

ОРИГИНАЛЬНАЯ СТАТЬЯ

УДК 532.5.031:532.593

doi: 10.26907/2541-7746.2021.1.31-47

ДИНАМИКА ПУЗЫРЬКА И ИМПУЛЬСНОЕ НАГРУЖЕНИЕ ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

А.А. Аганин, Т.С. Гусева, Л.А. Косолапова, В.Г. Малахов

*Институт механики и машиностроения ФИЦ Казанский научный центр РАН,
г. Казань, 420111, Россия*

Аннотация

Проведено численное исследование расширения, коллапса и импульсного воздействия газового пузырька на плоскую твердую стенку при гармоническом изменении давления окружающей жидкости (воды). Задача полагалась осесимметричной. Воздействие на стенку реализовывалось посредством удара кумулятивной струи, образующейся на поверхности пузырька при его коллапсе. Расширение и коллапс пузырька рассчитывались методом граничных элементов, импульсное воздействие на стенку – методом SIP-CUP. Приведены результаты исследования влияния параметров акустического воздействия и начальной удаленности пузырька от стенки на динамику пузырька, а также влияния частоты воздействия, соответствующей максимальной скорости кумулятивной струи, на импульсное нагружение стенки.

Ключевые слова: кавитационный пузырек, акустическое воздействие, удар струи, нагружение стенки, метод граничных элементов, метод SIP-CUP

Введение

Изучение динамики и импульсного воздействия пузырьков на близлежащие твердые поверхности в условиях переменного давления окружающей жидкости является весьма актуальным для многих приложений. Так, широко распространенное явление кавитационной эрозии зачастую обусловлено колебаниями давления жидкости, содержащей пузырьки. Кавитационной эрозии подвергаются лопасти гребных винтов судовых движителей [1], стенки гидронасосов [2], лопасти гидротурбин [3], регулирующие клапаны трубопроводных систем [4] и т. д. В то же время разрушительное воздействие кавитационной эрозии имеет широкое практическое применение: ультразвуковая очистка поверхностей подводных аппаратов [5], теплообменников [6], электрических и медицинских микроинструментов [7], дробление камней в почках (литотрипсия) [8], доставка лекарств в органические клетки посредством сонопорации [9] и т. д.

В настоящее время особенности динамики пузырьков и их импульсного воздействия на стенку под влиянием переменного давления жидкости широко изучаются с применением разнообразных методов исследования. Экспериментальные методы применяются, например, в [10–14]. Среди них в [10] проводится исследование динамики воздушного пузырька в окрестности тонкой полимерной пленки под действием фокусированного ударно-волнового импульса, используемого в литотрипсии. В [11, 12] изучается динамика изначально неподвижного пузырька у стенки и его воздействие на стенку при падении на пузырек ударной волны, анализируется

влияние удаленности пузырька от стенки. В [13] рассматривается динамика кавитационного пузырька, создаваемого интенсивным фокусированным ультразвуковым импульсом, в зависимости от расстояния между пузырьком и стенкой. Для аналогичных условий в [14] установлено, что в случае пузырька, касающегося стенки, давление на ее поверхности может достигать 8 ГПа.

Популярным численным методом расчета динамики пузырька у стенки является метод граничных элементов (МГЭ), который для такого типа задач был впервые предложен в [15] и применен в [16, 17]. Так, в [18] он используется для исследования динамики пузырька в акустической волне с фронтом, параллельным стенке. В [19] с применением МГЭ изучается динамика пузырька у стенки, покрытой слоем другой жидкости (биоткани) под воздействием ультразвуковой волны, в [8] – динамика пузырька у твердой поверхности под действием ударной волны с профилем, используемым в литотрипсии, в [20] – трехмерная динамика пузырька у стенки в ультразвуковой волне. В [21, 22] МГЭ применяется для изучения динамики пузырька вблизи стенки под воздействием акустической волны в зависимости от угла ее падения на стенку. Широкое использование МГЭ обусловлено его высокой экономичностью, достигаемой за счет понижения размерности задачи на единицу, и возможностью достаточно точного расчета формы пузырька в случае ее больших изменений. В то же время в большинстве работ с применением этого метода исследование ограничивается моментом соударения струи с противоположной поверхностью пузырька (см., например, [18, 20–22]) и не предполагает получение оценок импульсного нагружения близлежащей твердой поверхности.

Для исследования динамики пузырька у стенки в условиях переменного давления используется также ряд других численных методов. Так, в [23] для моделирования расширения и коллапса пузырька в устройстве ультразвуковой очистки применяется метод контрольного объема. В [24] с использованием этого метода изучается коллапс пузырька и его воздействие на стенку при прохождении плоской ударной волны, в [25] – ударной волны, характерной для литотрипсии. В [26] воздействие пузырька на близкорасположенное тело при резком снижении и последующем резком повышении давления жидкости исследуется с применением метода конечных разностей совместно с МГЭ для жидкости и пакета DYN3D для тела. В [27] коллапс пузырька с формированием струи в акустическом поле изучается с применением простейшей модели взаимодействия двух сферических пузырьков. В [28] с использованием эйлерово-лагранжевой двухфазной модели изучается динамика кластера пузырьков и его воздействие на стенку при гармоническом изменении давления жидкости в зависимости от амплитуды и частоты этого изменения, размера пузырьков и кластера, а также от удаленности кластера от стенки.

В настоящей работе изучается динамика пузырька вблизи стенки при гармоническом изменении давления окружающей жидкости с амплитудой и частотой в звуковом диапазоне, которые характерны, например, для приложений, связанных с акустическим воздействием на жидкость с пузырьками. Постановка задачи близка к используемой в [21], но с важным для приложений отличием: наряду с динамикой пузырька в настоящей работе рассматривается и его импульсное воздействие на стенку, реализующееся после соударения струи с противоположной поверхностью пузырька. С этой целью применяется смешанный подход, основанный на МГЭ и методе SIP-CUP в сочетании с адаптивными *sofabn*-сетками [29]. МГЭ применяется на стадии расширения и коллапса пузырька с образованием струи до момента ее удара по противоположной поверхности пузырька, а SIP-CUP – на стадии удара струи. Некоторые результаты применения данного подхода к задаче динамики примыкающего к стенке пузырька при переменном давлении окружающей жидкости представлены в [30].

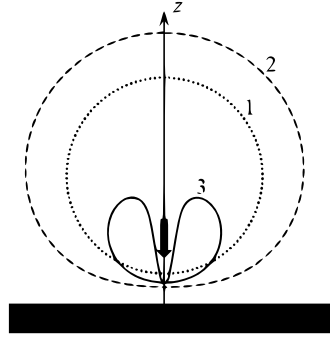


Рис. 1. Схема расширения и коллапса пузырька у стенки под действием переменного давления жидкости. Форма пузырька: в начале расширения (кривая 1), в начале коллапса (кривая 2), в момент удара кумулятивной струи по ближней к стенке части поверхности пузырька (кривая 3)

1. Постановка задачи

Рассматриваются расширение, коллапс и импульсное воздействие газового пузырька на плоскую твердую стенку (см. рис. 1) при гармоническом колебании давления p_∞ окружающей жидкости (воды):

$$p_\infty = p_0 - p_a \sin(\omega t). \quad (1)$$

Здесь t – время, p_0 – статическое давление жидкости, $\omega = 2\pi f$, p_a – амплитуда и f – частота колебаний. В начальный момент времени ($t = 0$) пузырек полагается сферическим с радиусом $R_0 = 1$ мм, $p_0 = 0.1$ МПа. Задача решается в осесимметричной постановке.

Исследуется влияние частоты и амплитуды колебаний давления жидкости в диапазонах 0.25–4 кГц и 0.06–0.14 МПа, а также удаленности пузырька от стенки, характеризуемой начальным расстоянием h между поверхностью пузырька и стенкой, в интервале $(0-5)R_0$.

В результате колебаний давления жидкости пузырек сначала расширяется (рис. 1, кривая 2), а затем коллапсирует. Импульсное воздействие пузырька на стенку реализуется посредством удара кумулятивной струи, образующейся на поверхности пузырька при его коллапсе, по ближней к стенке части поверхности пузырька (рис. 1, кривая 3).

