

УДК 532.5.031:532.593

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ЖИДКОСТИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ КАВИТАЦИОННОГО ПУЗЫРЬКА НА ЖЕСТКУЮ СТЕНКУ

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

Аннотация

Выполнено исследование ударных волн, возникающих в воде при схлопывании кавитационного пузырька вблизи плоской жесткой стенки, когда между пузырьком и стенкой имеется слой жидкости (прослойка). Ударные волны во многом определяют импульсное воздействие пузырька на стенку, которое считается одним из основных механизмов кавитационной эрозии поверхностей тел. Рассмотрен процесс схлопывания изначально слегка сплюснутого сферoidalного пузырька, когда на его поверхности формируется тонкая высокоскоростная струя, направленная к стенке. Основное внимание направлено на начальную стадию ударного воздействия струи, когда на стенке реализуются давления, сравнимые с давлением гидроудара. Использовалась двухэтапная численная методика, в которой при расчете стадии формирования струи применяется метод граничных элементов, а при расчете стадии ее ударного воздействия – прямое численное моделирование на основе уравнений газовой динамики. Изучение проведено для прослоек толщиной в сто и более раз меньшей начального радиуса пузырька. Установлено, что если толщина прослойки меньше начального радиуса пузырька в $3 \cdot 10^{-4}$ и более раз, то максимальное давление на стенке превышает давление гидроудара, как и в случае без прослойки. При более толстых прослойках нагрузка на стенку в целом не превышает давления гидроудара.

Ключевые слова: кавитационная эрозия, коллапс пузырька у стенки, кумулятивная струя, ударное воздействие.

Введение

Импульсное воздействие кавитационных пузырьков на жесткую стенку обычно рассматривается в рамках исследования кавитационной эрозии – распространенного явления разрушения твердых поверхностей при их контакте с кавитирующей жидкостью. Кавитационной эрозии подвержены лопасти гребных винтов судов, стенки проточных каналов, лопасти гидротурбин, детали гидронасосов и т. д. В то же время явление кавитационного разрушения применяется в технологиях очистки поверхностей: труб теплообменных аппаратов, деталей топливной аппаратуры, нефтепромыслового оборудования, зубов и т. д. Кавитационная эрозия обычно возникает в областях, где снижение давления в жидкости сменяется его ростом. Если давление падает ниже критического уровня, то всегда присутствующие в жидкости кавитационные зародыши многократно увеличиваются, образуя кавитационные пузырьки. При последующем росте давления эти пузырьки сжимаются (коллапсируют). Вблизи стенок пузырьки сжимаются несферически, так что при определенных условиях на их поверхности образуется направленная к стенке высокоскоростная кумулятивная струя. Считается [1], что воздействие подобных струй и является одним из наиболее разрушительных механизмов кавитационной эрозии. В случае примыкающего к стенке пузырька струя бьет непосредственно

по ее поверхности. Если пузырек отстоит от стенки (то есть между ними имеется жидкая прослойка), то удар струи приходится по ближней к стенке части поверхности пузырька, то есть по прослойке. При этом воздействие на стенку реализуется посредством возникающей в прослойке ударной волны.

Особенностям струйного воздействия пузырька на стенку посвящено довольно большое число публикаций (см., например, обзоры [2–6]). Проводились в основном численные исследования с применением либо метода граничных элементов, в котором жидкость предполагается несжимаемой, либо прямого численного моделирования на основе уравнений газовой динамики, в которых сжимаемость жидкости учитывается. Однако в рассматриваемой задаче невозможно обойтись лишь методом граничных элементов, поскольку в нем не учитывается сжимаемость жидкости, а применение только прямого численного моделирования осложнено большими затратами компьютерного времени на стадии формирования струи. В настоящей работе применяется численная методика, эффективно сочетающая метод граничных элементов и прямое численное моделирование. При расчете первой стадии сжатия пузырька (стадии формирования струи) применяется метод граничных элементов. При расчете второй стадии (стадии ударного воздействия струи), начинающейся с момента удара струи по противоположной стороне пузырька, используется прямое численное моделирование на основе уравнений газовой динамики. Такой подход позволил провести исследование особенностей ударного воздействия струи, образующейся при схлопывании кавитационного пузырька, на стенку при наличии между пузырьком и стенкой очень тонкой прослойки жидкости. Исследования показали, что в этом случае величина импульсов давления на стенке может достигать того же порядка, что и при отсутствии прослойки (то есть при соприкосновении пузырька и стенки).

1. Постановка задачи

Изучаются ударные волны в жидкости (воде), возникающие при несферическом схлопывании кавитационного пузырька вблизи плоской жесткой стенки, и импульсное воздействие этих ударных волн на стенку. Невозмущенное давление жидкости $p_\infty = 1$ бар, ее плотность $\rho_\infty = 10^3$ кг/м³. Поверхность пузырька в начале сжатия (в момент времени $t^* = 0$) представляет собой слегка сплюснутый сфероид с осью вращения, направленной ортогонально стенке. Отношение полуосей сфероида $b/a = 0.9$, где меньшая полуось b направлена вдоль оси вращения. Известно [7, 8], что при схлопывании пузырьков именно такой формы образуются тонкие (по отношению к текущим линейным размерам пузырька), направленные к стенке высокоскоростные струи. Линейные размеры области максимального воздействия такой струи на стенку значительно меньше радиуса самой струи. В случае сферического или вытянутого пузырька формируются более широкие и менее скоростные струи с меньшей интенсивностью ударного воздействия на стенку.

Начальный объем пузырька V_{b0} равен объему сферы радиуса $R_{b0} = 1$ мм. Давление пара в пузырьке p_b при сжатии изменяется по закону

$$p_b = p_{b0} \left(\frac{V_{b0}}{V_b} \right)^\gamma.$$

Здесь $p_{b0} = 0.023$ бар – давление пара в начале сжатия, равное давлению насыщения при температуре окружающей жидкости $T_\infty = 20$ °С, V_b – текущий объем пузырька, $\gamma = 1.33$ – показатель адиабаты пара. Влияние вязкости жидкости и поверхностного натяжения не учитывается, что справедливо для рассматриваемого случая достаточно большого пузырька.

