

УДК 532.5.296:534.12

ДЕФОРМАЦИЯ РАСПОЛОЖЕННЫХ В ЛИНИЮ КАВИТАЦИОННЫХ ПУЗЫРЬКОВ ПРИ ИХ СИЛЬНОМ РАСШИРЕНИИ-СЖАТИИ

А.А. Аганин, А.И. Давлетшин, Д.Ю. Топорков

Аннотация

Исследованы особенности влияния гидродинамического взаимодействия слабонесферических кавитационных пузырьков на их деформации при их однократном сильном совместном расширении-сжатии. Центры пузырьков расположены на одной прямой. Установлено, что в ходе расширения-сжатия деформация пузырьков слабо зависит от их начальной несферичности. Центральные пузырьки деформируются меньше, чем периферийные. Если пузырьков достаточно много, то их центральная группа деформируется практически одинаково. В финальной высокоскоростной стадии сжатия взаимодействие между пузырьками несущественно.

Ключевые слова: кавитационный пузырек, гидродинамическое взаимодействие пузырьков, деформация пузырьков, сильное сжатие пузырьков, стример пузырьков.

Введение

В работе [1] экспериментально показано, что внутри пузырьков при их сильном сжатии (коллапсе) может возникать плазма с температурой более 16000 К. Это представляет значительный интерес для науки и приложений. Теоретические оценки показывают, что еще более высоких температур (до 10^7 К) можно достичь при коллапсе как одиночных пузырьков [2, 3], так и состоящих из них кластеров [4]. Одновременное сильное сжатие содержимого множества пузырьков важно, например, для сонохимии [5], для кавитационного синтеза наноалмазов [6, 7]. Для реализации такого сжатия необходимо выбирать условия, при которых форма пузырьков сохранялась бы близкой к сферической.

В настоящей работе исследуется влияние гидродинамического взаимодействия кавитационных пузырьков на изменение их формы при однократном сильном совместном расширении-сжатии. Насколько нам известно, этот важный вопрос еще не рассматривался, хотя эволюция несферичности отдельных пузырьков уже изучена относительно хорошо [8–10]. Исследование эволюции несферичности отдельных пузырьков при их сильном сжатии проводилось в основном на режимах сонолюминесценции одиночных пузырьков [8] и нейтронной эмиссии при акустическом возбуждении кластера кавитационных пузырьков в дейтерированном ацетоне [9, 10]. Во втором случае гидродинамическое взаимодействие между пузырьками не учитывалось. Настоящая работа является продолжением исследований, проведенных в [9, 10]. Вместе с тем полученные закономерности деформации пузырьков будут верны и для других сред и условий реализации сильного расширения-сжатия пузырьков.

Предполагается, что взаимодействующие пузырьки расположены на одной прямой (в виде «кометообразного» стримера). В таком случае математическая постановка задачи существенно упрощается (становится двумерной, тогда как при

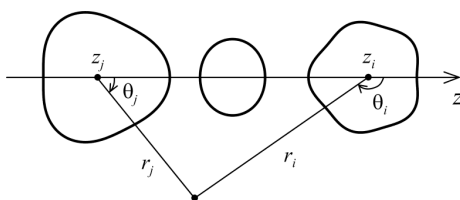


Рис. 1. Контуры взаимодействующих пузырьков в осевом сечении

произвольном расположении пузырьков друг относительно друга она, естественно, должна быть трехмерной). Несмотря на это, ряд важных закономерностей влияния взаимодействия пузырьков на их деформации в двумерном случае будет характерен и для трехмерного. Это относится, например, к зависимости деформаций пузырьков от расстояния между ними, их количества и взаимного расположения (на периферии или в центре кластера), их начальной формы, физических параметров жидкости. Кроме того, подобные рассматриваемым «кометообразные» стримеры реализуются и на практике. В частности, в работе [11] отмечается высокая устойчивость таких структур в акустической волне.

Исследование проводится с помощью численной методики [12], специально разработанной для изучения деформаций кавитационных пузырьков в стримере при их сильном расширении-сжатии.

1. Постановка задачи

Рассматривается деформация расположенных в линию в жидкости кавитационных пузырьков в результате их гидродинамического взаимодействия при их совместном однократном сильном расширении-сжатии. Центры пузырьков расположены на одной прямой (рис. 1), являющейся осью симметрии задачи.

Для моделирования сильного расширения-сжатия кавитационных пузырьков в настоящей работе в качестве жидкости выбран ацетон (C_3H_6O), находящийся в условиях, близких к экспериментам [13]. Как известно [4], в таких условиях в кавитационных пузырьках в финальной стадии их сжатия возникают радиально-сходящиеся ударные волны. Расчеты показывают, что аналогичные результаты в близких условиях достигаются и в бензоле, и в толуоле, тогда как в кавитационных пузырьках в воде ударные волны в пузырьках не реализуются. Более подробное рассмотрение вопроса о том, какие жидкости лучше подходят для реализации ударно-волнового сжатия содержимого кавитационных пузырьков, приводится в [14].

