

ОРИГИНАЛЬНАЯ СТАТЬЯ

УДК 532.593

doi: 10.26907/2541-7746.2021.2.117-127

УДАРНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ СТРУИ ЖИДКОСТИ НА СМОЧЕННУЮ СТЕНКУ

Т.С. Гусева

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

Аннотация

Приведены результаты численного исследования высокоскоростного удара струи жидкости по неподвижной жесткой стенке, покрытой слоем идентичной жидкости, в зависимости от скорости удара и толщины слоя. Численное моделирование осуществлялось с применением метода SIP-CUP на динамически адаптивной сетке без явного выделения межфазной границы. Выполнено сравнение случаев слоя с очень малой и сравнительно большой толщиной. Более подробно рассмотрено влияние скорости струи на распределение нагрузки на стенке, а также на изменение максимального и осредненного давлений на стенке в процессе удара в зависимости от толщины слоя.

Ключевые слова: удар струи, слой жидкости на стенке, нагрузка на стенке, метод SIP-CUP

Введение

Известно, что высокоскоростные удары струй или капель могут вызывать повреждение поверхностей (стенок) тел. Так, удары капель приводят к эрозии лопаток турбин, летательных аппаратов в условиях дождя, стенок паропроводов, в том числе на АЭС [1–3]. В случае кавитационной эрозии, которой подвержены, например, гидравлические насосы и турбины, подводные части судов, гильзы цилиндров двигателей, одним из механизмов воздействия на стенку является удар кумулятивной струи, возникающей на поверхности кавитационного пузырька при его несимметричном схлопывании вблизи стенки [4–6]. Можно полагать, что для капель и струй с одинаковой фронтальной частью начало удара с наиболее высокими давлениями развивается идентично.

На сегодняшний день большинство исследований посвящено удару по сухой стенке (например, [2, 7–10]). Однако при ударах капель на стенке может образовываться тонкая пленка жидкости (рис. 1, *a*), а при схлопывании отстоящего от стенки пузырька струя фактически ударяет по слою жидкости на стенке (рис. 1, *b*). Удар капли по слою жидкости на стенке изучался в работе [3] в плоской постановке для скорости удара 200 м/с и толщины слоя 0.2 радиуса капли, также были получены оценки максимального осредненного давления в диапазоне скоростей удара 100–300 м/с и толщин слоя до 1 радиуса струи. Удар струи с фронтальной частью в виде полусфероида по смоченной стенке изучался в работе [11] для скорости удара 250 м/с и толщины слоя, равной 0.04 радиуса струи.

Настоящая работа завершает серию исследований удара осесимметричной струи с полусферической фронтальной частью по плоскому слою на стенке, начатых в работах [12, 13]. Основное внимание в данной работе уделяется сравнению

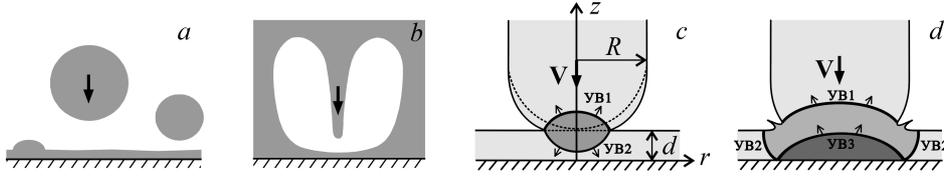


Рис. 1. Удар жидкости по смоченной стенке

ударно-волновой динамики и динамики зон с растягивающими напряжениями для очень малой и достаточно большой толщин слоя. Более подробно рассмотрено влияние скорости струи на характер нагрузки и на временные зависимости максимального и осредненного давлений для разных толщин слоя.

Рассматривается удар окруженной газом осесимметричной водной струи радиуса R с полусферической фронтальной частью по плоской жесткой стенке, покрытой тонким равномерным слоем воды толщиной d (рис. 1, *c*). Скорость струи V варьируется в интервале 150–350 м/с, характерном для исследований каплеударной и кавитационной эрозии. До начала удара плотность воды в струе и слое $\rho = 10^3$ кг/м³, в газе $\rho = 1$ кг/м³, давление всюду равно 1 бар. При ударе по смоченной стенке в струе и слое образуются ударные волны (рис. 1, *c*), и воздействие на стенку осуществляется при отражении от нее второй ударной волны (рис. 1, *d*). Демпфирующий эффект слоя определяется степенью ослабления этой ударной волны при ее распространении к стенке. На первой стадии ударные волны присоединены к кромке контакта струи и слоя (рис. 1, *c*), сжатая жидкость заперта между их фронтами. На второй стадии удара края ударных волн отрываются от кромки контакта и удаляются от нее с образованием волн разрежения и развитием выброса жидкости в зазор между границами струи и слоя (рис. 1, *d*).

