

УДК 532.529+532.528

ДИНАМИКА ГАЗОВОГО ПУЗЫРЬКА ПРИ ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ВОЛНАМИ СЖАТИЯ И РАЗРЕЖЕНИЯ

Д. В. Воронин

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск
E-mail: voron@hydro.nsc.ru

Поставлена и численно решена задача о прохождении акустических волн в трубе в окрестности газового пузырька. Установлены основные параметры, определяющие динамику пузырька в нестационарном поле. Исследован механизм струйной деформации пузырька, сопровождаемой фрагментацией струи и образованием вторичной мелкой пузырьковой фракции. Предложено возможное объяснение природы локальной сонолюминесценции.

Ключевые слова: пузырьки, ударные волны, моделирование.

Введение. Интерес к проблемам волновой динамики пузырьковых жидкостей обусловлен важностью приложений результатов исследований к задачам энергетики, нефтегазодобывающей промышленности и химической технологии. Параметры волн в пузырьковых средах во многом определяются поведением одиночного пузырька при его взаимодействии с проходящими волнами сжатия и разрежения. Многие теоретические модели основаны на предположении о сферичности газового пузырька в процессе осцилляций и несжимаемости жидкой фазы. При этом обратное влияние пульсирующего пузырька на внешнее течение, как правило, не учитывается (см. [1–3]). Однако уже в работе [4] экспериментально установлено, что пузырьки могут разрушаться асимметрично с образованием струй. В [5] показано, что в процессе сжатия пузырек постепенно теряет сферическую форму, образуя выпуклость в сторону распространения ударной волны (УВ). В [6] экспериментально исследована динамика пузырька, индуцированного лазерным импульсом около твердой границы. Авторы работы [6] наблюдали образование струй на поверхности пузырька уже на начальных этапах его взаимодействия с сильными волнами, когда форма пузырька еще не должна была существенно исказиться вследствие неустойчивости Тейлора или Кельвина — Гельмгольца. Они назвали это явление струйной деформацией пузырька и предложили следующее объяснение его механизма: вследствие неравномерного сжатия пузырька формируется жидкая кумулятивная струя, идущая внутрь его с последующим отражением от противоположной стенки пузырька и образованием струи, направленной наружу. Кроме того, внутри пузырька вблизи его поверхности зафиксированы локальные световые вспышки [7]. Это означает, что поля основных термодинамических параметров в пузырьке могут быть существенно неоднородными. Согласно современным экспериментам [3, 8, 9] воздействие сильной УВ на одиночный пузырек вдали от твердой стенки или на группу пузырьков также сопровождается формированием струй. Следо-

вательно, асимметричное схлопывание пузырька (коллапс) может происходить, когда он расположен около границы с твердой или газовой фазой либо находится в поле сильной УВ.

При моделировании асимметричного коллапса необходимо учитывать нестационарность внешнего для пузырька течения и обратное влияние пузырька на жидкость в условиях ее сжимаемости. Для описания этих эффектов требуется решение полных уравнений гидродинамики с явным выделением границ между фазами и расчет полей основных параметров как внутри пузырька, так и во внешнем потоке жидкости. Ясно, что одномерный анализ недостаточен для решения этой задачи.

Начальные стадии взаимодействия одиночного пузырька с УВ численно исследованы в работах [10, 11] в рамках модели двумерного нестационарного течения идеальной сжимаемой среды. Однако, как отмечалось в [3], процесс деформации пузырька в поле сильных волн и его влияние на внешнее течение требуют дальнейшего изучения. Данная работа посвящена численному исследованию взаимодействия одиночного пузырька с акустическими волнами в ограниченном объеме (трубе).

Постановка задачи. Рассмотрим течение в горизонтальной трубе, заполненной водой, при начальном давлении p_0 . На оси трубы расположен одиночный пузырек газа. Система жидкость — пузырек находится первоначально в состоянии динамического равновесия, скорость среды равна нулю. Давление газа в пузырьке определялось из условия равновесия с учетом поверхностного натяжения на межфазной границе. Набегающая на пузырек волна соответствует экспериментальным данным [12] и представляет собой комплекс, состоящий из волны сжатия и следующей за ней волны разрежения, который движется от левого закрытого конца трубы. Будем полагать, что в начальный момент времени t_0 амплитуды волн p^* одинаковы, а профиль описывается полупериодом синусоиды. Обозначим начальные длины волн (при $t = t_0$) сжатия и разрежения через L_1 и L_2 . В некоторых работах подобное начальное возмущение называется N -волной [1–3].

Спустя определенное время импульс проходит через пузырек, система приобретает существенно неравновесный характер с образованием вторичных волн. Предполагалось, что боковые стенки трубы жесткие и непроницаемые, а правый конец трубы открыт.

