

УДК 519.6:532:533

УДАР ЖИДКОГО КОНУСА ПО ПЛОСКОЙ ЖЕСТКОЙ СТЕНКЕ

*А.А. Аганин, Т.С. Гусева**Институт механики и машиностроения КазНЦ РАН, г. Казань, 420111, Россия*

Аннотация

Проведено численное исследование высокоскоростного (со скоростью 250 м/с) удара жидкого конуса (конусообразной струи) по плоской жесткой стенке. Диапазон углов наклона поверхности конуса к стенке соответствует диапазону изменения угла наклона цилиндрической струи с полусферическим концом в процессе ее удара по стенке. Использовалось прямое численное моделирование на основе уравнений газовой динамики методом СР-СР на динамически адаптивных *soqoban*-сетках без явного выделения межфазной границы. Выявлено, что в рассмотренном диапазоне углов наклона устанавливается три режима воздействия. При малых углах реализуется воздействие с присоединенной к стенке ударной волной без растекания жидкости. С увеличением угла происходит резкий переход к режиму с отошедшей от стенки ударной волной и пристеночной струей радиально растекающейся жидкости. При дальнейшем увеличении угла реализуется плавный переход к безударному режиму растекания.

Ключевые слова: удар струи, ударные волны, пристеночная струя

Введение

Изучение особенностей удара жидкости (струи или капли) по стенке имеет важное прикладное значение для задач повреждения и эрозии поверхностей тел. Эти явления во многом обусловлены тем, что при таком ударе на стенке возникают высокие давления и высокоскоростное пристеночное растекание жидкости [1]. Их детальное изучение в экспериментах затруднено в силу малости пространственно-временных масштабов, аналитическое же исследование оказывается возможным лишь в случае малых скоростей струи ($M = V/c_L \ll 1$, V – скорость струи, c_L – скорость звука в жидкости) (см., например, [2]).

Подробное изложение сформировавшегося к настоящему времени представления об ударе жидких струй и капель по стенке можно найти, например, в обзорных работах [1, 3] и в статье [4]. Далее ограничимся только случаем цилиндрической струи с полусферическим концом (рис. 1), хотя все приведенные в данном разделе соображения на начальных этапах воздействия струи на стенку полностью справедливы и для случая сферической капли. Если предполагать, что бьющая струя не деформируется стенкой, то радиус ее сечения R_L в плоскости стенки $z = 0$ будет изменяться как

$$r = R_L(t) = \sqrt{R^2 - (R - Vt)^2}. \quad (1)$$

При этом угол наклона θ поверхности струи к плоскости $z = 0$ в точке $r = R_L$ определяется выражением

$$\sin \theta = \frac{R_L}{R} = \sqrt{1 - \left(1 - \frac{Vt}{R}\right)^2}. \quad (2)$$

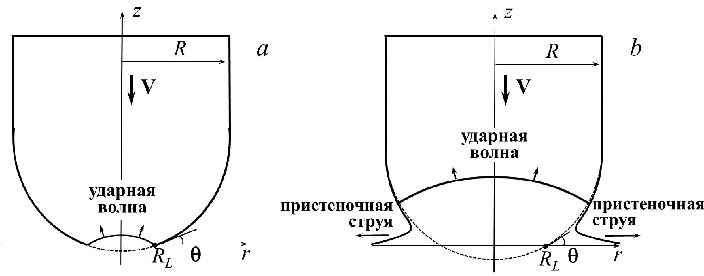


Рис. 1. Схема удара струи по стенке

Здесь r – радиальная координата, отсчитываемая от оси струи z , t – время, R – радиус струи.

В процессе удара струи с полусферическим концом угол θ увеличивается от 0 до $\pi/2$. В начале удара (в момент времени $t = 0$) в жидкости формируется ударная волна, распространяющаяся от поверхности стенки навстречу струе (рис. 1, *a*). Согласно принципу Гюйгенса форму фронта ударной волны можно приближенно представить огибающей волн сжатия, генерируемых на границе $r = R_L$ [5]. В зависимости от характера взаимодействия этой ударной волны со стенкой процесс разделяют на две стадии. В начале удара при $\theta = 0$ скорость расширения области контакта $\dot{R}_L = V \operatorname{ctg} \theta$ бесконечно большая, а скорость ударной волны на кромке области контакта D_L равна скорости D , соответствующей одномерному удару. Далее в ходе первой стадии при увеличении θ величины \dot{R}_L и D_L уменьшаются, причем \dot{R}_L уменьшается значительно быстрее. На этой стадии удара часть свободной поверхности струи, не касающаяся стенки, остается невозмущенной, край ударной волны совпадает с границей расширяющейся области контакта струи и стенки (рис. 1, *a*), а сама область контакта есть сечение невозмущенной струи в плоскости $z = 0$ с радиусом, определяемым формулой (1). При этом ударная волна отделяет сжатую жидкость от невозмущенной жидкости бьющей струи, растекание жидкости отсутствует, за счет этого в области контакта струи и стенки достигаются высокие давления. Первая стадия завершается в момент времени $t = t_c$, когда угол θ достигает критического значения θ_c , которое во многих работах [6, 7] связывают с условием $\dot{R}_L = D_L$. При этом, как правило, способы нахождения величины D_L являются недостаточно строгими.

