

УДК 534.2:532.51

ИМПУЛЬСНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА КОЛЛАПС КАВИТАЦИОННОГО ПУЗЫРЬКА

© 2023 г. А. А. Аганин*, Н. А. Хисматуллина**, Р. И. Нигматулин

*Институт механики и машиностроения – ОСП ФГБУН “Федеральный
исследовательский центр “Казанский научный центр РАН”, Казань, Россия*

**E-mail: aganin_aa@imm.knc.ru*

***E-mail: nailya_hism@mail.ru*

Поступила в редакцию 14.07.2022 г.

После доработки 09.09.2022 г.

Принята к публикации 13.10.2022 г.

Рассматривается влияние концентрического импульсного воздействия (скачкообразного повышения давления жидкости на некотором удалении от поверхности коллапсирующего пузырька) на коллапс сферического кавитационного пузырька в воде. Динамика пара в пузырьке и движение окружающей жидкости описываются уравнениями газовой динамики, которые замыкаются широкодиапазонными уравнениями состояния. Учитываются теплопроводности обеих фаз, теплообмен на поверхности пузырька. В методике расчета применяются подвижные сетки со сгущением к поверхности пузырька, которая выделяется явно. Используется модификация метода С.К. Годунова повышенного порядка точности. Показано, что в результате импульсного воздействия коллапс пузырька ускоряется, радиус пузырька и давление в его полости в конце коллапса увеличиваются. При импульсном воздействии коллапс пузырька сопровождается периодической фокусировкой в центре пузырька радиально сходящихся волн сжатия. В моменты фокусировки давление в малой окрестности центра пузырька очень сильно возрастает. С повышением амплитуды импульсного воздействия отмеченные особенности усиливаются.

DOI: 10.31857/S004036442303002X

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что коллапс пузырьков в жидкости сопровождается разнообразными интересными особенностями [1]. В частности, при коллапсе пузырьков в жидкости в окрестности пузырька могут формироваться расходящиеся ударно-волновые импульсы [2]. Такие импульсы обладают большим разрушительным потенциалом, вносящим вклад в серьезные повреждения поверхностей близкорасположенных твердых тел (гребных винтов, лопаток гидротурбин, клапанов, регулирующих поток жидкости, и т.д.) [3]. Разрушительный потенциал расходящихся импульсов находит и полезное применение. Он способствует дроблению камней в почках при литотрипсии [4], очистке твердых поверхностей от загрязнений [5] и т.д. С учетом этого большое внимание уделяется исследованию зависимости коллапса пузырьков от самых разнообразных факторов, в частности таких, как давление и температура жидкости [6, 7], форма пузырьков [8], амплитуда и частота периодического акустического воздействия [9], наличие близости твердых тел [10], свободных поверхностей [11], других пузырьков [12], твердых частиц [13], импульсное воздействие на пузырьки [14] и т.д.

Импульсное воздействие на пузырьки может быть создано ударными волнами, целенаправленно генерируемыми в жидкости, как, например, при литотрипсии [4, 14]. Оно может быть также вызвано ударно-волновыми импульсами, в общем случае неконтролируемо возникающими в результате коллапса соседних пузырьков [15], что характерно для совместной динамики пузырьков, когда важную роль играет их взаимодействие. В случае коллапса соседних пузырьков конфигурация падающего на пузырек ударно-волнового импульса определяется интерференцией импульсов, возникающих при коллапсе пузырьков. При этом необходимо иметь в виду, что даже в результате коллапса одиночного пузырька в жидкости могут одновременно возникать несколько импульсов. Так, при коллапсе пузырька около стенки образуются импульсы, обусловленные 1) ударом кумулятивной струи по противоположной части поверхности пузырька, 2) захлопыванием газового кармана между концом струи и противоположной частью поверхности пузырька, 3) расширением пузырька после коллапса (отскоком) [16, 17]. Поэтому конфигурация падающего на пузырек импульса может быть весьма разнообразной даже при наличии лишь одного соседнего пузырька. Очевидно, что еще более сложная структура пада-

ющего импульса возникает тогда, когда пузырек окружен большим количеством пузырьков.

Другим аспектом, от которого во многом зависит результат импульсного воздействия на пузырек, является его состояние в начале воздействия. Испытывающий воздействие пузырек может находиться на стадии расширения или коллапса, перемещаться относительно жидкости, иметь несферическую форму и т.д. Все это может быть следствием взаимодействия рассматриваемого пузырька с другими пузырьками, в том числе и с теми, в результате коллапса которых создается падающий импульс.

К настоящему времени наиболее подробно исследован коллапс газового пузырька при падении на него плоской ударной волны. Такие исследования выполнялись как экспериментально [18], так и с применением 2D [19] и 3D [20] численного моделирования. В том случае, когда пузырек до начала воздействия находится вблизи твердой стенки, исследования проводились, главным образом, с целью выяснения механизмов разрушения камней в литотрипсии [19]. С учетом этого профиль падающей ударной волны при моделировании принимался в виде, характерном для ударно-акустических импульсов, создаваемых используемыми в литотрипсии генераторами.

