

УДК 532.593

**ВЛИЯНИЕ ТОНКОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ  
НА УДАРНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ СТРУИ НА СТЕНКУ**

© 2019 г. Т. С. Гусева

*Институт механики и машиностроения, Казанский научный центр РАН, Казань, Россия  
e-mail: ts.guseva@mail.ru*

Поступила в редакцию 04.10.2018 г.

Принята к публикации 24.04.2019 г.

Представлены результаты численного исследования удара осесимметричной струи жидкости по плоской жесткой стенке, покрытой слоем аналогичной жидкости. Основное внимание уделяется влиянию толщины слоя на стенке на нагрузку в диапазоне скоростей удара 150–350 м/с. Изучен характер нагрузки и получены оценки давления на стенке в случае малой толщины слоя, актуальные для приложений, связанных с капельной и кавитационной эрозией. Показано, что в рассматриваемых условиях известные результаты двумерного моделирования завывают максимум среднего давления на стенке до 1.8 раза.

*Ключевые слова:* удар струи, слой жидкости на стенке, нагрузка на стенке

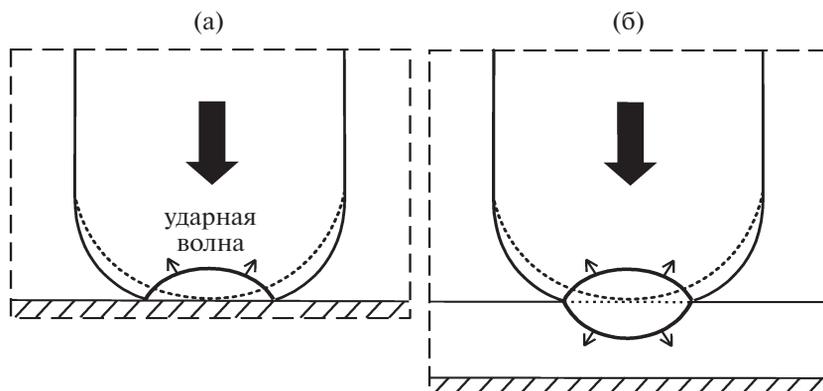
**DOI:** 10.1134/S0235711919040084

**Введение.** Высокоскоростной удар жидкости (струй, капель) по стенке может приводить к повреждению ее поверхности. Такие удары являются основным механизмом капельной эрозии паровых турбин, летательных аппаратов в условиях дождя [1], теплообменных труб парогенераторов АЭС [2], а также кавитационной эрозии гидравлических насосов и турбин, подводных частей судов (винты, крылья), гильз цилиндров двигателей [1]. При кавитационной эрозии воздействие на стенку происходит при ударе кумулятивной струи, возникающей на поверхности кавитационного пузырька при его несимметричном схлопывании вблизи стенки [3]. В работе [4] отмечается существенное подобие процессов капельной и кавитационной эрозии.

Удар капель и струй является предметом многочисленных исследований [5–9]. Установлено, что при ударе по сухой стенке в жидкости возникает ударная волна (рис. 1а). Для капель и струй с выпуклой формой конца на первой стадии удара фронт этой волны остается присоединенным к стенке, боковое растекание сжатой жидкости отсутствует. Эта стадия характеризуется высоким уровнем давления на стенке. В дальнейшем край ударной волны отрывается от стенки и удаляется от нее вдоль границы капли или струи (далее струи) с образованием волны разрежения. Это инициирует боковое растекание сжатой жидкости. Согласно [10] в начале удара по сухой жесткой стенке нагрузка определяется одномерным давлением гидроудара

$$P_{wh} = \rho DV, \quad (1)$$

где  $\rho$  – плотность,  $D = C_{L0} + \kappa V$  – скорость ударной волны в жидкости,  $C_{L0}$  – скорость звука в невозмущенной жидкости,  $\kappa$  – экспериментальная константа, для воды  $\kappa = 2$ ,  $V$  – скорость удара. Как показал теоретический анализ [10] и численные расчеты [11–14], на периферии области воздействия могут возникать давления порядка  $3\rho DV$ . По-



**Рис. 1.** Схема начальной стадии удара струи по сухой стенке (а), по слою жидкости на стенке (б). Пунктирные линии – исходное положение струи и слоя.