При $t > t_c$ реализуется вторая стадия, когда фронт ударной волны обгоняет кромку области контакта струи и стенки, $D_L > \dot{R}_L$ (рис. 1, *b*). При этом край ударной волны отрывается от стенки и удаляется от нее вдоль свободной поверхности струи. В результате этого на свободной поверхности возникает волна разрежения и начинается боковое растекание сжатой жидкости. Это приводит к образованию пристеночной кумулятивной струи в виде высокоскоростного радиального растекания жидкости по поверхности стенки. На этой стадии реальный радиус области контакта жидкости со стенкой превышает R_L .

Известно, что в зависимости от типа материала потенциальную опасность с точки зрения разрушения при ударе струй представляют как импульсы высокого давления на стенке, так и высокоскоростная радиальная пристеночная струя. Первое является причиной возникновения на стенке нормальных напряжений, а второе – сдвиговых. В начале первой стадии удара давление в области контакта распределено почти однородно и с учетом упругости материала стенки определяется выражением $p = V \rho D \rho_b D_b / (\rho D + \rho_b D_b)$ [3], где ρ , ρ_b и D , D_b – плотности и скорости ударных волн в жидкости и материале стенки соответственно. При ударе

по твердой стенке это выражение сводится к формуле для давления гидроудара (“water-hammer” pressure) $p_{wh} = \rho DV$ [8]. Со временем давление в центре области контакта медленно понижается, а на периферии относительно быстро возрастает. В конце первой стадии, то есть незадолго до момента t_c , давление на периферии достигает значений, близких к $3p_{wh}$ [6]. Из-за очень малой продолжительности импульса с такими давлениями этим импульсом, как правило, пренебрегают [3]. На второй стадии скорость пристеночной струи намного (до десяти и более раз [7]) больше скорости самой бьющей струи. В работе [9] отмечено, что механизм формирования пристеночной струи тот же, что и механизм образования кумулятивных струй при подрыве кумулятивных зарядов [10].

При аналитическом исследовании задачи об ударе полусферического объема жидкости на первой стадии удара для описания динамики жидкости в окрестности стенки можно применять решение задачи о стационарном натекании на стенку под углом θ со скоростью $V/\sin\theta$ бесконечно широкой плоской струи с образованием присоединенной ударной волны [6]. На второй стадии применяют решение задачи о стационарном безударном растекании падающей на стенку под углом θ со скоростью $V/\sin\theta$ плоской струи конечной толщины [10]. Решения этих задач использовались в том числе для оценки максимального давления жидкости как на первой [6], так и на второй [4] стадиях удара. Эти оценки не лишены недостатков. В частности, на первой стадии учет осевой симметрии задачи и наличия самой оси симметрии сопровождается сложностями, на второй стадии масса пристеночной струи по мере уменьшения угла падения исходной струи стремится к нулю [1]. В настоящее время ряд особенностей процесса удара полусферического объема жидкости по стенке остается неясным. К ним, в частности, относятся детали отрыва ударной волны от стенки (например, величины реализующихся при отрыве максимумов давления и скорости жидкости на стенке). Используемый в настоящей работе подход основан на предположении, что в каждый момент удар струи с полусферическим концом можно приближенно рассматривать как удар конусообразной струи (жидкого конуса) с соответствующим углом θ наклона к стенке (рис. 2). Задача об ударе конусообразной струи является автомодельной, что существенно упрощает ее анализ. Рассматривается высокоскоростной удар конусообразной струи с углом наклона поверхности к стенке, варьируемым в диапазоне $0 < \theta < \pi/2$. Автомодельное решение находится численно. Бьющая по стенке жидкость и окружающий ее газ описываются уравнениями газовой динамики. Применяется численная методика на основе предложенной в [11] модификации метода SIP-CUP на динамически адаптивных *sofoban*-сетках.

1. Постановка задачи и метод расчета

Рассматривается ударное воздействие жидкого конуса на плоскую жесткую стенку (рис. 2). Скорость жидкости направлена вдоль оси конуса по нормали к стенке, $V = 250$ м/с. Боковая поверхность конуса наклонена к стенке под углом θ , конус окружен газом. Давление жидкости и газа всюду одинаково и равно 1 бар, плотность жидкости 1000 кг/м³, плотность газа 0.3 кг/м³. В начале удара (при $t = 0$) конус касается поверхности стенки лишь в одной точке ($r = 0$, $z = 0$).