2. Математическая модель и основные положения методики расчета

На стадии расширения и коллапса пузырька до момента удара струи по ближней к стенке части его поверхности влияние сжимаемости и вязкости жидкости незначительно, поэтому движение жидкости можно считать потенциальным. Кроме того, распределение давления в пузырьке до момента удара можно полагать однородным. С учетом этого динамика жидкости при расширении и коллапсе пузырька до начала удара струи описывается уравнениями

$$\Delta\Phi = 0, \quad (2)$$

$$\Phi_t + \frac{1}{2}(\nabla\Phi)^2 + \frac{p - p_\infty}{\rho_L} = 0. \quad (3)$$

Здесь ρ_L – невозмущенная плотность жидкости ($\rho_L = 1000 \text{ кг/м}^3$), Φ – потенциал скорости. Давление в пузырьке p_b изменяется по адиабатическому закону

$$p_b = p_{b0}(V_0/V)^\kappa,$$

где V_0, V – начальный и текущий объемы пузырька соответственно, κ – показатель адиабаты ($\kappa = 1.4$), p_{b0} – начальное давление в пузырьке.

На поверхности пузырька ставятся динамическое и кинематическое граничные условия

$$p_L^+ = p_b - 2\sigma H, \quad d\mathbf{r}/dt = \mathbf{u}, \quad (4)$$

а на поверхности стенки $z = 0$ – условие непротекания

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0. \quad (5)$$

В (4), (5) p_L^+ – давление на поверхности пузырька со стороны жидкости, σ – коэффициент поверхностного натяжения ($\sigma = 0.073 \text{ кг/с}^2$), H – средняя кривизна в точке поверхности пузырька, \mathbf{r} – радиус-вектор точки поверхности пузырька, $\mathbf{u} = \nabla\Phi$ – скорость жидкости, \mathbf{n} – нормаль к поверхности стенки.

Для решения уравнений (1)–(5) используется методика, представленная в [31]. В этой методике нормальная составляющая скорости поверхности пузырька определяется с помощью МГЭ, а для расчета перемещения поверхности применяется метод Эйлера. Численная неустойчивость предотвращается сглаживанием поверхности пузырька и потенциала на ней с помощью кубического сплайна. Контроль сходимости численного решения осуществляется измельчением шагов по времени и по поверхности пузырька. Необходимые для анализа поля давления в жидкости определяются с помощью интеграла Коши – Лагранжа. При этом для вычисления частной производной от потенциала скорости жидкости по времени, удовлетворяющей уравнению Лапласа, также используется МГЭ.

На стадии импульсного воздействия струи, реализующейся после ее соударения с противоположной поверхностью пузырька, в жидкости возникают ударные волны, так что влияние ее сжимаемости становится существенным. Кроме того, эта стадия характеризуется сильными деформациями межфазной границы. С учетом этого динамика жидкости и газа на стадии импульсного воздействия струи описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \rho_t + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho &= -\rho \nabla \cdot \mathbf{u}, \\ \mathbf{u}_t + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} &= -\rho^{-1} \nabla p, \\ p_t + \mathbf{u} \cdot \nabla p &= -\rho C_S^2 \nabla \cdot \mathbf{u}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $C_S = \varphi C_L + (1 - \varphi)C_G$, C_L и C_G – скорости звука в жидкости и газе соответственно, определяемые выражением $[\Gamma(p + B)/\rho]^{1/2}$, где $\Gamma = 7.15$, $B = 307 \text{ МПа}$ для C_L и $\Gamma = 1.4$, $B = 0$ для C_G . Изменение функции-идентификатора среды φ описывается уравнением переноса [32]

$$\varphi_t + \mathbf{u} \cdot \nabla \varphi = 0. \quad (7)$$

В начальный момент $\varphi = 1$ в жидкости и $\varphi = 0$ в газе. Эффекты вязкости жидкости и поверхностного натяжения не учитываются. Согласно [33, 34], их влияние мало на начальной стадии импульсного воздействия, в ходе которой достигается максимальный уровень давления на стенке и которая представляет основной интерес для настоящего исследования.

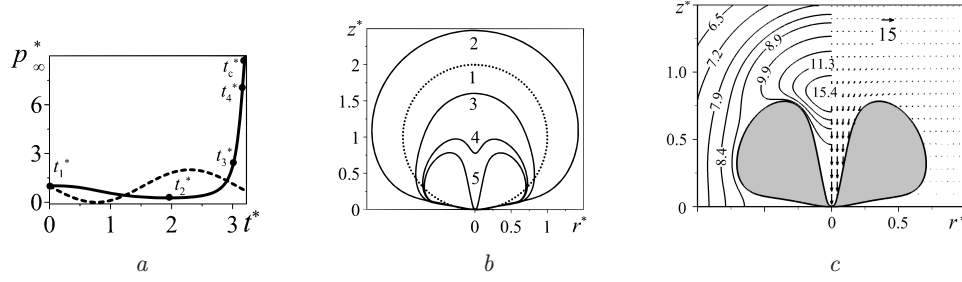


Рис. 2. Для $h^* = 0, p_a^* = 1.0, f^* = 1.0$ – изменение давления жидкости p_∞^* (штриховая линия) и давления в пузырьке p_b^* (сплошная линия) при $0 \leq t^* \leq t_c^*$ (a); форма пузырька в пять моментов времени (линии 1-5): $t_1^* = 0, t_2^* = 1.95$ (момент максимального расширения), $t_3^* = 3.01, t_4^* = 3.14, t_5^* = t_c^* = 3.2$ (b); поля давления p^* и скорости в жидкости \mathbf{u}^* в момент t_c^* (c)

Для численного решения (6), (7) применяется метод SIP-CUP. Процедура решения расщепляется на конвективную

$$\frac{\hat{\mathbf{f}} - \mathbf{f}^n}{\Delta t^n} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{f} = 0 \quad (8)$$

и акустическую фазы

$$\frac{\mathbf{f}^{n+1} - \hat{\mathbf{f}}}{\Delta t^n} = \mathbf{G}, \quad (9)$$

где $\mathbf{f} = (\rho, \mathbf{u}, p, \varphi)^T$, $\mathbf{G} = (-\rho \nabla \cdot \mathbf{u}, -\rho^{-1} \nabla p, -\rho C_S^2 \nabla \cdot \mathbf{u}, 0)^T$.

При расчете конвективной фазы (8) применяется метод SIP [32]. Уравнения акустической фазы (9) сводятся к следующему уравнению относительно давления:

$$\nabla \cdot \left(\frac{\nabla p^{n+1}}{\hat{\rho}} \right) = \frac{p^{n+1} - \hat{p}}{\hat{\rho} \hat{C}_S^2 \Delta t^{n2}} + \frac{\nabla \cdot \hat{\mathbf{u}}}{\Delta t^n}, \quad (10)$$

которое решается методом SOR. Применяется искусственная вязкость [35]. Используются динамически адаптивные sobolan-сетки [29]. Более подробное изложение используемой методики решения уравнений (6), (7) и результаты ее тестирования можно найти в [36].

Ниже при представлении результатов используются безразмерные величины: $f^* = f/f_n$ (f_n – частота собственных радиальных колебаний пузырька при отсутствии стенки; равна 3.26 кГц в рассматриваемых условиях), $h^* = h/R_0$, $p^* = p/p_0$, $\mathbf{u}^* = \mathbf{u}/(p_0/\rho_L)^{1/2}$, $u^* = |\mathbf{u}|/(p_0/\rho_L)^{1/2}$, $r^* = r/R_0$, $z^* = z/R_0$ (r, z – цилиндрические координаты), $V^* = V/V_0$, $t^* = t/[R_0(\rho_L/p_0)^{1/2}]$. Диапазоны $0.08 \leq f^* \leq 1.22$, $0.6 \leq p_a^* \leq 1.4$, $0 \leq h^* \leq 5$ близки к рассматриваемым, например, в работах [18, 21, 22].

3. Динамика пузырька, примыкающего к стенке, в зависимости от амплитуды и частоты акустического воздействия

Основные особенности динамики пузырька у стенки в рассматриваемых условиях иллюстрирует рис. 2, на котором представлены результаты расчетов при $h^* = 0, p_a^* = 1.0, f^* = 1.0$.