В настоящей работе изучаются особенности влияния сферически-симметричного ударно-волнового импульса на коллапс кавитационного пузырька в том случае, когда концентрический ударно-волновой импульс падает на пузырек в процессе его коллапса. Задача рассматривается в одномерной сферически симметричной постановке. Как известно, сферические ударно-волновые импульсы могут возникать в сферических кластерах [15]. При определенных условиях подобные ударно-волновые импульсы распространяются от периферии кластера к его центру. В таком случае пузырек, находящийся в центре кластера, испытывает воздействие, близкое к сферическому. По мере радиального схождения амплитуда сферических импульсов возрастает, поэтому центральный пузырек подвергается в кластере наиболее сильному сжатию, что и представляет значительный интерес. Наиболее близкое к сферическому воздействие на пузырек реализуется тогда, когда пузырек находится в центре шаровой области, на поверхности которой одновременно коллапсирует большое количество симметрично расположенных (например, в вершинах додекаэдра [21]) одинаковых пузырьков. В результате коллапса в окрестности каждого из этих периферийных пузырьков на стадии их отскока (расширения после коллапса) образуются радиально расходящиеся сферические ударно-волновые импульсы. Интерференция таких импульсов в конечном счете и формирует импульс, падающий на центральный пузырек. По мере увеличения числа периферийных

пузырьков геометрия падающего импульса становится все более близкой к сферической.

Исследование проводится численно с помощью математической модели, в которой динамика пара в пузырьке и окружающей жидкости описывается уравнениями газовой динамики. Для их замыкания используются широкодиапазонные уравнения состояния [22]. Учитывается влияние теплопроводностей обеих фаз, тепломассообмен на поверхности пузырька. Алгоритм расчета основан на модификации [8, 23] метода С.К. Годунова [24], имеющей повышенный порядок точности (второй вне экстремумов решения). Применяются подвижные расчетные сетки со сгущением к поверхности пузырька, которая выделяется явно. Отметим, что в исследовании настоящей работы падающий на пузырек ударно-волновой импульс приводит к формированию довольно интенсивных волн внутри пузырька. Наличие ударно-волнового импульса в жидкости и интенсивных волн в пузырьке означает, что для настоящей работы не подходят как упрощенные модели с гомобарическим пузырьком (например, [25, 26]), так и модели, в которых жидкость считается несжимаемой (например, [26]) или слабосжимаемой (например, [25, 27]). Кроме того, сжатие пара в пузырьке является весьма сильным, так что для адекватного описания его состояния нельзя применять модели, в которых пар рассматривается как совершенный газ (например, [25, 26]).

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Изучается динамика сферического коллапсирующего кавитационного пузырька в воде при воздействии на него в ходе коллапса концентрического (сферически-симметричного) ударно-волнового импульса (рис. 1). Пузырек заполнен водяным паром. В начале коллапса (в момент времени $t = 0$) пар в пузырьке и окружающая жидкость неподвижны, температура пара и жидкости равна T_∞ , пар находится в состоянии насыщения с давлением $p_{b0} = p_s(T_\infty)$, где $p_s(T)$ — зависимость давления насыщенного пара от температуры. Начальный радиус пузырька — R_0 . Коллапс пузырька происходит под действием более высокого давления окружающей жидкости, которое на сферической поверхности $r = R_{ex}(t)$ равно $p_{ex}(t)$, где r — расстояние от центра пузырька. Радиус $R_{ex}(t)$ определяется уравнением $\dot{R}_{ex} = u_{ex}(t)$, где точка сверху означает производную по времени, $u_{ex}(t)$ — радиальная скорость частиц жидкости на поверхности $r = R_{ex}(t)$.

Импульсное воздействие моделируется скачкообразным повышением давления $p_{ex}(t)$ на поверхности $R_{ex}(t)$

$$p_{ex}(t) = \begin{cases} p_L & \text{при } 0 \leq t < t_{ex}, \\ p_L + p_a & \text{при } t \geq t_{ex}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь p_L – давление на поверхности $R_{ex}(t)$ до прихода импульса, t_{ex} – момент прихода импульса на границу $R_{ex}(t)$, p_a – амплитуда приходящего импульса. При отсутствии импульсного воздействия $p_a = 0$ (или $p_{ex}(t) = p_L$).