Характер импульса, начальное положение пузырька и граничные условия позволяют считать течение аксиально-симметричным, причем ось симметрии — это ось трубы. Начало системы координат находится на оси симметрии у левого конца трубы. Ось z совпадает с осью трубы и направлена в сторону движения инициирующего импульса, а ось r расположена нормально к оси z .

Динамика газового пузырька в жидкости во многом определяется потерями на акустическое излучение пузырьков, диссипацией энергии за счет вязкости, а также влиянием сил поверхностного натяжения на межфазной границе. Для оценки вклада этих факторов в скорость движения межфазной границы воспользуемся известным уравнением Рэлея, которое согласно [3] имеет вид

$$R \frac{dS}{dt} + \frac{3}{2} S^2 = \frac{1}{\rho_{01}} (\bar{p} - p); \quad (1)$$

$$\bar{p} = p_2 - (4\mu/R + 3\gamma p_2/C_{01})S - 2\alpha/R. \quad (2)$$

Здесь R , S — текущий радиус пузырька и скорость перемещения его поверхности; α — коэффициент поверхностного натяжения; μ — динамическая вязкость жидкости; ρ_{01} , C_{01} — плотность и скорость звука в жидкости; p_2 — давление газа в пузырьке; γ — показатель адиабаты газа; t — время.

Формулы (1), (2) позволяют оценить отношение вкладов в диссипативные потери за счет вязкости и акустического излучения пузырька (отношение слагаемых в коэффициенте

перед S в (2)):

$$\frac{4\mu C_{01}}{3\gamma R p_2} = \frac{4\mu C_{01}}{3\gamma R_0 p_{02}} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{3\gamma-1} < \frac{4\mu C_{01}}{3\gamma R_0 p_{02}} = \frac{4}{3\gamma\beta \text{Re}},$$

$$\beta = \sqrt{p_{02}/\rho_{02}}/C_{01}, \quad \text{Re} = R_0 \rho_{02} \sqrt{p_{02}/\rho_{02}}/\mu,$$

где ρ_{02} — начальная плотность газа; Re — число Рейнольдса. Здесь и далее индекс 0 относится к начальному состоянию. Из последних соотношений следует, что диссипацией энергии за счет вязкости жидкой фазы при $\beta \text{Re} \gg 1$ можно пренебречь. Для исследуемых ниже случаев это соотношение выполняется. Лишь при $R_0 \approx 10$ мкм указанные потери становятся сравнимыми по величине. Такие значения начального радиуса пузырька не достигаются в рамках рассматриваемой модели. Используемый в вычислениях минимальный размер расчетной ячейки 20 мкм. Согласно (1), (2) поверхностное натяжение может существенно влиять на динамику пузырька при большой кривизне межфазной поверхности и малых ее скоростях. Данная оценка позволяет проводить исследование без учета потерь за счет вязкости. Такой подход является обычным при моделировании взаимодействия пузырьков с акустическими волнами или, например, при моделировании пузырьковой детонации [10, 11].

Течение двухфазной сжимаемой среды жидкость — пузырьки газа описывается нестационарными двумерными уравнениями Эйлера (сохранения массы, импульса и энергии) без учета диффузии вещества и эффектов переноса:

$$\frac{\partial \boldsymbol{\sigma}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial z} + \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial r} = -\frac{1}{r} \mathbf{f}. \quad (3)$$

Для инертного газа внутри пузырька векторные функции $\boldsymbol{\sigma}$, \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{f} в системе (3) и полная внутренняя энергия газа E определяются соотношениями

$$\boldsymbol{\sigma} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho E), \quad \mathbf{a} = (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, u(\rho E + p)),$$

$$\mathbf{b} = (\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, v(\rho E + p)), \quad \mathbf{f} = (\rho v, \rho uv, \rho v^2, v(\rho E + p)), \quad (4)$$

$$E = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2 + v^2}{2}.$$

Здесь ρ — плотность среды; u , v — скорости в направлении осей z и r соответственно; p — давление.

Для жидкости векторные функции $\boldsymbol{\sigma}$, \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{f} имеют вид

$$\boldsymbol{\sigma} = (\rho, \rho u, \rho v), \quad \mathbf{a} = (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv),$$

$$\mathbf{b} = (\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p), \quad \mathbf{f} = (\rho v, \rho uv, \rho v^2). \quad (5)$$

Для замыкания системы (3), (5) были использованы соотношения, определяющие ударные адиабаты твердых или жидких веществ [13]:

$$D = C + LU_*, \quad \rho(D - U_*) = \rho_0 D, \quad p = \rho_0 DU_* + p_0,$$

$$E = \frac{p + p_0}{2} \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) + E_0. \quad (6)$$

Здесь D — скорость ударной волны; U_* — массовая скорость за фронтом УВ; L , C — постоянные. Параметры ударной адиабаты воды выбирались в соответствии с экспериментальными данными [14].