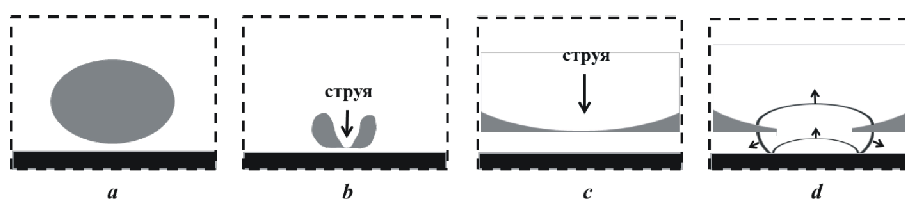


Рис. 1. Схема сжатия пузырька вблизи жесткой стенки: *a, b* – фрагмент в окрестности пузырька, *c, d* – фрагмент в окрестности конца струи; границы фрагментов отмечены штриховой линией. Черный цвет соответствует стенке, серый – паровой полости пузырька, белый – жидкости. Стрелками указаны направления движения струи (*b, c*) и распространения ударных волн (*d*)

За толщину d прослойки жидкости принимается минимальное расстояние от поверхности пузырька до стенки. Начальное значение d варьируется в диапазоне $0 \leq d \leq \bar{d}$, где $\bar{d} = 10^{-2} R_{b0}$.

Ряд характерных особенностей сжатия пузырька в рассматриваемых условиях схематично иллюстрирует рис. 1. Началу сжатия соответствует рис. 1, *a*. Из-за близости стенки в ходе сжатия на поверхности пузырька образуется направленная к стенке высокоскоростная струя жидкости (рис. 1, *b*), которая ударяет по противоположной стороне пузырька. В случае примыкания пузырька к стенке удар струи приходится непосредственно на поверхность стенки, вверх по струе начинает распространяться ударная волна. Если пузырек отстоит от стенки, то струя бьет по слою жидкости между пузырьком и стенкой (рис. 1, *c, d*), в результате чего в жидкости возникают три ударные волны (рис. 1, *d*). Первая распространяется вверх по струе, вторая – к стенке по жидкой прослойке между пузырьком и стенкой. Когда вторая ударная волна достигает стенки, возникает третья – отраженная от стенки ударная волна. Взаимодействие этих трех волн между собой и с границами струи и прослойки определяет динамику жидкости и ее силовое воздействие на стенку, которые изучаются в настоящей работе.

2. Основные положения методики численного исследования

Принцип построения расчетной методики основан на разделении процесса сжатия пузырька с образованием струи на стадию формирования струи и стадию ударного воздействия струи. Первая стадия продолжается до соударения струи с противоположной стороной пузырька. Здесь жидкость можно считать несжимаемой, а сжатие пузырька – однородным. При условии потенциальности течения наиболее эффективным для численного моделирования первой стадии является подход, сочетающий метод граничных элементов с шаговым методом по времени [7–10]. На первой стадии рассчитываются поля давления и скорости жидкости, деформация пузырька в процессе его сжатия, сопровождающегося формированием струи.

На второй стадии, начинающейся с момента удара струи по противоположной стороне пузырька, и в жидкости, и в пузырьке возникают ударные волны. Здесь необходимо учитывать влияние сжимаемости жидкости, и метод граничных элементов, в котором жидкость полагается несжимаемой, неприменим. Требуется прямое численное моделирование на основе уравнений газовой динамики. Нужно отметить, что и на стадии формирования струи применение прямого численного моделирования возможно, но не является необходимым в силу вышеупомянутых упрощений, более того, здесь его применение неэффективно из-за сравнительной долговременности этой стадии и больших формоизменений межфазной поверхности.

В то же время на стадии ударного воздействия струи наибольший интерес представляет лишь небольшой временной интервал после удара струи, когда давление на стенке возрастает до некоторого максимального значения и удерживается на уровне порядка этого максимума.

На второй стадии в процессе ударного воздействия межфазная граница (граница струи и прослойки) сильно деформируется. Чтобы избежать проблем с выбором и построением расчетных сеток, применяется подход без явного выделения межфазной границы. Области, занятые разными средами, определяются различающимися постоянными значениями функции-идентификатора. Например, в жидкости она принимает значение 1, в газе – 0. Граница контакта газа и жидкости представляется узкой переходной областью, заполненной средой с промежуточными параметрами, где идентификатор непрерывно изменяется от 0 до 1. Изменение пространственного распределения идентификатора описывается уравнением переноса. Для сквозного численного интегрирования уравнений газовой динамики применяется метод SIP-CUP на динамически адаптивной *soroban*-сетке [11, 12]. Это неструктурированная сетка, узлы которой в двумерном случае расположены на параллельных направляющих линиях. Ориентация, количество направляющих и расстояние между ними, а также расположение и количество узлов на каждой из направляющих могут изменяться. Области сгущения и разрежения *soroban*-сетки определяются соответственно максимумами и минимумами монитор-функции, которая в одномерном случае фактически является линейной комбинацией длины дуги и радиуса кривизны кривой, представляющей зависимость какого-либо параметра решения (плотности, давления, идентификатора и т. д.) от пространственной координаты. Ключевым моментом при использовании *soroban*-сеток является интерполяция высокой точности, которую обеспечивает метод SIP. При расчете задач с ударными волнами метод SIP-CUP используется в сочетании с искусственной вязкостью. Расчетная методика второго этапа была протестирована при решении задач с ударными волнами и деформирующимися межфазными границами типа газ – жидкость [13, 14]. На второй стадии рассчитывается ударно-волновая динамика жидкости в струе и прослойке после удара и определяются результирующие импульсы давления на стенке.

3. Динамика пузырька на стадии формирования струи

В результате большой начальной разницы давлений в пузырьке ($p_{b0} = 0.023$ бар) и окружающей жидкости ($p_{\infty} = 1$ бар) пузырек схлопывается. Из-за наличия стенки пузырек в ходе схлопывания сильно деформируется.

Изменение формы пузырька при сжатии в том случае, когда он касается стенки ($d = 0$), показано на рис. 2. Видно, что слегка сплюснутый при $t^* = 0$ (момент 0) пузырек сначала вытягивается вдоль оси симметрии (моменты 1, 2). Затем на верхней части его поверхности возникает кумулятивная струя (момент 3). В последующем струя становится все более выраженной (момент 4), быстро пересекает полость пузырька (интервал между моментами 4 и 5 составляет около 2 мкс) и подходит вплотную к стенке (момент 5).

Соответствующие изменения полей давления и скорости жидкости иллюстрирует рис. 3. В промежутке между моментами 3 и 5, где возникает и развивается кумулятивная струя, максимум давления жидкости, достигаемый в основании струи, уменьшается от 36.5 до 17.7 бар. При этом скорость струи в малой окрестности ее конца остается практически постоянной и равна примерно 250 м/с.