Поскольку в начальном промежутке времени давление в пузырьке превышает давление окружающей жидкости, пузырек расширяется до момента t_2^* . Затем наступает стадия схлопывания с образованием при $t^* \approx t_4^*$ направленной к стенке

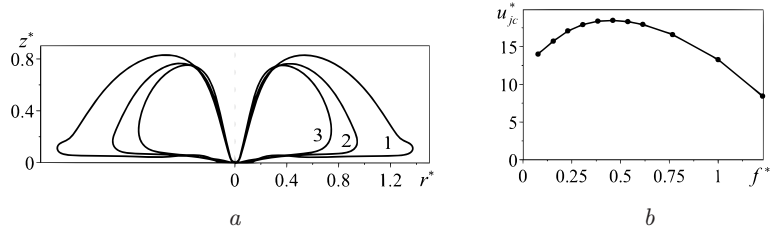


Рис. 3. Форма пузырька для $f^* = 0.156$ (линия 1), 0.460 (линия 2), 0.767 (линия 3) (a) и зависимость скорости конца струи u_{jc}^* от частоты f^* (b) в момент t_c^* при $h^* = 0$, $p_a^* = 1.0$

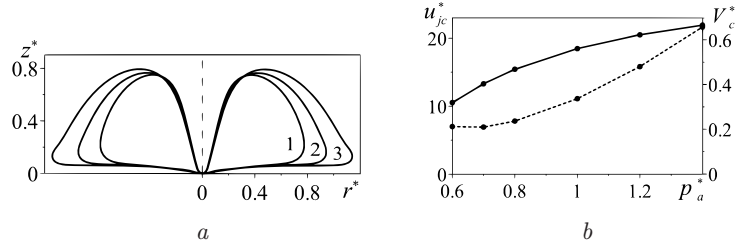


Рис. 4. Форма пузырька для $p_a^* = 0.8$ (линия 1), 1.0 (линия 2), 1.2 (линия 3) (a) и зависимости скорости конца струи u_{jc}^* (сплошная линия) и относительного объема пузырька (пунктирная линия) от амплитуды p_a^* (b) в момент t_c^* при $h^* = 0$, $f^* = 0.46$

кумулятивной струи. Импульсное воздействие на стенку начинается в момент удара струи по стенке t_c^* . При $t^* = t_c^*$ скорость конца струи равна $u_{jc}^* \approx 13.3$, давление в пузырьке равно $p_b^* \approx 8.9$, а максимальное давление p^* в жидкости реализуется у основания струи и составляет около 15.4.

Зависимость динамики пузырька у стенки от частоты акустического воздействия f^* в рассматриваемых условиях характеризует рис. 3 на примере пузырька, касающегося стенки, при $p_a^* = 1.0$. Из рис. 3, a следует, что в момент t_c^* с увеличением f^* объем пузырька и область растекания пузырька по поверхности стенки заметно уменьшаются, а поверхность пузырька становится все более гладкой. При этом струя в этот момент имеет заостренный конец, форма которого визуально совпадает для всех рассматриваемых значений f^* . Согласно рис. 3, b, зависимость скорости конца струи в момент t_c^* от частоты f^* имеет выраженный максимум $u_{jc}^* \approx 18.5$, реализующийся при $f^* = 0.46$.

Зависимость динамики пузырька от амплитуды акустического воздействия p_a^* в рассматриваемых условиях характеризует рис. 4 на примере пузырька, касающегося стенки ($h^* = 0$), при $f^* = 0.46$. На рис. 4, a видно, что влияние p_a^* на форму струи в момент t_c^* несущественно, в то время как геометрия поверхности пузырька с ростом p_a^* заметно меняется. Кроме того, в этот момент с ростом p_a^* как скорость конца струи u_{jc}^* , так и объем пузырька V_c^* монотонно возрастают (рис. 4, b).

4. Динамика пузырька при акустическом воздействии в зависимости от его удаленности от стенки

Влияние удаленности пузырька от стенки на форму поверхности пузырька и скорость струи в момент ее столкновения с ближней к стенке частью поверхности пузырька демонстрирует рис. 5.

На рис. 5, a видно, что по мере удаления от стенки размеры пузырька в момент t_c^* уменьшаются (пузырек схлопывается сильнее), конец струи становится

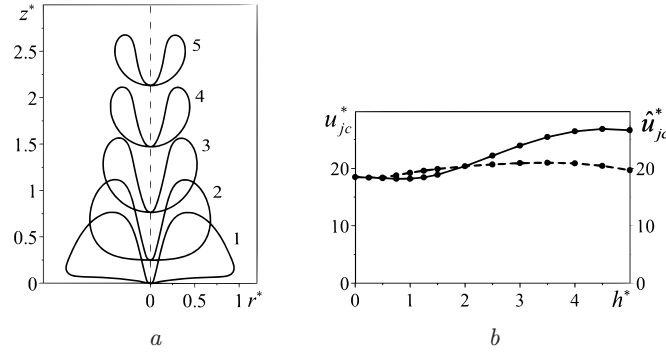


Рис. 5. Форма пузырька для $h^* = 0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$ (кривые 1–5 соответственно) (a) и зависимости скорости u_{jc}^* (сплошная линия) и относительной скорости \hat{u}_{jc}^* (пунктирная линия) конца струи от h^* (b) в момент t_c^* при $p_a^* = 1.0$, $f^* = 0.46$

менее острым. Из рис. 5, b следует, что скорость конца струи u_{jc}^* (сплошная линия) имеет немонотонный характер: при $h^* < 1$ она убывает до 18.19, после чего возрастает до максимального значения 26.86 при $h^* = 4.5$ и затем снова убывает. Подобный характер изменения имеет и относительная скорость конца струи $\hat{u}_{jc}^* = u_{jc}^* - u_{bc}^*$ (u_{bc}^* – скорость ближней к стенке части поверхности пузырька в момент t_c^* в точке ее контакта с концом струи) (пунктирная линия), но интервал ее изменения значительно меньше (от 18.4 до 21.0). Следует отметить, что при малых h^* в промежутке $0 \leq h^* < 0.25$ скорость u_{bc}^* практически нулевая, то есть скорости u_{jc}^* и \hat{u}_{jc}^* совпадают и, кроме того, они постоянны.

5. Импульсное нагружение стенки

В случае пузырька, примыкающего к стенке, его импульсное воздействие на стенку определяется формой и скоростью конца струи u_{jc}^* в момент ее удара по стенке. В случае пузырька, отстоящего от стенки, воздействие определяется формой и относительной скоростью \hat{u}_{jc}^* конца струи в момент ее удара по ближней к стенке части поверхности пузырька. Согласно рис. 3, в случае $h^* = 0$ при $p_a^* = 1.0$ форма конца струи в момент удара практически не зависит от частоты f^* , а скорость конца струи имеет выраженный максимум при $f^* = 0.46$. Расчеты показывают, что аналогичная картина реализуется и при других значениях p_a^* в диапазоне $0.6 \leq p_a^* \leq 1.4$. С учетом того, что для приложений наибольший интерес представляет максимальное воздействие пузырька на стенку, обладающее наибольшим разрушительным потенциалом, в настоящей работе рассматривается лишь вариант $f^* = 0.46$.

В случае пузырька, не касающегося стенки, величина h^* оказывает заметное влияние на форму пузырька, в то время как на относительную скорость конца струи \hat{u}_{jc}^* ее влияние мало (рис. 5). При этом импульсное воздействие на стенку во многом определяется толщиной d^* слоя жидкости (прослойки) между концом струи и стенкой в момент удара. Согласно рис. 6, в области малых значений h^* толщина d^* может существенно превышать h^* (см. вставку) и $d^* \approx h^*$, начиная с $h^* \approx 1$ и до конца рассматриваемого диапазона изменения h^* . Отметим, что в области $0 < h^* < 0.0025$ (показана во вставке на рис. 6 серым цветом) сходимость численных расчетов (с применением МГЭ) при варьировании числа узлов на контуре пузырька не была достигнута.