Для определения положения межфазной границы, которая в расчетах явно не выделяется, вводится идентификатор φ : в жидкости $\varphi = 1$, в газе $\varphi = 0$, в малой окрестности контактной границы φ непрерывен и монотонно меняется от 0 до 1. Контактная граница при этом представляется как переходная область, занятая смешанной средой. Изменение идентификатора описывается уравнением переноса

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \varphi = 0. \quad (3)$$

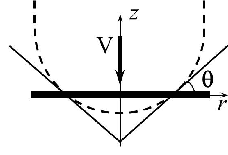


Рис. 2. Удар жидкого конуса по стенке

Для сквозного расчета жидкости и газа применяется метод SIP-CUP [11]. Он базируется на уравнениях движения сжимаемой среды в следующей форме:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u}, \quad \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{\nabla p}{\rho}, \quad \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla p = -\rho C_S^2 \nabla \cdot \mathbf{u}, \quad (4)$$

где ρ – плотность, \mathbf{u} – скорость, p – давление. Использование неконсервативных переменных упрощает сквозной расчет без явного выделения межфазной границы [12]. При этом

$$C_S = \varphi C_{S1} + (1 - \varphi) C_{S2}, \quad C_{Si} = \sqrt{\Gamma_i(p + B_i)/\rho},$$

C_{Si} – скорость звука, $\Gamma_1 = 7.15$, $B_1 = 3072$ кбар – константы уравнения состояния Тэта для жидкости ($C_{S1} = c_L$), а для газа $\Gamma_2 = 1.33$, $B_2 = 0$.

Численное решение системы (3), (4) разбивается на конвективную и неконвективную стадии

$$\frac{\mathbf{f}^* - \mathbf{f}^n}{\Delta t^n} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{f} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\mathbf{f}^{n+1} - \mathbf{f}^*}{\Delta t^n} = \mathbf{G}, \quad (6)$$

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

Для расчета группы уравнений переноса (5) применяется полулагранжев метод SIP (Constrained Interpolation Profile) [13]. Неконвективная часть (6) в рамках метода UP (Unified Procedure) [14] сводится к уравнению относительно давления

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

которое решается итерационным методом. При решении задач с интенсивными ударными волнами метод SIP-CUP применяется в сочетании с введением искусственной вязкости.

Расчеты проводятся с использованием неструктурированной адаптивной *soqoban*-сетки [11], которая в двумерном случае представляет собой набор узлов, расположенных на ряде параллельных направляющих линий. На каждом временном шаге строится новая сетка, адаптирующаяся к решению и не зависящая от старой сетки. Направляющие и узлы сетки сгущаются в зонах с большим или быстро меняющимся градиентом решения и разрежаются в зонах, где градиент или его изменение остаются малыми. При этом взаимное расположение и количество как направляющих, так и узлов на них могут изменяться. При построении конечно-разностных аппроксимаций на такой сетке требуемые значения расчетных параметров в узлах шаблона схемы определяются SIP-интерполяцией [11].

Разработанные на основе этой методики алгоритмы и программы были протестированы на задачах в одномерной и двумерной постановках. Численные решения сравнивались с известными аналитическими решениями и численными решениями других авторов [15–18].

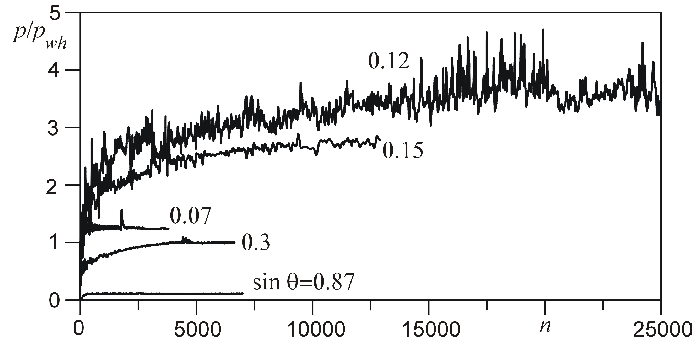


Рис. 3. Зависимости максимального давления на стенке от номера расчетного шага

2. Удар жидкого конуса

На рис. 3 для ряда углов θ ($\sin \theta = 0.07, 0.12, 0.15, 0.3, 0.87$) приведены зависимости максимального давления на стенке от номера расчетного шага. Минимальные шаги сетки равны $2 \cdot 10^{-4}L$ при $\sin \theta = 0.07$ и 0.12 ; $4 \cdot 10^{-4}L$ при $\sin \theta = 0.15$; $6 \cdot 10^{-4}L$ при $\sin \theta = 0.3$ и $1.5 \cdot 10^{-3}L$ при $\sin \theta = 0.87$, где L – длина расчетной области. Представленные на рис. 3 кривые характеризуют выход численного решения на установившийся режим движения. При всех значениях θ , за исключением $\sin \theta = 0.87$, выход на стационарный режим сопровождался высокочастотными осцилляциями. Амплитуда осцилляций во всех случаях, кроме $\sin \theta = 0.12$, постепенно убывает. Наиболее быстрый переход численного решения к установившемуся режиму происходит в случае самого малого ($\sin \theta = 0.07$) и самого большого ($\sin \theta = 0.87$) из рассматриваемых углов. При $\sin \theta = 0.12$ и 0.15 скорость сходимости существенно снижается, амплитуда осцилляций становится наибольшей. В этих случаях судить о выходе решения на стационарный режим можно лишь по среднему значению максимального давления.

