

УДК 519.63

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЗРЫВНОЙ ВОЛНЫ СО СЛОЕМ ЖИДКОСТНОЙ ПЕНЫ С УЧЁТОМ ЭФФЕКТА КОМПАКТИРОВАНИЯ

© 2023 П. А. Чупров^{1a}, С. В. Фортова^{1b}, П. С. Уткин²

¹Институт автоматизации проектирования РАН,
ул. 2-я Брестская, 19/18, г. Москва 123056, Россия,

²Харбинский технологический институт,
ул. Западная Дажу, 92, г. Харбин 150001, Китай

E-mails: ^apetchu@mail.ru, ^bsfortova@mail.ru

Поступила в редакцию 12.08.2022 г.; после доработки 12.08.2022 г.;
принята к публикации 29.09.2022 г.

С помощью системы уравнений Баера — Нунциато проведено численное исследование взаимодействия взрывной волны с жидкостной пеной. Данная задача имеет своей целью исследование влияния механизма компактирования на волновую картину переотражения. Разработан вычислительный алгоритм, основанный на методе HLL. Сравнение результатов с вычислительными экспериментами других авторов показывает, что учёт механизма компактирования приводит к получению более качественных результатов.

Ключевые слова: численное моделирование, жидкостная пена, система уравнений Баера — Нунциато, компактирование, взрывные волны.

DOI: 10.33048/SIBJIM.2023.26.216

ВВЕДЕНИЕ

Задача изучения взаимодействия взрывной волны (ВВ) с пеной в настоящее время получила широкое распространение, например в области взрывозащиты. Ударные волны (УВ) способны причинять существенный ущерб всевозможным структурам, поэтому задача их ослабления представляет прямой практический интерес. Большинство методов взрывозащиты основаны на применении деформируемых защитных слоёв, которые либо рассеивают энергию взрыва, либо способны отразить волну [1]. Всевозможные пенные материалы показывают отличные результаты при использовании их в качестве взрывозащиты. Однако в некоторых экспериментах наблюдался обратный эффект — усиление нагрузки на защищаемый объект, что является существенно нежелательным явлением. Более того, известно, что при наличии в пене химически активных компонент, в момент локального подвода энергии к пене, в ней может возникать волна горения, способная в некоторых случаях, например при наличии в пене водород-кислородной смеси, переходить в детонацию [2]. Подобное поведение пены, хоть и не находит, по очевидным причинам, применения в области взрывозащиты, может быть использовано, например, для устранения разливов нефти на поверхности воды. Вся динамика этого процесса к настоящему моменту ещё не изучена, в связи с чем активно развиваются методы численного счёта подобных задач, более того в экспериментальном смысле такие исследования представляют известную сложность в связи с дороговизной установок, способных воспроизводить УВ большой интенсивности, а также с эффектами распада пены, которые накладывают

достаточно жёсткие временные рамки на эксперимент. Например, в [3] для изучения взаимодействия ВВ с барьером из пены в ударной трубе используется система уравнений Эйлера с дополнительным уравнением объёмной доли. В [4] для этих же целей используется метод SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics). Вообще, разработано множество математических моделей, пригодных для численного моделирования динамики пены. Эти модели способны воспроизводить даже достаточно сложные процессы, например горение в пенах. Однако как показывает опыт, многие из этих моделей требуют точной настройки и подгонки параметров под каждую конкретную задачу, порой имеют проблемы с численной устойчивостью и стабильностью решения. В настоящей задаче взаимодействия УВ со слоем жидкостной пены предлагается использовать метод, основанный на системе уравнений Баера — Нунциато [5]. Это система уравнений, предназначенная для моделирования динамики многофазных процессов. Её преимуществом является практически безусловная гиперболичность, что приводит к подавлению нефизичных осцилляций и прочих вычислительных проблем, присущих моделям, не обладающим таким свойством. Модель Баера — Нунциато широко применяется для разнообразных задач многофазной динамики, например для задач внутренней баллистики [6], задачи о соударении металлических пластин [7], моделирования взаимодействия ударной волны с плотной засыпкой частиц [8]. Сама идея использования этой системы уравнений к задачам о взаимодействии УВ со слоем пены не нова, например, в работе [9] была показана возможность численного исследования взаимодействия ударной волны со слоем полиуретановой пены с учётом эффекта уплотнения. В нашем случае интерес представляет исследование влияния механизма компактирования, восходящего к работам [5, 10] и ранее применявшегося для описания динамики диспергированных твёрдых частиц [11], на результат численного моделирования жидкостных пен. Это исследование представляет интерес по причине того, что в некоторых задачах многофазной динамики именно правильный учёт этого эффекта позволяет добиться качественно верного соответствия результатов моделирования и экспериментальных данных. Как показано в настоящей работе, учёт этого эффекта имеет заметное влияние на протекающие процессы.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ АЛГОРИТМ