Нижняя граница расчетной области — ось симметрии трубы. Условие непротекания ставилось на верхней, нижней ($v = 0$) и левой ($u = 0$) границах. Граничные условия на

правом конце трубы соответствуют условиям на свободной поверхности. Полагаем, что межфазные границы между жидкостью и газом представляют собой контактные разрывы. На каждом из этих разрывов поставлены граничные условия непрерывности нормальной составляющей тензора напряжений и непрерывности нормальной к поверхности компоненты вектора скорости. В модели не учитываются влияние силы тяжести, магнитное поле, фазовые переходы и явления переноса (вязкость, теплопроводность и диффузия вещества). Поэтому первое из этих условий примет вид (формула Лапласа [15])

$$\Delta p \equiv p_1 - p_2 = \alpha(1/R_1 + 1/R_2), \quad (7)$$

где p_1, p_2 — значения давления по разные стороны от контактной поверхности; R_1, R_2 — главные радиусы кривизны поверхности.

Сформулированная задача с граничными условиями (3)–(7) решалась численно методом индивидуальных частиц [16], который является модификацией метода частиц в ячейках (метода Харлоу). Использовалась неравномерная расчетная сетка со сгущением вблизи оси симметрии. Численный алгоритм предусматривал сгущение расчетной сетки в областях с большими градиентами параметров, а также возможность объединения и дробления индивидуальных частиц, принадлежащих одному и тому же телу, в зависимости от текущих параметров среды. Количество частиц в ячейках — переменная величина, максимальное их число равно семи. С течением времени газовый пузырек может деформироваться, дробиться и слипаться с другими.

Результаты расчетов. Пусть начальный импульс распространяется по каналу диаметром $L_0 = 0,004$ м, заполненному водой с начальной плотностью $\rho_{01} = 10^3$ кг/м³, амплитуда волн $p^* = \pm 11,5$ МПа, $L_1 = L_2 = 0,005$ м. В воде в центре канала взвешен единственный первоначально сферический газовый пузырек начальным диаметром d_0 , начальная плотность воздуха в пузырьке $\rho_{02} = 1,225$ кг/м³, коэффициент поверхностного натяжения $\alpha = 0,072$ Н/м. Размер расчетной области $z \times r = 0,035 \times 0,002$ м. В момент времени $t = 0$ импульс расположен у левой границы канала. Начальные координаты центра пузырька: $z = 0,0133$ м, $r = 0$.

Данная задача является многопараметрической. Основные параметры, определяющие динамику процессов в окрестности пузырька, следующие: $L_1, L_2, p^*, p_0, \rho_{01}, \rho_{02}, L_0, d_0, \alpha, \gamma$.

При достаточно большом значении d_0 или больших скоростях межфазной границы, когда поверхностное натяжение слабо влияет на динамику пузырька, задача обладает геометрическим подобием. Поэтому оценим величину поверхностного натяжения. Для первоначально сферического пузырька воздуха в воде скачок давления в пузырьке вследствие поверхностного натяжения составляет $\Delta p \approx 0,15$ МПа при $d_0 = 2$ мкм. Зависимость $\Delta p(d_0)$ линейная (например, $\Delta p \approx 0,015$ МПа при $d_0 = 20$ мкм). Влияние поверхностного натяжения можно считать несущественным при $\Delta p/p^* < 0,01$, что соответствует значениям $d_0 > 14$ мкм при $p^* = 11,5$ МПа.

Основные безразмерные комбинации начальных параметров задачи имеют вид

$$\tilde{L} = \frac{L_2}{L_1}, \quad \tilde{\rho} = \frac{\rho_{01}}{\rho_{02}}, \quad \tilde{p}^* = \frac{p^*}{p_0}, \quad \tilde{L}_0 = \frac{L_0}{L_1}, \quad \tilde{d}_0 = \frac{d_0}{L_1}.$$

Расчеты проводились в безразмерных переменных. Параметры обезразмеривания: $p_0 = 1,01 \cdot 10^5$ Па, $\rho_{02} = 1,225$ кг/м³, $u_0 \equiv \sqrt{p_0/\rho_{02}} = 287,6$ м/с, $t_0 \equiv L_1/u_0 = 1,739 \cdot 10^{-5}$ с.