Сильное расширение-сжатие кавитационных пузырьков можно реализовать в различных условиях. В настоящей работе считается, что пузырьки находятся в пучности интенсивной ультразвуковой стоячей волны с давлением p_∞ , изменяющемся по гармоническому закону

$$p_\infty = p_0 - p_a \sin(\omega t + \varphi_0), \quad (1)$$

где t – время, p_a , ω – амплитуда и частота колебаний, p_0 – статическое давление, φ_0 – фаза колебаний при $t = 0$. В фазе отрицательных значений давлений жидкости пузырьки, начальный размер которых не превышает нескольких микрон, увеличиваются до величин порядка миллиметра. В фазе положительных значений давления жидкости пузырьки стремительно сжимаются. В результате взаимодействия между собой пузырьки в ходе расширения-сжатия перемещаются вдоль оси симметрии и деформируются.

Основное внимание при исследовании будет уделяться таким закономерностям сильного расширения-сжатия, которые слабо зависят от условий их реализации – от амплитуды, частоты, фазы в случае закона (1), от вида закона изменения давления p_∞ .

2. Математическая модель и методика расчета

Используются математическая модель и методика расчета работы [12]. Уравнение поверхности пузырьков представляется в виде

$$r_i = R_i(t) + \sum_{n=2}^N a_{ni}(t) P_n(\cos \theta_i). \quad (2)$$

Здесь i – порядковый номер пузырька в стримере вдоль оси z ($1 \leq i \leq K$, K – число пузырьков), r_i , θ_i – координаты сферической системы отсчета с началом в центре i -го пузырька (рис. 1), R_i – радиус i -го пузырька, a_{ni} – амплитуда (со знаком) отклонения формы от сферической в виде осесимметричной сферической гармоники – полинома Лежандра P_n степени n , N – максимум среди номеров гармоник, определяющих несферичность пузырьков.

Отклонения формы пузырьков от сферической принимаются малыми, так что $|\varepsilon_{ni}| \ll 1$, где $\varepsilon_{ni} = a_{ni}/R_i$ – безразмерная амплитуда (со знаком) отклонения, $n \leq N = 10$. Малыми по отношению к скорости радиальных пульсаций пузырьков считаются и скорости их поступательного движения. В полной мере последнему ограничению удовлетворяют центральные пузырьки стримера, поскольку вызывающая их поступательное движение результирующая сила гидродинамического взаимодействия с соседними пузырьками оказывается малой, так как воздействие на центральные пузырьки находящихся по разную сторону от них пузырьков во многом взаимно компенсируется.

В рамках указанных допущений динамика пузырьков на низкоскоростной стадии, включающей всю фазу расширения и большую часть фазы сжатия, описывается следующей системой уравнений для радиусов пузырьков R_i , координат их центров z_i и амплитуд отклонений их формы от сферической a_{ni} :