Математическая модель основывается на системе уравнений [5] для описания течений двухфазных сжимаемых сред:

$$u_t + f_x(u) = h(u)\bar{\alpha}_x + p + s,$$

$$u = \begin{bmatrix} \bar{\alpha} \\ \bar{\alpha}\bar{\rho} \\ \bar{\alpha}\bar{\rho}\bar{v} \\ \bar{\alpha}\bar{\rho}\bar{E} \\ \alpha\rho \\ \alpha\rho v \\ \alpha\rho E \end{bmatrix}, \quad f = \begin{bmatrix} 0 \\ \bar{\alpha}\bar{\rho}\bar{v} \\ \bar{\alpha}(\bar{\rho}\bar{v}^2 + \bar{p}) \\ \bar{\alpha}\bar{v}(\bar{\rho}\bar{E} + \bar{p}) \\ \alpha\rho v \\ \alpha(\rho v^2 + p) \\ \alpha v(\rho E + p) \end{bmatrix}, \quad h = \begin{bmatrix} -\tilde{v} \\ 0 \\ \tilde{p} \\ \tilde{p}\tilde{v} \\ 0 \\ -\tilde{p} \\ -\tilde{p}\tilde{v} \end{bmatrix}, \quad p = \begin{bmatrix} F \\ 0 \\ 0 \\ (-\tilde{p} + \beta)F \\ 0 \\ 0 \\ -\tilde{p}F \end{bmatrix}, \quad s = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ M \\ I \\ 0 \\ -M \\ -I \end{bmatrix},$$

$$\bar{\alpha} + \alpha = 1, \quad \bar{E} = \frac{\bar{v}^2}{2} + \frac{\bar{p} + \bar{\gamma}\bar{P}_0}{\bar{\rho}(\bar{\gamma} - 1)}, \quad E = \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho(\gamma - 1)},$$

$$F = \frac{\alpha\bar{\alpha}}{\mu_c}(\bar{p} - p - \beta).$$

Здесь u — вектор консервативных переменных, f — вектор дифференциального потока, $h(u)\bar{\alpha}_x$ — дифференциальный источниковый член, p — алгебраический источниковый член, связанный с релаксацией давлений фаз. Вектор s содержит источниковые члены, описывающие обмен массой, импульсом и энергией между фазами. Член M отвечает за межфазный обмен импульсом, член I — за межфазный обмен энергией. При записи системы уравнений

использованы стандартные обозначения: t — время, x — пространственная координата, α — объёмная доля, ρ — истинная плотность, v — скорость, p — давление. Параметры с верхней чертой относятся к жидкой фазе, без черты — к газовой. Скорость и давление с тильдой соответствуют параметрам на межфазной границе и предполагаются равными:

$$\tilde{p} = \alpha p + \bar{\alpha} \bar{p}, \quad \tilde{v} = \frac{\alpha \rho v + \bar{\alpha} \bar{\rho} \bar{v}}{\alpha \rho + \bar{\alpha} \bar{\rho}}.$$

В качестве уравнения состояния (УРС) для газовой фазы используется УРС идеального газа с показателем адиабаты γ . Для жидкой фазы используется двучленное УРС с параметрами $\bar{\gamma}$ и \bar{P}_0 . Вектор p содержит в себе члены, связанные с релаксацией давления — реальным многомерным процессом, проходящим на границе раздела фаз. В используемом вычислительном алгоритме данный процесс отражается в отдельной процедуре, в которой происходит и учёт эффекта компактирования (см. далее). Вычислительный алгоритм основан на методе расщепления по физическим процессам. Каждый шаг интегрирования по времени расщепляется на три подшага: гиперболический этап, релаксация давления и учёт межфазного взаимодействия.

2. ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЙ ЭТАП

Для решения гиперболического этапа применяется метод HLL, аналогичный [10]. При решении исходной системы первое уравнение (уравнение компактирования) решается отдельно с помощью специальной аппроксимации, удовлетворяющей так называемому $p-v$ условию. Это необходимо для устранения осцилляций давления, неизбежно возникающих в противном случае. Оставшаяся часть системы решается с помощью следующей конечно-объёмной аппроксимации:

$$u_t + f_x(u) = h(u) \bar{\alpha}_x \longrightarrow \begin{cases} U_t + F_x = H \bar{\alpha}_x, \\ \bar{\alpha}_t + \bar{v} \bar{\alpha}_x, \end{cases}$$

$$U_{h,j}^{n+1} = U_j^n - \frac{\Delta t^n}{\Delta x} [F_{j+1/2}^{HLL}(U_j^n, U_{j+1}^n) - F_{j-1/2}^{HLL}(U_{j-1}^n, U_j^n)] + h(U_j^n, \alpha_j^n) (\Delta_j^n \bar{\alpha}_x)^{HLL}.$$