следующее боковое растекание жидкости, скорость которого может в несколько раз превышать скорость бьющей струи, рассматривается как один из возможных механизмов эрозии. Но в работах [14, 15] показано, что в случае удара по сухой плоской стенке максимум сдвиговых напряжений в пять раз ниже нормальных, а в случае смоченной стенки разница может увеличиться до двух порядков.

На сегодняшний день большинство исследований посвящено удару по сухой стенке. Однако при ударах капель на стенке может образовываться тонкая пленка жидкости. Также при схлопывании отстоящего от стенки пузырька удар струи по противоположной части его поверхности, ближней к стенке, фактически является ударом по слою жидкости на стенке. В этом случае ударные волны возникают в струе и слое (рис. 1б), и воздействие на стенку осуществляется при отражении от нее второй ударной волны. Демпфирующий эффект слоя определяется степенью ослабления этой ударной волны при ее распространении к стенке. В экспериментах [16] отмечалось снижение степени деформации стенки при ударе струй по мере увеличения толщины слоя. В то же время проведение таких экспериментов сопровождается определенными сложностями. Например, распределение нагрузки на стенке и толщина слоя не определяются прямым измерением [9, 16]. Это позволяет провести лишь качественный анализ. Численное моделирование позволяет более детально изучить эффект наличия слоя жидкости на поверхности стенки. В работе [15] задача об ударе капли по смоченной жесткой стенке рассматривалась в двумерной постановке, когда удар сферической капли моделируется боковым ударом жидкого цилиндра. В [15] проведено параметрическое исследование зависимости максимального среднего давления на стенке от скорости и направления удара, толщины слоя и диаметра капли. Однако, полученные результаты должны быть скорректированы с учетом трехмерности явления. В работе [17] трехмерное моделирование удара сферической капли проводилось с учетом податливости стенки из углеродистой стали. Основное внимание уделялось не нагрузке на стенке, а максимальной интенсивности напряжений в материале стенки. Поэтому остается актуальной проблема оценки максимального уровня нагрузки на жесткой стенке (т.е. независимого от материала стенки) при наличии на ее поверхности тонкого слоя жидкости.

**1. Постановка задачи и основные положения методики расчета.** В настоящей статье рассматривается ортогональный удар окруженной газом осесимметричной струи жидкости радиуса  $R$  с полусферическим концом по неподвижной плоской стенке, покры-

той равномерным слоем жидкости (прослойкой). Стенка полагается абсолютно жесткой, жидкость в струе и слое – вода. Исследование проводится для тонких слоев с толщиной  $d \leq 0.2 R$ . В этом случае средний уровень давления на стенке сравним с давлением гидроудара  $p_{wh}$  [15]. Скорость струи варьируется в интервале 150–350 м/с, характерном для исследований капельной и кавитационной эрозии [3, 10, 14, 18].

Динамика жидкости и газа описывается уравнениями

$$\rho_t + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u}; \quad \mathbf{u}_t + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\rho^{-1} \nabla p;$$

$$p_t + \mathbf{u} \cdot \nabla p = -\rho C_S^2 \nabla \cdot \mathbf{u}; \quad \phi_t + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi = 0,$$

где  $t$  – время,  $\rho$  – плотность,  $\mathbf{u}$  – скорость,  $p$  – давление,  $\phi$  – идентификатор среды (в жидкости  $\phi = 1$ , в газе  $\phi = 0$ ), скорость звука  $C_S = \phi C_L + (1 - \phi) C_g$ , где  $C_g^2 = \gamma p \rho^{-1}$  ( $\gamma = 1.4$ ),  $C_L^2 = \Gamma(p + B) \rho^{-1}$  ( $\Gamma = 7.15$ ;  $B = 307.2$  МПа). В начальный момент плотность жидкости  $10^3$  кг/м<sup>3</sup>, плотность газа 1 кг/м<sup>3</sup>, давление всюду равно 0.1 МПа.