$$\begin{aligned} R_i \ddot{R}_i + \frac{3\dot{R}_i^2}{2} - \frac{\dot{z}_i^2}{4} - \frac{p_i - p_\infty}{\rho_0} + \frac{2\sigma}{\rho_0 R_i} = \\ = \sum_{j=1, j \neq i}^K \left[\frac{\dot{B}_{0j}}{d_{ij}} - \frac{R_j^3 \ddot{z}_j - B_{0j} (\dot{z}_i + 5\dot{z}_j)}{2s_{ij} d_{ij}^2} - \frac{R_j^3 \dot{z}_j (\dot{z}_i + 2\dot{z}_j)}{2d_{ij}^3} + \right. \\ \left. + \sum_{k=1, k \neq i}^K \frac{3B_{0j} B_{0k}}{4s_{ij} s_{ik} d_{ij}^2 d_{ik}^2} - \sum_{k=1, k \neq j}^K \frac{(B_{0k} R_j^3)'}{2s_{ij} s_{jk} d_{ij}^2 d_{jk}^2} + \frac{3(R_j^2 \dot{z}_j a_{2j})'}{10s_{ij} d_{ij}^2} \right] + \psi_{0i} + \Delta_i, \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{7\varepsilon_{2i}}{5}\right) R_i \ddot{z}_i + 3 \left(1 - \frac{4\varepsilon_{2i}}{5}\right) \dot{R}_i \dot{z}_i - \frac{9\dot{z}_i \dot{a}_{2i}}{5} - \sum_{m=2}^N \frac{9\bar{\Theta}_{m12}^{1,3} \dot{z}_i^2 \varepsilon_{mi}}{5} = \\ = \sum_{j=1, j \neq i}^K \left[-\frac{3(B_{0j} R_i)'}{s_{ij} d_{ij}^2} + \frac{3(R_i R_j^3 \dot{z}_j)'}{d_{ij}^3} - \frac{6B_{0j} R_i \dot{z}_j}{s_{ij} d_{ij}^4} + \right. \\ \left. + \frac{3(\dot{B}_{0j} a_{2i} + 3B_{0j} \dot{a}_{2i} + 4B_{0j} \dot{R}_i \varepsilon_{2i})}{5s_{ij} d_{ij}^2} + \sum_{m=2}^N \frac{18\bar{\Theta}_{m12}^{1,3} B_{0j} \dot{z}_i \varepsilon_{mi}}{5s_{ij} d_{ij}^2} \right] + \psi_{1i}, \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{n+1} \left[R_i \ddot{a}_{ni} + 3\dot{R}_i \dot{a}_{ni} - (n-1) \ddot{R}_i a_{ni} - \frac{3}{2} \sum_{m=2}^N \left(\Theta_{m1n}^{2/3, n-2} \ddot{z}_i a_{mi} - \bar{\Theta}_{m1n}^{1,2} \dot{z}_i \dot{a}_{mi} \right) \right] + \\
& + \frac{9\alpha_{11n} \dot{z}_i^2}{8} - \frac{3\dot{z}_i}{2} \sum_{m=2}^N \left[\frac{3}{2} \left(\sum_{\gamma=0}^{m+1} \frac{\bar{\Theta}_{m1\gamma}^{1,2} \beta_{\gamma 1n}}{\gamma+1} - \chi_{m11n} \right) \dot{z}_i \varepsilon_{mi} + \frac{\beta_{m1n} (\dot{a}_{mi} + 2\dot{R}_i \varepsilon_{mi})}{m+1} \right] + \\
& + \frac{(n-1)(n+2)\sigma \varepsilon_{ni}}{\rho_0 R_i} = \sum_{j=1, j \neq i}^K \left\{ \frac{9\beta_{11n} B_{0j} \dot{z}_i}{4s_{ij} d_{ij}^2} - \frac{9\beta_{11n} R_j^3 \dot{z}_i \dot{z}_j}{4d_{ij}^3} - \frac{5\beta_{21n} R_i B_{0j} \dot{z}_i}{2d_{ij}^2} + \right. \\
& + \frac{15\beta_{21n} R_i R_j^3 \dot{z}_i \dot{z}_j}{4s_{ij} d_{ij}^4} + \frac{21\beta_{31n} R_i^2 B_{0j} \dot{z}_i}{8s_{ij} d_{ij}^4} + \sum_{k=1, k \neq i}^K \frac{9\beta_{11n} B_{0j} B_{0k}}{8s_{ij} s_{ik} d_{ij}^2 d_{ik}^2} + \\
& + \frac{9\alpha_{11n} B_{0j} \dot{z}_i \varepsilon_{2i}}{10s_{ij} d_{ij}^2} - \sum_{m=2}^N \left[\frac{3\bar{\Theta}_{m1n}^{1,2} (B_{0j} a_{mi})'}{2s_{ij} (n+1) d_{ij}^2} - \right. \\
& - \frac{\Theta_{m1n}^{2, m+1} B_{0j} (\dot{a}_{mi} + 2\dot{R}_i \varepsilon_{mi})}{2s_{ij} (m+1) d_{ij}^2} - \frac{3B_{0j} \dot{z}_i \varepsilon_{mi}}{2s_{ij} d_{ij}^2} \left(\sum_{\gamma=0}^{m+1} \frac{2\Theta_{\gamma 1n}^{1/2, \gamma+1} \bar{\Theta}_{m1\gamma}^{1,2}}{\gamma+1} - 3\chi_{m11n} \right) \left. \right] + \\
& + \frac{5(R_i^2 B_{0j})'}{3d_{ij}^3} \delta_{2n} - \frac{7(R_i^3 B_{0j})'}{4s_{ij} d_{ij}^4} \delta_{3n} - \frac{5(R_i^2 R_j^3 \dot{z}_j)'}{2s_{ij} d_{ij}^4} \delta_{2n} \left. \right\} + \psi_{ni}. \quad (5)
\end{aligned}$$

Здесь p_i – давление в i -м пузырьке, σ – поверхностное натяжение, ρ_0 – невозмущенная плотность жидкости, точка сверху и штрих означают производную по времени, $d_{ij} = |z_i - z_j|$ – расстояние между центрами i -го и j -го пузырьков, δ_{mn} – символ Кронекера, $B_{0i} = -R_i^2 \dot{R}_i$, $s_{ij} = (z_i - z_j)/d_{ij}$, $\Theta_{\gamma 1\zeta}^{n,k} = nk\alpha_{\gamma 1\zeta} + \beta_{\gamma 1\zeta}$, $\bar{\Theta}_{\gamma 1\zeta}^{n,k} = nk\alpha_{\gamma 1\zeta} - \beta_{\gamma 1\zeta}$, $\beta_{\gamma 1\zeta} = [\gamma(\gamma+1) + 2 - \zeta(\zeta+1)]\alpha_{\gamma 1\zeta}/2$,

$$\alpha_{\gamma 1\zeta} = 0.5(2\zeta+1) \int_{-1}^1 \eta P_\gamma(\eta) P_\zeta(\eta) d\eta, \quad \chi_{\gamma 11\zeta} = 0.5(2\zeta+1) \int_{-1}^1 (1-\eta^2) P_\gamma(\eta) P_\zeta(\eta) d\eta.$$

Слагаемое Δ_i учитывает влияние сжимаемости жидкости

$$\Delta_i = \frac{\dot{R}_i}{c_0} \left(R_i \ddot{R}_i + \frac{\dot{R}_i^2}{2} + \frac{\dot{z}_i^2}{4} + \frac{p_i - p_\infty}{\rho_0} \right) + \frac{R_i}{c_0} \left(\frac{\dot{z}_i \ddot{z}_i}{2} + \frac{\dot{p}_i - \dot{p}_\infty}{\rho_0} - \frac{4\nu \ddot{R}_i}{R_i} \right), \quad (6)$$