Исследования, выполненные в [37, 38], показали, что при ударе жидкой массы по поверхности жидкого слоя на стенке импульсное воздействие на стенку существенно ослабевает даже при сравнительно малой толщине слоя. В силу этого с точки

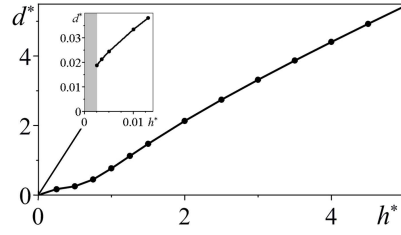


Рис. 6. Зависимость толщины прослойки жидкости d^* между концом струи и стенкой в момент удара t_c^* от начального расстояния между пузырьком и стенкой h^*

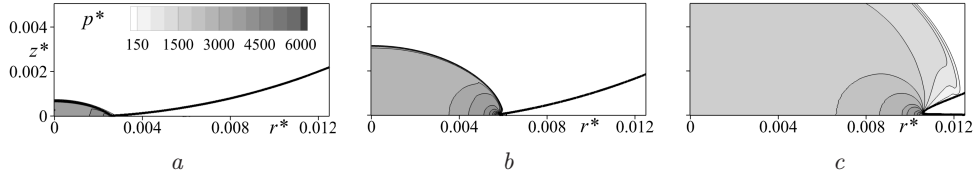


Рис. 7. Поля давления p^* в струе в начале ее удара по стенке в случае $h^* = 0$, $f^* = 0.46$ при $p_a^* = 1.4$: $t_{1c}^* = 7 \cdot 10^{-6}$ (a), $t_{2c}^* = 2 \cdot 10^{-5}$ (b), $t_{4c}^* = 6 \cdot 10^{-5}$ (c)

зрения нагружения стенки наибольший интерес представляют небольшие значения d^* и, соответственно, h^* . Как отмечалось выше, при малых h^* в момент удара t_c^* как форма, так и относительная скорость \hat{u}_{jc}^* конца струи остаются практически неизменными (при этом $\hat{u}_{jc}^* \approx u_{jc}^*$). Кроме того, при малых h^* в окрестности конца струи поверхность прослойки жидкости в момент удара близка к плоской (например, кривая 2 на рис. 5, a). Поэтому далее рассматривается струя с формой и скоростью, соответствующими случаю $h^* = 0$, поверхность прослойки при этом считается плоской.

5.1. Случай пузырька, примыкающего к стенке. Рис. 7 характеризует основные особенности изменения поля давления в жидкости при ударе кумулятивной струи по стенке в случае $h^* = 0$. На рис. 7–10 через $t_{ic}^* = t_i^* - t_c^*$, $i = 1, 2, \dots$, обозначены моменты времени, отсчитываемые от момента t_c^* . Видно, что наибольшие давления достигаются на начальной стадии удара, где возникающая ударная волна остается присоединенной к стенке и растекание сжатой жидкости отсутствует (рис. 7, a, b). Когда край ударной волны отрывается от поверхности стенки и начинает перемещаться по границе струи (рис. 7, c), возникает радиальное растекание сжатой жидкости вдоль стенки и уровень давления снижается.

В ходе удара давление в центре области воздействия снижается от давления гидроудара $p_{wh} = \rho_L D U$ [39], $D = C_{L0} + k U$ – скорость ударной волны, C_{L0} – скорость звука в невозмущенной жидкости, $k \approx 2$ для воды, U – скорость удара, в данном случае определяемая скоростью конца струи (рис. 4, b).

До момента отрыва ударной волны давление на стенке на периферии области воздействия растет (рис. 8, a, кривые 1, 2), а после снижается (рис. 8, a, кривые 3, 4). Расчетное значение периферийного пика давления, который реализуется в очень узкой кольцевой области, быстро расходящейся от центра удара, сильно зависит от разрешения расчетной сетки, как отмечается, например, в работе [34]. Поэтому в качестве основной характеристики нагрузки рассматривается осредненное давление по нагруженной области \bar{p} , максимум которого, равный давлению гидроудара, достигается в начале удара (рис. 8, b). При увеличении амплитуды p_a^* основные изменения воздействия схлопывающегося пузырька на стенку связаны с увеличением скорости струи, поскольку остальные параметры, включая форму конца

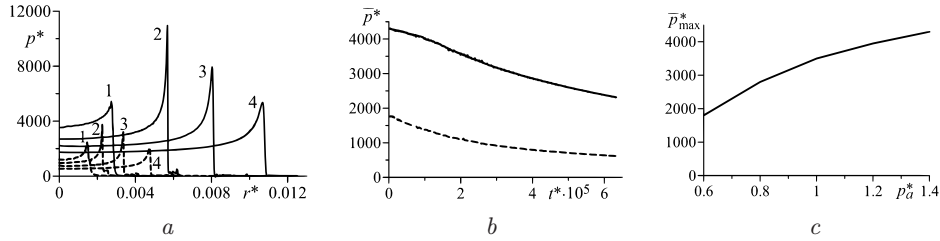


Рис. 8. Влияние амплитуды акустического воздействия на импульсное нагружение стенки в случае $h^* = 0$, $f^* = 0.46$: (a) – радиальные профили давления при $p_a^* = 1.4$ (сплошные кривые 1–4: $t_{1c}^* = 7 \cdot 10^{-6}$, $t_{2c}^* = 2 \cdot 10^{-5}$, $t_{3c}^* = 3.7 \cdot 10^{-5}$, $t_{4c}^* = 6 \cdot 10^{-5}$) и $p_a^* = 0.6$ (штриховые кривые 1–4: $t_{1c}^* = 1 \cdot 10^{-5}$, $t_{2c}^* = 1.5 \cdot 10^{-5}$, $t_{3c}^* = 2.6 \cdot 10^{-5}$, $t_{4c}^* = 4.3 \cdot 10^{-5}$); (b) – изменение осредненного давления при $p_a^* = 1.4$ (сплошная кривая) и 0.6 (штриховая кривая); (c) – зависимость максимального осредненного давления от амплитуды акустического воздействия

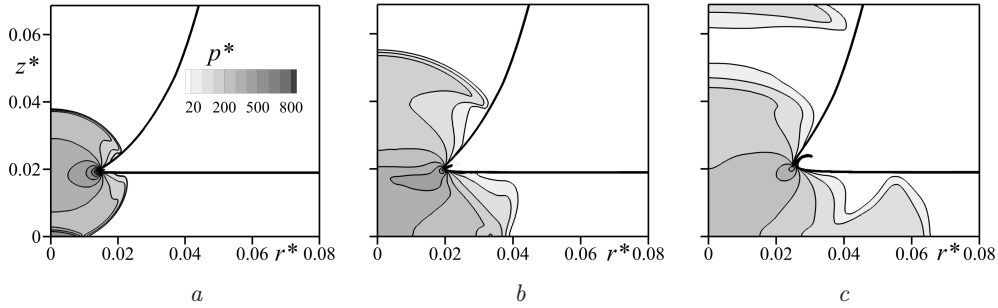


Рис. 9. Поля давления p^* в начале удара струи по слою жидкости на стенке в случае $f^* = 0.46$, $p_a^* = 1$ при $h^* = 0.0025$ ($d^* = 0.02$): $t_{1c}^* = 1.5 \cdot 10^{-4}$ (a), $t_{2c}^* = 2.8 \cdot 10^{-4}$ (b), $t_{3c}^* = 4.5 \cdot 10^{-4}$ (c)

струи, остаются практически неизменными, как отмечалось в разд. 4. Повышение p_a^* от 0.6 до 1.4 сопровождается ростом скорости струи примерно в 2 раза (рис. 4, b). При этом характерный размер области с максимальным нагружением (рис. 8, a) и максимум осредненного давления (рис. 8, c) также увеличиваются примерно в 2 раза, а время нарастания периферийных давлений – примерно в 1.5 раза.

5.2. Случай пузырька, отстоящего от стенки. Основные особенности динамики жидкости при импульсном воздействии пузырька на стенку в случае $p_a^* = 1$, $h^* = 0.0025$ ($d^* = 0.02$) характеризует рис. 9. При ударе струи по противоположной части поверхности пузырька, удаленного от стенки, возникают две ударные волны: в струе и в слое между пузырьком и стенкой. Воздействие пузырька на стенку осуществляется при отражении от нее второй ударной волны (рис. 9, a). В данном случае отраженная ударная волна со временем сливается с ударными волнами, расходящимися по струе и по слою от места удара. При взаимодействии ударных волн с поверхностями струи и слоя возникают волны разрежения, распространяющиеся к оси струи и к стенке соответственно (рис. 9, b, c).

Рис. 10 характеризует нагружение стенки в случае отстоящего от нее пузырька. При данных условиях ударная волна по мере распространения к стенке существенно ослабевает. Это приводит к заметному изменению профилей давления на стенке по сравнению со случаем примыкающего пузырька (рис. 8, a). В начале воздействия нагрузка распределена почти однородно, далее максимум давления реализуется в центре области воздействия.