Принимается, что в начале коллапса давление в жидкости (рис. 1) определяется выражением

$$p(r) = \left[p_L \left(1 - \frac{R_0}{r} \right) + \left(p_{b0} - \frac{2\sigma_0}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{r} - \frac{R_0}{R_{ex}(0)} \right) \right] \times \left(1 - \frac{R_0}{R_{ex}(0)} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где σ_0 – коэффициент поверхностного натяжения при температуре T_∞ . Физически соответствующий (2) профиль давления в жидкости реализуется, например, при лазерном или искровом пробое жидкости в момент перехода образованного пробоем пузырька от его расширения к сжатию (т.е. в начале коллапса). В этот момент влияния сжимаемости жидкости несущественно. Поэтому выражение (2) легко находится в рамках модели несжимаемой жидкости, если принять, что давление жидкости на границе $R_{ex}(t)$ равно p_L , или что давление жидкости p_∞ на бесконечном удалении от пузырька определяется выражением

$$p_\infty = \left[p_L - \left(p_{b0} - \frac{2\sigma_0}{R_0} \right) \frac{R_0}{R_{ex}(0)} \right] \left(1 - \frac{R_0}{R_{ex}(0)} \right)^{-1}. \quad (3)$$

Цель исследования – выявление особенностей влияния импульса (1) и его амплитуды p_a на динамику пузырька.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Динамика пара и жидкости описывается уравнениями [1, 28]

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho r^2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u r^2)}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho u r^2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 r^2 + p r^2)}{\partial r} &= 2rp, \\ \frac{\partial(\rho e r^2)}{\partial t} + \frac{\partial[ur^2(\rho e + p)]}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь t – время, ρ – плотность, u – радиальная скорость, p – давление, $e = U + u^2/2$ – удельная полная энергия, U – удельная внутренняя энергия, T – температура, κ – коэффициент теплопроводности. Уравнения (4) замыкаются широкодиапазонными уравнениями состояния вида $p(\rho, T)$, $U(\rho, T)$ из [22] без учета эффектов диссоциации и ионизации.

Граничные условия в центре пузырька $r = 0$, на межфазной границе $r = R$ и на поверхности $r = R_{ex}$ в жидкости имеют вид

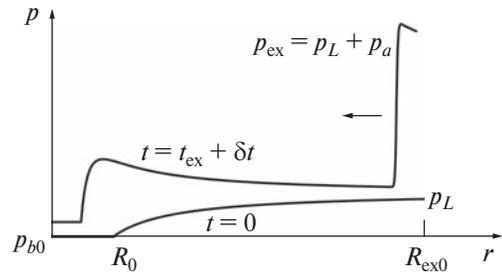


Рис. 1. Радиальное распределение давления в начале коллапса пузырька и вскоре после воздействия импульса (1) на границу $r = R_{ex}(t)$; стрелка – направление распространения импульса, $R_{ex0} = R_{ex}(0)$.

$$\begin{aligned} r = 0: \quad u &= 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \\ r = R: \quad \dot{R} &= u_L + \frac{j}{\rho_L} = u_G + \frac{j}{\rho_G}, \\ p_L &= p_G - \frac{4\mu_L u_L}{R} - \frac{2\sigma}{R}, \\ \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right)_L - \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right)_G &= jl(p_G), \quad T_L = T_G, \\ r = R_{ex}: \quad p &= p_{ex}, \quad T = T_\infty, \end{aligned}$$

где \dot{R} – скорость изменения радиуса пузырька; μ_L – динамический коэффициент вязкости жидкости; σ – коэффициент поверхностного натяжения; l – теплода парообразования; j – скорость фазовых превращений (испарения/конденсации), отнесенная к единице поверхности. Нижние индексы L и G относятся соответственно к параметрам жидкости и пара. Скорость фазовых превращений j определяется выражениями [25]

$$\begin{aligned} j &= \frac{\alpha_{ac}}{\sqrt{2\pi R_G}} \left(\frac{p_s(T)}{\sqrt{T}} - \frac{\chi p_G}{\sqrt{T}} \right), \\ \Omega &= \frac{j\sqrt{R_G T}}{\sqrt{2p_G}}, \quad \chi = e^{-\Omega^2} - \Omega\sqrt{\pi} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\Omega e^{-x^2} dx \right). \end{aligned}$$

Здесь α_{ac} – коэффициент аккомодации, R_G – газовая постоянная пара.