1. Методика расчета

В процессе удара граница струи и слоя сильно деформируется, поэтому используется численный подход без явного выделения межфазной границы [14]. Тип среды определяется параметром φ , который изначально равен 1 в жидкости и 0 в газе и описывается уравнением переноса

$$\varphi_t + \mathbf{u} \cdot \nabla \varphi = 0. \quad (1)$$

Данный подход хорошо сочетается с методом SIP-CUP [15], в рамках которого динамика жидкости и газа описывается уравнениями

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

Здесь \mathbf{u} – скорость, $C_S = \varphi C_L + (1 - \varphi) C_G$, C_L и C_G – скорости звука в жидкости и газе соответственно, определяемые как $[\Gamma (p+B)/\rho]^{1/2}$, где $\Gamma = 7.15$, $B = 3072$ бар для жидкости и $\Gamma = 1.4$, $B = 0$ для газа. Влияние вязкости и поверхностного натяжения не учитывается, поскольку является малым на начальной стадии воздействия [2, 9], в ходе которой достигается максимальный уровень давления на стенке и которая представляет основной интерес для данного исследования.

Решение системы (1), (2) расщепляется на конвективную и акустическую стадии, где применяются соответственно полулагранжев метод СР [14] и унифицированная процедура [16], в рамках которой давление определяется неявно из уравнения

$$\nabla \cdot \left(\frac{\nabla p^{n+1}}{\rho^*} \right) = \frac{p^{n+1} - p^*}{\rho^* C_S^2 \Delta t^{n2}} + \frac{\nabla \cdot u^*}{\Delta t^n},$$

где звездочкой отмечены значения параметров, рассчитанные на конвективной стадии. В настоящей работе метод СР-СР используется в сочетании с искусственной вязкостью [17]. Применяется адаптивная неструктурированная сетка [15], которая в двумерном случае представляет собой набор узлов на параллельных направляющих линиях. Количество и взаимное расположение направляющих и узлов могут изменяться при адаптации сетки к решению. Ключевым моментом при использовании такой сетки является эффективная интерполяция, которая предусмотрена в методе СР. Более подробное изложение методики, а также подтверждение возможности ее применения для расчета высокоскоростного удара струи по стенке можно найти в работах [18, 19].

2. Результаты

Основные особенности удара струи по смоченной стенке иллюстрирует рис. 2, где приведены несколько последовательных моментов при ударе струи со скоростью 350 м/с по слою жидкости толщиной $d = 0.04R$ (верхний ряд) и $0.18R$ (нижний ряд) на стенке. На рис. 3 для этих двух случаев показаны профили давления на стенке в сравнении с ударом по сухой стенке. К моменту завершения стадии регулярного отражения на стенке в случае $d/R = 0.04$ края ударных волн остаются близкими к кромке контакта струи и слоя (рис. 2, *a*), а в случае $d/R = 0.18$ – уже перемещаются по границам струи и слоя, что сопровождается развитием выброса сжатой жидкости в окрестности кромки контакта (рис. 2, *f*). На рис. 2, *b*, *g* показаны моменты на стадии маховского отражения. В случае тонкого слоя $d/R = 0.04$ отраженная ударная волна довольно быстро сливается с ударными волнами в струе и слое (рис. 2, *c*). При толщине слоя $d/R = 0.18$ слияние первичной и отраженной ударных волн происходит только в слое, а вверх по струе отраженная ударная волна распространяется вслед за первичной с некоторым отставанием (рис. 2, *h*). При взаимодействии ударных волн с границами газ–жидкость внутрь струи и к стенке распространяются волны разрежения. В результате взаимодействия волны разрежения со стенкой в слое возникает зона с растягивающими напряжениями. Моделирование кавитации в настоящей работе не было предусмотрено, поэтому эти зоны показаны на рис. 2, *d*, *e*, *i*, *j* штриховкой. Нужно отметить, что растягивающие напряжения возникают на стадии спада нагрузки, потому их наличие не влияет на полученный в расчетах максимальный уровень нагрузки на стенке. На рис. 2, *i* можно видеть также начало развития зоны с растягивающими напряжениями в струе вблизи ее боковой границы. Такая зона может возникать и при ударе капель и струй по сухой стенке, как было показано, например, в [9, 20].