а слагаемые ψ_{0i} , ψ_{1i} , ψ_{2i} – влияние ее вязкости

$$\begin{aligned}
\psi_{0i} &= -\frac{4\nu \dot{R}_i}{R_i}, \quad \psi_{1i} = -\frac{12\nu}{R_i} \left(\dot{z}_i (1 - \varepsilon_{2i}) + \sum_{j=1, j \neq i}^K \left[\frac{B_{0j}}{s_{ij} d_{ij}^2} - \frac{R_j^3 \dot{z}_j}{d_{ij}^3} - \frac{B_{0j} \varepsilon_{2i}}{s_{ij} d_{ij}^2} \right] \right), \\
\psi_{ni} &= -\frac{2\nu}{R_i} \left\{ (n+2) \dot{a}_{ni} + 2(n-1) \dot{R}_i \varepsilon_{ni} + \sum_{m=2}^N \frac{3n \bar{\Theta}_{m1n}^{2/n, n-2} \dot{z}_i \varepsilon_{mi}}{2} - \right. \\
& - \sum_{j=1, j \neq i}^K \left[\frac{10R_i B_{0j}}{d_{ij}^3} \delta_{2n} - \frac{21R_i^2 B_{0j}}{s_{ij} d_{ij}^4} \delta_{3n} - \right. \\
& \left. \left. - \frac{15R_i R_j^3 \dot{z}_j}{s_{ij} d_{ij}^4} \delta_{2n} - \sum_{m=2}^N \frac{3n \bar{\Theta}_{m1n}^{2/n, n-2} B_{0j} \varepsilon_{mi}}{2s_{ij} d_{ij}^2} \right] \right\}. \quad (7)
\end{aligned}$$

В этих выражениях c_0 – невозмущенная скорость звука в жидкости, $\nu = \mu/\rho_0$, μ – динамическая вязкость жидкости.

В уравнениях (3)–(7) предполагается, что жидкость слабосжимаемая, ее движение потенциально, газ в пузырьках гомобарический, а влияние плотности пара на эволюцию формы пузырьков пренебрежимо мало. Полагается, что давление пара p_i равно давлению насыщения $p_S(T_0)$. Эти допущения для низкоскоростной стадии расширения-сжатия пузырьков вполне естественны.

В финальной высокоскоростной стадии процесс сжатия пузырька все более отклоняется от того, что происходит в низкоскоростной стадии, описываемой уравнениями (3)–(7). Несмотря на это, здесь также применяется система (3)–(7), причем полагается, что давление в пузырьках не меняется ($p_i = p_S(T_0)$). Считается, что сжатие пузырьков завершается при достижении их радиусом значения R_c , соответствующего экстремальному сжатию пара в одиночном пузырьке, подвергнутом расширению-сжатию при аналогичном внешнем возбуждении.

Для определения R_c применяется одномерная модель динамики кавитационного пузырька [4] с уравнениями состояния ацетона [15]. Движение как пара, так и жидкости описывается уравнениями газовой динамики. Учитываются нестационарная теплопроводность в паре и жидкости, неравновесные испарение-конденсация на межфазной поверхности.

Уравнения (3)–(7) справедливы с точностью до слагаемых порядка δ^4 (слагаемые порядка δ^5 и выше отброшены), где $\delta = \max_{ij}[(R_i + R_j)/d_{ij}]$ – максимальное по всем парам взаимодействующих пузырьков отношение суммы их радиусов к расстоянию между их центрами. Сказанное означает, что уравнения (3)–(7) можно применять лишь при не очень малых расстояниях между пузырьками (когда $\delta^5 < 10^{-3}$ или $h/(2R) > 3$, где R , h – характерные радиус пузырьков и расстояние между их поверхностями).

3. Входные данные

Для реализации сильного расширения-сжатия пузырьков были приняты следующие условия. Температура жидкости (ацетона) $T_0 = 20^\circ\text{C}$, ее давление p_∞ изменяется с частотой $\omega = 2\pi \cdot 19.3$ кГц и амплитудой $p_a = 15$ бар относительно $p_0 = 1$ бар. Фаза колебаний давления p_∞ в момент времени $t = 0$ равна $\varphi_0 = \pi/2$, так что $p_\infty(t = 0) = -14$ бар. Давление пара в пузырьках $p_i = p_S(T_0) \approx 0.24$ бар. Поверхностное натяжение $\sigma = \sigma(T_0) = 0.0276$ Н/м, вязкость жидкости $\mu = \mu(T_0) = 0.00042$ Н·с/м², ее плотность $\rho_0 = 810$ кг/м³, скорость звука $c_0 = 1130$ м/с.

При $t = 0$ полагается, что скорость поступательного движения пузырьков $\dot{z}_i = 0$, амплитуды отклонения их формы от сферической $a_{ni} = a_{ni}^0$, скорости изменения амплитуд несферичности $\dot{a}_{ni} = 0$, радиусы пузырьков $R_i = R_0 = 5$ мкм (результаты при $R_0 < 5$ мкм различаются несущественно), скорость их изменения $\dot{R}_i = \dot{R}_0 = 0$. Расстояния между соседними пузырьками в начале расширения считаются одинаковыми и равными $\bar{d}_0 = d_0/D_{\max}$, где d_0 – размерная величина, $D_{\max} \approx 0.9$ мм – характерный диаметр пузырьков в момент их максимального расширения ($R_{\max} = D_{\max}/2$ – максимальный радиус).