Численное решение уравнений (4) находится с применением методики [8]. Расчетной областью в жидкости является сферический слой $R \leq r < R_{ex}$, на внешней поверхности которого ставятся условия $p = p_{ex}$, $T = T_\infty$. Применяются подвижные сетки [2], в которых поверхность пузырька $r = R$ выделяется явно. В пузырьке и жидкости ячейки сетки расширяются от поверхности пузырька по геометрической прогрессии со знаменателями q_G и q_L , с числом ячеек N_G и N_L и размером примыкающих к поверхности пузырька ячеек Δr_G и Δr_L . Размер Δr_G определяется как $\Delta r_G = \alpha_G R / N_G$, где $0 < \alpha_G \leq 1$. Полагается, что $\Delta r_L = \alpha \Delta r_G$, где $0 < \alpha \leq 1$. Знамена-

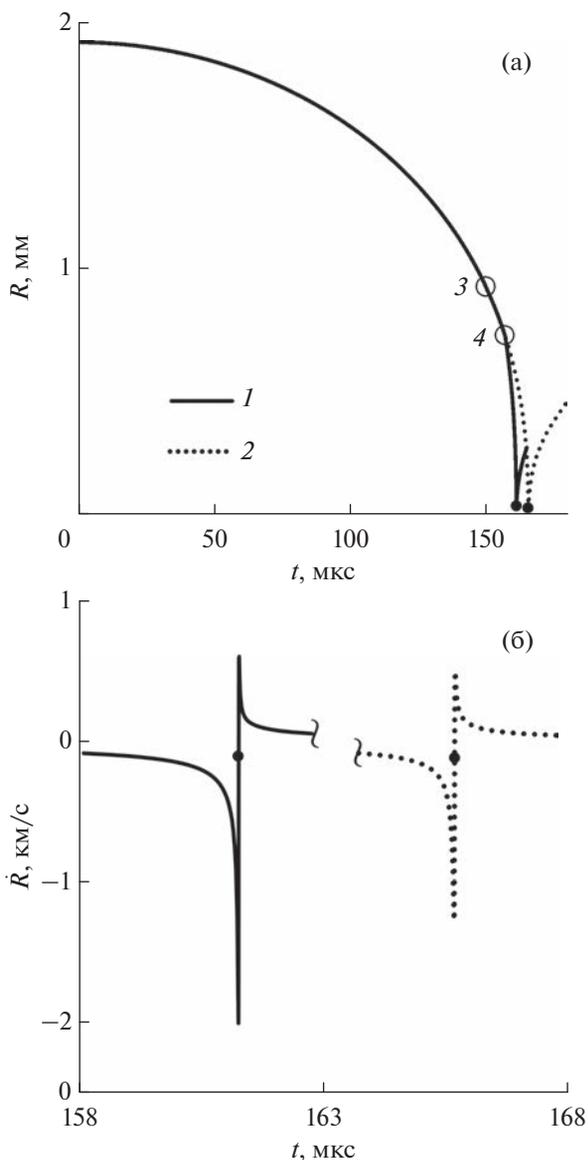


Рис. 2. Коллапс пузырька при наличии (1) и отсутствии (2) импульсного воздействия с амплитудой $p_a = 19$ бар: (а) – изменение радиуса пузырька R , (б) – радиальной скорости \dot{R} при коллапсе и в начале расширения; 3, 4 – моменты начала воздействия импульса на границу $R_{ex}(t)$ (момент t_{ex}) и на поверхность пузырька, точки – момент t_c экстремального сжатия пузырька.

тель q_G определяется по известным значениям $N_G, \Delta r_G$ и R . Аналогично, знаменатель q_L находится по известным значениям $N_L, \Delta r_L$ и $R_{ex} - R$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследования особенностей влияния импульсного воздействия на коллапс пузырька проводятся при $T_\infty = 20^\circ\text{C}$, $p_L = 1$ бар, $p_{b0} = 0.022$ бар. Начальный радиус пузырька принимается равным

$R_0 = 1.92$ мм. При таком значении R_0 влияние поверхностного натяжения мало, так что для простоты полагается $\sigma_0 = 0$. Принимается, что в начале коллапса $R_{ex}(t = 0) = 6R_0$. Отметим, что при таком значении $R_{ex}(0)$ выражение (3) с учетом $\sigma_0 = 0$ сводится к следующему: $p_\infty = (6p_L - p_{b0})/5$. Считается, что импульсное воздействие на границу $r = R_{ex}(t)$ начинается в момент $t_{ex} = 0.905t_R$, где $t_R = 0.915R_0[\rho_\infty/(p_\infty - p_S(T_\infty))]^{1/2}$ – время захлопывания пустой полости в несжимаемой жидкости (время Рейля [29]), $\rho_\infty = 998.2$ кг/м³ – плотность жидкости. При принятых значениях радиус пузырька R к моменту начала воздействия падающего импульса на поверхность пузырька уменьшается примерно в два раза.

Амплитуда падающего импульса p_a на поверхности R_{ex} варьируется в диапазоне 0–19 бар. В таком случае давление p_{ex} на этой поверхности меняется, согласно (1), в диапазоне 1–20 бар.

Рис. 2 демонстрирует влияние импульсного воздействия на кинематические характеристики коллапса и последующего расширения пузырька (радиус R и скорость \dot{R}). Видно, что в результате воздействия импульса скорость коллапса, включая ее экстремальное значение $|\dot{R}|_{max}$, заметно возрастает. По этой причине при наличии импульсного воздействия коллапс пузырька завершается раньше, чем в его отсутствие. При наличии импульсного воздействия радиус пузырька в конце коллапса R_c , достигаемый в момент t_c ($R_c = R(t_c)$), оказывается больше, чем при его отсутствии.