Рис. 4 характеризует изменение поля давления и межфазной границы (определяется изолиниями идентификатора φ), распределения давления и скорости на поверхности стенки, а также максимума давления на поверхности стенки в процессе выхода численного решения на стационарный режим в случае $\sin \theta = 0.15$. В начале столкновения конусообразной струи со стенкой возникает ударная волна, распространяющаяся вверх по потоку. Сначала ее боковая кромка остается присоединенной к стенке, совпадая с внешней границей расширяющейся области контакта жидкости и стенки (рис. 4, *a, b*). Затем край ударной волны отрывается от стенки и начинает двигаться вдоль боковой поверхности струи (рис. 4, *c*). В сжатую жидкость начинает распространяться волна разрежения. На поверхности стенки формируется очень тонкая пристеночная струя радиально разлетающейся жидкости. При этом струя не является непрерывной, а состоит из отдельных фрагментов. Постепенно фронт ударной волны все более удаляется от основания пристеночной струи, струя становится непрерывной, ее толщина увеличивается (рис. 4, *d*).

В процессе выхода на установившийся режим характер радиального распределения давления на стенке не изменяется (рис. 4, *e*). По мере удаления от оси симметрии давление сначала монотонно возрастает, а затем после достижения выраженного максимума резко падает. Максимум давления в несколько раз превышает давление в центре и в процессе установления заметно возрастает. В случае режима с присоединенной ударной волной максимум давления достигается на кромке области контакта жидкости и стенки (рис. 4, *e*, моменты 1, 2), а после отрыва ударной волны – в основании пристеночной струи (рис. 4, *e, f* моменты 3, 4).

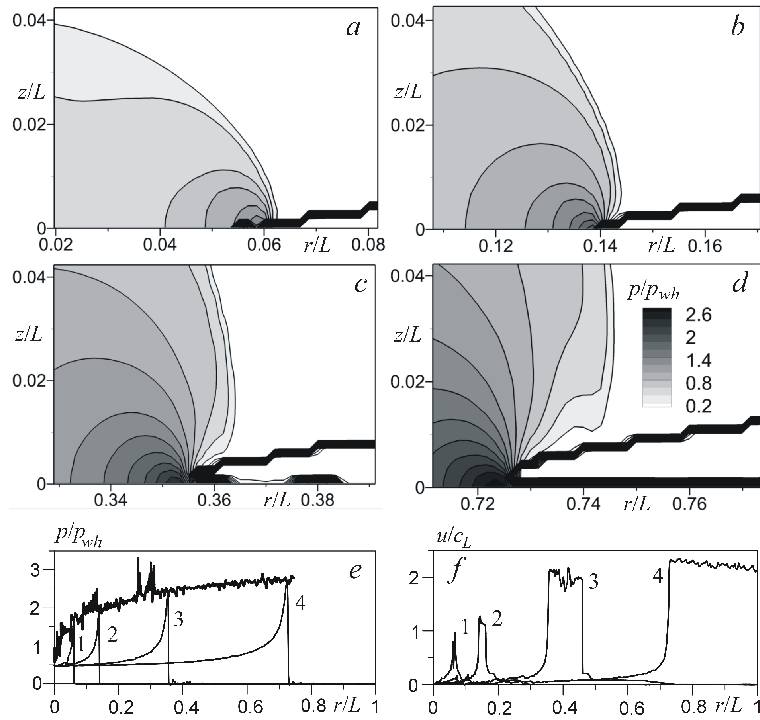
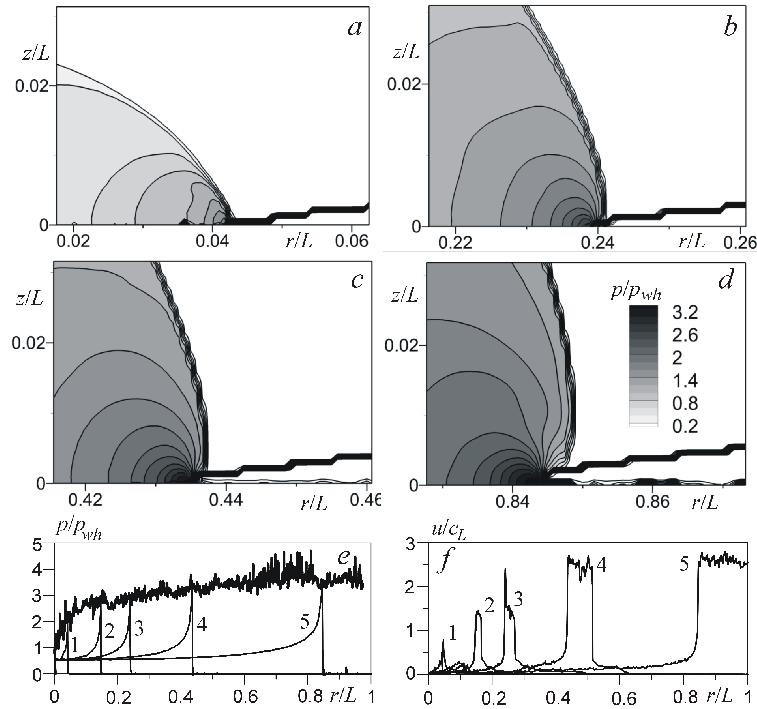