4. Радиальное движение пузырьков в стримере

Рис. 2 иллюстрирует изменение радиусов взаимодействующих кавитационных пузырьков при их сильном расширении-сжатии в рамках модели (1)–(7). Для сравнения приведена подобная зависимость для аналогичного одиночного сферического пузырька, полученная по модели [4] с уравнениями состояния [15]. Радиусы всех пузырьков, и одиночного, и взаимодействующих, в процессе расширения-

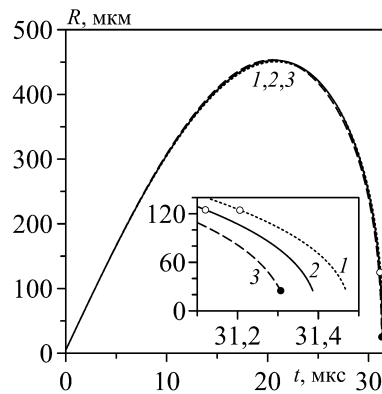


Рис. 2. Изменение радиусов пузырьков в стримере из трех пузырьков (кривые 1 – центральный, 2 – боковые) при $\bar{d}_0 = 11$ и аналогичного одиночного пузырька по модели [4, 15] (кривые 3); белыми кружками обозначены моменты, когда $\dot{R} = -200$ м/с; черными – момент, когда $R = R_c$

сжатия оказываются очень близкими. Это характерно для всех рассматриваемых в настоящей работе случаев, различающихся по числу пузырьков в стримере, по расстоянию между пузырьками \bar{d}_0 и т. д. В частности, в приведённом на рис. 2 случае величины радиусов пузырьков в момент их максимального расширения различаются не более чем на 0.5% и примерно равны 450 мкм.

Расчеты показывают, что в конце сжатия (при скоростях $\dot{R} \leq -200$ м/с) влияние взаимодействия пузырьков на их динамику становится несущественным, то есть пузырьки сжимаются фактически как одиночные, что обусловлено уменьшением их размеров (точнее, уменьшением отношения R_i/d_{ij}). Это важно и для моделирования, поскольку позволяет финальную стадию совместного сжатия пузырьков описывать для каждого из них отдельно.

5. Деформации пузырьков в стримере

Одно из принципиальных отличий процесса расширения-сжатия взаимодействующих и одиночных пузырьков состоит в том, что одиночный неподвижный пузырек, будучи изначально сферическим, остается таковым в ходе всего расширения-сжатия, тогда как изначально сферические пузырьки в стримере в результате взаимодействия деформируются. Деформации взаимодействующих пузырьков зависят от многих факторов. Ниже рассматриваются наиболее существенные из них.

5.1. Влияние взаимного расположения пузырьков. Зависимость деформаций пузырьков от их взаимного расположения в стримере при их сильном совместном расширении-сжатии иллюстрирует рис. 3 для стримера из трех равноотстоящих пузырьков. Особенности динамики среднего пузырька характеризуют закономерности динамики центральных пузырьков в стримере из многих пузырьков, а особенности динамики боковых пузырьков – закономерности динамики периферийных.

Можно отметить, что центральный пузырек деформируется только по гармонике с номером $n = 2$, тогда как боковые – по всем гармоникам, причем центральный пузырек деформируется сильнее боковых в процессе их расширения, но существенно слабее при их сжатии. Вклад искажений сферичности боковых пузырьков в виде отдельных гармоник с ростом n уменьшается.

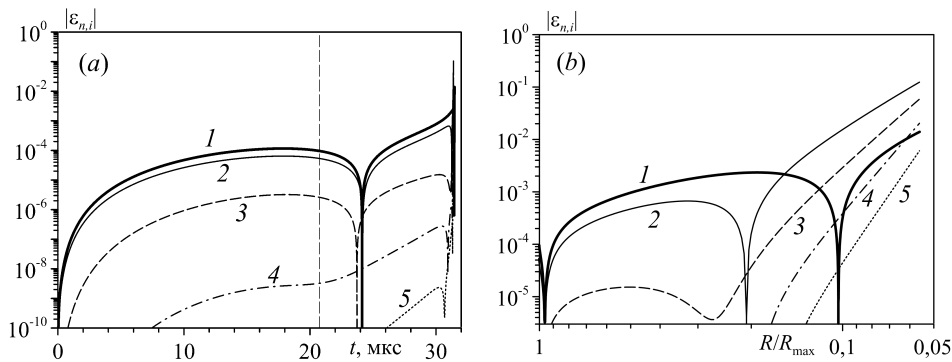


Рис. 3. Деформация пузырьков в стримере из трех равноотстоящих пузырьков по гармоникам с номерами $n = 2$ (кривые 1, 2), 3 (кривые 3), 4 (кривые 4), 5 (кривые 5) при $\bar{d}_0 = 11$ (кривые 1 – центральный пузырек, 2–5 – боковые) при их расширении-сжатии (а) (вертикальная штриховая линия – граница между расширением и сжатием) и только на стадии их сжатия (б)

На стадии расширения собственное поступательное движение пузырьков (от центра стримера) мало. Поэтому деформация каждого из пузырьков реализуется главным образом посредством взаимодействия радиально расходящихся течений жидкости в окрестности пузырьков. Несферическая составляющая движения жидкости около внутренних пузырьков больше, чем возле боковых, поскольку внутренние пузырьки взаимодействуют с пузырьками, находящимися с обеих сторон от них (в основном с двумя ближайшими), а боковые – лишь с пузырьками с одной стороны (в основном с одним ближайшим). В результате к моменту максимального расширения внутренние пузырьки деформируются существенно больше боковых, причем чем ближе к центру стримера пузырек, тем выше степень его деформации.