Графики на рис. 3 характеризуют влияние импульсного воздействия на массообмен через поверхность пузырька. Видно, что в ходе всего коллапса и в начале последующего расширения пузырька масса пара уменьшается (пар конденсируется). Исключение составляет лишь очень малая окрестность (в масштабе рис. 3 ее не видно)

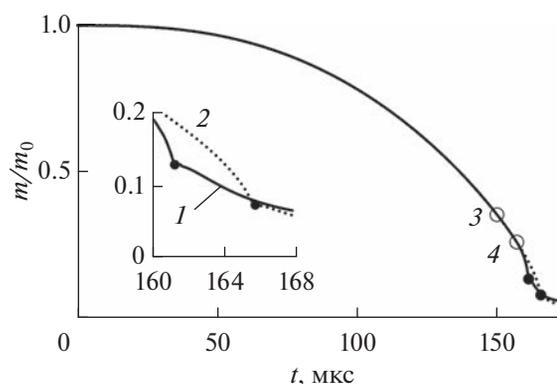


Рис. 3. Коллапс пузырька при наличии ($p_a = 19$ бар) и отсутствии ($p_a = 0$) импульсного воздействия: 1–4 то же, что и на рис. 2а, но для массы пара в пузырьке; на вставке – окрестность области в конце коллапса.

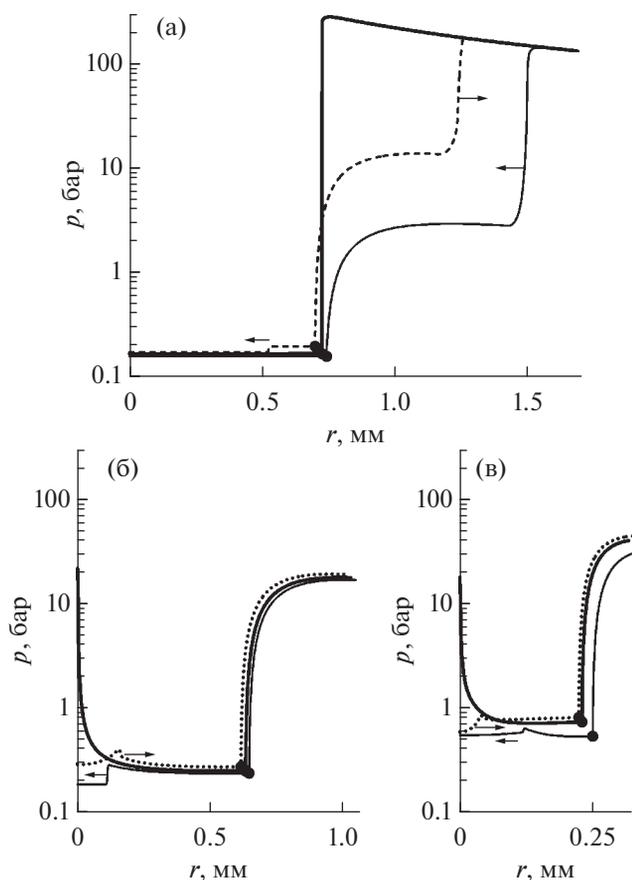


Рис. 4. Коллапс пузырька при импульсном воздействии ($p_a = 19$ бар): жирные кривые – давление в пузырьке и окружающей жидкости (а) в момент начала воздействия падающего импульса на поверхность пузырька и в моменты достижения в центре пузырька первого (б) и второго (в) локальных максимумов давления, обусловленных фокусировкой радиально сходящихся волн сжатия; тонкие сплошные и пунктирные линии – предшествующие и последующие моменты; точки – поверхность пузырька, стрелки – направления распространения волн.

моментов экстремального сжатия пузырька t_c (отмечены точками), где масса пара не меняется. Конденсация прекращается здесь из-за того, что температура на поверхности пузырька в результате его сжатия повышается до значений выше критического. Конденсация возникает вновь в начальной фазе расширения, после того как температура на поверхности пузырька в результате расширения опускается ниже критической. Воздействие импульсом интенсифицирует конденсацию (скорость конденсации возрастает). Несмотря на это, при наличии импульсного воздействия масса пара в конце коллапса оказывается больше, чем при его отсутствии, что обусловлено уменьшением продолжительности конденсации из-за возросшей скорости коллапса.