Численный поток выглядит следующим образом:

$$F_{j+1/2}^{HLL} = \frac{S_{j+1/2}^p F_j^n - S_{j+1/2}^m F_{j+1}^n + S_{j+1/2}^p S_{j+1/2}^m (U_{j+1}^n - U_j^n)}{S_{j+1/2}^p - S_{j+1/2}^m},$$

$$S_{j+1/2}^p = \max(0, v_j^n + c_j^{n+}, v_{j+1}^n + c_{j+1}^n, \bar{v}_j^n + \bar{c}_j^{n+}, \bar{v}_{j+1}^n + \bar{c}_{j+1}^n),$$

$$S_{j+1/2}^m = \min(0, v_j^n - c_j^{n+}, v_{j+1}^n - c_{j+1}^n, \bar{v}_j^n - \bar{c}_j^{n+}, \bar{v}_{j+1}^n - \bar{c}_{j+1}^n).$$

Специальная аппроксимация производной объёмной доли в правой части системы в таком случае имеет вид

$$\Delta_j^n \bar{\alpha}_x = \frac{1}{\Delta x} \left(\frac{S_{j+1/2}^p \bar{\alpha}_j^n - S_{j+1/2}^m \bar{\alpha}_{j+1}^n}{S_{j+1/2}^p - S_{j+1/2}^m} - \frac{S_{j-1/2}^p \bar{\alpha}_{j-1}^n - S_{j-1/2}^m \bar{\alpha}_j^n}{S_{j-1/2}^p - S_{j-1/2}^m} \right),$$

а соответствующая ей и численному потоку HLL численная аппроксимация уравнения компактирования записывается как

$$\bar{\alpha}_{h,j}^{n+1} = \bar{\alpha}_j^n - \frac{\Delta t^n}{\Delta x} \left[\frac{\bar{v}_j^n (S_{j+1/2}^p \bar{\alpha}_j^n - S_{j+1/2}^m \bar{\alpha}_{j+1}^n) + S_{j+1/2}^p S_{j+1/2}^m (\bar{\alpha}_j^n - \bar{\alpha}_{j+1}^n)}{S_{j+1/2}^p - S_{j+1/2}^m} - \frac{\bar{v}_j^n (S_{j-1/2}^p \bar{\alpha}_{j-1}^n - S_{j-1/2}^m \bar{\alpha}_j^n) + S_{j-1/2}^p S_{j-1/2}^m (\bar{\alpha}_{j-1}^n - \bar{\alpha}_j^n)}{S_{j-1/2}^p - S_{j-1/2}^m} \right].$$

Выбор этого метода обусловлен его крайней устойчивостью при решении задач с явными межфазными границами, однако стоит отметить, что его использование сопряжено с некоторыми трудностями, а именно, с «размазыванием» межфазной границы со временем. Для уменьшения влияния этого эффекта на решение пена добавлялась в расчётную область непосредственно перед моментом достижения её поверхности взрывной волной. Этот эффект хорошо известен для метода HLL применительно к системе Баера — Нунциато, и его влияние может быть уменьшено с помощью увеличения числа ячеек или использования методов реконструкции решения для увеличения порядка пространственной аппроксимации. Более сложные методы, например HLLC-подобные, в большей степени лишены этого недостатка.

3. ЭТАП РЕЛАКСАЦИИ ДАВЛЕНИЙ

На втором этапе расщепления производится релаксация давлений с учётом компактирования. В настоящей работе используется механизм, аналогичный [10], а именно:

$$\begin{aligned}\bar{p} &= \tilde{p} + \beta, \\ \beta &= \bar{\alpha}\bar{\rho} \frac{dB}{d\bar{\alpha}} = -\bar{\alpha}\bar{\rho} a n \ln \frac{1 - \bar{\alpha}}{1 - \bar{\alpha}_0} \left(\frac{B(\bar{\alpha})}{a} \right)^{(n-1)/n}, \\ a &= 3 \cdot 10^4, \quad n = 1.02, \quad \bar{\alpha}_0 = 0.1, \\ B(\bar{\alpha}) &= \begin{cases} B_a(\bar{\alpha}), & \text{если } \bar{\alpha}_0 < \bar{\alpha} < 1, \\ 0 & \text{иначе,} \end{cases} \\ B_a(\bar{\alpha}) &= a[b_1(\bar{\alpha}) - b_1(\bar{\alpha})_0 + b_2(\bar{\alpha})]^n, \\ b_1(\bar{\alpha}) &= (1 - \bar{\alpha}) \ln(1 - \bar{\alpha}), \quad b_2(\bar{\alpha}) = (1 + \ln(1 - \bar{\alpha}_0)) (\bar{\alpha} - \bar{\alpha}_0).\end{aligned}$$