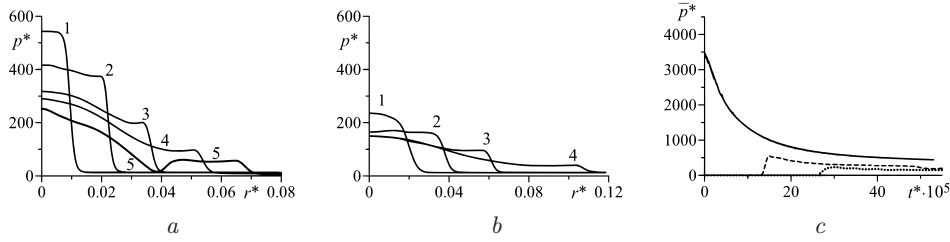


Рис. 10. Влияние удаления пузырька от стенки на ее импульсное нагружение при $p_a^* = 1$, $f^* = 0.46$: (a) – радиальные профили давления в начальной стадии удара струи при $h^* = 0.0025$ ($d^* = 0.02$) (кривые 1–5: $t_{1c}^* = 1.5 \cdot 10^{-4}$, $t_{2c}^* = 2 \cdot 10^{-4}$, $t_{3c}^* = 2.8 \cdot 10^{-4}$, $t_{4c}^* = 3.8 \cdot 10^{-4}$, $t_{5c}^* = 4.7 \cdot 10^{-4}$); (b) – $h^* = 0.014$ ($d^* = 0.04$) (кривые 1–4: $t_{1c}^* = 3 \cdot 10^{-4}$, $t_{2c}^* = 3.6 \cdot 10^{-4}$, $t_{3c}^* = 4.9 \cdot 10^{-4}$, $t_{4c}^* = 7.6 \cdot 10^{-4}$); (c) – изменение осредненного давления при $h^* = 0$ (сплошная кривая), $h^* = 0.0025$ (штриховая кривая), $h^* = 0.014$ (пунктирная кривая)

При увеличении h^* до 0.014 ($d^* = 0.04$) характер распределения нагрузки качественно не меняется, но существенно снижается уровень давления. На рис. 10, c приведены временные зависимости осредненного давления для $h^* = 0, 0.0025, 0.014$. В последних двух случаях при построении кривых выбиралось наибольшее из осредненного давления и давления в центре области удара. По сравнению со случаем примыкающего к стенке пузырька, максимальное значение \bar{p}^* снижается в 6.4 раза при $h^* = 0.0025$ и в 14 раз – при $h^* = 0.014$.

Заключение

Проведено численное исследование однократного расширения-сжатия газового пузырька и его импульсного воздействия на плоскую твердую стенку при гармоническом изменении давления окружающей жидкости (воды). Задача рассматривалась в осесимметричной постановке. Изначально пузырек, имеющий сферическую форму с радиусом $R_0 = 1$ мм, и жидкость покоятся, изменение давления жидкости начинается с фазы понижения. Воздействие на стенку реализуется посредством удара кумулятивной струи, образующейся на поверхности пузырька при его коллапсе, по ближней к стенке части поверхности пузырька. Расширение и коллапс пузырька рассчитываются методом граничных элементов, импульсное воздействие на стенку – методом SIP-CUP. Установлено, что при частоте колебаний давления жидкости $f = 0.25\text{--}4$ кГц расширение и коллапс пузырька, примыкающего к стенке, остаются качественно подобными. Форма струи практически не меняется, а ее скорость в момент удара имеет максимум при $f = 1.5$ кГц для всего рассматриваемого диапазона амплитуд колебаний давления $p_a = 0.06\text{--}0.14$ МПа. При этом влияние амплитуды p_a сводится в основном к росту скорости конца струи в момент удара. Рост начальной удаленности пузырька от стенки h от 0 до $5R_0$ при фиксированных f и p_a приводит к заметному изменению геометрии пузырька и незначительному изменению относительной скорости конца струи в момент ее удара по слою жидкости между пузырьком и стенкой. Для частоты f , соответствующей максимальной скорости струи, получены оценки импульсного нагружения стенки в зависимости от p_a и h . Установлено, что с ростом p_a увеличиваются уровень и продолжительность нагружения, а также радиус области с максимальным нагружением. При увеличении h от нуля до $\sim 0.01R_0$ максимум осредненного давления на стенке снижается примерно в 10 раз.

Литература

1. *Terwisga T.J.C., Wijngaarden E., Bosschers J., Kuiper G.* Cavitation research on ship propellers: A review of achievements and challenges // Sixth Int. Symp. on Cavitation. – Wageningen, Neth., 2006. – P. 1–14.
2. *Pearsall I.S.* Cavitation. – London: Mills and Boon, 1972. – 80 p.
3. *Brennen C.E.* Hydrodynamics of Pumps. – N. Y.: Oxford Univ. Press, 1994. – 24 p.
4. *Hubballi B.V., Sondur V.B.* A review on the prediction of cavitation erosion inception in hydraulic control valves // Int. J. Emerging Technol. Adv. Eng. – 2013. – V. 3, No 1. – P. 110–119.
5. *Guo Sh., Khoo B.Ch., Teo S.L. M., Lee H.P.* The effect of cavitation bubbles on the removal of juvenile barnacles // Colloids Surf., B. – 2013. – V. 109. – P. 219–227. – doi: 10.1016/j.colsurfb.2013.03.046.
6. *Kieser B., Phillion R., Smith S., McCartney T.* The application of industrial scale ultrasonic cleaning to heat exchangers // Proc. Int. Conf. on Heat Exchanger Fouling and Cleaning / Eds. M.R. Malayeri, H. Müller-Steinhagen, A.P. Watkinson. – 2011. – P. 336–338.
7. *Blake J.R., Leppinen D.M., Wang Q.* Cavitation and bubble dynamics: The Kelvin impulse and its applications // Interface Focus. – 2015. – V. 5, No 5. – Art. 20150017, P. 1–15. – doi: 10.1098/rsfs.2015.0017.
8. *Calvisi M.L., Iloreta J.I., Szeri A.J.* Dynamics of bubbles near a rigid surface subjected to a lithotripter shock wave. Part 2. Reflected shock intensifies non-spherical cavitation collapse // J. Fluid Mech. – 2008. – V. 616. – P. 63–97. – doi: 10.1017/S0022112008003054.
9. *Ohl C.D., Arora M., Ikink R., Jong N., Versluis M., Delius M., Lohse D.* Sonoporation from jetting cavitation bubbles // Biophys. J. – 2006. – V. 91, No 11. – P. 4285–4295. – doi: 10.1529/biophysj.105.075366.
10. *Philipp A., Delius M., Scheffczyk C., Vogel A., Lauterborn W.* Interaction of lithotripter-generated shock waves with air bubbles // J. Acoust. Soc. Am. – 1993. – V. 93, No 3. – P. 2496–2509. – doi: 10.1121/1.406853.
11. *Shima A., Tomita Y., Takahashi K.* The collapse of a gas bubble near a solid wall by a shock wave and the induced impulsive pressure // Proc. Inst. Mech. Eng. – 1984. – V. 198C, No 8. – P. 81–86.
12. *Tomita Y., Shima A.* Mechanisms of impulsive pressure generation and damage pit formation by bubble collapse // J. Fluid Mech. – 1986. – V. 169. – P. 535–564.
13. *Brujan E.A., Matsumoto Y.* Collapse of micrometer-sized cavitation bubbles near a rigid boundary // Microfluid. Nanofluid. – 2012. – V. 13, No 6. – P. 957–966. – doi: 10.1007/s10404-012-1015-6.
14. *Brujan E.A., Ikeda T., Matsumoto Y.* On the pressure of cavitation bubbles // Exp. Therm. Fluid Sci. – 2008. – V. 32, No 5. – P. 1188–1191. – doi: 10.1016/j.expthermflusci.2008.01.006.
15. *Воинов О.В., Воинов В.В.* Численный метод расчета нестационарных движений идеальной несжимаемой жидкости со свободными поверхностями // Докл. АН СССР. – 1975. – Т. 221, № 3. – С. 559–562.
16. *Воинов О.В., Воинов В.В.* О схеме захлопывания кавитационного пузырька около стенки и образования кумулятивной струи // Докл. АН СССР. – 1976. – Т. 227, № 1. – С. 63–66.
17. *Воинов О.В.* Расчет параметров скоростной струи, образующейся при захлопывании пузыря // Прикл. механика и техн. физика. – 1979. – № 3. – С. 94–98.