Отметим, что применение модели сплошной среды для описания динамики пара в пузырьке в

рассматриваемых вариантах коллапса является вполне обоснованным. Действительно, согласно рис. 3, масса пара в пузырьке к концу коллапса уменьшается не более, чем в 13.3 раза. Это означает, что в рассматриваемых вариантах с $R_0 = 1.92$ мм пара в пузырьке в конце коллапса оказывается не меньше, чем в начале коллапса пузырька с радиусом $R_0 = 0.8$ мм (в таком пузырьке содержится $\sim 10^{15}$ молекул), т.е. достаточно много.

Рис. 4 характеризует влияние импульсного воздействия на динамику пара в пузырьке и окружающей жидкости. Видно, что по мере распространения фронта импульса к пузырьку давление в жидкости значительно повышается (рис. 4а, сплошные линии). В результате взаимодействия падающего импульса с поверхностью пузырька в пузырьке возникает радиально сходящаяся волна сжатия, а в жидкости радиально расходящаяся волна разрежения (рис. 4а, пунктирная линия). Расходящаяся волна разрежения значительно снижает давление в жидкости в окрестности пузырька. Интенсивность сходящейся волны сжатия в пузырьке (рис. 4б, тонкая сплошная линия) возрастает по мере ее приближения к центру пузырька. В момент фокусировки этой волны (рис. 4б, жирная сплошная линия) давление в центральной области пузырька значительно повышается. В результате фокусировки сходящейся волны в центре пузырька образуется (отраженная) расходящаяся волна, которая устремляется к поверхности пузырька (рис. 4б, пунктирная линия). Интенсивность этой волны по мере расхождения уменьшается. Ее взаимодействие с поверхностью пузырька приводит к образованию новой сходящейся волны сжатия. Процесс схождения и фокусировки этой волны в центре пузырька, а также образование следующей расходящейся волны иллюстрирует рис. 4в. Образование таких волн, их схождение к центру, возникновение в центре расходящихся волн повторяются вплоть до конца коллапса.

Поскольку падающий на границу R_{ex} импульс имеет скачкообразный характер, сходящиеся волны сжатия в пузырьке по существу являются ударными. Для физически адекватного описания схождения ударных волн в малой окрестности центра пузырька необходимо учитывать различные высокотемпературные эффекты (диссоциацию, ионизацию и т.д.). В модели настоящей работы эти эффекты не учитываются, поэтому измельчение сетки приведет к неограниченному росту давления и температуры в центре пузырька, что нефизично. С учетом этого представленные в настоящей работе результаты получены на достаточно мелкой неравномерной сетке с числом ячеек $N_G = 2000$ и $N_L = 16000$. Дальнейшее измельчение сетки не проводилось, поскольку эффект от измельчения проявляется лишь в уточнении ре-

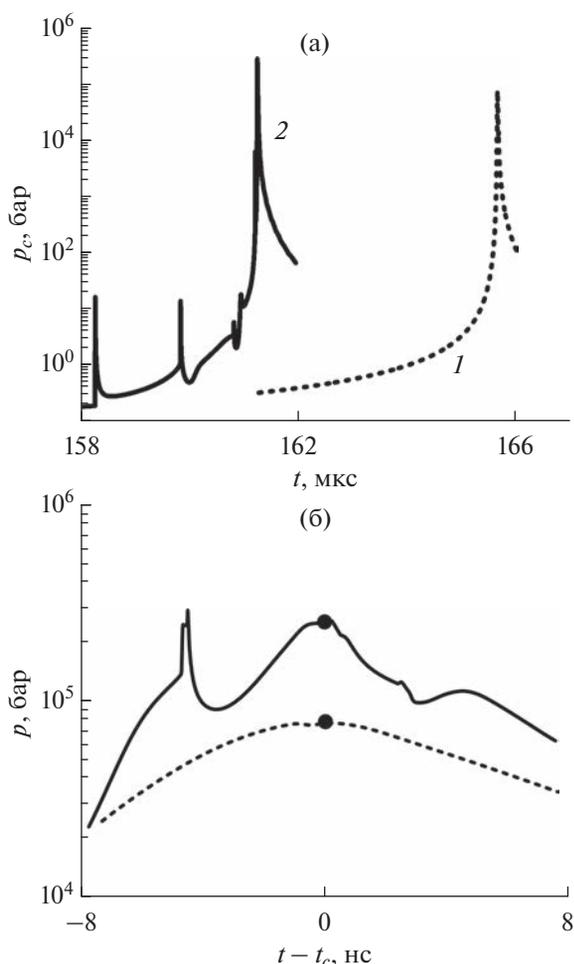


Рис. 5. Коллапс пузырька при наличии (1) и отсутствии (2) импульсного воздействия с амплитудой $p_a = 19$ бар: (а) — изменение давления в центре пузырька в конце коллапса и начале отскока, (б) — более подробно в малой окрестности момента экстремального сжатия пузырька t_c .

зультатов в очень малой окрестности центра пузырька и лишь тогда, когда там фокусируются радиально сходящиеся волны, что для основных результатов настоящей работы несущественно.