Здесь $B_a(\bar{\alpha})$ — потенциальная энергия компактирования; f и n — параметры закона компактирования, являющиеся характеристиками рассматриваемой двухфазной среды; $\bar{\alpha}_0$ — объёмная доля жидкой фазы, при достижении которой включается компактирование и она становится отличной от нуля. Параметр β отвечает за силовое взаимодействие фаз на контактной границе. Конкретный вид этого члена может отличаться в зависимости от особенностей рассматриваемой задачи. Использованный в настоящей работе вид β отвечает случаю так называемых межгранулярных напряжений, т. е. силе упругости гранулированной среды при достижении плотной упаковки частиц. Этот эффект реализован благодаря выбору β как ступенчатой функции от объёмной доли жидкости $\bar{\alpha}$: нуль до некоторой пороговой величины объёмной доли $\bar{\alpha}_0$ и некоторая зависимость от $\bar{\alpha}$ после. В [9] при изучении пен из полиуретана в качестве β использовалась зависимость, основанная на работе [13], в которой проводилось теоретическое рассмотрение одиночной ячейки пены, что позволяло отразить реальную механику сжатия слоя пены. В нашем случае параметры модели калибровались по совсем другим задачам и не имеют точной физической интерпретации для настоящей задачи. Наш выбор модели обусловлен простотой и надёжностью подхода, его многочисленным использованием в более ранних работах, например [6]. В дальнейших исследованиях ожидается разработка специализированной под задачи о взаимодействии УВ с пеной модели, однако как можно видеть далее, даже такой упрощённый подход даёт возможность исследования влияния механизма на динамику процесса. Более подробно все необходимые формулы и зависимости описаны в работе [11].

4. ЭТАП УЧЁТА МЕЖФАЗНОГО ВАЗИМОДЕЙСТВИЯ

На третьем этапе расщепления решается СОДУ с обменными членами в правой части:

$$\begin{aligned} \frac{d(\alpha\rho)}{dt} &= 0, & \frac{d(\alpha\rho v)}{dt} &= -M, & \frac{d(\alpha\rho E)}{dt} &= -I, \\ \frac{d(\bar{\alpha})}{dt} &= 0, & \frac{d(\bar{\alpha}\bar{\rho})}{dt} &= 0, & \frac{d(\bar{\alpha}\bar{\rho}v)}{dt} &= M, \\ \frac{d(\bar{\alpha}\bar{\rho}E)}{dt} &= I, & M &= \delta, & I &= M\bar{v}, & \delta &= 0.75\bar{\alpha}Cd\rho|v - \bar{v}|(v - \bar{v})/d. \end{aligned}$$

В рамках исследуемой задачи единственным обменным процессом считается межфазное трение, реализованное по формулам из [14]. Межфазное трение — модель, учитывающая трение между фазами, а именно, процесс выравнивания скоростей фаз на межфазной границе. Этот механизм использовался, например, в [6]. Без учёта межфазного трения невозможно корректно отразить увлечение за собой частиц тяжёлой фазы более быстрым течением лёгкой фазы. Здесь d — диаметр частиц (в работе принят за 50 мкм из аналогичных экспериментов [3]), Cd — коэффициент трения частиц (в работе принят за 10.2, устанавливался экспериментально исходя из соответствия времени прихода УВ на правый торец канала). Вообще говоря, в модели возможен учёт обмена массой, т. е. наличия превращения фаз, что позволяет вести расчёт, например, горения, как в работе [6], поэтому исследование пен, содержащих в себе химически активные вещества, может быть проведено с минимальными модификациями.

5. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Для численного исследования была выбрана постановка задачи из [4]: одномерная расчётная область длиной 1 м, в которой на расстоянии 0.33 м от левого конца расчётной области находится слой пены толщиной 10 см. С левого торца в область входит взрывная волна специального профиля, на правой границе условие стенки и датчик давления. Важно отметить, что в [4] используется двумерная постановка задачи, что связано с исследованием взаимодействия УВ не только с пеной, но с некоторым количеством геометрических препятствий. В нашем случае такие препятствия не рассматриваются.

Для моделирования входа в расчётную область взрывной волны на левой границе задаётся меняющееся во времени граничное условие [4]:

$$\begin{aligned} p(t) &= p_0 + 100.924p_0 \left(1 - \frac{t}{t_+}\right) \exp\left(\frac{-\theta t}{t_+}\right), \\ \rho(t) &= \frac{(\gamma + 1)(p(t) - p_0) + 2\gamma p_0}{(\gamma - 1)(p(t) - p_0) + 2\gamma p_0}, \\ v(t) &= \sqrt{\frac{2}{\gamma p_0} \frac{c_0(p(t) - p_0)}{\sqrt{(\gamma + 1)(p(t) - p_0) + 2\gamma p_0}}}. \end{aligned}$$

Здесь $t_+ = 0.5 \cdot 10^{-3} \text{ с}$, $\theta = 2.72$, $p_0 = 1.01 \cdot 10^5 \text{ Па}$, c_0 — невозмущённая скорость звука в газе. Пена предполагается смесью воды и воздуха с объёмной долей воды $\bar{\alpha} = 0.1$. Параметры УРС: $\gamma = 1.4$, $\gamma = 7$, $\bar{P}_0 = 10^9 \text{ Па}$. В начальный момент времени вещество в области покоится и находится в нормальных условиях: $p = \bar{p} = 1.01 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $\rho = 1.17 \text{ кг/м}^3$, $\bar{\rho} = 1000 \text{ кг/м}^3$.