Экспериментально установлено, что на начальных этапах образования пузырькового кластера распределение пузырьков по диаметру носит бимодальный характер: возникают две фракции с резко различающимися размерами пузырьков [9, 17]. Чтобы выяснить причину этого, рассмотрим динамику зарождения пузырька из ядра кавитации при дви-

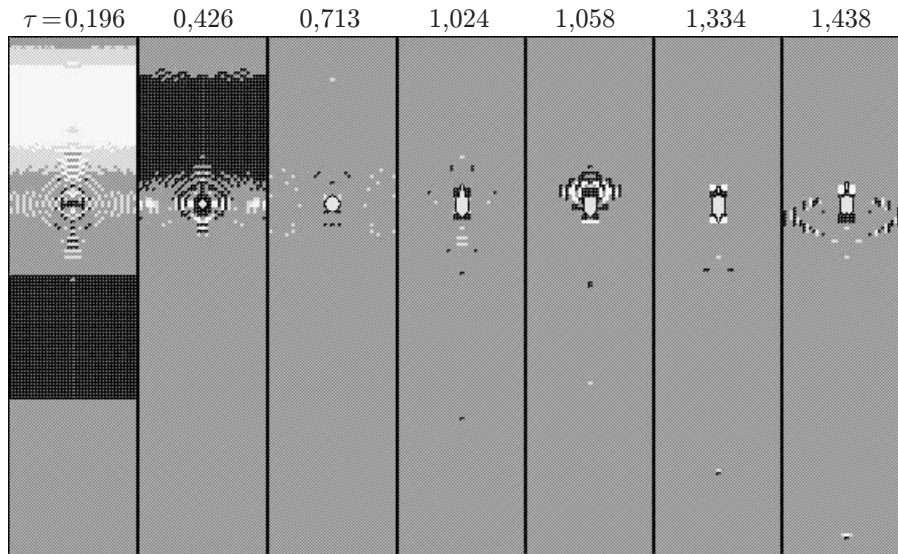


Рис. 1. Зарождение пузырька в акустической волне

жении указанного выше импульса в воде с единичным микропузырьком. В центр трубы на оси симметрии помещен одиночный микропузырек диаметром $d_0 = 40$ мкм (в безразмерных переменных $\tilde{d}_0 = 0,008$). В силу малости пузырька по сравнению с характерными геометрическими размерами задачи энергия начального импульса слабо изменяется при движении через его окрестность. Взаимодействие микропузырька с начальным импульсом показано на рис. 1, где представлена фоновая картина поля давления в окрестности пузырька. Более светлые тона на рисунке соответствуют волнам сжатия ($\tilde{p}_{\max}^* = 115$), темные — волнам разрежения ($\tilde{p}_{\min}^* = -115$). Отсчет времени ($\tau = t/t_0$) ведется с момента достижения начальной волной сжатия окрестности пузырька. На рис. 1 импульс движется снизу вверх. На первом кадре микропузырек остается невидимым и появляется только к моменту $\tau = 0,426$ при прохождении волны разрежения. На начальной стадии наблюдается квазисферический рост пузырька. К моменту времени $\tau = 0,713$ его диаметр достигает значения $\tilde{d}_0 = 0,114$. Процесс роста сопровождается образованием квазисферической вторичной волны сжатия, расходящейся от пузырька. При отражении от стенок канала она вновь достигает окрестности пузырька, поэтому его дальнейшее расширение сопровождается существенным искажением формы. Поперечный диаметр уменьшается до 0,068, а на верхней границе пузырька возникает струя, направленная по ходу движения N -волны. Максимальная длина струи (при $\tau = 1,035$) сравнима со средним диаметром пузырька.

В интервале $1,04 < \tau < 1,05$ вследствие пульсационного движения жидкости происходит быстрое уменьшение поперечного диаметра струи до размеров, меньших размера расчетной ячейки, что физически соответствует схлопыванию или коллапсу струи. В последующие моменты времени начинается формирование такой же струи с противоположной стороны пузырька. В процессе схлопывания происходит фрагментация струи, что приводит к образованию нового малого пузырька, который становится видимым к моменту $\tau = 1,173$, его продольный диаметр достигает значения 0,02 при $\tau = 1,438$. Динамика струи с нижней стороны пузырька аналогична. Ее сдавливание и фрагментация происходят к моменту $\tau = 1,392$, затем наступает расширение и образование дочернего пузырька. Формирование подобной структуры с одним большим пузырьком и двумя малыми, расположенными по разные стороны от большого по ходу движения первоначального импульса, подтверждается экспериментальными данными [17].

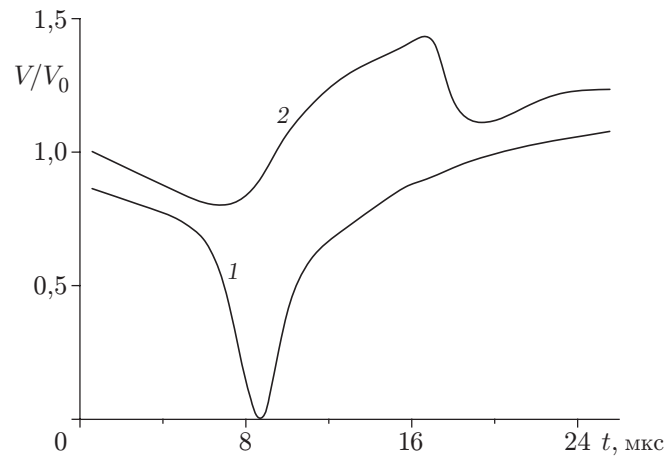


Рис. 2. Зависимость диаметра пузырьков от времени:
1 — $d_0 = 700$ мкм; 2 — $d_0 = 740$ мкм

Таким образом, прохождение указанного акустического импульса через ядро кавитации сопровождается зарождением достаточно большого пузырька, его струйной деформацией с последующим сдавливанием струи, ее фрагментацией и образованием дочерних пузырьков. Подобный механизм может являться причиной образования пузырьковых кластеров с бимодальным распределением на начальных этапах движения сильных волн в жидкости.