Известно, что при ударе струи по сухой жесткой стенке возникает куполообразная ударная волна, распространяющаяся от стенки по бьющей жидкости, а давление на стенке в начале удара определяется одномерным давлением гидроудара

$$p_{wh} = \rho_0 V (C_{L0} + \kappa V), \quad (3)$$

где ρ_0 , C_{L0} – плотность и скорость звука невозмущенной жидкости, κ – экспериментальная константа (для воды $\kappa \approx 2$), V – скорость удара [7]. Далее в процессе удара давление в центре области воздействия снижается от давления

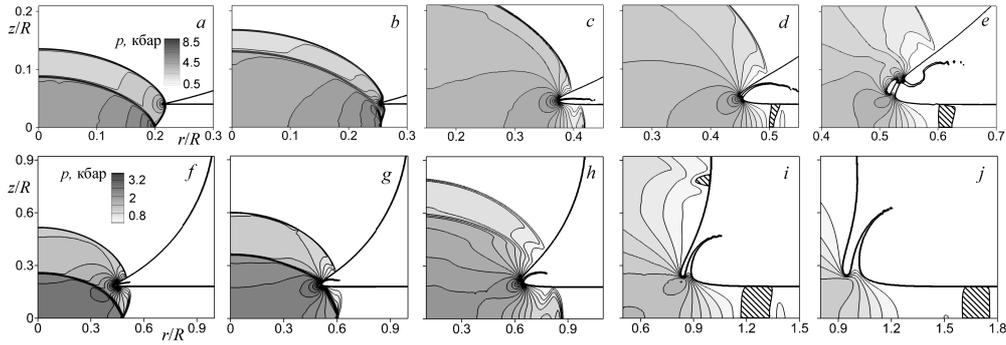


Рис. 2. Поля давления и граница газ – жидкость в половине осевого сечения в окрестности конца струи при ударе со скоростью $V = 350$ м/с по слою толщиной $d/R = 0.04$ (a–e): $\bar{t} = t(R/C_{L0})^{-1} = 0.1, 0.14, 0.26, 0.36, 0.47$ и $d/R = 0.18$ (f–j): $\bar{t} = 0.38, 0.48, 0.7, 1.25, 1.65$. Штриховкой показаны зоны с растягивающими напряжениями

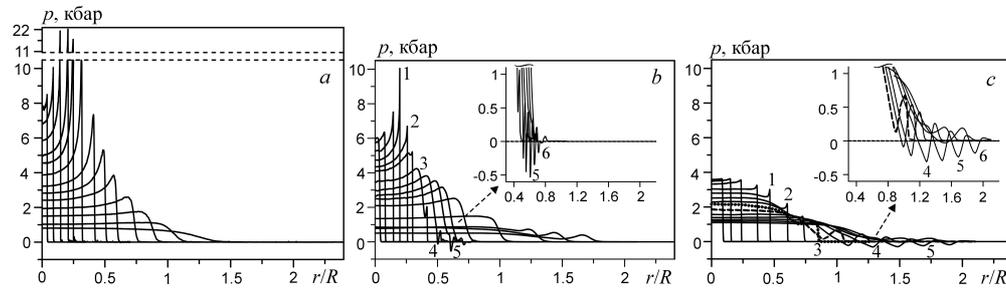


Рис. 3. Радиальные профили давления на стенке при ударе струи со скоростью $V = 350$ м/с по сухой стенке $d = 0$ (a) и по слою толщиной $d/R = 0.04$ (b) и 0.18 (c). Во вставках более подробно показаны части профилей с растягивающими напряжениями. Профили с номерами 1 – 6 соответствуют $\bar{t} = 0.1, 0.14, 0.26, 0.36, 0.47, 0.57$ (b) и $0.38, 0.48, 0.7, 1.25, 1.65, 1.85$ (c)

гидроудара, а на ее периферии возникает сначала растущий (стадия без растекания), а затем снижающийся (стадия растекания) максимум давления (рис. 3, a). При ударе по слою жидкости толщиной $d/R = 0.04$ (рис. 3, b) характер нагрузки остается неоднородным, но уровень нагрузки снижается, причем наиболее значительно в сравнении с ударом по сухой стенке снижается давление на периферии области воздействия. В данном случае рост периферийного максимума давления сменяется уменьшением при переходе от регулярного к маховскому отражению падающей ударной волны. Кроме того, из-за волны разрежения, распространяющейся с поверхности слоя и взаимодействующей со стенкой, в слое возникает зона с растягивающими напряжениями (более подробно показаны во вставке на рис. 3, b). При этом уровень растягивающих напряжений может достигать 0.5 кбар, что сравнимо с пороговым значением нуклеации в очищенной воде, полученным в работе [21]. При увеличении толщины слоя до $d/R = 0.18$ периферийный максимум давления на стенке также присутствует, но мало выражен (рис. 3, c), причем на стадии регулярного отражения этот максимум снижается и при переходе от регулярного к маховскому отражению становится ниже давления в центре области воздействия. Максимальный уровень растягивающих напряжений снижается в этом случае до ~ 0.3 кбар, но размеры зоны с растягивающими напряжениями и время ее существования заметно увеличиваются.