При выборе методики численного моделирования учитывались наиболее важные особенности явления – ударные волны и значительные деформации поверхностей струи и прослойки. В настоящей статье используется метод SIP–CUP (Constrained Interpolation Profile–Combined Unified Procedure) [19] в сочетании с подходом без явного выделения межфазной границы и динамически-адаптивными сетками [20]. Описание методики и результаты ее тестирования подробно изложены в [21].

**2. Результаты.** Основные особенности удара струи по стенке, покрытой тонким слоем жидкости, характеризуют рис. 2, 3, на которых представлен вариант при  $V = 350$  м/с,  $d/R = 0.04$ . В результате столкновения струи со слоем жидкости возникают две ударные волны (рис. 2а), первая из которых (обозначена цифрой 1, далее УВ1) уходит вверх по струе, вторая (обозначена цифрой 2, далее УВ2) – распространяется по прослойке и отражается от стенки с образованием третьей ударной волны (обозначена цифрой 3, далее УВ3). В начале удара края УВ1 и УВ2 совпадают между собой и с границей  $r = R_E$  радиально расширяющейся области контакта струи и слоя. При этом максимум давления локализуется на кромке области контакта и со временем растет. Затем края ударных волн отрываются от кромки  $r = R_E$ . Край УВ1 начинает перемещаться вверх по поверхности струи, а край УВ2 – горизонтально по поверхности прослойки. Со временем УВ3 сливается с УВ1 в струе и УВ2 в прослойке (рис. 2б). При взаимодействии ударных волн с границами струи и прослойки в сжатую жидкость распространяются волны разрежения с образованием выплеска между поверхностями струи и прослойки.

Соответствующее изменение нагрузки на стенке показано на рис. 3а. На рис. 3б для сравнения приведены профили давления при ударе струи по сухой стенке ( $d/R = 0$ ) при аналогичных условиях. В этом случае наличие прослойки не приводит к существенному снижению среднего уровня давления и качественному изменению профилей давления на стенке. В момент прихода УВ2 на стенку давление резко увеличивается примерно до  $0.75 p_{wh}$ , что на 25% меньше, чем в случае сухой стенки, из-за снижения интенсивности волны при прохождении по прослойке. Толщина прослойки достаточно мала, и изменение давления на кромке  $r = R_E$  проявляется, как и в случае сухой стенки, в виде растущего пика давления на периферии области отражения УВ2. По сравнению с ударом по сухой стенке периферийные пики давления существенно снижаются. Время их сохранения также уменьшается из-за волны разрежения, распространяющейся от поверхности прослойки к стенке.

Представленные на рис. 3 результаты получены на сетке с минимальным шагом  $\Delta r = \Delta z = 0.0015 d$ . Несмотря на то, что такое разрешение является достаточно хорошим в сравнении, например, с [9, 15, 17], достичь сходимости по величине максималь-