Рассмотрим взаимодействие достаточно большого пузырька с начальным импульсом. На рис. 2 приведена динамика объема пузырька в акустической волне (V_0 — начальный объем второго пузырька). Видно, что динамика пузырьков существенно различная. Как показывают расчеты, при фиксированных параметрах набегающего импульса существует критическое значение диаметра $d_0 \approx 730$ мкм, при котором поведение пузырька в волне значительно меняется: при $d < d_0$ имеет место схлопывание пузырька в набегающей волне, а при $d > d_0$ схлопывания нет. Коллапс и струйная деформация пузырьков происходят в данном случае вследствие быстрого изменения полей давления и скорости жидкости в набегающей на пузырек волне. Возможны и другие механизмы деформации пузырьков: развитие неустойчивостей Тейлора и Кельвина — Гельмгольца на межфазной границе при значениях чисел Бонда и Вебера больше критических. Из расчетов следует, что для пузырька диаметром $d_0 = 200$ мкм в описанной выше волне (при $L_1 = 0,005$ м) ярко выраженная струйная деформация имеет место к моменту $t = 20$ мкс, в то время как минимальное время развития указанных выше неустойчивостей составляет в данном случае примерно 120 мкс. Существование критического диаметра подтверждается экспериментальными данными по движению импульса в пузырьковых кластерах [9]. Несколько меньшее значение критического диаметра в эксперименте объясняется взаимным влиянием пузырьков, которое способствует их большей деформации.

На рис. 3 показано поле давлений в момент времени $\tau = 0,322$ при $d_0 = 700$ мкм ($\tilde{d}_0 = 0,14$). Рис. 3,а представляет собой фоновую картину поля давлений (волна движется слева направо); рис. 3,б и рис. 3,в отражают профили давления в поперечном и продольном сечениях, нанесенных на рис. 3,а штриховыми линиями. К этому моменту времени волна сжатия прошла пузырек, ее амплитуда при этом изменилась незначительно. Как видно на рисунке, начался процесс схлопывания пузырька. Его размеры уменьшаются, а давление газа внутри растет (волна А на рис. 3,в), значительно превышая амплитуду первоначального импульса в волне сжатия. Волна разрежения через пузырек еще не прошла.

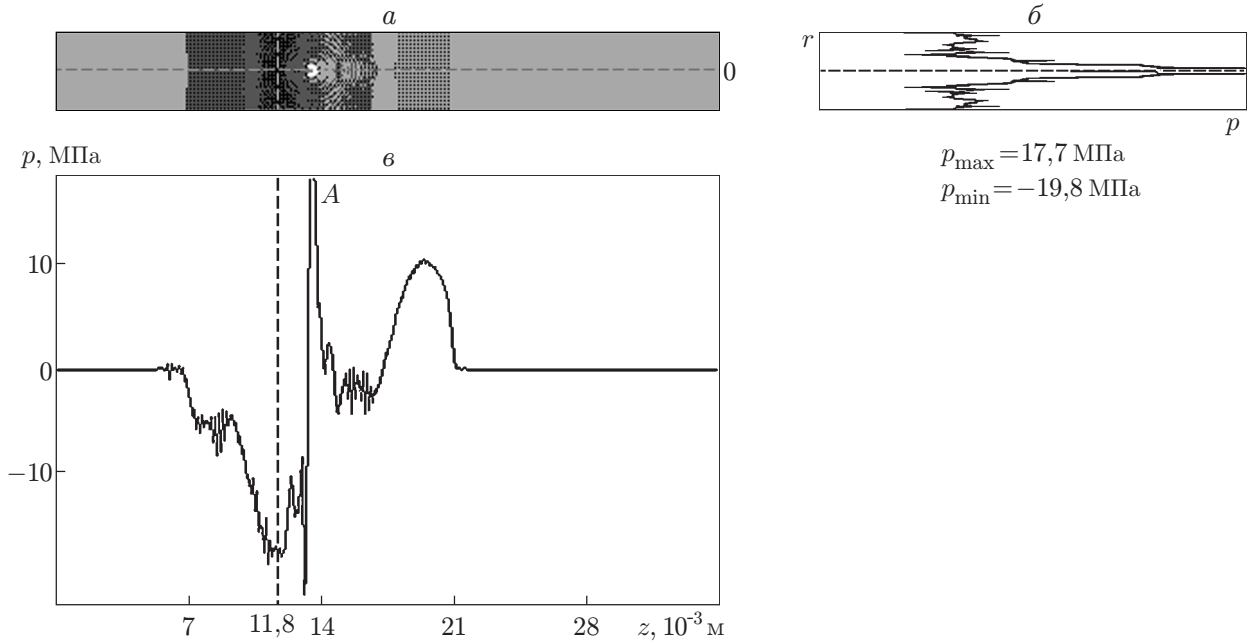


Рис. 3. Профили давления в момент времени $\tau = 0,322$:

a — фоновая картина поля давления; $б$ — в поперечном сечении; $в$ — в продольном сечении