18. *Sato K., Tomita Y., Shima A.* Numerical analysis of a gas bubble near a rigid boundary in an oscillatory pressure field // *J. Acoust. Soc. Am.* – 1994. – V. 95, No 5, Pt. 1. – P. 2416–2424. – doi: 10.1121/1.409851.
19. *Curtiss G.A., Leppinen D.M., Wang Q.X., Blake J.R.* Ultrasonic cavitation near a tissue layer // *J. Fluid Mech.* – 2013. – V. 730. – P. 245–272. – doi: 10.1017/jfm.2013.341.
20. *Wang Q.X., Manmi K.* Three dimensional microbubble dynamics near a wall subject to high intensity ultrasound // *Phys. Fluids.* – 2014. – V. 26, No 3. – Art. 032104, P. 1–23. – doi: 10.1063/1.4866772.
21. *Ye X., Zhang Am., Zeng Dr.* Motion characteristics of cavitation bubble near the rigid wall with the driving of acoustic wave // *China Ocean Eng.* – 2015. – V. 29. – P. 17–32. – doi: 10.1007/s13344-015-0002-6.
22. *Ye X., Yao X.L., Sun L.Q.* Cavitation bubble in compressible fluid near the rigid wall subjected to the acoustic wave with arbitrary incidence angle in three-dimensional // *J. Mech.* – 2015. – V. 31, No 3. – P. 307–318. – doi: 10.1017/jmech.2014.77.
23. *Osterman A., Dular M., Sirok B.* Numerical simulation of a near-wall bubble collapse in an ultrasound field // *J. Fluid Sci. Technol.* – 2009. – V. 4, No 1. – P. 210–221. – doi: 10.1299/jfst.4.210.
24. *Johnsen E., Colonius T.* Numerical simulations of non-spherical bubble collapse // *J. Fluid Mech.* – 2009. – V. 629. – P. 231–262. – doi: 10.1017/S0022112009006351.
25. *Turangan C.K., Jamaluddin A.R., Ball G.J., Leighton T.G.* Free-Lagrange simulations of the expansion and jetting collapse of air bubbles in water // *J. Fluid Mech.* – 2008. – V. 598. – P. 1–25. – doi: 10.1017/S0022112007009317.
26. *Hsiao C.T., Jayaprakash A., Kapahi A., Choi J.K., Chahine G.L.* Modelling of material pitting from cavitation bubble collapse // *J. Fluid Mech.* – 2014. – V. 755. – P. 142–175. – doi: 10.1017/jfm.2014.394.
27. *Guo C.* The relationship between the collapsing cavitation bubble and its microjet near a rigid wall under an ultrasound field // *Cavitation – Selected Issues / Ed. by W. Borek, T. Tański, M. Król.* – IntechOpen, 2018. – P. 73–89. – doi: 10.5772/intechopen.79129.
28. *Ma J., Hsiao C.-T., Chahine G.L.* Numerical study of acoustically driven bubble cloud dynamics near a rigid wall // *Ultrason. Sonochem.* – 2018 – V. 40, Pt. A. – P. 944–954. – doi: 10.1016/j.ultsonch.2017.08.033.
29. *Takizawa K., Yabe T., Tsugawa Y., Tezduyar T.E., Mizoe H.* Computation of free-surface flows and fluid-object interactions with the CIP method based on adaptive meshless Soroban grids // *Comput. Mech.* – 2007. – V. 40, No 1. – P. 167–183. – doi: 10.1007/s00466-006-0093-2.
30. *Aganin A.A., Guseva T.S., Kosolapova L.A., Malakhov V.G.* Dynamics of an acoustically excited gas cavity attached to a rigid surface // *Lobachevskii J. Math.* – 2019. – V. 40, No 11. – P. 1897–1903. – doi: 10.1134/S1995080219110040.
31. *Аганин А.А., Косолапова Л.А., Малахов В.Г.* Численное моделирование эволюции пузырька газа в жидкости вблизи твердой стенки // *Матем. моделирование.* – 2017. – Т. 29, № 7. – С. 15–28.
32. *Yabe T., Xiao F., Utsumi T.* The constrained interpolation profile method for multiphase analysis // *J. Comput. Phys.* – 2001. – V. 169, No 2. – P. 556–593. – doi: 10.1006/jcph.2000.6625.
33. *Haller K.K., Ventikos Y., Poulidakos D., Monkewitz P.* Computational study of high-speed liquid droplet impact // *J. Appl. Phys.* – 2002. – V. 92, No 5. – P. 2821–2828. – doi: 10.1063/1.1495533.

34. *Xiong J., Koshizuka S., Sakai M.* Numerical analysis of droplet impingement using the moving particle semi-implicit method // J. Nucl. Sci. Technol. – 2010. – V. 47, No 3. – P. 314–321.
35. *Ogata Y., Yabe T.* Shock capturing with improved numerical viscosity in primitive Euler representation // Comput. Phys. – 1999. – V. 119, No 2–3. – P. 179–193. – doi: 10.1016/S0010-4655(99)00188-5.
36. *Аганин А.А., Гусева Т.С.* Численное моделирование удара струи по стенке // Матем. моделирование. – 2017. – Т. 29, № 3. – С. 123–138.
37. *Xiong J., Koshizuka S., Sakai M.* Investigation of droplet impingement onto wet walls based on simulation using particle method // J. Nucl. Sci. Technol. – 2011. – V. 48, No 1. – P. 145–153. – doi: 10.1080/18811248.2011.9711689.
38. *Fujisawa K., Yamagata T., Fujisawa N.* Damping effect on impact pressure from liquid droplet impingement on wet wall // Ann. Nucl. Energy. – 2018. – V. 121. – P. 260–268. – doi: 10.1016/j.anucene.2018.07.008.
39. *Heymann F.J.* High-speed impact between a liquid drop and a solid surface // J. Appl. Phys. – 1969. – V. 40, No 13. – P. 5113–5122. – doi: 10.1063/1.1657361.

Поступила в редакцию
23.09.2020

Аганин Александр Алексеевич, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией

Институт механики и машиностроения ФИЦ Казанский научный центр РАН
ул. Лобачевского, д. 2/31, г. Казань, 420111, Россия
E-mail: aganin@kfti.knc.ru

Гусева Татьяна Сергеевна, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник

Институт механики и машиностроения ФИЦ Казанский научный центр РАН
ул. Лобачевского, д. 2/31, г. Казань, 420111, Россия
E-mail: guseva_ts@imm.knc.ru

Косолапова Людмила Александровна, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник

Институт механики и машиностроения ФИЦ Казанский научный центр РАН
ул. Лобачевского, д. 2/31, г. Казань, 420111, Россия
E-mail: kosolapova-la@imm.knc.ru

Малахов Владимир Георгиевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник

Институт механики и машиностроения ФИЦ Казанский научный центр РАН
ул. Лобачевского, д. 2/31, г. Казань, 420111, Россия
E-mail: vl-malakhov@yandex.ru

UCHENYE ZAPISKI KAZANSKOGO UNIVERSITETA.
SERIYA FIZIKO-MATEMATICHESKIE NAUKI
 (Proceedings of Kazan University. Physics and Mathematics Series)
2021, vol. 163, no. 1, pp. 31–47

ORIGINAL ARTICLE

doi: 10.26907/2541-7746.2021.1.31-47

**The Bubble Dynamics and Impulse Loading of a Rigid Surface
 under Acoustic Action**

*A.A. Aganin**, *T.S. Guseva***, *L.A. Kosolapova****, *V.G. Malakhov*****

*Institute of Mechanics and Engineering, FRC Kazan Scientific Center,
 Russian Academy of Sciences, Kazan, 420111 Russia*

E-mail: **aganin@kfti.knc.ru*, ***guseva_ts@imm.knc.ru*, ****kosolapova-la@imm.knc.ru*,
 *****vl-malakhov@yandex.ru*

Received September 23, 2020

Abstract

The results of a numerical study of the axisymmetric expansion and collapse of a gas bubble and related loading on a flat rigid wall under harmonic liquid (water) pressure oscillation are presented. Initially, a spherical bubble with a radius of 1 mm and the liquid are at rest. The impulse load on the wall results from the cumulative liquid jet impact on the bubble surface part close to the wall. It was found that, for the forcing amplitude within 0.06–0.14 MPa, the shape of the jet remains nearly the same at the forcing frequency of 0.25–4 kHz, the velocity at its impact becomes maximum at a frequency of 1.5 kHz. The forcing amplitude influence is mainly reduced to increasing the jet impact velocity. At the fixed forcing frequency and amplitude values, an increase in the initial distance between the bubble and the wall leads to an insignificant variation in the jet impact velocity. For a forcing frequency corresponding to the maximum jet velocity, some estimates of the impulse loading on the wall were determined, depending on the forcing amplitude and the initial distance between the bubble and the wall. It was found that an increase in the amplitude results in the higher and longer loading, as well as in the larger radius of the region with the maximum load.