В масштабах рис. 2 и 3 удаление пузырька от стенки в рассматриваемом диапазоне $0 \leq d \leq \bar{d}$ не оказывает заметного влияния ни на изменение формы пузырька,

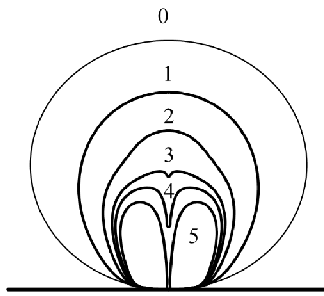


Рис. 2. Сжатие примыкающего к стенке пузырька. Цифрами 0–5 отмечены моменты времени t^*/t_{im}^* , соответственно равные 0; 0.79; 0.93; 0.97; 0.98; 1; $t_{im}^* = 108.28$ мкс – момент удара конца струи по стенке

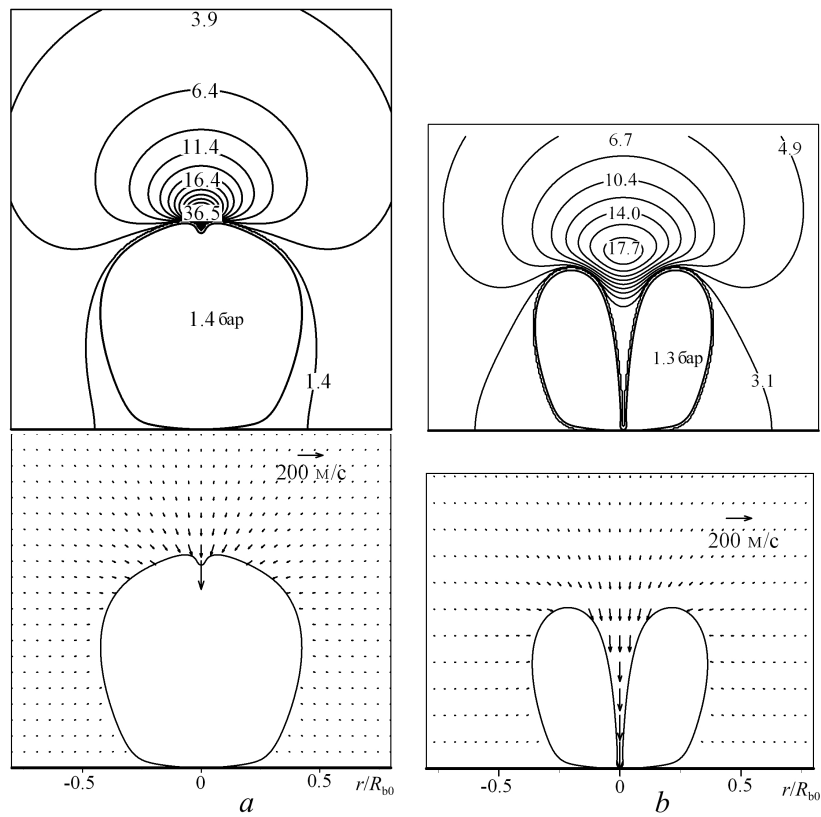


Рис. 3. Изолинии давления (сверху) и векторы скорости (снизу) жидкости при схлопывании касающегося стенки пузырька: (а) соответствует моменту 3 на рис. 2, (б) – моменту 5

в том числе на форму конца струи и поверхности прослойки (рис. 4), ни на поля давления и скорости жидкости. Кроме того, расчеты показывают, что в этом диапазоне в ходе сжатия толщина прослойки практически не меняется. Это означает, что и в момент удара струи по прослойке ($t^* = t_{im}^*$) ее толщина также равна d . С увеличением d от 0 до \bar{d} скорость конца струи v уменьшается от 249.92 до 245.40 м/с, радиус конца струи R увеличивается от 12.7 до 15 мкм, а давление в пузырьке p_b возрастает от 1.248 до 1.349 бар. Здесь радиус конца струи R –

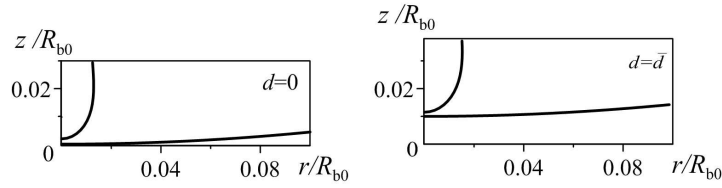


Рис. 4. Конец кумулятивной струи и прослойка жидкости между пузырьком и стенкой в финале низкоскоростной стадии схлопывания пузырька в случаях $d = 0$ и $d = \bar{d}$. Плоскость $z = 0$ – стенка

радиальная координата точки контура струи $r(s)$, в которой $r'(s) = 0$, s – дуговая координата. При фиксированных значениях d давление жидкости в струе и прослойке в окрестности конца струи равно примерно p_b . В настоящей работе предполагается, что в диапазоне $0 \leq d \leq \bar{d}$ зависимость характеристик динамики пузырька (давления в пузырьке, полей давления и скорости жидкости и т. д.) от d является линейной.

4. Ударные волны в жидкости и их импульсное воздействие на стенку

Основные результаты настоящей работы связаны с эффектом наличия прослойки жидкости между пузырьком и стенкой ($d > 0$) в ходе импульсного воздействия, которое в этом случае реализуется посредством ударных волн. Наибольший интерес при анализе влияния толщины прослойки представляют условия, при которых нагрузка на стенке достигает уровня экстремальных давлений, характерных для наиболее «опасного» случая $d = 0$, когда струя бьет непосредственно по стенке. Поэтому далее подробно рассматривается случай $d = 0$, а затем случай $d > 0$.

4.1. Случай соприкосновения пузырька и стенки ($d = 0$). Согласно имеющимся оценкам [2], в этом случае экстремальная нагрузка на стенке возникает в очень малой области $r < R$ и сохраняется в течение очень малого промежутка времени $t < R/C$ (здесь $t = t^* - t_{im}^*$ – время, отсчитываемое от момента начала удара t_{im}^* , C – невозмущенная скорость звука в жидкости). Поэтому можно ограничиться расчетом небольшой окрестности конца струи, ударяющей по плоской стенке без жидкой прослойки. Невозмущенные характеристики струи и окружающего ее пара в ходе ударного воздействия в силу малости его пространственно-временных масштабов можно считать неизменными. По этой же причине давление и скорость во всем рассматриваемом конце струи можно принять равными их значениям в наиболее близкой к стенке точке. Таким образом анализ ударных волн в жидкости и импульсного воздействия на стенку в случае $d = 0$ проводится в предположении, что изолированная струя с формой, представленной на рис. 4, бьет по стенке, на которой отсутствует жидкость. В начальный момент $t = 0$ во всех точках этой струи скорость, давление и плотность одинаковы и равны соответственно $V = v$, $P = p_b$ и ρ_∞ . Окружающий пар неподвижен, всюду имеет давление P и плотность, равную $\rho_{b0} V_{b0}/V_b$, где $\rho_{b0} = p_{b0}/(R_v T_\infty)$ – плотность пара в пузырьке в начале его схлопывания, R_v – газовая постоянная пара.