Отметим, что схлопывание пузырька происходит несферично. На левой границе пузырька давление выше, здесь в этот момент времени скорость среды на оси симметрии $u = 0,522$, а на противоположной правой границе $u = -0,104$. Несферичность сжатия пузырька приводит к образованию кумулятивной струи воды у его левой границы, направленной внутрь пузырька (рис. 3, a). Максимальная скорость межфазной границы достигает в этом случае значения $u = 0,904$. Отметим, что скорость струи зависит от крутизны профиля волны сжатия при неизменной ее длине и амплитуде. Чем круче профиль, тем струя ярче выражена.

В последующие моменты времени средний диаметр пузырька быстро уменьшается до размеров расчетной ячейки. На стадии расширения ($\tau > 0,5$) вокруг него формируется волна сжатия, амплитуда которой одного порядка с амплитудой первоначальной волны сжатия. Принципиальным условием для образования достаточно мощной вторичной волны является предварительный коллапс пузырька. При $\tilde{d}_0 > \tilde{d}_0^*$ интенсивность вторичной волны сжатия незначительная.

Далее рассмотрим динамику достаточно крупного пузырька начальным диаметром $d_0 = 0,001$ м ($\tilde{d}_0 = 0,2$) при тех же начальных условиях (рис. 4). К моменту $\tau = 0,253$ общий объем пузырька составляет около 51 % начального (воздействие фазы сжатия начальной волны). На рис. 4 импульс движется снизу вверх. Процесс сжатия несферичен. Аналогично предыдущему случаю пузырек больше деформируется со стороны, обращенной к набегающей волне. Профиль волны сжатия достаточно пологий, поэтому кумулятивная струя воды, направленная внутрь пузырька, выражена менее отчетливо, чем на рис. 3. Полного схлопывания пузырька в набегающей волне здесь не происходит, так как начальный диаметр пузырька превышает критическое значение $\tilde{d}_0^* = 0,146$. К моменту $\tau = 0,897$ формируется газовая струя (“носик”) на стороне поверхности, обращенной навстречу пришедшей волне разрежения. Сдавливание струи происходит к моменту $\tau = 1,001$, ее схлопывание сопровождается фрагментацией “носика” ($\tau = 0,966$). Образовавшийся фрагмент начинает колебаться в акустическом поле большого пузыря, достигая наибольшего среднего