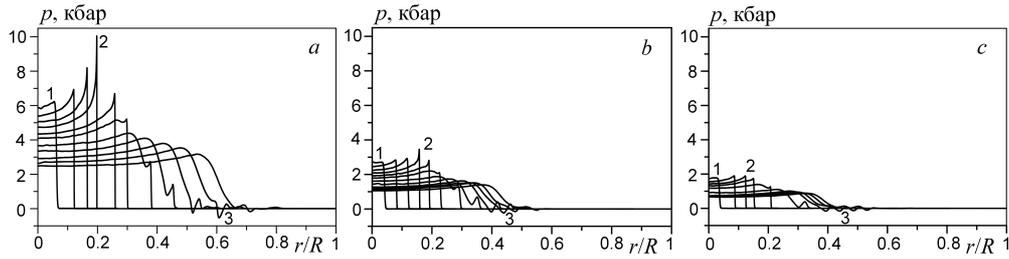


Рис. 4. Радиальные профили давления на стенке при ударе струи по слою толщиной $d/R = 0.04$ со скоростью $V = 350$ (a), 200 (b), 150 м/с (c). Для профилей 1–3 $\bar{t} = 0.04, 0.1, 0.47$ (a); $0.04, 0.1, 0.4$ (b); $0.04, 0.09, 0.4$ (c)

Изменение скорости струи при неизменной толщине слоя не приводит к существенному изменению качественного характера нагрузки на стенке (рис. 4). В этом случае в качестве показателя изменения среднего уровня нагрузки можно приближенно рассматривать соответствующее изменение давления гидроудара (3) при изменении скорости струи. Продолжительность роста периферийного давления для всех трех случаев на рис. 4 примерно одинакова, а размер области нагрузки, соответствующей максимуму периферийного давления, заметно уменьшается при снижении скорости струи.

Представленные на рис. 2–6 результаты получены на сетке с минимальным шагом $10^{-4}R$. Дальнейшее измельчение сетки приводит к изменению профилей давления лишь в очень малой окрестности максимумов на периферии области воздействия. В [2] отмечается сложность определения периферийных максимумов давления на стенке из-за их сильной зависимости от разрешения расчетной сетки, и в качестве основной характеристики нагрузки на стенке предлагается использовать давление, осредненное по всей области воздействия, которое значительно менее чувствительно к разрешению сетки. В настоящей работе осредненное давление на стенке в каждый момент времени определяется как

$$\bar{p} = \max \left(2 r_m^{-2} \int_0^{r_m} p r dr; p_c \right),$$

где r_m – положение максимума давления, p_c – давление в центре области воздействия.

На рис. 5 представлены временные зависимости осредненного и периферийного давления на смоченной стенке для скорости струи $350, 200, 150$ м/с в сравнении с ударом по сухой стенке. Во всех случаях при наличии тонкого слоя жидкости на стенке ($d/R = 0.04$) периферийное давление сильно снижается по сравнению с ударом по сухой стенке, в то время как осредненное давление снижается относительно мало. При этом, если при ударе по сухой стенке периферийное давление остается выше осредненного на всем рассмотренном временном интервале, то время сохранения периферийного максимума давления в случае $d/R = 0.04$ значительно сокращается. Для толщин слоя $d/R = 0.1, 0.2$ кривые осредненного и периферийного давлений при $V = 350$ м/с различаются мало, а при $V = 200, 150$ м/с – визуально совпадают.

На рис. 6, a приведены зависимости максимальных осредненного и периферийного давлений на стенке, отнесенных к давлению гидроудара p_{wh} , от относительной толщины слоя d/R . Можно видеть, что для $V = 350, 200, 150$ м/с максимальное периферийное давление превышает давление гидроудара при $d/R < 0.08, 0.04,$

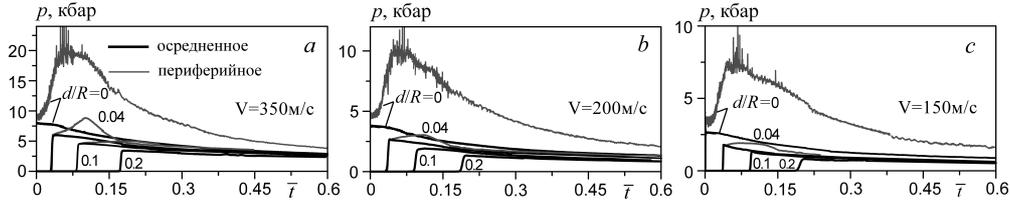


Рис. 5. Временные зависимости осредненного (черные кривые) и периферийного (серые кривые) давлений для $d/R = 0, 0.04, 0.1, 0.2$ при скорости удара $V = 350, 200, 150$ м/с (a–c)

