



ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ПУЗЫРЬКОВОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПРЕГРАДОЙ¹

Агишева У. О.^{*,**}, Болотнова Р. Х.^{*}, Галимзянов М. Н.^{*}

^{*} Институт механики УНЦ РАН, Уфа

^{**} ФГБОУ ВПО Башкирский государственный университет, Уфа

Аннотация. Проведен параметрический анализ процесса отражения от твердой стенки ударной волны в газожидкостной смеси. Расчеты сопоставлены с экспериментальными данными для смеси вода–пузырьки азота.

Перспективы развития новых технологий во многом связаны с реализацией высоких давлений и температур в пузырьках газа изначально холодной пузырьковой смеси при воздействии на среду ударными волнами.

Для изучения подобных процессов проводятся эксперименты в ударных трубах. На рис. 1 приведена схема вертикальной ударной трубы, состоящей из секций высокого и низкого давления с разрывной диафрагмой между ними. Ударные волны (УВ) генерировались сжиганием смеси в секции высокого давления. В экспериментах Сычева А. И. [1] были изучены пузырьковые системы, состоящие из водоглицериновых растворов и газа (содержание глицерина 0, 0.25, 0.5, и 0.7).

¹Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (11-01-97004_r_поволжье и 11-01-00171-а), Совета по грантам Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ РФ (грант НШ-4381.2010.1) и Программы фонда фундаментальных исследований ОЭМПУ РАН (ОЭ-14).

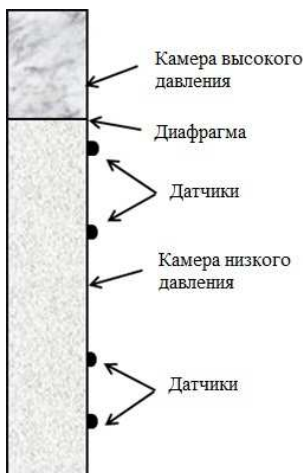


Рис. 1. Схема вертикальной ударной трубы

Согласно более ранним работам по моделированию ударных волн слабой и умеренной интенсивностей предполагается слабая сжимаемость жидкости. Для УВ большой интенсивности приобретает важность не только сжимаемость газовой фазы, но и сжимаемость жидкости, при описании термодинамических свойств которой необходимо использовать уравнения состояния, учитывающие ее нелинейную сжимаемость [2].

В работе [3] рассматриваемая задача решалась с использованием полной системы уравнений гидродинамики двухфазной среды в условиях двухтемпературного односкоростного приближения с равным давлением в фазах без учета фазовых переходов. Смесь предполагается гомогенной (то есть размер включений мал, они однородны и распределены равномерно). К недостаткам такой модели можно отнести существование погрешности при определении параметров проходящих и отраженных от твердой стенки УВ. В настоящей работе проведен параметрический анализ характеристик УВ на основе алгебраических соотношений Ренкина–Гюгонио для газожидкостной смеси, кото-

рый позволил устранить недостатки предыдущей модели и рассчитать плотность пузырьковой жидкости, усиление амплитуды давления и скорость ударного фронта (УФ) с заранее заданной точностью.

Для расчета параметров на фронте УВ будем считать, что при ударном сжатии каждая компонента смеси сжимается по индивидуальной адиабате с равными давлениями и массовой скоростью фаз без учета возможных фазовых переходов.

Для жидкости примем используемое в работе [2] уравнение состояния воды в форме Ми–Грюнайзена в виде суммы потенциальной $(p^{(p)}, e^{(p)})$ и тепловой $(p^{(T)}, e^{(T)})$ составляющих для давления и внутренней энергии соответственно, где коэффициент Грюнайзена Γ не зависит от температуры, и теплоемкости газа и жидкости постоянны. Холодные составляющие давления и энергии описываются потенциалом типа Борна–Майера и связаны между собой с помощью основного закона термодинамики

$$e^{(p)}(\rho) = \int_{\rho^0}^{\rho} \frac{p^{(p)}(\rho)}{\rho^2} d\rho.$$

Тепловая составляющая определяется по формулам:

$$p^{(T)}(\rho, T) = \Gamma(\rho) c_{Vl} \rho T, \quad e^{(T)} = c_{Vl} T.$$

Для газовой фазы принимается уравнение состояния совершенного газа:

$$p = \rho RT = \rho(\gamma - 1) c_{Vg} T, \quad \gamma = c_{pg}/c_{Vg}. \quad (1)$$

Рассмотрим процесс движения ударной волны по неподвижной пузырьковой среде. Для нахождения параметров за фронтом УВ, обозначая их нижним индексом 1, воспользуемся уравнениями сохранения массы, импульса и энергии смеси на скачке [4] (соотношениями Ренкина–Гюгонио):

$$\rho_0 D_1 = \rho_1 (D_1 - U_1), \quad (2)$$

$$p_1 + \rho_1 (D_1 - U_1)^2 = p_0 + \rho_0 D_1^2, \quad (3)$$

$$e_1 + \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{(D_1 - U_1)^2}{2} = e_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{D_1^2}{2}. \quad (4)$$