На рис. 1 представлено сравнение показаний датчиков давления из [4] и в текущем численном эксперименте как с компактированием, так и без него.

Рассмотрим подробнее механику процесса. Приблизительно до 0.7 мс происходит распространение ударной волны, формирование её фронта и прохождение её сквозь пену. Скачок

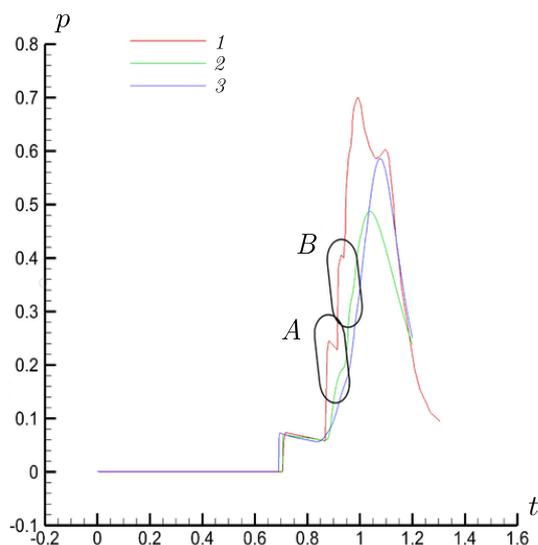


Рис. 1. Показания датчика давления:
 1 — [4]; 2 — расчёт с компактированием; 3 — расчёт без компактирования

давления на отметке приблизительно 0.7 мс соответствует падению первичной прошедшей волны на правый торец канала. После этого на протяжении приблизительно 0.1 мс происходит постепенное падение давления, пока отражённая от торца волна распространяется в противоположную сторону. Скачки давления, отмеченные как *A* и *B*, связаны с переотражением УВ между надвигающейся на торец пеной и самим торцом канала. Самый высокий пик давления связан с ударом массы пены о торец канала, после чего процессы переотражения прекращаются. Влияние учёта эффекта компактирования приводит к тому, что объёмная доля воды в пене не поднимается выше определённого уровня. Это приводит к тому, что сила межфазного трения, пропорциональная объёмной доле жидкости, уменьшается, что приводит к более сильным ударным волнам в газе, имеющим более резкий профиль. Однако ограничение объёмной доли жидкости в пене приводит к тому, что финальный пик давления в расчёте с компактированием гораздо меньше, чем в эксперименте и расчёте без компактирования. Менее плотная пена ударяется об стенку, соответственно передаваемый импульс меньше.

Упомянутый выше процесс переотражения волн играет значимую роль в динамике задачи. Для более детального разбора процесса стоит подробнее рассмотреть волновую картину в пристеночной области в моменты времени, соответствующие отражению прошедшей волны от торца и её приходу на поверхность пены. Эти картины представлены на рис. 2 и 3.

На рис. 2 показана волновая картина переотражения у правого торца в расчёте с компактированием. Видно, как достигшая торца волна отражается от неё и бежит навстречу пене (0.76 мс, отражённая волна выделена), после чего ударяется об пену, создавая локальный пик давления (0.8 мс), отражается и движется в сторону правого торца (0.84 и 0.88 мс). Из-за того, что к этому моменту времени пена уже потеряла свою целостную структуру, отражённая от пены волна не имеет чёткого фронта. Небольшой пик давления на графике 0.76 мс на отметке 0.94 мм связан с межфазным трением на границе пены.

На рис. 3 показана аналогичная картина, но для расчёта без компактирования.

Легко заметны все основные черты течения, описанные ранее: отражённая от торца волна и отражённая от пены волна. Видно, что намного меньшую интенсивность имеет пик давления в момент встречи отражённой волны с поверхностью пены, что, однако, требует дополнительного пояснения. Для этого рассмотрим графики давления и объёмной доли жидкости в момент времени 0.78 и 0.8 мс:

Из рис. 4 видно, что разница в интенсивности пиков давления связана с тем, что к момен-

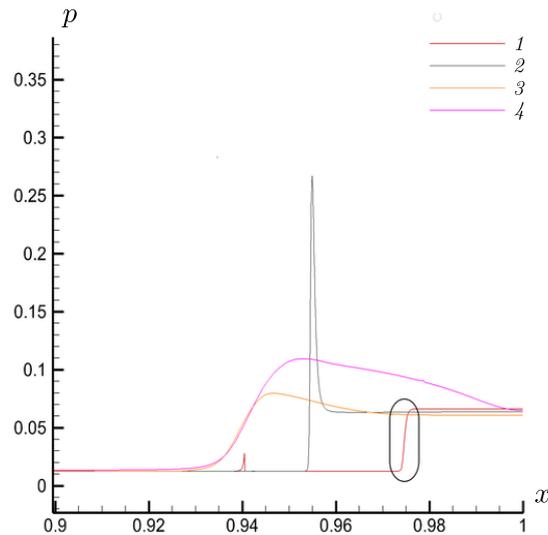


Рис. 2. Волновая картина около правого торца в расчёте с компактированием:
1 — 0.76 мс; 2 — 0.8 мс; 3 — 0.84 мс; 4 — 0.88 мс