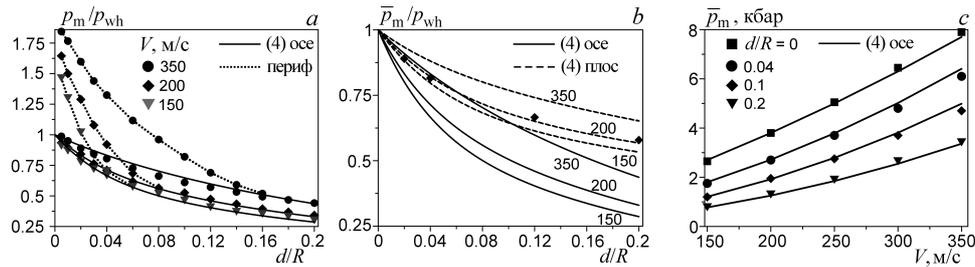


Рис. 6. Влияние толщины слоя на максимальное осредненное и максимальное периферийное давление на стенке (a). Зависимости максимального осредненного давления (4) для осесимметричного и плоского случаев, результаты расчетов плоского случая при $V = 200$ м/с (b). Влияние скорости струи на максимум осредненного давления при $d/R = 0, 0.04, 0.1, 0.2$ (c). Сплошные кривые – (4) осесимметричный случай, штриховые кривые – (4) плоский случай, символы и пунктирные кривые с символами – результаты расчетов

0.02 соответственно и нагрузка будет близка к однородной (периферийное давление приближается к осредненному), начиная примерно с $d/R = 0.16, 0.08, 0.06$ соответственно.

В работе [3] по результатам численных расчетов удара струи в плоской постановке получена зависимость максимального осредненного давления \bar{p}_m от скорости струи и толщины слоя, а также предложена следующая функция, аппроксимирующая эту зависимость:

$$\rho_0 V (f_1 C_{L0} + f_2 V), \quad (4)$$

где $f_1 = a + b \exp(-p\bar{\delta}) + (1 - a - b) \exp(-q\bar{\delta})$, $f_2 = c \exp(-p\bar{\delta}) + (\kappa - c) \exp(-q\bar{\delta})$, $\bar{\delta} = d/(2R)$, $a = 0.24$, $b = 0.213$, $c = 3.5$, $p = 3.7$, $q = 36$. Результаты настоящей работы для плоского случая удовлетворительно согласуются с зависимостью (4) (рис. 6, b). В осесимметричном случае при $d/R \leq 0.2$ и $150 \leq V \leq 350$ м/с зависимость (4) удовлетворительно аппроксимирует результаты расчетов настоящей работы при $a = 0.02$, $b = 0.213$, $c = 5$, $p = 8$, $q = 50$ (рис. 6, a).

При ударе струи по жидкому слою на стенке отношение \bar{p}_m/p_{wh} можно рассматривать как характеристику степени ослабления ударной волны по мере ее распространения от области удара к стенке. В одномерном приближении давление за фронтом этой ударной волны можно оценить с применением соотношения (3) как $\rho_0 0.5V(C_{L0} + \kappa 0.5V)$. При отражении такой ударной волны от стенки давление на стенке в рассматриваемом диапазоне скоростей струи будет примерно равно p_{wh} . Таким образом, давление гидроудара p_{wh} в данном случае можно рассматривать как одномерную оценку максимального осредненного давления на сухой и смоченной стенке. Согласно рис. 6, b отношение \bar{p}_m/p_{wh} , равное 1 при $d/R = 0$, снижается

при увеличении d/R , то есть при увеличении относительной толщины слоя влияние неоднородных эффектов на демпфирующее свойство слоя увеличивается. Видно также, что это влияние становится более заметным при уменьшении скорости струи (кривые, соответствующие меньшей скорости струи, показывают большее снижение \bar{p}_m/p_{wh} с ростом d/R). Это объясняет более сильное при уменьшении скорости струи снижение периферийных давлений на смоченной стенке (рис. 4, 5) по сравнению с ударом по сухой стенке. Из сравнения кривых, соответствующих плоскому и осесимметричному случаям (рис. 6, *b*), можно также заключить, что пренебрежение осевой симметрией приводит к заметному занижению демпфирующего эффекта слоя, и прогнозируемая нагрузка в этом случае будет завышенной. Влияние осевой симметрии заметно возрастает при увеличении толщины слоя и при уменьшении скорости удара.