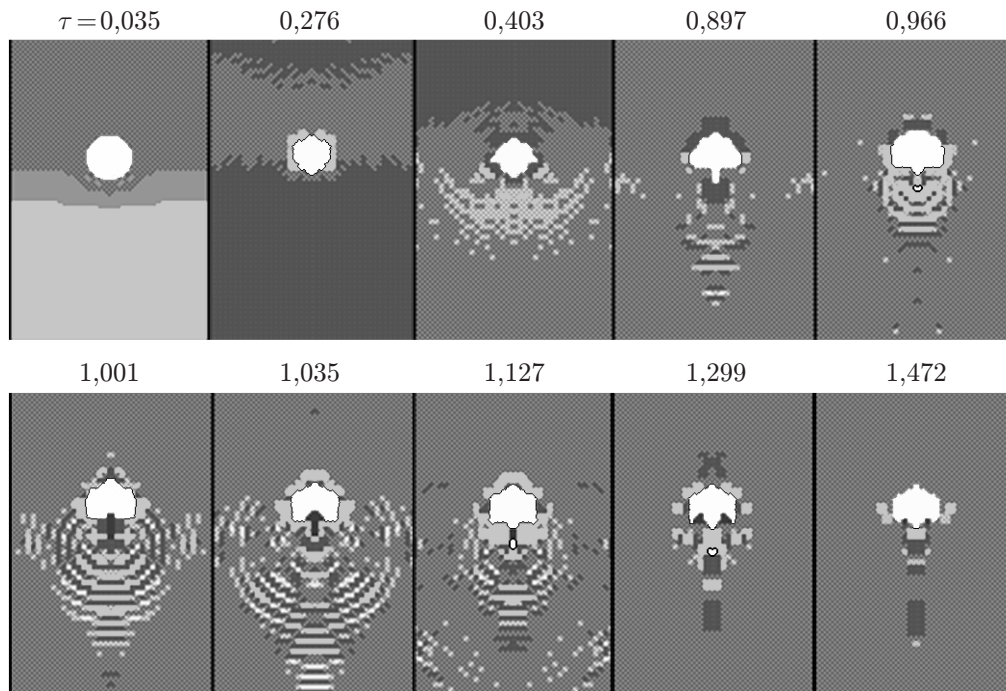


Рис. 4. Фрагментация крупного пузырька в акустической волне

диаметра 0,027 при $\tau = 1,127$ и коллапсируя при $\tau = 1,035; 1,472$. В процессе колебаний расстояние между пузырьками увеличивается, малый пузырек мигрирует от большого со скоростью, достигающей значения 0,278. Следовательно, пульсационное движение жидкости в окрестности пузырька порождает пузырьки значительно меньших размеров, формируя пузырьковые кластеры с бимодальным распределением и при взаимодействии начального возмущения с уже существующими крупными пузырьками.

Скорость движения границы пузырька определяется амплитудой набегающей волны и градиентом давления в ней. Эти параметры влияют на динамику кумулятивной струи воды, направленной внутрь пузырька. Она может привести к полному разрушению пузырька и схлопыванию его фрагментов при $\tilde{d}_0 < \tilde{d}_0^*$. В переходной зоне струя достигает противоположной стенки пузырька, при этом форма пузырька становится тороидальной. Кроме того, струя может остановиться, не достигнув другой стенки пузырька, вследствие пульсационного движения жидкости при прохождении в окрестности пузырька сильной волны разрежения (рис. 5). При этом по газу внутри пузырька движется сходящаяся УВ. Фокусировка этой волны (светлая область у правой границы пузырька на рис. 5) приводит к значительному росту локальных термодинамических параметров газа. Как показал расчет, в этом случае, а также во время сдавливания струи давление в локальной области может вырасти до 0,8 ГПа, а температура газа — до 11 000 К. Этот эффект должен сопровождаться излучением газа в локальной области с указанными значениями термодинамических параметров, что позволяет предложить подобный механизм как объяснение природы локальной люминесценции (образования светящихся пятен у поверхности пузыря), наблюдаемой в экспериментах [18]. Последующее взаимодействие пузырька с начальной волной разрежения (рис. 5) приводит к образованию струи газа, направленной навстречу этой волне, как на рис. 4.

Из расчетов следует, что возникновение струйной деформации одиночного пузырька на начальных этапах его взаимодействия с акустическими волнами достаточно большой амплитуды, когда неустойчивость Тейлора или Кельвина — Гельмгольца еще не успева-

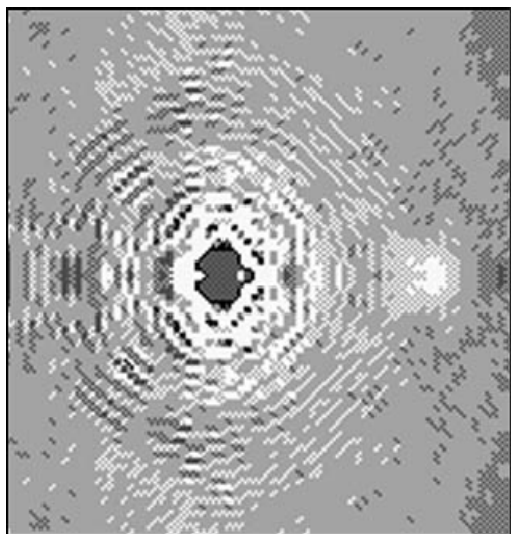


Рис. 5

Рис. 5. Деформация пузырька струей воды

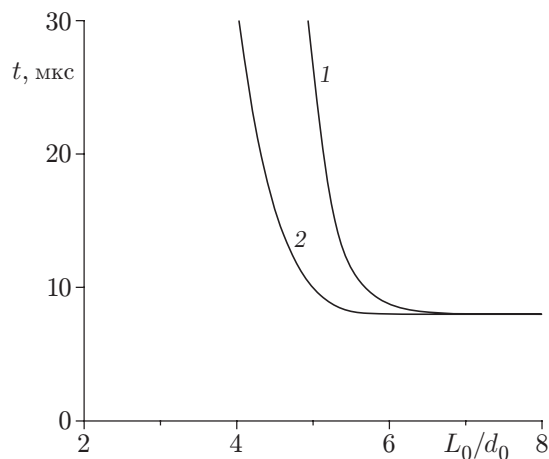


Рис. 6

Рис. 6. Зависимость времени коллапса пузырька от диаметра трубы:

1 — $\tilde{p}^* = 115$; 2 — $\tilde{p}^* = 230$

ет развиваться, обусловлено в первую очередь близостью жесткой границы (стенки трубы), а также неоднородностью профиля набегающей волны. На рис. 6 приведены результаты расчета времени схлопывания пузырька в зависимости от значения безразмерного параметра $\lambda = L_0/d_0$. При $\lambda > 7,5$ размер пузырька быстро уменьшается в набегающей волне, при этом его форма остается практически сферической. С уменьшением λ струйная деформация выражена наиболее отчетливо. При $\lambda < 4,5$, $\tilde{p}^* = 115$, а также при $\lambda < 3,7$, $\tilde{p}^* = 230$ деформация пузырька происходит без его схлопывания. Максимальная скорость межфазной границы при коллапсе может достигать значения $u \approx 1,86$. Отметим, что эти результаты находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными [8].