На рис. 5 приведен ряд результатов расчетов, иллюстрирующих ударное воздействие струи на стенку в отсутствие прослойки. Форма конца струи в начале удара близка к полусфере (рис. 6), поэтому основные особенности процесса ударного воздействия в этом случае практически те же, что и в хорошо изученных в литературе случаях удара струи с полусферическим концом и сферической капли [2, 15–19].

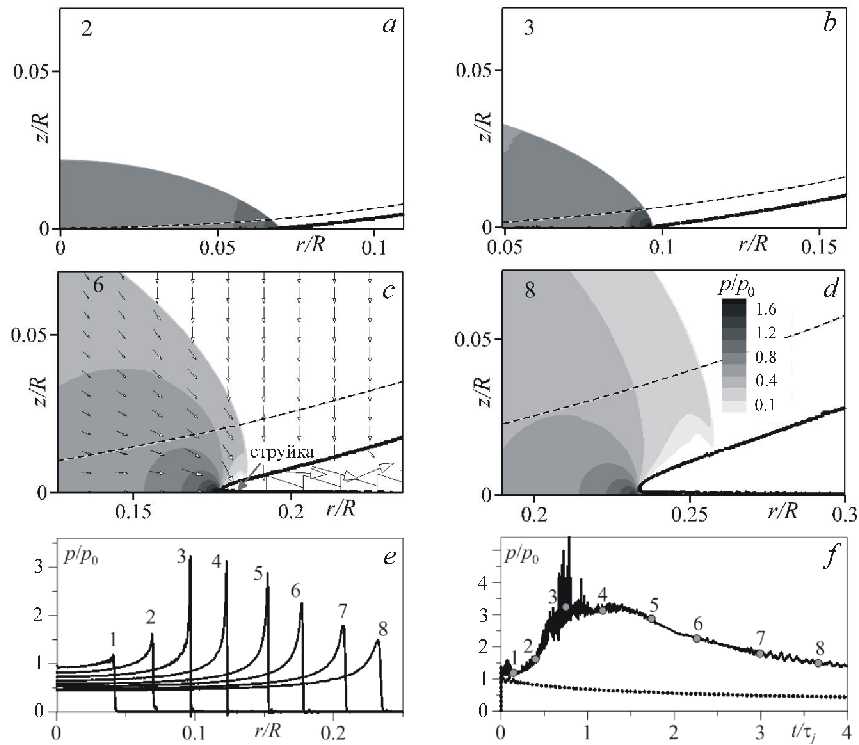


Рис. 5. Ударное воздействие струи в случае примыкающего к стенке пузырька ($d = 0$): $a-d$ – изменение поля давления в окрестности конца струи и границы струи (штриховая кривая – в начале удара, сплошная кривая – текущее положение), на (c) приведено также поле векторов скорости; e – профили давления на стенке; f – временные зависимости давления на стенке в центре области контакта струи и стенки ($r = 0$, пунктирная кривая) и максимума давления (кривая с пронумерованными символами). Цифрами на рисунках обозначены моменты t/τ_j : 1 – 0.15; 2 – 0.4; 3 – 0.76; 4 – 1.2; 5 – 1.8; 6 – 2.3; 7 – 3; 8 – 3.7

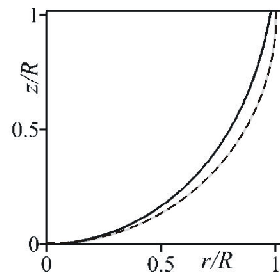


Рис. 6. Конец струи в случае $d = 0$ (сплошная кривая), полусферический конец (штриховая кривая)

Круговая область контакта струи со стенкой изначально представляет собой точку. По мере натекания струи область контакта радиально расширяется, на ее кромке непрерывно генерируются волны сжатия. При этом область, занимаемая жидкостью, разделена на внутреннюю область сжатой жидкости и внешнюю область, не возмущенную ударом. Согласно принципу Гюйгенса фронт ударной волны, отделяющей «возмущенную» жидкость от «невозмущенной», может быть

приближен огibaющей вышеупомянутых волн сжатия. Ударная волна распространяется вверх по струе и изначально остается присоединенной к стенке (рис. 5, *a*). Скорость ее распространения при $V/C < 1.2$ удовлетворительно аппроксимируется линейной зависимостью $D = C + \frac{\Gamma + 1}{4} V$ [15]. В случае удара струи воды ($\Gamma = 7.15$) со скоростью $V = 250$ м/с согласно этой оценке скорость ударной волны есть $D = 2000$ м/с. В направлении оси симметрии скорость распространения ударной волны вследствие влияния натекания струи меньше, чем в радиальном направлении.

На самой начальной стадии удара радиус кривизны конца струи настолько велик по сравнению с радиусом круговой области контакта, что здесь фактически реализуются одномерные условия. При этом можно полагать, что давление на стенке поднимается до уровня давления гидроудара (“waterhammer pressure”) $p_0 = \rho_0 DV$ (возникает при мгновенном торможении равномерного потока, движущегося со скоростью V) [15]. В рассматриваемом случае имеем $p_0 = 5$ кбар. Таким образом, в начале ударного воздействия распределение давления во всей области контакта почти однородно (рис. 5, *e*, кривая 1). Затем оно становится все более и более неоднородным, его величина в центре области контакта уменьшается, а на периферии очень быстро возрастает. В узкой кольцевой области на периферии появляется выраженный максимум, который существенно превосходит давление гидроудара p_0 (рис. 5, *e*, кривые 2, 3).

Здесь нужно отметить, что на криволинейном фронте ударной волны, расходящейся вверх по струе, вблизи оси симметрии реализуются условия как на нормальном скачке уплотнения, а по мере удаления от оси симметрии – как на косом скачке. Как видно из рис. 5, *c*, на достаточном удалении от оси симметрии прохождение такой волны не останавливает встречный поток, а лишь ослабляет его и разворачивает в сторону периферии. Таким образом, сразу возникает растекание (отток) сжатой жидкости от оси симметрии в направлении кромки контакта струи со стенкой. Поэтому давление в центре области контакта, в момент удара поднимающееся до уровня p_0 , сразу начинает медленно снижаться (рис. 5, *f*).