Рис. 4. Удар жидкого конуса с углом наклона к стенке $\theta = \arcsin 0.15$. Изолинии давления и межфазная граница в 4 последовательных момента времени (*a–d*) и соответствующие радиальные распределения на стенке давления (*e*) и скорости (*f*)

Радиальное распределение скорости на стенке в процессе установления качественно изменяется. На режиме с присоединенной ударной волной скорость жидкости еще относительно невелика. Ее максимум, как и максимум давления, достигается в точке контакта ударной волны со стенкой. В то же время наибольшее значение скорости на стенке достигается в газе, вытесняемом из узкого зазора между натекающей струей и стенкой (рис. 4, *f*, момент 1). При выходе на режим с пристеночной струей у профилей скорости появляется более высокий максимум, увеличивающийся в процессе установления (рис. 4, *f*, моменты 2–4). Он достигается в основании пристеночной струи в окрестности точки максимума давления. Область высоких скоростей постепенно увеличивается вместе с увеличением протяженности струи. По мере перехода в режим с непрерывной струей амплитуда высокочастотных осцилляций максимума давления на стенке и скорости в пристеночной струе уменьшается.

Процесс выхода численного решения на установившийся режим в варианте $\sin \theta = 0.12$ характеризует рис. 5. Видно, что большинство из отмеченных выше для $\sin \theta = 0.15$ особенностей переходного режима характерно и для данного случая. В частности, здесь также сначала возникает присоединенная к стенке ударная волна (рис. 5, *a, b*). Затем край ударной волны отрывается от стенки, и в месте отрыва возникает тонкая прерывистая пристеночная струя (рис. 5, *c, d*). Начало формирования этой струи отражает профиль скорости на стенке в момент 3 (рис. 5, *f*). Видно, что одновременно присутствуют область с первым максимумом скорости, достигаемым в вытесняемом из зазора газе (хорошо различима на профиле скорости в момент 2), а также пока еще небольшая область со вторым более высоким

Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но для $\theta = \arcsin 0.12$

значением максимума скорости, соответствующая формирующейся струе. Выйти на режим движения с непрерывной пристеночной струей в данном случае не удалось. Это обусловлено очень малой толщиной пристеночной струи в момент ее образования в начале удара и малой скоростью роста толщины этой струи в процессе удара.

Основные особенности установившегося режима движения жидкости в автомодельных пространственных переменных r/R_L , z/R_L , где $R_L = Vt \operatorname{ctg} \theta$, при ударе конусообразной струи для тех же углов θ , что и на рис. 3, характеризует рис. 6. Исключение составляет случай $\sin \theta = 0.12$, для которого показано решение в один из моментов на заключительной стадии расчета. При $\sin \theta = 0.07$ (рис. 6, a, b) имеет место стационарное течение с присоединенной ударной волной. Давление и скорость жидкости на поверхности стенки возрастают от центра области воздействия к периферии. Максимальное давление на стенке близко к давлению гидроудара p_{wh} и достигается на кромке области контакта жидкости и стенки (на окружности $r/R_L = 1$). Максимальная скорость жидкости на стенке достигается там же и близка к скорости бьющей струи. Максимум скорости за кромкой контакта, примерно равный $2c_L$, достигается в области вытесняемого газа. Подобная картина наблюдается при малых углах в начале удара по стенке струи с полусферическим концом и сферической капли [7].

При $\sin \theta = 0.12$ (рис. 6, c, d) и $\sin \theta = 0.15$ (рис. 6, e, f) реализуется течение с отошедшей ударной волной и пристеночной струей. Распределение давления на стенке в этих случаях становится сильно неоднородным с выраженным максимумом в основании пристеночной струи (вблизи окружности $r/R_L = 1$), где также достигается максимум скорости жидкости. При $\sin \theta = 0.12$ и $\sin \theta = 0.15$ величина максимума давления равна $3.6p_{wh}$ и $2.7p_{wh}$ соответственно, величина максимума скорости жидкости — $2.8c_L$ и $2.3c_L$, что значительно превышает скорость жид-