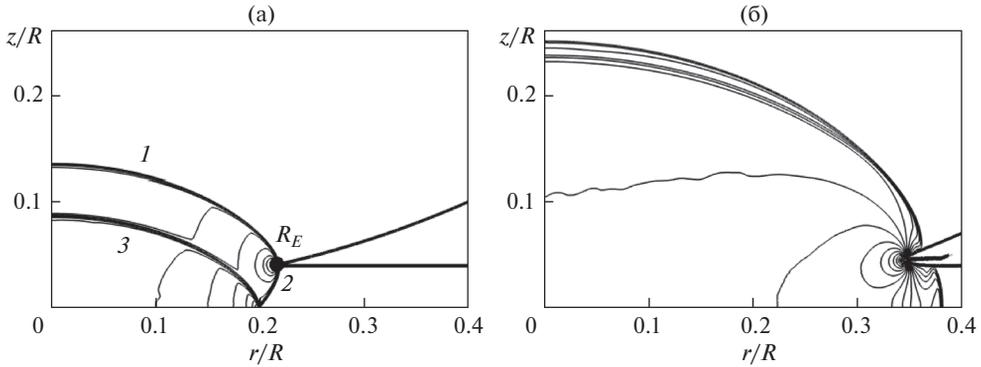


Рис. 2. Контуры давления при ударе струи по прослойке жидкости на стенке:  $V = 350$  м/с,  $d/R = 0.04$ . Моменты времени  $t/\tau = 0.1$  (а);  $0.23$  (б),  $\tau = R/C_{L0}$ .

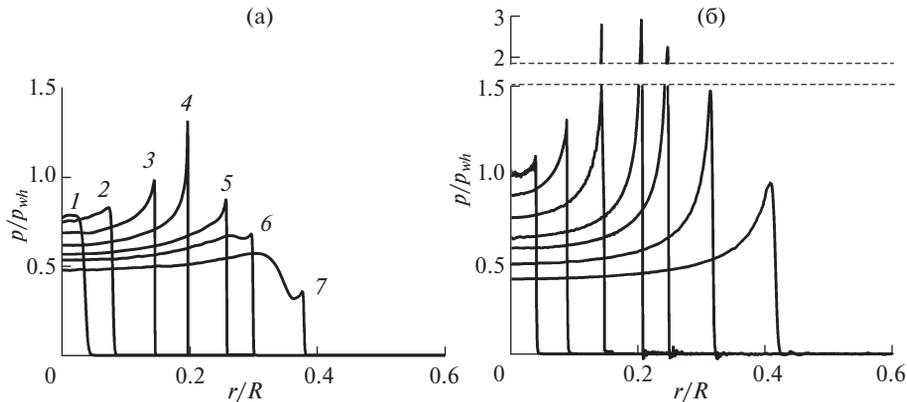
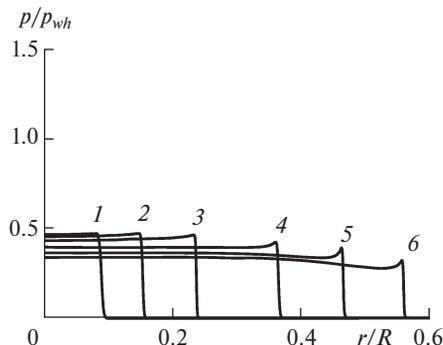


Рис. 3. Радиальные профили давления на стенке при ударе струи со скоростью  $V = 350$  м/с ( $p_{wh} = 770$  МПа) при наличии прослойки толщиной  $d/R = 0.04$  (а) и по сухой стенке (б). Моменты 1–7 на (а):  $t/\tau = 0.035; 0.044; 0.07; 0.1; 0.14; 0.17; 0.23$ .