Keywords: cavitation bubble, acoustic action, jet impact, wall loading, boundary element method, CIP-CUP method

Figure Captions

Fig. 1. Scheme of the bubble expansion and collapse under the transient liquid pressure close to the wall. Bubble shape: at the beginning of the expansion (curve 1), at the beginning of the collapse (curve 2), upon cumulative liquid jet impact on the bubble surface part close to the wall (curve 3).

Fig. 2. For $h^* = 0, p_a^* = 1.0, f^* = 1.0$ – changes in the liquid pressure p_∞^* (dashed line) and in the pressure inside the bubble p_b^* (solid line) at $0 \leq t^* \leq t_c^*$ (a); the bubble shape at five time points (lines 1–5): $t_1^* = 0, t_2^* = 1.95$ (maximum expansion), $t_3^* = 3.01, t_4^* = 3.14, t_5^* = t_c^* = 3.2$ (b); the fields of pressure p^* and velocity in the liquid \mathbf{u}^* at the time point t_c^* (c).

Fig. 3. Bubble shape for $f^* = 0.156$ (line 1), 0.460 (line 2), 0.767 (line 3) (a) and the dependence of the jet tip velocity u_{jc}^* on the frequency f^* (b) at the time point t_c^* when $h^* = 0, p_a^* = 1.0$.

Fig. 4. Bubble shape for $p_a^* = 0.8$ (line 1), 1.0 (line 2), 1.2 (line 3) (a) and the dependencies of the jet tip velocity u_{jc}^* (solid line) and the relative bubble volume (dotted line) on the amplitude p_a^* (b) at the time point t_c^* when $h^* = 0$, $f^* = 0.46$.

Fig. 5. Bubble shape for $h^* = 0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$ (curves 1–5, respectively) (a) and the dependencies of the jet tip velocity u_{jc}^* (solid line) and the jet tip relative velocity \hat{u}_{jc}^* (dotted line) on h^* (b) at the time point t_c^* when $p_a^* = 1.0$, $f^* = 0.46$.

Fig. 6. Dependence of the thickness of the liquid layer d^* between the jet tip and the wall at the impact moment t_c^* on the initial distance between the bubble and the wall h^* .

Fig. 7. Pressure fields p^* in the jet as it begins to impact the wall in case of $h^* = 0$, $f^* = 0.46$ at $p_a^* = 1.4$: $t_{1c}^* = 7 \cdot 10^{-6}$ (a), $t_{2c}^* = 2 \cdot 10^{-5}$ (b), $t_{4c}^* = 6 \cdot 10^{-5}$ (c).

Fig. 8. Effect of the acoustic action amplitude on the impulse loading of the wall at $h^* = 0$, $f^* = 0.46$: (a) – radial pressure profiles at $p_a^* = 1.4$ (solid curves 1–4: $t_{1c}^* = 7 \cdot 10^{-6}$, $t_{2c}^* = 2 \cdot 10^{-5}$, $t_{3c}^* = 3.7 \cdot 10^{-5}$, $t_{4c}^* = 6 \cdot 10^{-5}$) and $p_a^* = 0.6$ (dashed curves 1–4: $t_{1c}^* = 1 \cdot 10^{-5}$, $t_{2c}^* = 1.5 \cdot 10^{-5}$, $t_{3c}^* = 2.6 \cdot 10^{-5}$, $t_{4c}^* = 4.3 \cdot 10^{-5}$); (b) – changes in the average pressure at $p_a^* = 1.4$ (solid curve) and 0.6 (dashed curve); (c) – dependence of the maximum average pressure on the acoustic action amplitude.

Fig. 9. Pressure fields p^* as the jet impacts the liquid layer on the wall in case of $f^* = 0.46$, $p_a^* = 1$ at $h^* = 0.0025$ ($d^* = 0.02$): $t_{1c}^* = 1.5 \cdot 10^{-4}$ (a), $t_{2c}^* = 2.8 \cdot 10^{-4}$ (b), $t_{3c}^* = 4.5 \cdot 10^{-4}$ (c).

Fig. 10. Effect of the bubble distance from the wall on its impulse loading at $p_a^* = 1$, $f^* = 0.46$: (a) – radial pressure profiles at the initial stage of the jet impact at $h^* = 0.0025$ ($d^* = 0.02$) (curves 1–5: $t_{1c}^* = 1.5 \cdot 10^{-4}$, $t_{2c}^* = 2 \cdot 10^{-4}$, $t_{3c}^* = 2.8 \cdot 10^{-4}$, $t_{4c}^* = 3.8 \cdot 10^{-4}$, $t_{5c}^* = 4.7 \cdot 10^{-4}$); (b) – $h^* = 0.014$ ($d^* = 0.04$) (curve 1–4: $t_{1c}^* = 3 \cdot 10^{-4}$, $t_{2c}^* = 3.6 \cdot 10^{-4}$, $t_{3c}^* = 4.9 \cdot 10^{-4}$, $t_{4c}^* = 7.6 \cdot 10^{-4}$); (c) – changes in the average pressure at $h^* = 0$ (solid curve), $h^* = 0.0025$ (dashed curve), $h^* = 0.014$ (dotted curve).

References

1. Terwisga T.J.C., Wijngaarden E., Bosschers J., Kuiper G. Cavitation research on ship propellers: A review of achievements and challenges. *Proc. 6th Int. Symp. on Cavitation*. Wageningen, Neth., 2006, pp. 1–14.
2. Pearsall I.S. *Cavitation*. London, Mills and Boon, 1972. 80 p.
3. Brennen C.E. *Hydrodynamics of Pumps*. New York, Oxford Univ. Press, 1994. 24 p.
4. Hubballi B.V., Sondur V.B. A review on the prediction of cavitation erosion inception in hydraulic control valves. *Int. J. Emerging Technol. Adv. Eng.*, 2013, vol. 3, no. 1, pp. 110–119.
5. Guo Sh., Khoo B.Ch., Teo S.L. M., Lee H.P. The effect of cavitation bubbles on the removal of juvenile barnacles. *Colloids Surf., B*, 2013, vol. 109, pp. 219–227. doi: 10.1016/j.colsurfb.2013.03.046.
6. Kieser B., Phillion R., Smith S., McCartney T. The application of industrial scale ultrasonic cleaning to heat exchangers. *Proc. Int. Conf. on Heat Exchanger Fouling and Cleaning*, Malayeri M.R., Müller-Steinhagen H., Watkinson A.P. (Eds.). 2011, pp. 336–338.
7. Blake J.R., Leppinen D.M., Wang Q. Cavitation and bubble dynamics: The Kelvin impulse and its applications. *Interface Focus*, 2015, vol. 5, no. 5, art. 20150017, pp. 1–15. doi: 10.1098/rsfs.2015.0017.
8. Calvisi M.L., Iloreta J.I., Szeri A.J. Dynamics of bubbles near a rigid surface subjected to a lithotripter shock wave. Part 2. Reflected shock intensifies non-spherical cavitation collapse. *J. Fluid Mech.*, 2008, vol. 616, pp. 63–97. doi: 10.1017/S0022112008003054.
9. Ohl C.D., Arora M., Ikink R., Jong N., Versluis M., Delius M., Lohse D. Sonoporation from jetting cavitation bubbles. *Biophys. J.*, 2006, vol. 91, no. 11, pp. 4285–4295. doi: 10.1529/biophysj.105.075366.