Скорость расширения области контакта равна $V \operatorname{ctg} \theta$, где θ – угол между границей струи и стенкой. Поэтому на начальном этапе удара, когда этот угол близок к нулю, граница области контакта расходится со скоростью, превышающей скорость распространения любого возмущения. С ростом θ по мере натекания струи скорость расширения области контакта снижается и в некоторый момент становится равной скорости распространения ударной волны вблизи кромки контакта. В случае струи с полусферическим концом этот момент можно приближенно оценить как

$$\tau_j = \frac{RV}{2D^2}. \quad (1)$$

Радиус области контакта в этот момент определяется выражением

$$r_j = \frac{RV}{D}.$$

Время τ_j и радиус r_j можно считать характерным временем и характерным линейным размером ударного воздействия струи на стенку. В рассматриваемых условиях $\tau_j = 0.39$ нс, $r_j = 1.6$ мкм.

В момент, близкий к $t = \tau_j$, боковая граница ударной волны отрывается от стенки и выходит на свободную поверхность с образованием волны разрежения (рис. 5, *b*, *e*, кривая 3). В результате этого в пристеночной области на периферии области контакта, где давление жидкости максимально, возникает очень тонкая пристеночная струйка цилиндрически растекающейся жидкости (рис. 5, *c*, *d*).

При этом упругая энергия сжатой жидкости постепенно преобразуется в кинетическую энергию этой струйки, и величина пиков давления на периферии контакта начинает снижаться (рис. 5, *e*, кривые 4–8). Пик давления в момент отрыва ударной волны от стенки – это наибольшее давление, которое возникает на стенке в ходе ударного воздействия. Согласно оценкам [15] в диапазоне $0.03 < V/C < 0.3$ это критическое давление равно $p_c = 3p_0$. В данном случае экстремальное давление достигается в окрестности $t/\tau_j = 0.8$ и примерно в 5 раз превышает p_0 (рис. 5, *f*). Снижение уровня давления на стенке происходит значительно медленнее, чем предшествующий рост. Так, в рассматриваемом случае снижение максимального давления до уровня p_0 происходит при $t > 4\tau_j$. С течением времени разница между максимальным давлением, достигаемым на периферии, и давлением в центре области контакта уменьшается, то есть распределение давления вновь стремится к однородному.

Приведенные на рис. 5 результаты получены для расчетной области $r \times z = 0.3R \times 0.125R$. Минимальный шаг сетки составляет $4.7 \cdot 10^{-5}R$, максимальный шаг – $4.7 \cdot 10^{-2}R$. Число Куранта равно 0.95 (в данном случае оно не имеет отношения к устойчивости метода расчета, а лишь характеризует соотношение временного и пространственного шагов). Коэффициент искусственной вязкости в жидкости 0.6 с удвоенной линейной составляющей, в газе – 0.9. Кривые 1–3 на рис. 5, *e* и кривая максимального давления на рис. 5, *f* характеризуются наличием высокочастотных осцилляций. Они имеют численное происхождение, обусловленное, в частности, тем, что криволинейная граница струи в начальный момент аппроксимируется на декартовой сетке отрезками прямых линий.

4.2. Случай наличия между пузырьком и стенкой тонкого слоя жидкости ($d > 0$). Если удар струи приходится по жидкой прослойке на стенке, то прямого контакта струи со стенкой нет. Воздействие струи осуществляется посредством ударной волны, которая возникает при ударе струи по поверхности прослойки. С ростом толщины прослойки интенсивность импульсного воздействия на стенку уменьшается. В проведенном нами исследовании удара струи толщина прослойки d последовательно увеличивалась от нуля до тех пор, пока воздействие струи на стенку сохранялось на относительно высоком уровне (порядка и выше давления p_0 , возникающего на стенке в начале удара струи в случае $d = 0$). Максимальное значение толщины d оказалось меньше r_j и на порядок меньше, чем \bar{d} , поэтому во всем рассматриваемом на данном этапе диапазоне значений d конфигурация конца струи принималась точно такой же, как и в случае $d = 0$ (рис. 4). При этом поверхность прослойки в силу малости пространственно-временных масштабов воздействия полагалась плоской. Значения всех параметров струи и окружающего пара фактически совпадали с их значениями в случае $d = 0$. Давление и плотность неподвижной жидкости в прослойке полагались равными их значениям в струе.

На рис. 7 приведены результаты расчетов для прослойки толщиной $d = 0.05r_j$. Расчетная область составляла $r \times z = 0.2R \times 0.1R$, минимальный шаг сетки равен $4.4 \cdot 10^{-5}R$, максимальный шаг – $6.3 \cdot 10^{-3}R$. Профили давления на стенке и временные зависимости максимума давления на периферии области импульсного воздействия в этом случае более гладкие, чем при $d = 0$, поскольку эффект от начального представления криволинейной границы струи отрезками прямых линий ослаблен прослойкой.

При ударе струи по прослойке возникают две ударные волны куполообразной формы: первая распространяется в направлении от стенки вверх по струе, а вторая – по прослойке в направлении стенки (рис. 7, *a*). Как и в случае $d = 0$, фронты