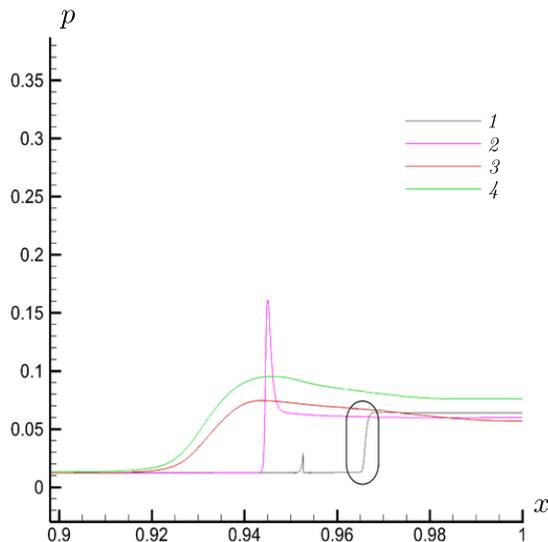


Рис. 3. Волновая картина около правого торца в расчёте без компактирования:
1 — 0.76 мс; 2 — 0.8 мс; 3 — 0.84 мс; 4 — 0.88 мс

ту времени 0.8 мс в расчёте без компактирования отражение уже произошло, в связи с чем пик давления идёт на спад. В свою очередь в расчёте с компактированием к моменту 0.8 мс наблюдается самый момент столкновения отражённой волны с пеной. Такое поведение, вероятно, связано с описанным выше эффектом уменьшения межфазного трения в расчёте с компактированием, что приводит к более медленному движению пены. Максимальные пики давления, наблюдаемые при столкновении пены с отражённой волной, практически одинаковы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведена попытка применить описанный механизм компактирования к жидкостным пенам и получен результат, свидетельствующий о заметном влиянии этого механизма на динамику процесса. Стоит отметить, что использованный в работе механизм изначально разрабатывался для другого класса задач, поэтому разработка усовершенствованного или нового механизма, пригодного именно для зада взаимодействия ВВ с пеной, является темой