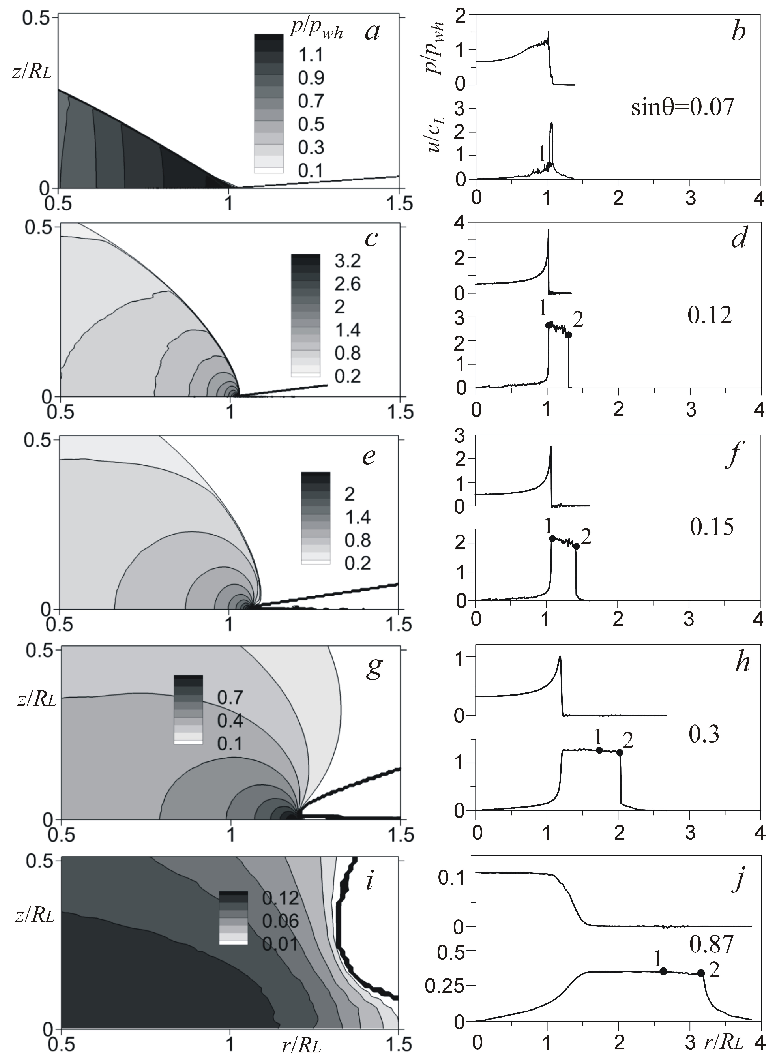


Рис. 6. Поля давления жидкости в плоскости r/R_L , z/R_L , где $R_L = Vt \operatorname{ctg} \theta$ (слева) и радиальные профили давления и скорости жидкости на поверхности стенки (справа) при ударе жидкого конуса для ряда углов (тех же, что и на рис. 3). Точками 1 и 2 обозначены положение на стенке конца чистой жидкости и начала чистого газа

кого конуса V . С ростом θ относительная толщина и длина пристеночной струи увеличиваются.

При $\sin \theta = 0.3$ и 0.87 реализуется течение с пристеночной струей без ударной волны. При $\sin \theta = 0.3$ (рис. 6, *g*, *h*) формируется развитая пристеночная струя, максимум давления на стенке также достигается в основании пристеночной струи и примерно равен давлению гидроудара. Распределение скорости в пристеночной струе в этом случае уже почти однородное. По положению точки 1 видно, что в окрестности основания пристеночная струя состоит только из жидкости. При $\sin \theta = 0.87$ (рис. 6, *i*, *j*) распределение давления на стенке в области натекания становится почти однородным с максимумом в центре, примерно равным давлению торможения несжимаемого потока $\rho V^2/2 = 0.125 p_{wh}$. Отсюда можно заключить, что при столь большом угле наклона поверхности бьющего конуса к стенке пристеночное растекание жидкости настолько развито, что влияние ее сжимаемости

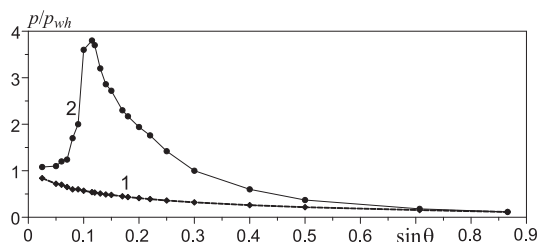


Рис. 7. Зависимости от $\sin \theta$ давления в центре области воздействия (кривая 1) и максимумов давления (кривая 2) на стенке при ударе жидкого конуса

становится малозаметным. Таким образом, по мере увеличения θ влияние сжимаемости жидкости на картину течения уменьшается.