Проведено сравнение радиальных профилей давления в паре и жидкости, полученных при наличии импульсного воздействия (рис. 4), с аналогичными профилями (при одинаковых значениях радиуса пузырька), рассчитанными при отсутствии импульсного воздействия. Сравнение показало, что при импульсном воздействии давление в жидкости и его градиент в окрестности поверхности пузырька в момент достижения фронтом падающего импульса поверхности пузырька (рис. 4а) оказываются выше более чем в два раза. При отсутствии импульсного воздействия образования выраженных волн в пузырьке, подобных тем, что наблюдаются при наличии импульсного воздействия (рис. 4б, 4в), не происходит.

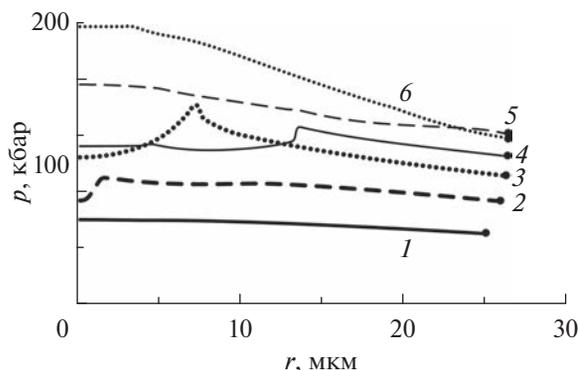


Рис. 6. Профили давления в пузырьке в момент t_c экстремального сжатия пузырька при ряде значений амплитуды импульсного воздействия: 1 — $p_a = 0$ бар, 2 — 6.5, 3 — 11.5, 4 — 14, 5 — 16.5, 6 — 19; точки — поверхность пузырька.

Рис. 5 демонстрирует влияние импульсного воздействия на изменение давления пара в центре пузырька. Видно, что это влияние является существенным. Так, если при отсутствии импульсного воздействия давление в центре пузырька монотонно возрастает при коллапсе и убывает при последующем расширении, то при наличии импульсного воздействия эти изменения происходят немонотонно. В частности, рост давления при коллапсе сопровождается довольно резкими локальными всплесками. Их появление связано с отмеченной выше фокусировкой в центре пузырька радиально сходящихся волн, что иллюстрирует рис. 4. В ходе коллапса пузырька интервалы между всплесками уменьшаются, что обусловлено как увеличением скорости распространения указанных волн, так и уменьшением размеров пузырька.

Рис. 6 характеризует влияние амплитуды импульсного воздействия на радиальные профили давления в пузырьке в момент t_c его экстремального сжатия при амплитуде импульса p_a в рассматриваемом диапазоне 0–19 бар. Видно, что с ростом p_a давление в пузырьке имеет тенденцию к повышению. При этом распределение давления оказывается весьма неоднородным. Это обусловлено наличием в пузырьке радиально сходящихся и расходящихся волн, возникших в результате импульсного воздействия. Рис. 6 также свидетельствует, что с повышением амплитуды импульса p_a радиус пузырька в момент его экстремального сжатия возрастает.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование влияния сферически-симметричного импульсного воздействия (скачкообразного повышения давления на некотором удалении от поверхности коллапсирующего пузырька) на сжатие сферического кавитационного

(парового) пузырька в воде при его коллапсе. Показано, что в результате импульсного воздействия:

1) коллапс пузырька ускоряется и завершается раньше;

2) степень сжатия пузырька (характеризуемая отношением R_0/R_c) уменьшается;

3) коллапс пузырька сопровождается образованием в его полости радиально сходящихся и расходящихся волн;

4) при коллапсе пузырька давление в малой окрестности его центра периодически кратковременно очень сильно возрастает в результате фокусировки радиально сходящихся волн сжатия;

5) в конце коллапса пара в пузырьке остается больше;

6) давление в пузырьке в конце коллапса возрастает.