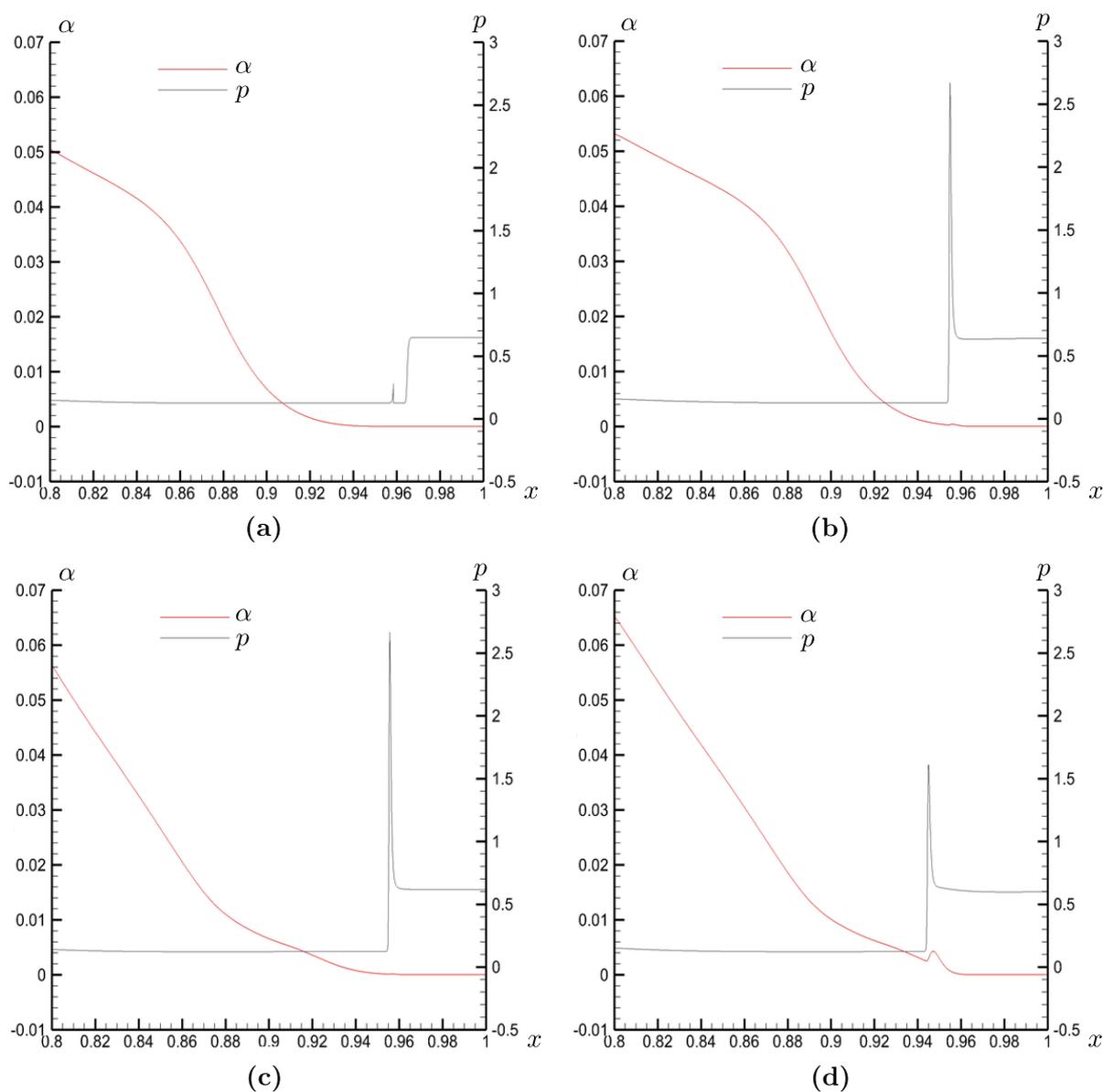


Рис. 4. Отражение УВ от пены в расчёте с компактированием: 0.78 мс (а), 0.8 мс (б); без компактирования: 0.78 мс (с), 0.8 мс (д)

дальнейших перспективных исследований. Важно, что для моделирования использовалась математическая модель Баера — Нунциато, учитывающая сжимаемость обеих фаз. Несмотря на слабую сжимаемость воды в представленных условиях, учёт этого позволяет системе уравнений быть гиперболической, что убирает необходимость во всевозможных вычислительных ухищрениях для достижения стабильности решения. Такой подход в сочетании с гибкими механизмами релаксации давлений и скоростей фаз позволяет без кропотливого подгона замыкающих соотношений исследовать широкий спектр многофазных задач, в том числе и задачу о взаимодействии УВ со слоем жидкостной пены. Помимо этого стоит отметить, что использование более точных численных методов, основанных, например, на методе HLLC, является необходимым направлением дальнейшей работы по этой теме.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Igra O., Falcovitz J., Jourdan G.* Review of methods to attenuate shock/blast waves // *Prog. Aerosp. Sci.* 2013. V. 58, P. 1–35.
2. *Kichatov B., Korshunov A., Kiverin A., Son E.* Foamed emulsion – Fuel on the base of water-saturated oils // *Fuel.* 2017. V. 203. P. 261–268.
3. *Sembian S., Liverts M., Apazidis N.* Attenuation of strong external blast by foam barriers // *Phys. Fluids.* 2016. V. 28, N 9. Article 096105; DOI: 10.1063/1.4963243
4. *Prasanna Kumar S.S. Ramamurthi K., Patnaik B.S.* Numerical study of a foam-shock trap based blast mitigation strategy // *Phys. Fluids.* 2018. V. 30, N 8. Article 086102; DOI: 10.1063/1.5043177
5. *Baer M.R., Nunziato J.W.* A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition in reactive granular materials // *Internat. J. Multiphase Flow.* 1986. V. 12, N 6. P. 861–889.
6. *Чупров П.А., Порошина Я.Э., Уткин П.С.* Численное исследование дефлаграции пороха в рамках модели Баера – Нунциато // *Горение и взрыв.* 2020. Т. 13, № 3. С. 91–106.
7. *Chuprov P., Utkin P., Fortova S.* Numerical simulation of a high-speed impact of metal plates using a three-fluid model // *Metals.* 2021. V. 11, N 8. Article 1233.
8. *Уткин П.С.* Математическое моделирование взаимодействия ударной волны с плотной засыпкой частиц в рамках двухжидкостного подхода // *Хим. физика.* 2017. Т. 36, № 11. С. 61–71.
9. *Baer M.R.* A numerical study of shock wave reflection on low density foam // *Shock Waves.* 1992. V. 2. P. 121–124.
10. *Saurel R., Favrie N., Petitpas F., Lallemand M.-H., Gavriluk S.L.* Modelling dynamic and irreversible powder compaction // *J. Fluid Mech.* 2010. V. 664. P. 348–396.
11. *Poroshyna Y.E., Utkin P.S.* Numerical simulation of a normally incident shock wave–dense particles layer interaction using the Godunov solver for the Baer–Nunziato equations // *Internat. J. Multiphase Flow.* 2021. V. 142. Article 103718.
12. *Saurel R., Abrell R.* A multiphase Godunov method for compressible multifluid and multiphase flows // *J. Comput. Phys.* 1999. V. 150, N 2. P. 425–467.
13. *Warren W.E., Kraynik A.M.* The nonlinear elastic behavior of open-cell foams // *J. Appl. Mech.* 1991. V. 58, N 2. P. 376.
14. *Rogue et al.* Experimental and numerical investigation of the shock-induced fluidization of a particles bed // *Shock Waves.* 1998. V. 8, N 2. P. 29–45.