На рис. 7 представлены зависимости максимумов давления на стенке и давления в центре области воздействия от синуса угла наклона поверхности жидкого конуса к стенке. По мере увеличения θ давление в центре области контакта (кривая 1) монотонно убывает от давления гидроудара $p_{wh} = \rho DV$ при $\theta = 0$ до давления торможения $p_{st} = \rho V^2/2$ при $\theta = \pi/2$. Максимум давления на стенке (кривая 2) при увеличении θ медленно возрастает от давления гидроудара p_{wh} при $\theta = 0$. Примерно с $\sin \theta = 0.09$ начинается резкий рост максимального давления до $3.6p_{wh}$ при $\sin \theta \approx 0.12$. Далее максимальное давление относительно плавно падает до давления торможения p_{st} при $\theta = \pi/2$. Таким образом, можно говорить о наличии в окрестности $\sin \theta \approx 0.1$ довольно резкого перехода от режима с присоединенной ударной волной без растекания к режиму с отошедшей от стенки ударной волной и пристеночной струей радиально растекающейся жидкости. Второй переход к безударному режиму растекания при дальнейшем увеличении θ реализуется плавно.

Заключение

Проведено численное исследование высокоскоростного (со скоростью 250 м/с) удара жидкого конуса (конусообразной струи) по плоской жесткой стенке. Рассмотренный диапазон $0 \leq \theta \leq \pi/2$ углов наклона поверхности конуса к стенке соответствует углам θ , последовательно реализующимся в процессе удара по стенке цилиндрической струи с полусферическим концом. Изучены закономерности установившегося воздействия конусообразной струи на стенку и особенности перехода численного решения к установлению.

Выявлено, что в рассмотренном диапазоне углов наклона θ поверхности жидкого конуса к стенке устанавливается три режима воздействия. При малых углах реализуется воздействие с присоединенной к стенке ударной волной без растекания жидкости. По мере увеличения θ наблюдается резкий переход к режиму с отошедшей от стенки ударной волной и пристеночной струей радиально растекающейся жидкости. При дальнейшем увеличении θ реализуется плавный переход к режиму с пристеночной струей без ударной волны.

Наибольшую трудность для численного моделирования представляет узкий диапазон углов θ , в котором происходит резкий переход от первого режима с присоединенной к стенке ударной волной ко второму режиму с отошедшей от стенки ударной волной и пристеночной струей. Сложность обусловлена очень малой толщиной пристеночной струи в момент ее образования в начале удара и малой скоростью роста толщины этой струи в процессе удара.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 14-01-97004_p_поволжье-а).

Литература

1. *Rein M.* Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces // *Fluid Dyn. Res.* – 1993. – V. 12, No 2. – P. 61–93.
2. *Korobkin A.A.* Asymptotic theory of liquid-solid impact // *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.* – 1997. – V. 355. – P. 507–522.
3. *Field J.E.* ELSI conference: invited lecture Liquid impact: theory, experiment, applications // *Wear.* – 1999. – V. 233–235. – P. 1–12.
4. *Чижов А.В., Шмидт А.А.* Высокоскоростной удар капли о преграду // *Журн. техн. физики.* – 2000. – Т. 170, Вып. 12. – С. 18–27.
5. *Lesser M.B.* Analytic solutions of liquid-drop impact problems // *Proc. R. Soc. Lond. A.* – 1981. – V. 377. – P. 289–308.
6. *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.
7. *Haller K.K., Ventikos Y., Poulidakos D., Monkewitz P.* Computational study of high-speed liquid droplet impact // *J. App. Phys.* – 2002. – V. 92, No 5. – P. 2821–2828.
8. *Cook S.S.* Erosion by water-hammer // *Proc. R. Soc. Lond. A.* – 1928. – V. 119. – P. 481–488.
9. *Bowden F.P., Brunton J.H.* The deformation of solids by liquid impact at supersonic speeds // *Proc. R. Soc. Lond. A.* – 1961. – V. 263. – P. 433–450.
10. *Birkhoff G., MacDougall D.P., Pugh E.M., Taylor G.* Explosives with Lined Cavities // *J. Appl. Phys.* – 1948. – V. 19, No 6. – P. 563–582.
11. *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.
12. *Abgrall R., Karni S.* Computations of compressible multifluids // *J. Comp. Phys.* – 2001. – V. 169, No 2. – P. 594–623.
13. *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.
14. *Yabe T., Wang P.Y.* Unified numerical procedure for compressible and incompressible fluid // *J. Phys. Soc. Japan.* – 1991. – V. 60, No 7. – P. 2105–2108.
15. *Аганин А.А., Гусева Т.С.* Методика расчета волн в жидкости и газе методом CIP-CUP с применением динамически-адаптивных Soroban-сеток // *Вестн. Башкир. ун-та.* – 2014. – Т. 19, № 2. – С. 368–380.
16. *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.
17. *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.
18. *Аганин А.А., Гусева Т.С.* Расчет контактного взаимодействия сжимаемых сред без явного выделения межфазных границ // *Вестн. Башкир. ун-та.* – 2013. – Т. 18, № 3. – С. 646–661.