Финал ускоряющегося сжатия пузырьков сопровождается резким ускорением их поступательного движения (к центру стримера вдоль оси симметрии). Поэтому в ходе сжатия, в отличие от расширения, большое влияние на деформацию пузырьков оказывает, наряду со взаимодействием радиально сходящихся течений жидкости в окрестности пузырьков, и их поступательное движение. Наиболее интенсивное поступательное движение испытывают боковые пузырьки. Для каждого внутреннего (то есть не являющегося крайним) пузырька в стримере вызывающая его поступательное движение результирующая сила его взаимодействия с другими пузырьками оказывается тем меньше, чем ближе пузырек к центру стримера (из-за противодействия пузырьков, находящихся по его разные стороны). В результате, если пузырек расположен в центре стримера из любого нечетного числа пузырьков, он остается неподвижным как при расширении, так и при сжатии.

Как было сказано выше, в ходе сжатия пузырьков влияние взаимодействия между пузырьками на их динамику постепенно уменьшается так, что на конечном участке сжатия (для представленного на рис. 2 случая это участок $R/R_{\max} < 0.28$, где $\dot{R} < -200$ м/с) оно становится пренебрежимо малым. На этом участке деформация каждого из пузырьков зависит лишь от его собственного радиального и поступательного движения. Так, деформация центрального пузырька стримера из нечетного числа пузырьков на этом участке сжатия возрастает в рамках модели настоящей работы (1)–(7) только в результате развития неустойчивости Биркгоффа – Плессета [16], аналогично росту деформаций одиночного неподвижного пустого пузырька. Деформации же остальных пузырьков в самом финале их сжатия возрастают сильнее в силу их ускоряющегося поступательного движения. При этом

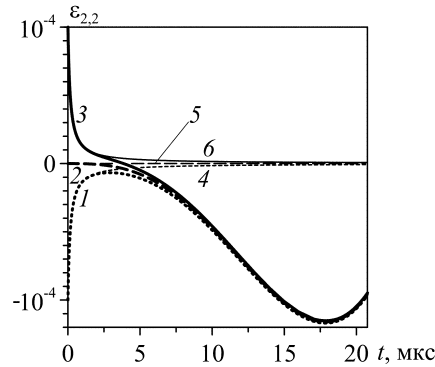


Рис. 4. Изменение в стримере из трех равноотстоящих пузырьков при $\bar{d}_0 = 11$ амплитуды несферичности $\varepsilon_{2,2}$ центрального пузырька в ходе расширения при $\varepsilon_{2,2}^0 = -10^{-4}, 0, 10^{-4}$ с учетом (кривые 1, 2, 3 соответственно) и без учета (кривые 4, 5, 6 соответственно) взаимодействия пузырьков

больше деформируются боковые пузырьки вследствие их наиболее скоростного поступательного движения.

Можно отметить, что, как и в случае одиночного неподвижного пузырька, сферичность пузырьков в стримере при их расширении-сжатии оказывается наименее устойчивой к длинноволновым возмущениям (то есть возмущениям по гармонике с номером $n = 2$).

5.2. Влияние начальной несферичности пузырьков. Зависимость деформаций пузырьков в стримере от их начальной несферичности иллюстрирует рис. 4. Для стримера из трех равноотстоящих пузырьков (при $\bar{d}_0 = 11$) представлено изменение амплитуды $\varepsilon_{2,2}$ несферичности центрального пузырька для ее нулевого начального значения ($\varepsilon_{2,2}^0 = 0$) и двух ненулевых значений $\varepsilon_{2,2}^0$, одинаковых по модулю, но различающихся знаком. Для тех же начальных значений $\varepsilon_{2,2}^0$ приведена эволюция $\varepsilon_{2,2}$ без учета взаимодействия между пузырьками.

Видно, что в начале расширения (при $t < 2$ мкс) несферичность центральных пузырьков стримера уменьшается по тому же закону, что и при расширении пузырьков без учета влияния взаимодействия между ними (что соответствует одиночным пузырькам). В силу малости размеров пузырьков и скоростей радиального движения жидкости в окрестности пузырьков гидродинамическое взаимодействие между ними здесь еще не достаточно сильное, чтобы оказывать заметное влияние на изменение формы пузырьков. В отличие от одиночных пузырьков, деформация которых уменьшается в течение всей стадии их роста, деформация центральных пузырьков в стримере после достаточно большого расширения этих пузырьков (на рис. 4 после $t \approx 2$ мкс) начинает нарастать по одному и тому же закону. Это обусловлено увеличением (из-за роста R при практически неизменной \dot{R}) скоростей взаимодействующих радиальных движений жидкости в окрестности соседних пузырьков. Как видно на рис. 4, пузырек вне зависимости от своей начальной формы (сферическая, слегка вытянутая или сплюснутая) в ходе своего расширения становится сплюснутым.

Эволюция несферичности остается практически такой же (как на рис. 4) и в случае пренебрежения влиянием вязкости жидкости и поверхностного натяжения. Некоторое отличие наблюдается лишь в самом начале расширения (при $t < 2$ мкс).