UDC 519.63

NUMERICAL INVESTIGATION OF THE INTERACTION BETWEEN SHOCK WAVE AND AQUEOUS FOAM WITH COMPACTION

© 2023 P. A. Chuprov^{1a}, S. V. Fortova^{1b}, P. S. Utkin²

*Institute of Design Automation RAS,
ul. 2-ya Brestskaya 19/18, Moscow 123056, Russia,*

*²Harbin Institute of Technology,
ul. Zapadnaya Dazhi 92, Harbin 150001, China*

E-mails: ^apetchu@mail.ru, ^bsfortova@mail.ru

Received 12.08.2022, revised 12.08.2022, accepted 29.09.2022

Abstract. Using the system of Bayer–Nunziato equations, a numerical study of the interaction of an explosive wave with liquid foam was carried out. This problem is aimed at studying the influence of the compaction mechanism on the wave pattern of re-reflection. A computational algorithm based on the HLL method has been developed. Comparison of the results with computational experiments of other authors shows that taking into account the compaction mechanism leads to better results.

Keywords: numerical simulation, liquid foam, Baer–Nunziato system of equations, compaction, explosive waves.

DOI: 10.33048/SIBJIM.2023.26.216

REFERENCES

1. Igra O., Falcovitz J., Jourdan G. Review of methods to attenuate shock/blast waves. *Prog. Aerosp. Sci.*, 2013, Vol. 58, pp. 1–35.
2. Kichatov B., Korshunov A., Kiverin A., Son E. Foamed emulsion – Fuel on the base of water-saturated oils. *Fuel*, 2017, Vol. 203, pp. 261–268.
3. Sembian S., Liverts M., Apazidis N. Attenuation of strong external blast by foam barriers. *Phys. Fluids*, 2016, Vol. 28, No. 9, article 096105; DOI: 10.1063/1.4963243
4. Prasanna Kumar S.S. Ramamurthi K., Patnaik B.S. Numerical study of a foam-shock trap based blast mitigation strategy. *Phys. Fluids*, 2018, Vol. 30, No. 8, article 086102; DOI: 10.1063/1.5043177
5. Baer M.R., Nunziato J.W. A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition in reactive granular materials. *Internat. J. Multiphase Flow*, 1986, Vol. 12, No. 6, pp. 861–889.
6. Chuprov P.A., Poroshina Ya.E., Utkin P.S. Chislennoe issledovanie deflagratsii porokha v ramkakh modeli Baera–Nuntsiato [Numerical study of gunpowder deflagration in the framework of the model Baer–Nunziato]. *Gorenie i Vzryv*, 2020, Vol. 13, No. 3, pp. 91–106 (in Russian).
7. Chuprov P., Utkin P., Fortova S. Numerical simulation of a high-speed impact of metal plates using a three-fluid model. *Metals*, 2021, Vol. 11, No. 8, article 1233.
8. Utkin P.S. Matematicheskoe modelirovanie vzaimodeistviya udarnoi volny s plotnoi zasypkoi chastits v ramkakh dvukhzhidkostnogo podkhoda [Mathematical modeling of the interaction of a shock wave with a dense backfill of particles in the framework of a two-fluid approach]. *Khim. Fiz.*, 2017, Vol. 36, No. 11, pp. 61–71 (in Russian).
9. Baer M.R. A numerical study of shock wave reflection on low density foam. *Shock Waves*, 1992, Vol. 2, pp. 121–124.

10. Saurel R., Favrie N., Petitpas F., Lallemand M.-H., Gavriluk S.L. Modelling dynamic and irreversible powder compaction. *J. Fluid Mech.*, 2010, Vol. 664, pp. 348–396.
11. Poroshyna Y.E., Utkin P.S. Numerical simulation of a normally incident shock wave–dense particles layer interaction using the Godunov solver for the Baer–Nunziato equations. *Internat. J. Multiphase Flow*, 2021, Vol. 142, article 103718.
12. Saurel R., Abrall R. A multiphase Godunov method for compressible multifluid and multiphase flows. *J. Comput. Phys.*, 1999, Vol. 150, No. 2, pp. 425–467.
13. Warren W.E., Kraynik A.M. The nonlinear elastic behavior of open-cell foams. *J. Appl. Mech.*, 1991, Vol. 58, No. 2, pp. 376.
14. Rogue et al. Experimental and numerical investigation of the shock-induced fluidization of a particles bed. *Shock Waves*, 1998, Vol. 8, No. 2, pp. 29–45.