Из уравнения (3) с учетом (2) получим

$$\rho_0 D_1 U_1 = p_1 - p_0. \quad (5)$$

Далее,

$$(2) \Rightarrow (D_1 - U_1) = \frac{\rho_0}{\rho_1} D_1,$$

$$(3) \Rightarrow D_1^2 = \frac{\rho_1 (p_1 - p_0)}{\rho_0 (\rho_1 - \rho_0)},$$

используя эти соотношения, перепишем уравнение сохранения энергии (4) в виде

$$e_1 - e_0 = \frac{1}{2} (p_1 + p_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1} \right). \quad (6)$$

Для расчетов будем использовать систему соотношений Ренкина–Гюгонио (2), (5), (6), из которых найдем зависимость массовой скорости U_1 и скорости УФ D_1 от давления и плотности газожидкостной смеси:

$$U_1 = \sqrt{(p_1 - p_0) \left(\frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_1 \rho_0} \right)}, \quad (7)$$

$$D_1 = \sqrt{(p_1 - p_0) \left(\frac{\rho_1}{\rho_0 (\rho_1 - \rho_0)} \right)}. \quad (8)$$

Форма уравнения состояния Ми–Грюнайзена позволяет в явном виде получить ударную адиабату, связывающую давление и плотность по разные стороны разрыва. В частности, для жидкой фазы она имеет вид

$$p_1(\rho_{l1}) = \frac{2 \frac{p_1^{(p)}(\rho_{l1})}{\Gamma(\rho_{l1})} - 2 \left(e_1^{(p)}(\rho_{l1}) - e_0 \right) \rho_{l1} + p_0 \left(\frac{\rho_{l1}}{\rho_{l0}} - 1 \right)}{1 + \frac{2}{\Gamma(\rho_{l1})} - \frac{\rho_{l1}}{\rho_{l0}}}. \quad (9)$$

Полученное уравнение (9) справедливо для падающих и отраженных ударных волн при условии, что для падающей волны параметры с индексом 0 соответствуют параметрам невозмущенного состояния среды, с индексом 1 – за фронтом проходящей волны. Для отраженной от преграды УВ в качестве начального состояния выбираются параметры смеси падающей УВ.

Для газовой фазы с уравнением состояния (1) адиабата Гюгонио имеет вид [4]:

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{\rho_{g1} \cdot (\gamma + 1) - \rho_{g0} \cdot (\gamma - 1)}{\rho_{g0} \cdot (\gamma + 1) - \rho_{g1} \cdot (\gamma - 1)}. \quad (10)$$

В предположении адиабатического сжатия газовой фазы в ударной волне используем адиабату Пуассона для совершенного газа [4]:

$$\frac{p_1}{p_0} = \left(\frac{\rho_{g1}}{\rho_{g0}} \right)^\gamma. \quad (11)$$

При отсутствии фазовых переходов будет справедлив закон сохранения массы газожидкостной смеси [5], который позволяет определить плотность смеси за фронтом УВ по известным начальным истинным плотностям фаз и их объемному содержанию

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \frac{\alpha_{g0}\rho_{g0}^0}{\rho_g^0(p)} + \frac{\alpha_{l0}\rho_{l0}^0}{\rho_l^0(p)}. \quad (12)$$

Формула (12) позволяет вычислить плотность смеси как за фронтом проходящей, так и отраженной ударных волн при различных способах задания режимов ударного сжатия газожидкостной смеси. Рассматриваются два типа моделей ударного сжатия газожидкостной смеси, в каждой из которых для жидкой фазы применяется ударная адиабата (9), для газовой фазы в случае ударного сжатия – адиабата Гюгонио (10), либо адиабата Пуассона (11).

Последовательность вычислений параметров за фронтом проходящей УВ состоит в определении плотности смеси, жидкой и газовой фазы на основе уравнений сохранения (2), (5), (6).

Далее получим новое объемное газосодержание за фронтом падающей УВ

$$\alpha_{g1} = \frac{\rho_1 - \rho_{l1}^0}{\rho_{g1}^0 - \rho_{l1}^0}.$$

Найденные значения являются начальными условиями для задачи о нахождении параметров отраженной от жесткой стенки УВ. Параметры смеси за фронтом отраженной УВ рассчитываются по формулам, аналогичным (2), (5), (6). В рассматриваемой системе координат из условия отражения УВ от стенки следует равенство по модулю массовых скоростей перед и за фронтом отраженной УВ. Тогда для нахождения скорости УФ D_2 воспользуемся соотношением

$$D_2 = \frac{p_2 - p_1}{\rho_1 U_2} = ||U_2|| = |U_1| = \frac{p_2 - p_1}{\rho_1 U_1}. \quad (13)$$

Приведенная система алгебраических уравнений для нахождения плотностей фаз по индивидуальным ударным адиабатам (9), (10), (11), плотности смеси (12), массовой скорости (7) и скорости УФ (8), (13) решалась численно.