10. Philipp A., Delius M., Scheffczyk C., Vogel A., Lauterborn W. Interaction of lithotripter-generated shock waves with air bubbles. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1993, vol. 93, no. 3, pp. 2496–2509. doi: 10.1121/1.406853.
11. Shima A., Tomita Y., Takahashi K. The collapse of a gas bubble near a solid wall by a shock wave and the induced impulsive pressure. *Proc. Inst. Mech. Eng.*, 1984, vol. 198C, no. 8, pp. 81–86.
12. Tomita Y., Shima A. Mechanisms of impulsive pressure generation and damage pit formation by bubble collapse. *J. Fluid Mech.*, 1986, vol. 169, pp. 535–564.
13. Brujan E.A., Matsumoto Y. Collapse of micrometer-sized cavitation bubbles near a rigid boundary. *Microfluid. Nanofluid.*, 2012, vol. 13, no. 6, pp. 957–966. doi: 10.1007/s10404-012-1015-6.
14. Brujan E.A., Ikeda T., Matsumoto Y. On the pressure of cavitation bubbles. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 2008., vol. 32, no. 5, pp. 1188–1191. doi: 10.1016/j.expthermflusci.2008.01.006.
15. Voinov O.V., Voinov O.V. Numerical method of calculating nonstationary motions of an ideal incompressible fluid with free surfaces. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 1975, vol. 221, no. 3, pp. 559–562. (In Russian)
16. Voinov O.V., Voinov V.V. On the pattern of cavitation bubble collapse near the wall and formation of cumulative jet. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 1976, vol. 227, no. 1, pp. 63–66. (In Russian)
17. Voinov O.V. A calculation of the parameters of the high-speed jet formed in the collapse of a bubble. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 1979, vol. 20, no. 3, pp. 333–337. doi: 10.1007/BF00911690.
18. Sato K., Tomita Y., Shima A. Numerical analysis of a gas bubble near a rigid boundary in an oscillatory pressure field. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1994, vol. 95, no. 5, pt. 1, pp. 2416–2424. doi: 10.1121/1.409851.
19. Curtiss G.A., Leppinen D.M., Wang Q.X., Blake J.R. Ultrasonic cavitation near a tissue layer. *J. Fluid Mech.*, 2013, vol. 730, pp. 245–272. doi: 10.1017/jfm.2013.341.
20. Wang Q.X., Manmi K. Three dimensional microbubble dynamics near a wall subject to high intensity ultrasound. *Phys. Fluids*, 2014, vol. 26, no. 3, art. 032104, pp. 1–23. doi: 10.1063/1.4866772.
21. Ye X., Zhang A.M., Zeng D.R. Motion characteristics of cavitation bubble near the rigid wall with the driving of acoustic wave. *China Ocean Eng.*, 2015, vol. 29, pp. 17–32. doi: 10.1007/s13344-015-0002-6.
22. Ye X., Yao X.L., Sun L.Q. Cavitation bubble in compressible fluid near the rigid wall subjected to the acoustic wave with arbitrary incidence angle in three-dimensional. *J. Mech.*, 2015, vol. 31, no. 3, pp. 307–318. doi: 10.1017/jmech.2014.77.
23. Osterman A., Dular M., Sirok B. Numerical simulation of a near-wall bubble collapse in an ultrasound field. *J. Fluid Sci. Technol.*, 2009, vol. 4, no. 1, pp. 210–221. doi: 10.1299/jfst.4.210.
24. Johnsen E., Colonius T. Numerical simulations of non-spherical bubble collapse. *J. Fluid Mech.*, 2009, vol. 629, pp. 231–262. doi: 10.1017/S0022112009006351 .
25. Turangan C.K., Jamaluddin A.R., Ball G.J., Leighton T.G. Free-Lagrange simulations of the expansion and jetting collapse of air bubbles in water. *J. Fluid Mech.*, 2008, vol. 598, pp. 1–25. doi: 10.1017/S0022112007009317.
26. Hsiao C.T., Jayaprakash A., Kapahi A., Choi J.K., Chahine G.L. Modelling of material pitting from cavitation bubble collapse. *J. Fluid Mech.*, 2014, vol. 755, pp. 142–175. doi: 10.1017/jfm.2014.394.

27. Guo C. The relationship between the collapsing cavitation bubble and its microjet near a rigid wall under an ultrasound field. In: Borek W., Tański T., Król M. (Eds.) *Cavitation – Sel. Issues*. IntechOpen, 2018, pp. 73–89. doi: 10.5772/intechopen.79129.
28. Ma J., Hsiao C.-T., Chahine G.L. Numerical study of acoustically driven bubble cloud dynamics near a rigid wall. *Ultrason. Sonochem.*, 2018, vol. 40, pt. A, pp. 944–954. doi: 10.1016/j.ultsonch.2017.08.033.
29. Takizawa K., Yabe T., Tsugawa Y., Tezduyar T.E., Mizoe H. Computation of free-surface flows and fluid-object interactions with the CIP method based on adaptive meshless Soroban grids. *Comput. Mech.*, 2007, vol. 40, no. 1, pp. 167–183. doi: 10.1007/s00466-006-0093-2.
30. Aganin A.A., Guseva T.S., Kosolapova L.A., Malakhov V.G. Dynamics of an acoustically excited gas cavity attached to a rigid surface. *Lobachevskii J. Math.*, 2019, vol. 40, no. 11, pp. 1897–1903. doi: 10.1134/S1995080219110040.
31. Aganin A.A., Kosolapova L.A., Malakhov V.G. Numerical simulation of the evolution of a gas bubble in a liquid near a wall. *Math. Models Comput. Simul.*, 2018, vol. 10, no. 1, pp. 89–98. doi: 10.1134/S2070048218010027.
32. Yabe T., Xiao F., Utsumi T. The constrained interpolation profile method for multiphase analysis. *J. Comput. Phys.*, 2001, vol. 169, no. 2, pp. 556–593. doi: 10.1006/jcph.2000.6625.
33. Haller K.K., Ventikos Y., Poulidakos D., Monkewitz P. Computational study of high-speed liquid droplet impact. *J. Appl. Phys.*, 2002, vol. 92, no. 5, pp. 2821–2828. doi: 10.1063/1.1495533.
34. Xiong J., Koshizuka S., Sakai M. Numerical analysis of droplet impingement using the moving particle semi-implicit method. *J. Nucl. Sci. Technol.*, 2010, vol. 47, no. 3, pp. 314–321. doi: 10.1080/18811248.2010.9711960.
35. Ogata Y., Yabe T. Shock capturing with improved numerical viscosity in primitive Euler representation. *Comput. Phys.*, 1999, vol. 119, nos. 2–3, pp. 179–193. doi: 10.1016/S0010-4655(99)00188-5.
36. Aganin A.A., Guseva T.S. Numerical simulation of impact of a jet on a wall. *Math. Models Comput. Simul.*, 2017, vol. 9, no. 5, pp. 623–635. doi: 10.1134/S2070048217050027.
37. Xiong J., Koshizuka S., Sakai M. Investigation of droplet impingement onto wet walls based on simulation using particle method. *J. Nucl. Sci. Technol.*, 2011, vol. 48, no. 1, pp. 145–153. doi: 10.1080/18811248.2011.9711689.
38. Fujisawa K., Yamagata T., Fujisawa N. Damping effect on impact pressure from liquid droplet impingement on wet wall. *Ann. Nucl. Energy*, 2018, vol. 121, pp. 260–268. doi: 10.1016/j.anucene.2018.07.008.
39. Heymann F.J. High-speed impact between a liquid drop and a solid surface. *J. Appl. Phys.*, 1969, vol. 40, no. 13, pp. 5113–5122. doi: 10.1063/1.1657361.

Для цитирования: Аганин А.А., Гусева Т.С., Косолапова Л.А., Малахов В.Г. Динамика пузырька и импульсное нагружение твердой поверхности при акустическом воздействии // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. – 2021. – Т. 163, кн. 1. – С. 31–47. – doi: 10.26907/2541-7746.2021.1.31-47.

For citation: Aganin A.A., Guseva T.S., Kosolapova L.A., Malakhov V.G. The bubble dynamics and impulse loading of a rigid surface under acoustic action. *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*, 2021, vol. 163, no. 1, pp. 31–47. doi: 10.26907/2541-7746.2021.1.31-47. (In Russian)