Естественно, что форма центрального пузырька в конце расширения не зависит от начального значения $\varepsilon_{2,2}^0$ и при $|\varepsilon_{2,2}^0| < 10^{-4}$. При увеличении $|\varepsilon_{2,2}^0|$ влияние

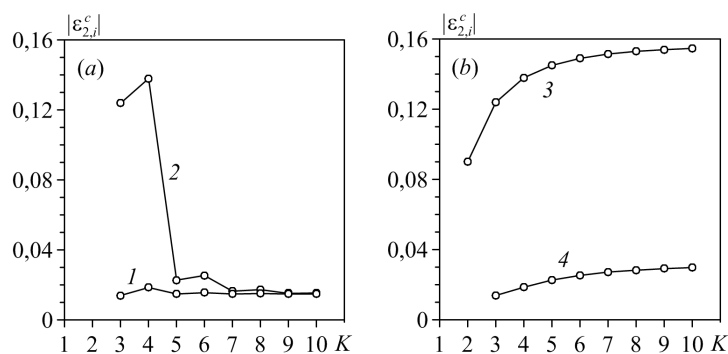


Рис. 5. Зависимость $|\varepsilon_{2,i}^c|$ от числа пузырьков в стримере K для центральных (кривая 1), ближайших к центральным (кривая 2), крайних (кривая 3) и ближайших к крайним (кривая 4) пузырьков при $\bar{d}_0 = 11$

начальной формы все более возрастает, так как при больших значениях $|\varepsilon_{2,2}^0|$ несферичность пузырьков при расширении просто не успевает достаточно сильно уменьшиться.

Все вышесказанное относится и к боковым пузырькам, причем для всех номеров гармоники, определяющих деформацию пузырька. Таким образом, малые начальные возмущения сферической формы взаимодействующих пузырьков не оказывают влияния на их форму в конце расширения (начальная форма «забывается»). Другими словами, форма взаимодействующих изначально слабо несферических пузырьков в конце расширения определяется только их гидродинамическим взаимодействием.

5.3. Влияние количества пузырьков. Для оценки влияния числа пузырьков в стримере K на их деформацию проведено сравнение уровня деформаций пузырьков в конце их сжатия, то есть при радиусе R_c . Зависимость $|\varepsilon_{2,i}^c| = |\varepsilon_{2,i}(R_c)|$ от числа пузырьков K представлена на рис. 5.

Видно, что для центрального пузырька величина $|\varepsilon_{2,i}^c|$ с увеличением K быстро сходится к некоторому пределу, так что при $K \geq 5$ разница не превышает 5% (кривая 1). При этом при четных значениях K величина $|\varepsilon_{2,i}^c|$ оказывается чуть больше, чем при ближайших нечетных (из-за небольшого поступательного движения двух центральных пузырьков в случае четного K).

При большом количестве пузырьков в стримере уже группа пузырьков в его центральной области деформируется к моменту достижения R_c практически так же, как центральный пузырек. И эта группа тем больше, чем больше K : при $K = 7$ – это три пузырька, при $K = 8$ – четыре и т. д. (кривые 1, 2).

Деформация крайних пузырьков при радиусе R_c значительно больше, чем остальных, при любом K , и с ростом K она возрастает (кривая 3), стремясь к определенному пределу. Такая закономерность объясняется увеличением с ростом K скорости пространственного смещения крайних пузырьков в финале сжатия. Скорость смещения пузырьков зависит от направления и интенсивности поступательного движения ближайшего к ним пузырька. Увеличением с ростом K скорости пространственного смещения объясняется и возрастание величины $|\varepsilon_{2,i}^c|$ других пузырьков (для ближайших к крайним это иллюстрирует кривая 4). По мере удаления от краев стримера к его центру деформации пузырьков резко уменьшаются.

5.4. Влияние расстояния между пузырьками. Влияние расстояния между пузырьками \bar{d}_0 на деформацию пузырьков в конце их сжатия (при радиусе

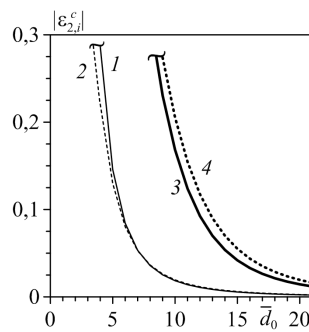


Рис. 6. Зависимость $|\varepsilon_{2,i}^c|$ от расстояния между пузырьками \bar{d}_0 для центральных (кривые 1, 2) и крайних (кривые 3, 4) пузырьков при $K = 3$ (сплошные кривые) и 10 (пунктирные кривые)

R_c) иллюстрирует рис. 6. Как видно, с уменьшением \bar{d}_0 деформация пузырьков увеличивается (и тем сильнее, чем меньше \bar{d}_0) в силу усиления взаимодействия пузырьков. Так, чтобы несферичность центральных пузырьков стримера удовлетворяла условию $|\varepsilon_{2,i}^c| < 10^{-2}$, необходимо, чтобы начальное расстояние между пузырьками d_0 было не меньше 12 их максимальных диаметров D_{\max} . При $d_0 < 4D_{\max}$ значение $|\varepsilon_{2,i}^c|$ становится больше 0.3 для всех пузырьков стримера. Следует отметить, что при таких расстояниях между пузырьками и величинах несферичности пузырька применимость модели настоящей работы становится сомнительной.

Если же воспользоваться критерием разрушения пузырьков в линейной теории ($|\varepsilon_{2,i}^c| \geq 1$) и экстраполяцией приведенных на рис. 6 результатов, то можно заключить, что пузырьки при сжатии будут разрушаться при $\bar{d}_0 < 2$, то есть при начальном расстоянии между пузырьками менее $2D_{\max}$. Это означает, что при достаточно близком расположении пузырьки в линейчатом стримере в конце их сильного расширения-сжатия могут не только становиться по форме далекими от сферических, но и просто разрушаться. Возможно, в экспериментах [11] это и стало причиной отсутствия суперсжатия пузырьков в стримерах.