На рис. 6, *c* для осесимметричного случая приведено сравнение зависимостей максимального осредненного давления от скорости струи для сухой и смоченной стенки. Можно видеть, что зависимость (4) с коэффициентами $a = 0.02$, $b = 0.213$, $c = 5$, $p = 8$, $q = 50$ хорошо аппроксимирует результаты расчетов в рассматриваемых диапазонах скорости удара и толщины слоя. Результаты расчетов удара по сухой стенке также хорошо совпадают с зависимостью (4), которая при $d/R = 0$ становится выражением для давления гидроудара (3).

Заключение

Представлены некоторые результаты численного исследования удара осесимметричной водной струи по твердой плоской стенке, покрытой тонким слоем воды. Приведено сравнение ударно-волновых процессов, изменения зоны с растягивающими напряжениями и нагрузки на стенке в случаях очень тонкого слоя, когда средний уровень нагрузки на стенке и характер ее распределения близки к случаю удара по сухой стенке, и сравнительно толстого слоя, когда уровень нагрузки снижается более чем в два раза и она близка к однородной. Уровень растягивающих напряжений позволяет предполагать возникновение вторичной кавитации, при увеличении толщины слоя размер такой зоны увеличивается, а сам уровень напряжений относительно слабо снижается. Более подробно рассмотрено влияние скорости струи на характер нагрузки и на временные зависимости максимального и осредненного давлений для разных толщин слоя. Установлено, что увеличение скорости струи не меняет существенно характер распределения нагрузки на стенке, изменение уровня нагрузки при этом приблизительно характеризует соответствующее изменение давления гидроудара, а размер области с максимальными давлениями увеличивается. Получена зависимость максимального осредненного давления при ударе по сухой стенке в зависимости от скорости струи и показано, что она хорошо аппроксимируется давлением гидроудара. Максимальное осредненное давление на смоченной стенке при увеличении толщины слоя снижается от давления гидроудара (которое в данном случае можно рассматривать как одномерную оценку) тем больше, чем меньше скорость струи. Таким образом, влияние неоднородных эффектов, определяющее демпфирующий эффект слоя, увеличивается при уменьшении скорости струи.

Благодарности. Автор выражает благодарность профессору А.А. Аганину за полезные обсуждения.

Литература

1. *Heymann F.J.* Erosion by liquids // *Mach. Des.* – 1970. – V. 10. – P. 118–124.

2. *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. – doi: 10.1080/18811248.2010.9711960.
3. *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.
4. *Kornfeld M., Suvorov L.* On the destructive action of cavitation // J. Appl. Phys. – 1944. – V. 15. – P. 495–506. doi: 10.1063/1.1707461.
5. *Johnsen E., Colonius T.* Numerical simulations of non-spherical bubble collapse // J. Fluid Mech. – 2009. – V. 629. – P. 231–262. – doi: 10.1017/S0022112009006351.
6. *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.
7. *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.
8. *Lesser M.B., Field J.E.* The impact of compressible liquids // Annu. Rev. Fluid Mech. – 1983. – V. 15. – P. 97–122. – doi: 10.1146/annurev.fl.15.010183.000525.
9. *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.
10. *Guseva T.S., Malakhov V.G.* Effect of liquid compressibility at a jet impact on a wall // Lobachevskii J. Math. – 2019. – V. 40, No 6. – P. 757–762. – doi: 10.1134/S199508021906012X.
11. *Aganin A.A., Il'gamov M.A., Guseva T.S.* Influence of the shape of the jet head on its impact on a wetted wall // J. Appl. Mech. Tech. Phys. – 2019. – V. 60, No 4. – P. 644–649. – doi: 10.1134/S0021894419040072.
12. *Aganin A.A., Guseva T.S.* Liquid jet impact on a wet wall // Eur. J. Mech. – B/Fluids. – 2020. – V. 79. – P. 141–150. – doi: 10.1016/j.euromechflu.2019.09.001.
13. *Guseva T.S.* Influence of a thin liquid layer on the impact of a jet upon a wall // J. Mach. Manuf. Reliab. – 2019. – V. 48, No 4. – P. 314–319. – doi: 10.3103/S1052618819040083.
14. *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.
15. *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. – P. 167–183. – doi: 10.1007/s00466-006-0093-2.
16. *Yabe T., Wang P.Y.* Unified numerical procedure for compressible and incompressible fluid // J. Phys. Soc. Jpn. – 1991. – V. 60, No 7. – P. 2105–2108. – doi: 10.1143/JPSJ.60.2105.
17. *Ogata Y., Yabe T.* Shock capturing with improved numerical viscosity in primitive Euler representation // Comput. Phys. Commun. – 1999. – V. 119, No 2–3. – P. 179–193. – doi: 10.1016/S0010-4655(99)00188-5.
18. *Aganin A.A., Guseva T.S.* Numerical simulation of impact of a jet on a wall // Math. Models Comput. Simul. – 2017. – V. 9, No 5. – P. 623–635. – doi: 10.1134/S2070048217050027.