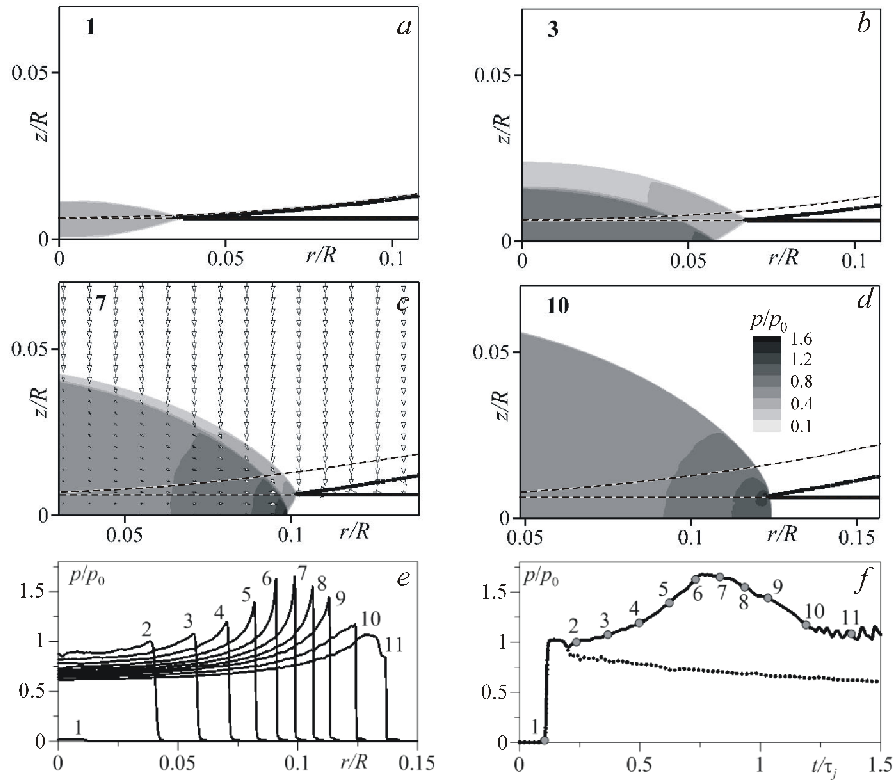


Рис. 7. То же, что и на рис. 5, но при наличии между пузырьком и стенкой прослойки жидкости толщиной $d = 0.05r_j$; цифрами обозначены моменты t/τ_j : 1 – 0.1; 2 – 0.24; 3 – 0.37; 4 – 0.5; 5 – 0.64; 6 – 0.74; 7 – 0.84; 8 – 0.94; 9 – 1; 10 – 1.2; 11 – 1.4

этих ударных волн согласно принципу Гюйгенса могут быть приближенно представлены как огибающие вторичных волн сжатия, которые непрерывно генерируются на расходящейся кромке контакта струи и прослойки.

Аналогично случаю $d = 0$ боковая граница первой и второй ударных волн примыкает к кромке контакта струи и прослойки (рис. 7, *a-c*), пока скорость расширения области контакта, снижаясь из-за увеличения угла между границей натекающей струи и прослойкой, в некоторый момент τ_{jL} не станет равной скорости распространения ударной волны. Этот момент можно приближенно определить согласно (1) при $D = C + \frac{\Gamma + 1}{4} \frac{V}{2}$, в данном случае это $\tau_{jL} \approx 1.3\tau_j$. Начиная с момента удара давление на кромке контакта струи и прослойки растёт и в момент τ_{jL} достигает максимума. В дальнейшем давление будет спадать, поскольку обе ударные волны выйдут на межфазную границу с формированием волны разрежения, а в окрестности кромки контакта будет развиваться струйка жидкости, радиально разлетающаяся между прослойкой и поверхностью струи. На рис. 7, *a-d* показаны более ранние, чем τ_{jL} , моменты, поэтому эта струйка здесь еще не наблюдается.

Импульсное воздействие на стенку осуществляется посредством второй ударной волны, которая падает на стенку. В результате отражения возникает третья ударная волна, также имеющая форму купола (рис. 7, *b*). Фронт отраженной волны догоняет фронт первой ударной волны, уходящей вверх по струе. Изменение давления на стенке обусловлено главным образом взаимодействием падающей и отражающейся ударных волн.

Кривизна фронта и параметры за фронтом падающей ударной волны в момент достижения ею стенки и далее в процессе ее взаимодействия со стенкой определяются временем прохождения по прослойке и вышеописанным изменением давления на расходящейся кромке контакта струи и прослойки. При малой толщине прослойки определяющее влияние на параметры падающей ударной волны оказывает второй фактор. Это и наблюдается в случае $d = 0.05r_j$. На начальной стадии импульсного воздействия распределение давления на стенке, как и в случае $d = 0$, становится существенно неоднородным. В момент, когда падающая волна достигает стенки, давление в центре области отражения $r = 0$ примерно равно p_0 и в дальнейшем уменьшается, а на границе области отражения профили давления имеют растущий максимум, обусловленный высоким давлением на кромке контакта струи и прослойки. Как отмечалось выше, максимальное давление здесь растёт до момента $\tau_{jL} \approx 1.3\tau_j$, максимум же давления на стенке увеличивается лишь до $\sim 1.6p_0$ в момент $t \approx 0.8\tau_j$, после чего довольно быстро снижается. Известно, что при взаимодействии сферической волны, созданной точечным взрывом, с плоской стенкой сначала имеет место регулярное отражение, а затем, начиная с некоторого критического угла между фронтом волны и стенкой, – нерегулярное, с формированием «ножки Маха» [20]. В рассматриваемом случае взаимодействие падающей ударной волны со стенкой также разделяется на стадии регулярного (рис. 7, *b*) и нерегулярного (рис. 7, *c*) отражений. Формирование «ножки Маха» в этом случае сопровождается снижением максимального уровня давления на стенке (рис. 7, *e, f*, момент 7).

Влияние изменения давления на кромке контакта струи и прослойки ослабевает по мере удаления падающей ударной волны от места удара. Этот фактор оказывается определяющим в случае толстых прослоек. Приведенные на рис. 8, *a-d* поля получены для прослойки толщиной $d = 0.8r_j$ в расчетной области $r \times z = 0.4R \times 0.4R$. Минимальный шаг сетки равен $1.2 \cdot 10^{-4}R$, максимальный шаг – $6.4 \cdot 10^{-2}R$. В этом случае время, за которое падающая ударная волна достигает стенки, больше τ_{jL} . В тот момент, когда начинается ее отражение от стенки (рис. 8, *b*), в окрестности кромки контакта струи и прослойки ударные волны уже выходят на межфазную границу. В моменты, представленные на рис. 8, *b, c*, вышеупомянутая струйка, вылетающая с кромки контакта струи и прослойки, еще не видна, поскольку она пока лишь закрывает уменьшающийся зазор между прослойкой и натекающей струей. В дальнейшем эта струйка становится заметной (рис. 8, *d*). Эти изменения на кромке контакта струи и прослойки практически не отражаются на характере нагрузки на стенке. Максимум давления на стенке, равный $\sim 0.49p_0$, достигается сразу в момент прихода ударной волны (рис. 8, *e, f*, момент 2), в дальнейшем давление на стенке только снижается. На общем фоне снижения давления на стенке присутствует небольшой рост неоднородности с максимумом на границе области отражения и более быстрым падением давления в ее центре (рис. 8, *e*, кривые 2–4). Начало формирования на стенке «ножки Маха» в этом случае сопровождается возникновением выраженного локального максимума давления на границе области отражения (рис. 8, *e*, кривые 5, 6).