При повышении амплитуды импульсного воздействия данные особенности имеют тенденцию к усилению.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. В 2-х т. М.: Наука, 1987.
2. Aganin A.A., Mustafin I.N. Outgoing Shock Waves at Collapse of a Cavitation Bubble in Water // Int. J. Multiphase Flow. 2021. V. 144. P. 103792.
3. Tullis J.P. Hydraulics of Pipelines: Pumps, Valves, Cavitation, Transients. John Wiley & Sons, Inc., 1989.
4. Coleman A., Saunders J., Crum L., Dyson M. Acoustic Cavitation Generated by an Ex-tracorporeal Shock-wave Lithotripter // Ultrasound Med. Biol. 1987. V. 13. № 2. P. 69.
5. Song W.D., Hong M.H., Lukyanchuk B., Chong T.C. Laser-Induced Cavitation Bubbles for Cleaning of Solid Surfaces // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. № 6. P. 2952.
6. Нигматулин Р.И., Аганин А.А., Ильгамов М.А., Топорков Д.Ю. Зависимость коллапса парового пузырька в горячем тетрадекане от давления жидкости // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26. № 6. С. 931.
7. Аганин А.А., Халитова Т.Ф. Влияние температуры жидкости на сильное сжатие кавитационного пузырька // Уч. зап. Казанск. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. 2019. Т. 161. Кн. 1. С. 53.
8. Аганин А.А., Халитова Т.Ф., Хисматуллина Н.А. Численное моделирование радиально сходящихся ударных волн в полости пузырька // Матем. моделирование. 2014. Т. 26. № 4. С. 3.
9. Аганин А.А., Ильгамов М.А., Топорков Д.Ю. Возможность повышения температуры жидкости в проблеме сверхсжатия пузырька акустическим воздействием // Уч. зап. Казанск. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. 2019. Т. 161. Кн. 4. С. 485.
10. Klaseboer E., Khoo B., Hung K. Dynamics of an Oscillating Bubble near a Floating Structure // J. Fluids Struct. 2005. V. 21. P. 395.
11. Robinson P.B., Blake J.R., Kodama T., Shima A., Tomita Y. Interaction of Cavitation Bubbles with a Free Surface // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. № 12. P. 8225.
12. Blake J.R., Robinson P.B., Shima A., Tomita Y. Interaction of Two Cavitation Bubbles with a Rigid Boundary // J. Fluid Mech. 1993. V. 255. P. 707.
13. Xu W., Zhang Y., Luo J., Arong, Zhang Q., Zhai Y. The Impact of Particles on the Collapse Characteristics of Cavitation Bubbles // Ocean Engineering. 2017. V. 131. P. 15.
14. Vogel A., Busch S., Parlitz U. Shock Wave Emission and Cavitation Bubble Generation by Picosecond and Nanosecond Optical Breakdown in Water // J. Acoust. Soc. Am. 1996. V. 100. № 1. P. 148.
15. Wang Y.-C., Brennen C.E. Shock Wave Development in the Collapse of a Cloud of Bubbles // Cavitation and Multiphase Flow. 1994. V. 194. № 15. P. 19.
16. Philipp A., Lauterborn W. Cavitation Erosion by Single Laser-produced Bubbles // J. Fluid Mech. 1998. V. 361. P. 75.
17. Ohl C.-D., Kurz T., Geisler R., Lindau O., Lauterborn W. Bubble Dynamics, Shock Waves and Sonoluminescence // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. 1999. V. 357. P. 269.
18. Bourne N.K., Milne A.M. The Temperature of a Shock-collapsed Cavity // Proc. R. Soc. Lond. A. 2003. V. 459. P. 1851.
19. Johnsen E., Colonius T. Shock-induced Collapse of a Gas Bubble in Shockwave Lithotripsy // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 124. P. 2011.
20. Cao S., Wang G., Coutier-Delgosha O., Wang K. Shock-induced Bubble Collapse Near Solid Materials: Effect of Acoustic Impedance // J. Fluid Mech. 2021. V. 907. A 17.
21. Aganin I.A., Davletshin A.I. Dynamics of Interacting Bubbles Located in the Center and Vertices of Regular Polyhedra // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1588. 012001.
22. Нигматулин Р.И., Болотнова Р.Х. Широкодиапазонное уравнение состояния воды и пара. Упрощенная форма // ТВТ. 2011. Т. 49. № 2. С. 310.
23. Аганин А.А., Ильгамов М.А., Халитова Т.Ф. Моделирование сильного сжатия газовой полости в жидкости // Матем. моделирование. 2008. Т. 20. № 4. С. 89.
24. 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.
25. Fujikawa S., Akamatsu T. Effects of the Non-equilibrium Condensation of Vapour on the Pressure Wave Produced by the Collapse of a Bubble in a Liquid // J. Fluid Mech. 1980. V. 97. P. 481.
26. Десятков А.В., Ильмов Д.Н., Кубышкин А.П., Черкасов С.Г. Математическое моделирование эволюции одиночного сферического парового пузырька на основе гомобарической модели // ТВТ. 2011. Т. 49. № 3. С. 436.
27. Wu C.C., Roberts P.H. A Model of Sonoluminescence // Proc. R. Soc. Lond. A. 1994. V. 445. P. 323.
28. Nigmatulin R.I., Akhatov I.Sh., Topolnikov A.S., Bolotnova R.Kh., Vakhitova N.K., Lahey Jr., Tale-yarkhan R.P. The Theory of Supercompression of Vapor Bubbles and Nano-Scale Thermonuclear Fusion // Phys. Fluids. 2005. V. 17. P. 107106.
29. Rayleigh L. On the Pressure Developed in a Liquid on a Collapse of a Spherical Cavity // Phylos. Mag. 1917. V. 34. № 200. P. 94.