19. *Aganin A., Guseva T.* Numerical simulation of liquid mass collision with a wall // Progress in Computational Fluid Dynamics. – 2019. – V. 19, No 5. – P. 293–306. – doi: 10.1504/PCFD.2019.102058.
20. *Чижов А.В., Шмидт А.А.* Высокоскоростной удар капли о преграду // Журн. техн. физики. – 2000. – Т. 170, Вып. 12. – С. 18–27.
21. *Ando K., Liu A.-Q., Ohl C.-D.* Homogeneous nucleation in water in microfluidic channels // Phys. Rev. Lett. – 2012. – V. 109, No 4. – Art. 044501, P. 1–5. – doi: 10.1103/PhysRevLett.109.044501.

Поступила в редакцию
08.10.2020

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*

ISSN 2541-7746 (Print)

ISSN 2500-2198 (Online)

**UCHENYE ZAPISKI KAZANSKOGO UNIVERSITETA.
SERIYA FIZIKO-MATEMATICHESKIE NAUKI
(Proceedings of Kazan University. Physics and Mathematics Series)**

2021, vol. 163, no. 2, pp. 117–127

ORIGINAL ARTICLE

doi: 10.26907/2541-7746.2021.2.117-127

Impact of a Liquid Jet on a Wetted Wall

T.S. Guseva

*Institute of Mechanics and Engineering, FRC Kazan Scientific Center,
Russian Academy of Sciences, Kazan, 420111 Russia
E-mail: *guseva_ts@imm.knc.ru**

Received October 8, 2020

Abstract

Some results of the numerical study of the impact of a cylindrical water jet (150–350 m/s) with the hemispherical head on a solid flat wall covered with a thin layer of water are presented. The numerical approach is based on the CIP-CUP method. The comparison is performed for the shock wave patterns, the zones with tensile stresses, and the wall load for a very thin layer (when the level of wall load and the load distribution are close to the jet impact on a dry wall) and for a relatively thick layer (when the load level decreases by more than 2 times and the load distribution is almost uniform). The tensile stress level indicates secondary cavitation. With an increase in the layer thickness, the size of the zone with tensile stresses increases and the stress level relatively slightly decreases. The effect of the jet velocity on the characteristics of the load and on the time dependencies of the maximum and average pressures for different layer thicknesses is considered in more detail. It is found that an increase in the jet velocity causes no significant change in the character of the wall load distribution, the

change in the load level can be approximately estimated by the corresponding change in the water hammer pressure, and the size of the area with the maximum pressure increases. The maximum average pressure on the dry wall depending on the jet velocity is obtained, and it is well approximated by the water hammer pressure. With an increase in the layer thickness, the maximum average pressure on the wetted wall decreases from the water hammer pressure (which can be treated as a one-dimensional estimate in this case) the more, the lower the jet velocity. Thus, the influence of non-one-dimensional effects, which determines the damping effect of the layer, increases with a decrease in the jet velocity.

Keywords: jet impact, liquid layer on a wall, wall load, CIP-CUP method

Acknowledgments. Many thanks to Professor A.A. Aganin for helpful feedback on this study.

Figure Captions

Fig. 1. Liquid impact on a wetted wall.

Fig. 2. Pressure contours and the gas-liquid interface in a half of the axial section in the vicinity of the jet head at the impact with the speed $V = 350 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ on the layer with the thickness $d/R = 0.04$ (a–e): $\bar{t} = t(R/C_{Lo})^{-1} = 0.1, 0.14, 0.26, 0.36, 0.47$ and $d/R = 0.18$ (f–j): $\bar{t} = 0.38, 0.48, 0.7, 1.25, 1.65$. Areas with tensile stresses are shown by hatching.

Fig. 3. Radial profiles of the pressure on the wall at the impact of the jet with the speed $V = 350 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ on the dry wall $d = 0$ (a), as well as on the layer with the thickness $d/R = 0.04$ (b) and 0.18 (c). The insets show in more detail the parts of the profiles with tensile stresses. Profiles with the numbers 1–6 correspond to $\bar{t} = 0.1, 0.14, 0.26, 0.36, 0.47, 0.57$ (b) and $0.38, 0.48, 0.7, 1.25, 1.65, 1.85$ (c)

Fig. 4. Radial profiles of the pressure on the wall at the impact of the jet on the layer with the thickness $d/R = 0.04$ at the speed $V = 350 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (a), $200 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (b), $150 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (c). Profiles 1–3: $\bar{t} = 0.04, 0.1, 0.47$ (a); $0.04, 0.1, 0.4$ (b); $0.04, 0.09, 0.4$ (c).