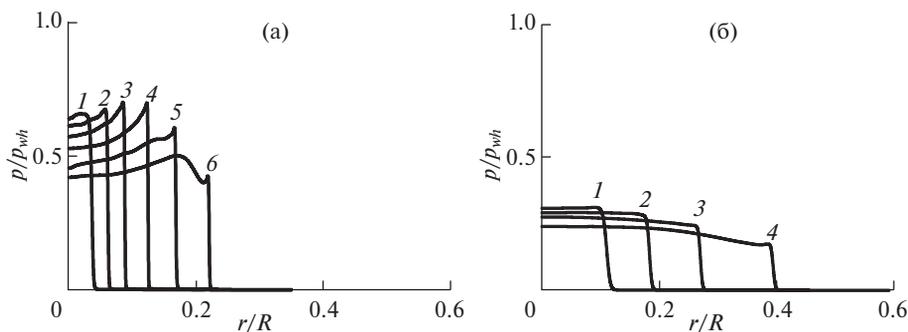
ного локального давления  $p_{max}$  на стенке в случае очень тонких прослоек и для сухой стенки не удалось. Однако это представляется приемлемым, поскольку дальнейшее измельчение сетки приводит к изменению профилей давления лишь в очень малой окрестности увеличивающихся периферийных пиков. В [14, 15] также отмечается сложность определения локальных максимумов давления на стенке, и в качестве основной характеристики нагрузки на стенке предлагается использовать давление, осредненное по всей области воздействия. В данной статье среднее давление на стенке определяется как

$$\bar{p} = \frac{2}{r_{max}^2} \int_0^{r_{max}} pr dr,$$

где  $r_{max}$  – радиус, при котором достигается локальный максимум давления. В расчетах получена сходимость по значениям давления в центре области воздействия на стенку



**Рис. 4.** Радиальные профили давления на стенке при  $V = 350$  м/с ( $p_{wh} = 770$  МПа),  $d/R = 0.18$ . Моменты 1–6:  $t/\tau = 0.16; 0.18; 0.21; 0.29; 0.36; 0.44$ .

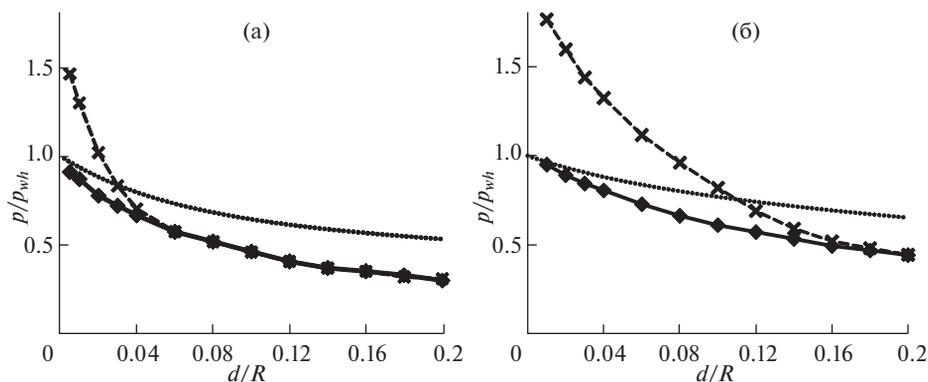


**Рис. 5.** Радиальные профили давления на стенке при  $V = 150$  м/с ( $p_{wh} = 270$  МПа),  $d/R = 0.04$  (а) и  $0.18$  (б). Моменты 1–6 на (а):  $t/\tau = 0.04; 0.049; 0.062; 0.086; 0.12; 0.17$ ; 1–4 на (б):  $t/\tau = 0.19; 0.23; 0.28; 0.38$ .

$p_c$  и среднего давления  $\bar{p}$ . Максимальные значения  $p_c$  и  $\bar{p}$  практически совпадают между собой и реализуются в начале воздействия, когда УВ2 достигает стенки. В дальнейшем под максимальным локальным давлением понимаются значения, рассчитанные во всех случаях с разрешением  $0.0015 d$  при  $d = 0.04 R$ .

Согласно [15, 17] отношение толщины слоя  $d$  к радиусу струи  $R$  является безразмерным параметром задачи. С изменением  $d/R$  основные качественные особенности динамики жидкости в струе и прослойке сохраняются, а различия определяются степенью ослабления УВ2 при ее распространении по прослойке к стенке. Изменение профилей давления на стенке при  $d/R = 0.18$  показано на рис. 4. В этом случае распределение давления близко к однородному, периферийные максимумы практически отсутствуют. Максимальное давление во всей области воздействия достигается в центре удара в начальный момент и составляет  $\sim 0.5 p_{wh}$ .