На рис. 9 приведено сравнение временных зависимостей максимального давления на стенке в случае толщины прослойки $d/r_j = 0, 0.05, 0.2, 0.4, 0.8$, а также давления в центре области контакта струи и стенки в случае $d = 0$. При $d > 0$ давление в центре области импульсного воздействия в момент t_1 прихода падающей ударной волны на стенку резко возрастает примерно до значения давления, которое возникло бы здесь в момент t_1 при отсутствии прослойки ($d = 0$), а затем при $t > t_1$ убывает примерно по тому же закону, что и в случае без прослойки. Максимальное давление на стенке в диапазоне $0 \leq d \leq 0.4r_j$, подобно случаю

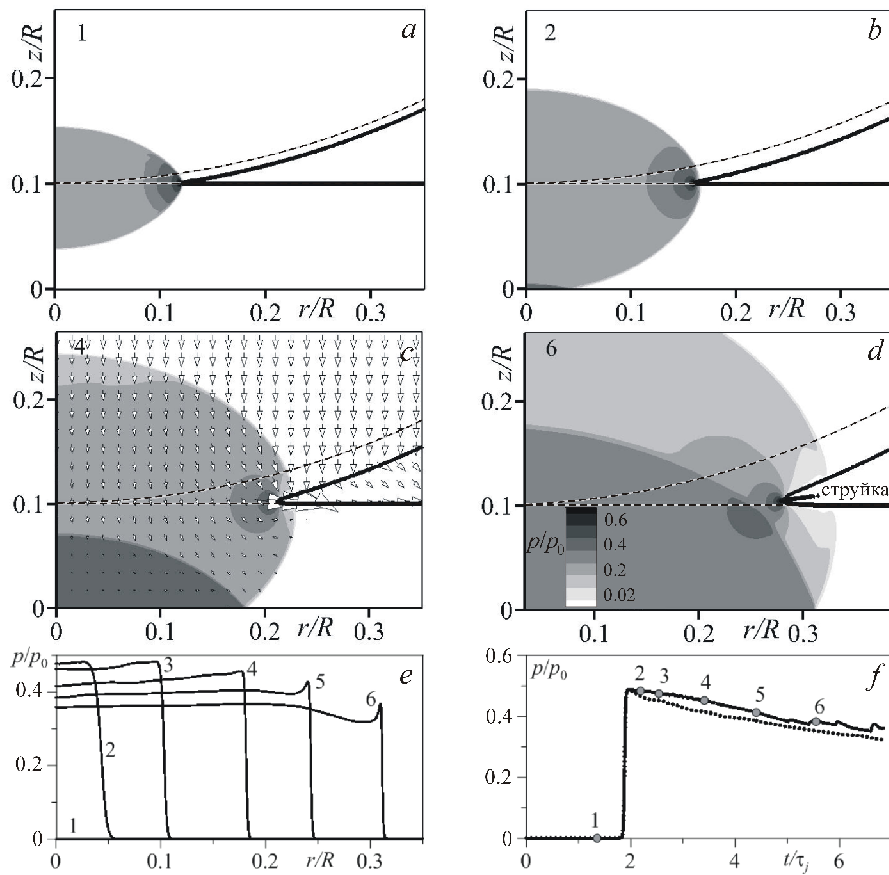


Рис. 8. То же, что и на рис. 5, но при наличии между пузырьком и стенкой прослойки жидкости толщиной $d = 0.8r_j$; цифрами обозначены моменты t/τ_j : 1 – 1.15; 2 – 2; 3 – 2.36; 4 – 3.23; 5 – 4.17; 6 – 5.36

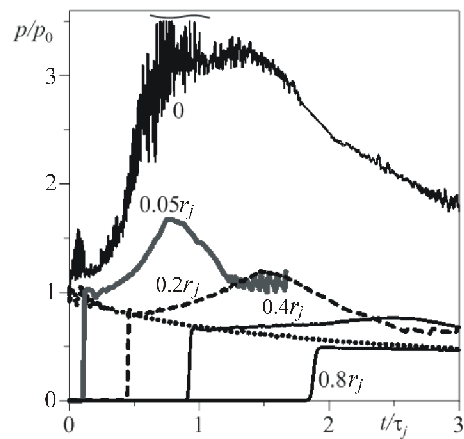


Рис. 9. Временные зависимости максимума давления на стенке и давления в центре области воздействия (пунктирная кривая) при отсутствии прослойки жидкости между пузырьком и стенкой ($d = 0$) и при наличии прослойки толщиной $d/r_j = 0.05; 0.2; 0.4; 0.8$

$d = 0$, сначала растет, затем снижается. Причем само экстремальное значение давления, скорость роста максимального давления и скорость его снижения уменьшаются при увеличении толщины прослойки. При $d = 0.4r_j$ экстремум давления на стенке уже не превышает давления гидроудара p_0 . Начальный рост и последующее снижение расхождения временных зависимостей максимального давления и давления в центре области импульсного воздействия при $0 \leq d \leq 0.4r_j$ свидетельствуют о нарастании и последующем снижении неоднородности в профилях давления на стенке, подобно тому, как при $d = 0$. Таким образом, в указанном диапазоне распределение давления на стенке на начальной стадии импульсного воздействия также имеет выраженный максимум на границе области воздействия (области отражения падающей ударной волны). В случае $d \geq 0.8r_j$ максимальное давление на стенке в области импульсного воздействия не превышает $\sim 0.49p_0$ и со временем только уменьшается, причем распределение давления на стенке остается близким к однородному.

Заключение

Выполнено исследование ударных волн, возникающих в жидкости (воде) при схлопывании кавитационного пузырька вблизи жесткой стенки. Рассматриваемые условия приближены к условиям кавитационного разрушения. В начале сжатия пузырек, заполненный насыщенным паром, имеет форму слегка сплюснутого сфероида с отношением полуосей 0.9 и средним радиусом 1 мм. Между пузырьком и стенкой имеется тонкий слой жидкости (прослойка толщиной d). При схлопывании пузырька толщина прослойки практически не изменяется, а на поверхности пузырька образуется тонкая направленная к стенке кумулятивная струя. Возникновение в жидкости ударных волн обусловлено ударом этой струи по прослойке. В момент удара возникают две ударные волны: первая распространяется в направлении от стенки вверх по струе, а вторая (падающая на стенку) – по прослойке в направлении стенки. Когда вторая ударная волна достигает стенки, возникает третья (отраженная от стенки) ударная волна.