Fig. 5. Time dependences of the average pressure (black curves) and peripheral pressure (gray curves) for $d/R = 0, 0.04, 0.1, 0.2$, the impact speed $V = 350, 200, 150 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (a–c).

Fig. 6. Influence of the layer thickness on the maximum average and peripheral pressure on the wall in the case with axial symmetry (a). The results of Eq.(4) for the maximum average pressure for axisymmetric and plane cases and the results of the numerical calculations for the plane case at $V = 200 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (b). Influence of the jet speed on the maximum average pressure at $d/R = 0, 0.04, 0.1, 0.2$ (c). Solid and dashed curves correspond to Eq.(4) with and without axial symmetry, respectively. Symbols and dotted curves with symbols show the numerical results.

References

1. Heymann F.J. Erosion by liquids. *Mach. Des.*, 1970, vol. 10, pp. 118–124.
2. 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.
3. 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.
4. Kornfeld M., Suvorov L. On the destructive action of cavitation. *J. Appl. Phys.*, 1944, vol. 15, pp. 495–506. doi: 10.1063/1.1707461.
5. Johnsen E., Colomius T. Numerical simulations of non-spherical bubble collapse. *J. Fluid Mech.*, 2009, vol. 629, pp. 231–262. doi: 10.1017/S0022112009006351.

6. 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.
7. 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.
8. Lesser M.B., Field J.E. The impact of compressible liquids. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 1983, vol. 15, pp. 97–122. doi: 10.1146/annurev.fl.15.010183.000525.
9. Haller K.K., Ventikos Y., Poulikakos 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.
10. Guseva T.S., Malakhov V.G. Effect of liquid compressibility at a jet impact on a wall. *Lobachevskii J. Math.*, 2019, vol. 40, no. 6, pp. 757–762. doi: 10.1134/S199508021906012X.
11. Aganin A.A., Il'gamov M.A., Guseva T.S. Influence of the shape of the jet head on its impact on a wetted wall. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 2019, vol. 60, no. 4, pp. 644–649. doi: 10.1134/S0021894419040072.
12. Aganin A.A., Guseva T.S. Liquid jet impact on a wet wall. *Eur. J. Mech. – B/Fluids*, 2020, vol. 79, pp. 141–150. doi: 10.1016/j.euromechflu.2019.09.001.
13. Guseva T.S. Influence of a thin liquid layer on the impact of a jet upon a wall. *J. Mach. Manuf. Reliab.*, 2019, vol. 48, no. 4, pp. 314–319. doi: 10.3103/S1052618819040083.
14. 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.
15. 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, pp. 167–183. doi: 10.1007/s00466-006-0093-2.
16. Yabe T., Wang P.Y. Unified numerical procedure for compressible and incompressible fluid. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 1991, vol. 60, no. 7, pp. 2105–2108. doi: 10.1143/JPSJ.60.2105.
17. Ogata Y., Yabe T. Shock capturing with improved numerical viscosity in primitive Euler representation. *Comput. Phys. Commun.*, 1999, vol. 119, nos. 2–3, pp. 179–193. doi: 10.1016/S0010-4655(99)00188-5.
18. 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.
19. Aganin A., Guseva T. Numerical simulation of liquid mass collision with a wall. *Prog. Comput. Fluid Dyn.*, 2019, vol. 19, no. 5, pp. 293–306. doi: 10.1504/PCFD.2019.102058.
20. Chizhov A.V., Schmidt A.A. Impact of high-velocity drop on an obstacle. *Tech. Phys.*, 2000, vol. 45, no. 12, pp. 1529–1537. doi: 10.1134/1.1333189
21. Ando K., Liu A.-Q., Ohl C.-D. Homogeneous nucleation in water in microfluidic channels. *Phys. Rev. Lett.*, 2012, vol. 109, no. 4, art. 044501, pp. 1–5. doi: 10.1103/PhysRevLett.109.044501.

⟨ **Для цитирования:** Гусева Т.С. Ударное воздействие струи жидкости на смоченную стенку // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. – 2021. – Т. 163, кн. 2. – С. 117–127. – doi: 10.26907/2541-7746.2021.2.117-127. ⟩

⟨ **For citation:** Guseva T.S. Impact of a liquid jet on a wetted wall. *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*, 2021, vol. 163, no. 2, pp. 117–127. doi: 10.26907/2541-7746.2021.2.117-127. (In Russian) ⟩