Изменение характера и уровня нагрузки при снижении скорости удара иллюстрирует рис. 5, где приведены результаты расчетов при  $V = 150$  м/с. По сравнению со случаем  $V = 350$  м/с можно отметить уменьшение радиуса области воздействия на стенку, где достигаются наибольшие давления. Это обусловлено тем, что с уменьшением ско-



**Рис. 6.** Влияние толщины прослойки на максимальное среднее  $\bar{p}_{\max}$  (символы  $\blacklozenge$ ) и максимальное локальное  $p_{\max}$  (символы  $\times$ ) давления на стенке,  $V = 150$  м/с ( $p_{wh} = 270$  МПа) (а) и  $350$  м/с ( $p_{wh} = 770$  МПа) (б). Пунктирные кривые – двумерный анализ работы [15].

рости струи уменьшается размер области контакта струи и прослойки, характерный для режима без растекания. При неизменном  $d/R$  характер профилей давления по сравнению со случаем  $V = 350$  м/с остается подобным, но уровень давления в начале воздействия уменьшается до  $\sim 0.65 p_{wh}$  при  $d/R = 0.04$  и до  $\sim 0.3 p_{wh}$  при  $d/R = 0.18$ . При  $d/R = 0.04$  снижение скорости удара приводит также к заметному уменьшению периферийных пиков давления.

**3. Оценки нагружения стенки.** На рис. 6 для двух значений скорости удара приведены зависимости отнесенных к давлению гидроудара  $p_{wh}$  максимальных значений среднего и локального давления на стенке в зависимости от безразмерной толщины прослойки  $d/R$ . Видно, что с ростом  $d/R$  максимальное среднее давление  $\bar{p}_{\max}$  снижается от  $p_{wh}$  до  $\sim 0.3 p_{wh}$  при  $V = 150$  м/с и до  $\sim 0.5 p_{wh}$  при  $V = 350$  м/с. Максимальное локальное давление  $p_{\max}$  также снижается с ростом  $d/R$ . Оно превышает давление гидроудара при  $d/R < 0.02$  в случае  $V = 150$  м/с и при  $d/R < 0.08$  в случае  $V = 350$  м/с. Сближение кривых  $\bar{p}_{\max}$  и  $p_{\max}$  по мере увеличения  $d/R$  означает, что распределение давления на стенке становится все более однородным. Сравнение с зависимостью работы [15] показывает, что проведенное в ней двумерное моделирование, не учитывающее осевую симметрию явления, приводит к завышению величины  $\bar{p}_{\max}$ . Влияние осевой симметрии заметно возрастает при увеличении толщины прослойки и несколько снижается при увеличении скорости удара. В частности, в рассматриваемых диапазонах скоростей удара и толщин прослойки наибольшее завышение  $\bar{p}_{\max}$  при двумерном моделировании реализуется при  $d/R = 0.2$ ;  $V = 150$  м/с и составляет примерно 1.8 раза.

**Заключение.** Проведено исследование ударного воздействия высокоскоростной (150–350 м/с) струи жидкости (воды) на стенку, равномерно покрытую слоем той же жидкости, в случае, когда толщина слоя, отнесенная к радиусу струи, не превышает 0.2. Струя полагается осесимметричной с полусферическим концом, стенка – абсолютно жесткой.

Показано, что при очень малой относительной толщине слоя порядка 0.01–0.1 и скорости удара порядка 350 м/с распределение давления на стенке, как и в случае удара по сухой стенке, сильно неоднородное с максимумом на периферии области воздействия. При этом периферийный максимум может существенно превышать давление гидроудара. С ростом относительной толщины покрывающего стенку слоя жид-

кости или при снижении скорости удара распределение давления на стенке становится все более однородным за счет снижения периферийных максимумов.