Исследование проводилось при малых толщинах прослойки и в течение небольших промежутков времени от момента удара струи по прослойке, при которых на поверхности стенки реализуются давления, сравнимые с максимумом давления в центре области импульсного воздействия на стенку при отсутствии прослойки. Рассматривались толщины прослойки $d < r_j$. Здесь $r_j = 1.6$ мкм – характерный линейный размер, равный критическому радиусу расширяющейся области воздействия на стенку цилиндрической струи с полусферическим концом, когда на периферии этой области давление на стенке достигает своего максимума.

Установлено следующее: 1) при наличии прослойки давление в центре области импульсного воздействия в момент t_1 (момент зарождения отраженной ударной волны) резко возрастает до величины, которая реализовалась бы здесь в момент t_1 при отсутствии прослойки ($d = 0$), а затем при $t > t_1$ давление убывает примерно так же, как оно убывало бы в случае без прослойки; 2) при ударе струи по прослойке толщиной $d \leq 0.4r_j$, как и в случае без прослойки, давление на стенке распределено неоднородно: в центральной части области импульсного воздействия оно со временем уменьшается, а на ее периферии сначала возрастает до некоторого максимума и лишь затем убывает; 3) при ударе струи по прослойке толщиной $d \leq 0.3r_j$ максимум давления на стенке оказывается выше максимума давления в центре области воздействия в случае без прослойки, равного давлению гидроудара. 4) при ударе струи по прослойке толщиной $d \geq 0.8r_j$ распределение

давления на стенке остается близким к однородному, уровень давлений в начале импульсного воздействия не превышает $\sim 0.49p_0$ и далее только снижается.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 12-01-00341-а, 14-01-97004_р_поволжье-а).

Summary

A.A. Aganin, T.S. Guseva, L.A. Kosolapova, V.G. Malakhov. Shock Waves in Liquid under the Pulsed Action of a Cavitation Bubble on a Rigid Wall.

Shock waves arising in water during the collapse of a cavitation bubble near a plane rigid wall are studied in the case with a liquid layer (interlayer) between the bubble and the wall. The shock waves determine to a large extent the pulsed action of the bubble on the wall, which is known as one of the main cavitation erosion mechanisms of body surfaces. The collapse of an initially slightly oblate spheroidal bubble is considered when a thin high-speed jet directed to the wall is formed. The main attention is drawn to the initial stage of the jet impact when the wall is subjected to the pressure comparable to the water hammer pressure. A two-step numerical technique, in which the stage of jet formation is evaluated by the boundary element method, is used. The stage of pulsed action produced by the jet is calculated by direct numerical simulation based on the equations of gas dynamics. The study is performed for interlayers, the thickness of which is 100 and more times less than the initial radius of the bubble. It has been found that if the interlayer thickness is by a factor of $3 \cdot 10^{-4}$ and more less than the initial radius of the bubble, the maximum pressure on the wall remains higher than the water hammer pressure, as is in the case without the interlayer. For thicker interlayers, the load on the wall does not exceed, in general, the water hammer pressure.

Keywords: cavitation erosion, bubble collapse near wall, cumulative jet, shock impact.

Литература

1. *Brennen C.E.* Hydrodynamics of pumps. – N. Y.: Oxford Univ. Press, 1994. – 293 p.
2. *Field J.E., Camus J.-J., Tinguely M., Obreschkow D., Farhat M.* Cavitation in impacted drops and jets and the effect on erosion damage thresholds // *Wear*. – 2012. – V. 290–291. – P. 154–160.
3. *Аганин А.А., Ильгамов М.А., Малахов В.Г., Халитова Т.Ф., Хисматуллина Н.А.* Ударное воздействие кавитационного пузырька на упругое тело // *Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки* – 2011. – Т. 153, кн. 1. – С. 131–146.
4. *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.
5. *Lauterborn W., Kurz T.* Physics of bubble oscillations // *Rep. Prog. Phys.* – 2010. – V. 73. – P. 106501–106587.
6. *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.
7. *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.
8. *Аганин А.А., Ильгамов М.А., Косолапова Л.А., Малахов В.Г.* Схлопывание кавитационного пузырька в жидкости вблизи твердой стенки // *Вестн. Башкир. ун-та*. – 2013. – Т. 18, № 1. – С. 15–21.
9. *Blake J.R., Taib B.B., Doherty G.* Transient cavities near boundaries // *J. Fluid Mech.* – 1986. – V. 170. – P. 479–497.

10. *Pearson A., Blake J.R., Otto S.R.* Jets in bubbles // *J. Engineering Mathematics.* – 2004. – V. 48. – P. 391–412.
11. *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.
12. *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.
13. *Аганин А.А., Гусева Т.С.* Численное моделирование контактного взаимодействия сжимаемых сред на эйлеровых сетках // *Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. физ.-матем. науки.* – 2012. – Т. 154, кн. 4. – С. 74–99.
14. *Аганин А.А., Гусева Т.С.* Численное моделирование динамики неоднородных сжимаемых сред на основе метода CIP-CUP на адаптивных soroban-сетках // *Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки.* – 2014. – Т. 156, Кн. 2. – С. 55–72.
15. *Neumann F.J.* High-speed impact between a liquid drop and a solid surface // *J. Appl. Phys.* – 1969. – V. 40, No 13. – P. 5113–5122.
16. *Lesser M.B.* Analytic solutions of liquid-drop impact problems // *Proc. R. Soc. Lond. A.* – 1981. – V. 377. – P. 289–308.
17. *Чижев А.В., Шмидт А.А.* Высокоскоростной удар капли о преграду // *Журн. техн. физики.* – 2000. – Т. 170, Вып. 12. – С. 18–27.
18. *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.
19. *Аганин А.А., Ильгамов М.А., Халитова Т.Ф.* Ударное воздействие струи на жесткую стенку // *Актуальные проблемы механики сплошной среды: К 20-летию ИММ КазНЦ РАН.* – Казань: Фолиант, 2011. – Т. 1. – С. 134–145.
20. *Подлубный В.В., Фонарев А.С.* Отражение сферической взрывной волны от плоской поверхности // *Изв. РАН. МЖГ.* – 1974. – № 6. – С. 66–72.

Поступила в редакцию
04.03.15

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

E-mail: aganin@kfti.knc.ru

Гусева Татьяна Сергеевна – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт механики и машиностроения КазНЦ РАН, г. Казань, Россия.

E-mail: ts.guseva@mail.ru

Косолапова Людмила Александровна – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт механики и машиностроения КазНЦ РАН, г. Казань, Россия.

E-mail: kosolapova@kfti.knc.ru

Малахов Владимир Георгиевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт механики и машиностроения КазНЦ РАН, г. Казань, Россия.

E-mail: malahov@kfti.knc.ru