Поступила в редакцию
15.10.15

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

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

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

Институт механики и машиностроения КазНЦ РАН
ул. Лобачевского, д. 2/31, г. Казань, 420111, Россия
E-mail: ts.guseva@mail.ru

ISSN 1815-6088 (Print)

ISSN 2500-2198 (Online)

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

2016, vol. 158, no. 1, pp. 117–128

Impact of a Liquid Cone on a Plain Rigid Wall

A.A. Aganin , T.S. Guseva***

*Institute of Mechanics and Engineering, Kazan Science Center,
Russian Academy of Sciences, Kazan, 420111 Russia
E-mail: *aganin@kfti.knc.ru, **ts.guseva@mail.ru*

Received October 15, 2015

Abstract

A numerical study of high-speed (with the velocity of 250 m/s) impact of a liquid cone (cone-like jet) on a plain rigid wall has been performed. The range of the angles of inclination of the cone surface to the wall corresponds to that of their variation in the process of impact on the wall of a cylindrical jet with the semi-spherical end. The direct numerical simulation has been used on the basis of the gas dynamics equations by the CIP-CUP method on the dynamically adaptive Soroban-grids without explicit tracking of the interphase boundary. It has been found that three regimes of impact are set in the examined range of the angles. At the small angles the impact with shock wave attached to the wall without liquid spreading is realized. An abrupt transition to the regime with the shock wave detached from the wall together with the radial jet of the liquid spreading on the wall takes place with increasing the angle. A smooth transition to the shockless regime with the radial liquid jet is realized with further increasing the angle.

Keywords: jet impact, shock waves, near-wall jet

Acknowledgments. This study was supported by the Russian Foundation for Basic Research (project no. 14-01-97004_p.povolzh'e-a).

References

1. Rein M. Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces. *Fluid Dyn. Res.*, 1993, vol. 12, no. 2, pp. 61–93.
2. Korobkin A.A. Asymptotic theory of liquid-solid impact. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.*, 1997, vol. 355, pp. 507–522.

3. Field J.E. ELSI conference: invited lecture Liquid impact: theory, experiment, applications. *Wear*, 1999, vols. 233–235, pp. 1–12.
4. Chizhov A.V., Schmidt A.A. Impact of a high-velocity drop on an obstacle. *J. Tech. Phys.*, 2000, vol. 170, no. 12, pp. 18–27. (In Russian)
5. Lesser M.B. Analytic solutions of liquid-drop impact problems. *Proc. R. Soc. Lond. A.*, 1981, vol. 377, pp. 289–308.
6. 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.
7. Haller K.K., Ventikos Y., Poulidakos D., Monkewitz P. Computational study of high-speed liquid droplet impact. *J. Appl. Phys.*, 2002, vol. 92, no. 5, pp. 2821–2828.
8. Cook S.S. Erosion by water-hammer. *Proc. R. Soc. Lond. A.*, 1928, vol. 119, pp. 481–488.
9. Bowden F.P., Brunton J.H. The deformation of solids by liquid impact at supersonic speeds. *Proc. R. Soc. Lond. A.*, 1961, vol. 263, pp. 433–450.
10. Birkhoff G., MacDougall D.P., Pugh E.M., Taylor G. Explosives with lined cavities. *J. Appl. Phys.*, 1948, vol. 19, no. 6, pp. 563–582.
11. Takizawa K., Yabe T., Tsugawa Y., Tezduyar T.E., Mizoe H. Computation of free-surface flows and fluid-object interactions with the CIP method based on adaptive meshless Soroban grids. *Comput. Mech.*, 2007, vol. 40, no. 1, pp. 167–183.
12. Abgrall R., Karni S. Computations of compressible multifluids. *J. Comput. Phys.*, 2001, vol. 169, no. 2, pp. 594–623.
13. 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.
14. 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.
15. Aganin A.A., Guseva T.S. A technique of computation of waves in gas and liquid based on the CIP-CUP method on dynamically adaptive Soroban grids. *Vestn. Bashk. Univ.*, 2014, vol. 19, no. 2, pp. 368–380. (In Russian)
16. Aganin A.A., Guseva T.S. Numerical simulation of the dynamics of non-uniform compressible media based on the CIP-CUP method on dynamically adaptive Soroban grids. *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*, 2014, vol. 156, no. 2, pp. 55–72. (In Russian)
17. Aganin A.A., Guseva T.S. Numerical simulation of contact interaction of compressible fluids on Eulerian grids. *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*, 2012, vol. 154, no. 4, pp. 74–99. (In Russian)
18. Aganin A.A., Guseva T.S. Computation of contact interaction of compressible fluids without explicit separation of contact boundaries. *Vestn. Bashk. Univ.*, 2013, vol. 18, no. 3, pp. 646–661. (In Russian)

⟨ **Для цитирования:** Аганин А.А., Гусева Т.С. Удар жидкого конуса по плоской жесткой стенке // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. – 2016. – Т. 158, кн. 1. – С. 117–128. ⟩

⟨ **For citation:** Aganin A.A., Guseva T.S. Impact of a liquid cone on a plain rigid wall. *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*, 2016, vol. 158, no. 1, pp. 117–128. (In Russian) ⟩