Максимальное среднее давление на стенке при увеличении относительной толщины слоя до 0.2 снижается от давления гидроудара в 3 раза при скорости удара 150 м/с и в 2 раза при скорости 350 м/с. Показано, что известные результаты двумерного моделирования рассматриваемого явления удара без учета его осевой симметрии завышают максимум среднего давления на стенке. С ростом относительной толщины слоя и уменьшением скорости удара указанное завышение увеличивается. При относительной толщине слоя 0.2 и скорости удара 150 м/с оно составляет около 1.8 раза.

Все результаты настоящей статьи справедливы и для удара сферической капли, поскольку относятся к кратковременной начальной стадии удара, где воздействие на стенку является наиболее интенсивным.

**Информация о финансовой поддержке.** Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 17-11-01135).

**Благодарности.** Автор выражает признательность проф. А.А. Аганину за полезные обсуждения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Heymann F.J.* Erosion by liquids // *Mach. Des.* 1970. V. 10. P. 118.
2. *Xiong J., Koshizuka S., Sakai M., Ohshima H.* Investigation on droplet impingement erosion during steam generator tube failure accident // *Nucl. Eng. Des.* 2012. V. 249. P. 132.
3. *Kornfeld M., Suvorov L.* On the destructive action of cavitation // *J. Appl. Phys.* 1944. V. 15. P. 495.
4. *Hatori S., Takinami M.* Comparison of cavitation erosion rate with liquid impingement erosion rate // *Wear.* 2010. V. 269. P. 310.
5. *Lesser M.B., Field J.E.* The impact of compressible liquids // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1983. V. 15. P. 97.
6. *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. P. 154.
7. *Bourne N.K.* On impacting liquid jets and drops onto polymethylmethacrylate targets // *Proc. R. Soc. A.* 2005. V. 461. P. 1129.
8. *Rein M.* Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces // *Fluid Dyn. Res.* 1993. V. 12. P. 61.
9. *Fujisawa K., Yamagata T., Fujisawa N.* Damping effect on impact pressure from liquid droplet impingement on wet wall // *Ann. Nucl. Energ.* 2018. V. 121. P. 260–268.
10. *Heymann F.J.* High-speed impact between a liquid drop and a solid surface // *J. Appl. Phys.* 1969. V. 40. № 13. P. 5113.
11. *Haller K.K., Ventikos Y., Poulikakos D., Monkewitz P.* Computational study of high-speed liquid droplet impact // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 92. № 5. P. 2821.
12. *Чижов А.В., Шмидт А.А.* Высокоскоростной удар капли о преграду // *ЖТФ.* 2000. Т. 170. № 12. С. 18.
13. *Sanada T., Ando K. and Colonius T.A* Computational Study of High-Speed Droplet Impact // *FDMP.* 2011. V. 7. № 4. P. 329.
14. *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. № 3. P. 314.
15. *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. № 1. P. 145.
16. *Shi H.H., Field J.E., Pickles C.S.J.* High speed liquid impact onto wetted solid surfaces // *J. Fluids Eng.* 1994. V. 116. P. 345.
17. *Sasaki H., Ochiai N., Iga Y.* Numerical Analysis of Damping Effect of Liquid Film on Material in High Speed Liquid Droplet Impingement // *Int. J. Fluid Mach. Syst.* 2016. V. 9. № 1. P. 57.
18. *Воинов О.В., Воинов В.В.* О схеме захлопывания кавитационного пузырька у стенки и образовании кумулятивной струйки // *Докл. АН СССР.* 1976. Т. 227. № 1. С. 63.
19. *Yabe T., Xiao F., Uisumi T.* The constrained interpolation profile method for multiphase analysis // *J. Comput. Phys.* 2001. V. 169. № 2. P. 556.
20. *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.
21. *Аганин А.А., Гусева Т.С.* Численное моделирование удара струи по стенке // *Мат. моделирование.* 2017. Т. 29. № 3. С. 123.