Заключение

Рассмотрено влияние гидродинамического взаимодействия кавитационных пузырьков на их деформацию в ходе сильного расширения-сжатия. Пузырьки расположены на одной прямой и на одинаковом расстоянии друг от друга.

Показано, что при произвольной по частоте достаточно малой начальной несферичности пузырьков их форма в конце их совместного расширения (а значит, и в конце сжатия) определяется их взаимодействием (начальная форма «забывается»).

При расширении более близкие к центру стримера пузырьки деформируются сильнее периферийных, тогда как к концу сжатия ситуация меняется на противоположную. При этом пузырьки ведут себя как одиночные в финальной высокоскоростной стадии сжатия, когда поступательное движение периферийных пузырьков сильно ускоряется, а перемещение центральных пузырьков оказывается незначительным (то есть центральные пузырьки в конце сжатия деформируются как одиночные неподвижные).

По мере увеличения числа пузырьков в стримере различие в деформации его центральных представителей все более уменьшается, так что при достаточно

большом количестве пузырьков уже несколько пузырьков в центральной области стримера деформируется практически одинаково.

С увеличением расстояния между пузырьками и с уменьшением длины волны возмущений сферичности пузырьков их деформация уменьшается.

Работа выполнена в рамках Программы РАН № 43П.

Summary

A.A. Aganin, A.I. Davletshin, D.Yu. Toporkov. Deformation of Cavitation Bubbles Arranged in a Line during Their Strong Expansion-Compression.

The features of influence of hydrodynamic interaction between weakly nonspherical bubbles on their deformation during the process of their strong joint expansion-compression are investigated. The centers of the bubbles are located in a straight line. It is found that the bubble deformation during the expansion-compression is slightly dependent on their initial nonsphericity. The central bubbles undergo smaller deformations as compared with those on the periphery. If the number of the bubbles is large enough, then their central part is deformed practically in the same way. At the final high-speed stage of compression interaction between the bubbles is inessential.

Keywords: cavitation bubble, hydrodynamic interaction of bubbles, deformation of bubbles, strong compression of bubbles, streamer of bubbles.

Литература

1. *Flannigan D.J., Suslick K.S.* Inertially confined plasma in an imploding bubble // *Nat. Phys.* – 2010. – V. 6. – P. 598–601.
2. *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.
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, No 23. – Art. 234301, P. 1–4.
4. *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, No 10. – Art. 107106, P. 1–31.
5. *Suslick K.S.* Sonochemistry // *Science.* – 1990. – V. 247. – P. 1439–1445.
6. *Галимов Э.М., Кудин А.М., Скоробогатский В.Н., Плотниченко В.Г., Бондрев О.Л., Зарубин Б.Г., Страздовский В.В., Аронин А.С., Фисенко А.В., Бьков И.В., Баринюв А.Ю.* Экспериментальное подтверждение синтеза алмаза в процессе кавитации // *Докл. РАН.* – 2004. – Т. 395, № 2. – С. 187–191.
7. *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 // *Докл. РАН.* – 2012. – Т. 446, № 4. – С. 388–392.
8. *Putterman S.J., Weninger K.R.* Sonoluminescence: How bubbles turn sound into light // *Annu. Rev. Fluid Mech.* – 2000. – V. 32. – P. 445–476.
9. *Аганин А.А., Ильгамов М.А., Нигматуллин Р.И., Топорков Д.Ю.* Эволюция искажений сферичности кавитационного пузырька при акустическом сверхсжатии // *Изв. РАН. МЖГ.* – 2010. – № 1. – С. 57–69.

10. *Нигматуллин Р.И., Аганин А.А., Ильгамов М.А., Топорков Д.Ю.* Эволюция возмущений сферичности парового пузырька при его сверхсжатии // Прикл. механика и техн. физика. – 2014. – Т. 55, № 3. – С. 82–102.
11. *Xu Y., Butt A.* Confirmatory experiments for nuclear emissions during acoustic cavitation // Nucl. Eng. Des. – 2005. – V. 235, No 11–12. – P. 1317–1324.
12. *Аганин А.А., Давлетшин А.И., Топорков Д.Ю.* Динамика расположенных в линию кавитационных пузырьков в интенсивной акустической волне // Вычисл. технологии. – 2014. – Т. 19, № 1. – С. 3–20.
13. *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. 1868–1873.
14. *Нигматуллин 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. 282–286.
15. *Нигматуллин Р.И., Болотнова Р.Х.* Широкодиапазонное уравнение состояния органических жидкостей на примере ацетона // Докл. РАН. – 2007. – Т. 415, № 5. – С. 617–621.
16. *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, No 4. – P. 419–430.

Поступила в редакцию
23.09.15

Аганин Александр Алексеевич – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией, Институт механики и машиностроения КазНЦ РАН, г. Казань, Россия.

E-mail: aganin@kfti.knc.ru

Давлетшин Анас Ильгизович – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник, Институт механики и машиностроения КазНЦ РАН, г. Казань, Россия.

E-mail: davanas@mail.ru

Топорков Дмитрий Юрьевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт механики и машиностроения КазНЦ РАН, г. Казань, Россия.

E-mail: top.dmtr@gmail.com