На рис. 2 приведены зависимости скорости фронта падающей (D_1) и отраженной (D_2) ударных волн от начального объемного газосодержания при фиксированных значениях давления p_1 , рассчитанные по модели адиабатического сжатия газа. Для давления в проходящей волне адиабатическая и ударная модели сжатия газа дают близкие результаты и согласуются с экспериментами [1] для $p_1 = 2.4$ МПа. В расчетах скорости фронта отраженной ударной волны опыты с вязкими смесями при малых газосодержаниях лучше описываются адиабатической моделью.

На рис. 3 представлены расчетные зависимости коэффициента отражения p_2/p_1 от интенсивности проходящей волны по адиабатической и ударной моделям. Амплитуда отраженной волны увеличивается с увеличением начального объемного газосодержания и уменьшается с ростом давления. Для фиксированного газосодержания по адиабатической модели коэффициент от-

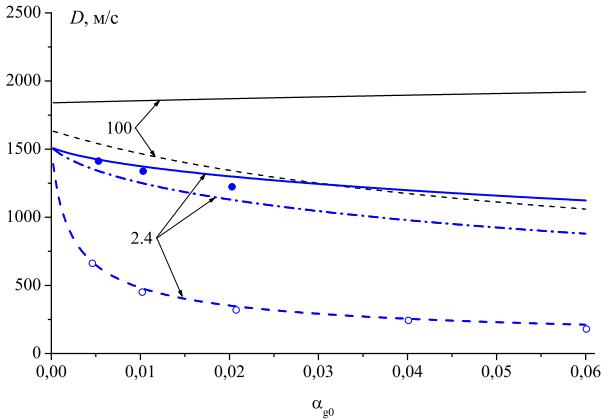


Рис. 2. Зависимости скорости фронта D падающих (пунктир) и отраженных (сплошная) УВ от начального газосодержания при различных давлениях падающей УВ. Точки соответствуют экспериментальным данным [1] при начальном давлении $p_1 = 2.4$ МПа для падающих УВ(○) и отраженных УВ(●) в среде с вязкостью $\mu = 2.27 \cdot 10^3$ Па·с

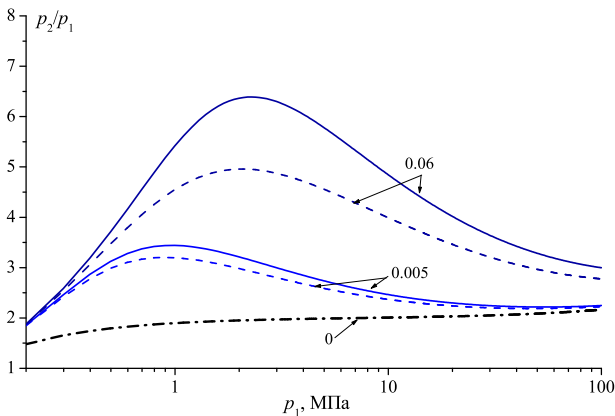


Рис. 3. Зависимость степени усиления амплитуды волны при отражении от начального давления УВ p_1 в диапазоне от 0.1 до 100 МПа при различных начальных газосодержаниях по моделям адиабатического (сплошная линия) и ударного (пунктирная линия) сжатия

ражения больше, чем по ударной. Для каждого α_{g0} существует такое давление p_1 , при котором степень усиления амплитуды волны при отражении максимальна. С увеличением α_{g0} максимальное значение p_2/p_1 возрастает и достигается при больших значениях p_1 .

Таким образом, расчеты показали, что предложенный метод позволяет проводить параметрический анализ состояния газожидкостной смеси для широкого диапазона интенсивностей ударных волн и начальных объемных газосодержаний на основе уравнения состояния воды [2], совершенного газа (1) и соотношений Ренкина–Гюгонио (2), (5), (6) для смеси. Полученные данные являются дополнительным уточнением численных исследований, проведенных в [3] на основе модели газожидкостной смеси с применением уравнений гидродинамики двухфазной среды. В выполненных расчетах получено удовлетворительное согласование с экспериментами [1] для скорости фронта проходящих и отраженных УВ при различных начальных газосодержаниях для давления в падающей волне $p_1 = 2.4$ МПа.

Список литературы

- [1] Сычев А. И. Сильные ударные волны в пузырьковых средах // Журнал технической физики. 2010. Т. 80, №6. С. 31–35.
- [2] Нигматулин Р. И., Болотнова Р. Х. Широкодиапазонное уравнение состояния воды и пара. Упрощенная форма // Теплофизика высоких температур. 2011. Т. 49, № 2. С. 310–313.
- [3] Болотнова Р. Х., Галимзянов М. Н., Агишева У. О. Моделирование ударных волн в газожидкостных смесях // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. 2011. № 2. С. 3–14.
- [4] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1966. 688 с.
- [5] Агишева У. О. Определение параметров ударных волн в газожидкостной смеси // Сборник трудов Всероссийской научной конференции с международным участием «Дифференциальные уравнения и их приложения». Стерлитамак. 2011. С. 227–230.