением 1.03 МПа, что соответствует температуре ацетона 419 К, бензола 453 К и тетрадекана 663 К. Данные температуры существенно превышают значения, соответствующие коллапсу кавитационных пузырьков в [2–7].

Установлено, что в рассматриваемых условиях коллапс пузырька в ацетоне сопровождается возникновением в его полости лишь неударных волн сжатия, тогда как в бензоле и тетрадекане возникают радиально сходящиеся волны сжатия, трансформирующиеся в ударные. В тетрадекановом пузырьке такая трансформация происходит вскоре после образования волны сжатия, в то время как в бензольном — лишь в процессе повторного схождения этой волны к центру пузырька, реализующегося после ее отражений от центра и межфазной поверхности. В тетрадекановом пузырьке реализуется обострение процесса в его центральной зоне размером 1 мкм в пикосекундном масштабе времени. В результате максимальные давления, плотности и температуры в малой центральной области пузырька в бензоле и особенно в тетрадекане оказываются значительно выше, чем в ацетоне.

Показано, что амплитуда малых возмущений сферичности пузырька в виде отдельных сферических гармоник возрастает к моменту достижения максимальных значений термодинамических параметров в пузырьке максимум в 500 раз в ацетоне, в 1300 раз в бензоле и в 8 раз в тетрадекане. Существенное различие в уровне данных максимумов объясняется влиянием неустойчивости Рэлея–Тейлора, которое практически отсутствует в тетрадекане и оказывается сильным в ацетоне и особенно в бензоле. С увеличением длины волны возмущения сферичности влияние неустойчивости Рэлея–Тейлора уменьшается, так что ам-

плитуда длинноволновых возмущений растет в 5–10 раз в ацетоне, в 6–13 раз в бензоле и в 3–4 раза в тетрадекане.

Таким образом, для реализации сверхсжатия содержимого парового пузырька при высоких температурах жидкости тетрадекан значительно благоприятнее, чем ацетон и бензол. Это связано с его более близким к единице показателем адiabаты и существованием большей молекулярной массой, что способствует возникновению ударной волны в пузырьке за счет малой скорости звука.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-11-01135).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Т. 1, 2. М.: Наука, 1987.
2. Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey R.T. (Jr), Nigmatulin R.I., Block R.C. Evidence for Nuclear Emissions During Acoustic Cavitation // Science. 2002. V. 295. P. 1868.
3. Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey R.T. (Jr), Nigmatulin R.I., Block R.C. Additional Evidence of Nuclear Emissions During Acoustic Cavitation // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. 036109.
4. Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey R.T. (Jr), Nigmatulin R.I., Block R.C. Nuclear Emissions During Self-nucleated Acoustic Cavitation // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. 034301.
5. Xu Y., Butt A. Confirmatory Experiments for Nuclear Emissions During Acoustic Cavitation // Nucl. Eng. Des. 2005. V. 235. P. 1317.
6. 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 // Phys. Fluids. 2005. V. 17. 107106.
7. Нигматулин Р.И., Лэху Р.Т. (мл.), Талейархан Р.П., Вест К.Д., Блок Р.С. О термоядерных процессах в кавитирующих пузырьках // УФН. 2014. Т. 184. № 9. С. 947.
8. 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.
9. 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.
10. 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., Баринев А.Ю. Экспериментальное подтверждение синтеза алмаза в процессе кавитации // Докл. РАН. 2004. Т. 395. № 2. С. 187.
11. Нигматулин Р.И., Аганин А.А., Топорков Д.Ю., Ильгамов М.А. Образование сходящихся ударных волн в пузырьке при его сжатии // Докл. РАН. 2014. Т. 458. № 3. С. 282.
12. Нигматулин Р.И., Аганин А.А., Топорков Д.Ю., Ильгамов М.А. Эволюция возмущений сферичности пузырька при его сильном сжатии // Докл. РАН. 2016. Т. 467. № 2. С. 168.

13. *Днестровский А.Ю., Воропаев С.А., Пономарева Е.А.* Моделирование условий образования алмаза при кавитации в бензоле // Докл. РАН. 2011. Т. 436. № 5. С. 611.
14. *Днестровский А.Ю., Воропаев С.А., Забродина Е.А.* Моделирование сжатия кавитационного пузырька в бензоле // Докл. РАН. 2016. Т. 469. № 5. С. 557.
15. *Аганин А.А., Ильгамов М.А., Топорков Д.Ю.* Зависимость сжатия пара в кавитационных пузырьках в воде и бензоле от давления жидкости // Уч. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. 2016. Т. 158. Кн. 2. С. 231.
16. *Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х.* Широкодиапазонное уравнение состояния органических жидкостей на примере ацетона // Докл. РАН. 2007. Т. 415. № 5. С. 617.
17. *Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х.* Широкодиапазонные уравнения состояния бензола и тетрадекана в упрощенной форме // ТВТ. 2017. Т. 55. № 2. С. 206.
18. *Aganin A.A.* Dynamics of a Small Bubble in a Compressible Fluid // Int. J. Numer. Meth. Fluids. 2000. V. 33. P. 157.
19. *Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
20. *Moss W.C., Clarke D.B., White J.W., Young D.A.* Hydrodynamic Simulations of Bubble Collapse and Picosecond Sonoluminescence // Phys. Fluids. 1994. V. 6. P. 2979.
21. *Аганин А.А., Нигматулин Р.И., Ильгамов М.А., Ахатов И.Ш.* Динамика пузырька газа в центре сферического объема жидкости // Докл. РАН. 1999. Т. 369. № 2. С. 182.
22. *Prosperetti A.* Viscous Effects on Perturbed Spherical Flows // Quart. Appl. Math. 1977. V. 34. P. 339.
23. *Lin H., Storey B.D., Szeri A.J.* Inertially Driven Inhomogeneities in Violently Collapsing Bubbles: the Validity of the Rayleigh-Plesset Equation // J. Fluid Mech. 2002. V. 452. P. 145.
24. *Топорков Д.Ю.* Эволюция малых возмущений сферичности парового пузырька при его сильном сжатии // Сеточные методы для краевых задач и приложения. Матер. X Междунар. конф. 24–29 сент. 2014. Казань: Казанск. ун-т, 2014. С. 603.
25. *Plesset M.S., Mitchell T.P.* On the Stability of the Spherical Shape of a Vapor Cavity in a Liquid // Quart. Appl. Math. 1956. V. 13. P. 419.
26. *Kull H.J.* Theory of the Rayleigh-Taylor Instability // Phys. Rep. 1991. V. 206. P. 197.
27. *Аганин А.А., Ильгамов М.А., Нигматулин Р.И., Топорков Д.Ю.* Эволюция искажений сферичности кавитационного пузырька при акустическом сверхсжатии // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 1. С. 57.