Заключение. Таким образом, в данной работе показано, что при взаимодействии одиночного пузырька с акустической волной в трубе возникают вторичные волны сжатия (с амплитудой, сравнимой с первоначальной волной) в двух случаях: если начальная волна сжатия обеспечивает коллапс пузырька и если растягивающие напряжения в волне разрежения превышают силы поверхностного натяжения и происходит зарождение пузырька из ядра кавитации. Определяющим параметром для образования вторичных волн является отношение начального диаметра пузырька к длине набегающей волны \tilde{d}_0 . При значениях \tilde{d}_0 больше критического коллапс пузырька не происходит. В переходной области имеет место струйная деформация пузырька, сопровождаемая фрагментацией струи, что может быть причиной образования бимодального кластера, наблюдаемого в эксперименте. Переход от квазисферического коллапса к струйной деформации определяется также отношением диаметра канала к начальному диаметру пузырька. Процесс фрагментации струи сопровождается значительным повышением локальных значений термодинамических параметров, что может быть причиной люминесценции в локальных областях около межфазной границы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Накоряков В. Е. Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1984.

2. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1, 2.
3. **Кедринский В. К.** Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.
4. **Kornfeld M., Suvorov L.** On the destructive action of cavitation // J. Appl. Phys. 1944. V. 15. P. 495–506.
5. **Кедринский В. К., Солоухин Р. И.** Сжатие сферической газовой полости в воде ударной волной // ПМТФ. 1961. № 1. С. 27–29.
6. **Vogel A., Lauterborn W., Timm R.** Optical and acoustic investigation of the dynamics of laser-produced cavitating bubbles near a solid boundary // J. Fluid Mech. 1989. V. 206. P. 299–338.
7. **Lauterborn W., Kurz T., Mettin R., Ohl C.-D.** Experimental and theoretical bubble dynamics // Adv. Chem. Phys. 1999. V. 110. P. 295–380.
8. **Тесленко В. С.** Экспериментальные исследования кинетико-энергетических особенностей коллапсирующего пузырька от лазерного пробоя в вязких жидкостях // ПМТФ. 1976. № 4. С. 109–117.
9. **Воронин Д. В., Санкин Г. Н., Тесленко В. С. и др.** Вторичные акустические волны в полидисперсной пузырьковой среде // ПМТФ. 2003. Т. 44, № 1. С. 22–32.
10. **Замараев Ф. Н., Кедринский В. К., Мейдер Ч.** Волны в химически активной пузырьковой среде // ПМТФ. 1990. № 2. С. 20–26.
11. **Ding Z., Gracewski S. M.** The behaviour of a gas cavity impacted by a weak or strong shock wave // J. Fluid Mech. 1996. V. 309. P. 183–210.
12. **Воронин Д. В., Санкин Г. Н., Тесленко В. С.** Моделирование вторичных волн сжатия в условиях кавитации // Физическая акустика, распространение и дифракция волн: Сб. тр. XI сессии Рос. акуст. о-ва. М. ГЕОС, 2001. Т. 1. С. 175–179.
13. **High-velocity impact phenomena** / Ed. by R. Kinslow. N. Y.; London: Acad. Press, 1970.
14. **Трунин Р. Ф.** Сжатие конденсированных веществ высокими давлениями ударных волн (лабораторные исследования) // Успехи физ. наук. 2001. Т. 171, № 4. С. 387–414.
15. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
16. **Агурейкин В. А., Крюков Б. П.** Метод индивидуальных частиц для расчета течений многокомпонентных сред с большими деформациями // Числ. методы механики сплошной среды. 1986. Т. 17, № 1. С. 17–31.
17. **Voronin D. V., Sankin G. N., Teslenko V. S.** Generation and dynamics of bubble cluster following an acoustic pulse // Proc. of the 5th World congress on ultrasonics — WCU 2003, Paris, France, Sept. 7–10, 2003. P. 116.
18. **Dear J. P., Field J. E., Walton A. J.** Gas compression and jet formation in cavities collapsed by a shock wave // Nature. 1988. V. 332. P. 505–508.

*Поступила в редакцию 29/XI 2004 г.,
в окончательном варианте — 29/XII 2004 г.*