УДК 519.63 EDN REIXSE

Численное моделирование взрывного разлета сферического объема жидкости

© С.С. Меньшаков, В.А. Таран

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Российская Федерация

Разработан метод численного моделирования процесса формирования аэродисперсной системы из сферического объема жидкости, находящегося в воздухе, при взрыве внутреннего центрального заряда конденсированного взрывчатого вещества. Подобные процессы возникают, например, при функционировании авиационных средств пожаротушения или бомб с объемно-детонирующим действием типа FAE. В качестве основы при разработке метода была выбрана односкоростная изобарическая модель двухфазной среды, состоящей из газовой и жидкой фаз, с соответствующими уравнениями состояния идеального и «сжатого» газов. Поскольку в жидкости могут появляться отрицательные давления, а значит, возникать области кавитации, для расчета таких областей была принята простая модель кавитации, в которой кавитация (разрушение жидкости) наступает при уменьшении давления до некоторого минимального значения, при этом далее давление уже не уменьшается, но остается постоянным. Приведен расчет, в котором сферический тротиловый заряд радиусом 0,05 м находился внутри водяной сферы радиусом 0,25 м, а остальной объем расчетной области был занят воздухом, причем детонация заряда задавалась мгновенной. Результаты расчета показали достаточно хорошее качественное и количественное описание процесса взрывного формирования аэродисперсной системы.

Ключевые слова: *взрыв, взрывчатое вещество, воздух, детонация, детонационная волна, кавитация, разностная схема, ударная волна, численное моделирование*

Введение. Многофазные течения сжимаемых сред возникают в различных природных явлениях и инженерных задачах, например, физические взрывы в ограниченных объемах жидкости при авариях на производстве и в быту, при функционировании технических устройств типа авиационных средств пожаротушения (АСП) [1, 2] или бомб с объемно-детонирующим действием типа Fuel Air Explosive (FAE) [3, 4], подводные взрывы, сверхзвуковое горение, кавитация и т. п. Численное моделирование многофазных течений, где компоненты могут иметь различные физические и термодинамические свойства, особенно с образованием ударных волн (УВ) и контактных разрывов (КР), является часто рассматриваемой задачей в последнее время. При моделировании взрывного формирования аэродисперсной системы (АДС) помимо вышеперечисленных условий возникает проблема масштаба, когда размеры облака АДС на заключительных стадиях формирования в десятки раз превышают характерные начальные размеры. Данное обстоятельство накладывает дополнительные ограничения, связанные с разрешающей способностью модели.

Таким образом, основные цели работы (или направления исследований) были следующими:

1) описание и моделирование многофазных течений сжимаемых сред в условиях, где критически важны быстрые нестационарные процессы (взрывы, ударные волны, кавитация и т. п.) для получения адекватного математического описания динамики таких систем с учетом разных физических и термодинамических свойств фаз;

2) моделирование ключевых физических механизмов, определяющих структуру и эффективность облака АДС: межфазные неустойчивости (Рихтмайера — Мешкова, Рэлея — Тейлора),

3) использование физически обоснованных моделей и уравнений состояния для повышения достоверности и универсальности расчетов.

Вследствие этих и некоторых других обстоятельств в работе была использована максимально простая модель, описанная в [5] как модель решения уравнений Эйлера с диффузным выделением КР.

Основные уравнения. В качестве основы была выбрана односкоростная изобарическая модель двухфазной среды [6–8]. Это модель пяти уравнений, где используются основные уравнения сохранения массы для каждого компонента, импульса и энергии, и добавляется уравнение переноса объемного содержания одной из компонент (фазы):

$$\begin{gathered}
\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \operatorname{div}\left(\alpha_k \rho_k \vec{u}\right) = 0; \\
\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \operatorname{div}\left(\rho \vec{u} \otimes \vec{u}\right) + \vec{\nabla} p = 0; \\
\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div}\left(\left(\rho E + p\right)\vec{u} = 0; \right. \\
\frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \alpha_1 = 0,
\end{gathered} \tag{1}$$

где $\alpha_k, \rho_k, \vec{u}_k, p_k, E_k$ — объемное содержание, плотность, массовая скорость, давление и полная удельная энергия компоненты k (k = 1, 2 соответственно).

В систему уравнений (1) были внесены изменения — два уравнения неразрывности для компонент были заменены на одно уравнение неразрывности для плотности смеси и уравнение переноса массовой фракции Y_k, которая определялась как $Y_k = \alpha_k \rho_k / \rho$, при этом плотность смеси $\rho = \sum_k \alpha_k \rho_k$, а полная удельная энергия смеси $E = \sum_k Y_k E_k + u^2/2$.

Для замыкания системы (1) необходимо определить уравнения состояния каждой компоненты и смеси в целом. В работе [5] приведены ограничения, которым должны удовлетворять уравнения состояния.

На основании этого для газовой фазы было принято уравнение состояния идеального газа, а для жидкости — уравнение состояния «сжатого» газа [9]:

$$p_k = (\gamma_k - 1)\rho_k e_k - \gamma_k p_{\infty,k}, \tag{2}$$

где e_k — удельная внутренняя энергия; γ_k — отношение теплоемкостей; $p_{\infty,k}$ — константа, связанная со скоростью звука.

Выбор этих форм уравнений состояния обусловлен простотой уравнений, а также возможностью сравнивать полученные численные решения с аналитическими. Однако это не исключает возможности использования более общего уравнения состояния, например, типа Ми — Грюнайзена.

Используя изобарическое условие $p_1 = p_2 = p$ в области, содержащей оба компонента, можно получить выражение для давления смеси в следующем виде:

$$p = \left(\rho e - \sum_{k=1}^{2} \alpha_k \frac{\gamma_k p_{\infty,k}}{\gamma_k - 1} \right) \Bigg/ \sum_{k=1}^{2} \frac{\alpha_k}{\gamma_k - 1},$$

и также выражение для скорости звука смеси:

$$\rho c^2 = \sum_{k=1}^{2} \alpha_k \frac{\gamma_k (p + p_{\infty,k})}{\gamma_k - 1} \Bigg/ \sum_{k=1}^{2} \frac{\alpha_k}{\gamma_k - 1}.$$

Как показано в [5], эта система уравнений остается гиперболической, пока все переменные определены в области термодинамической стабильности.

Моделирование кавитации. Поскольку в жидкости могут появляться отрицательные давления, а значит, возникать области кавитации, для расчета таких областей необходимо иметь модель кавитации. В работе использовалась самая простая модель кавитации, в которой разрушение жидкости (кавитация) наступает при уменьшении давления до некоторого минимального значения p_{sat}, при этом далее давление уже не понижается, а остается постоянным. В области кавитации величины внутренней энергии компонентов можно определить как $(\rho_k e_k)_{sat} = (p_{sat} + \gamma_k p_{\infty,k})/(\gamma_k - 1)$, а затем, используя условие изобаричности течения, получить:

$$\alpha_1 = \alpha_{sat} = \frac{\rho e - (\rho_2 e_2)_{sat}}{(\rho_1 e_1)_{sat} - (\rho_2 e_2)_{sat}}. \tag{3}$$

Значение объемного содержания α_1 будет использоваться для определения параметров потока в области кавитации. Такой алгоритм гарантирует сохранение внутренней энергии и системы уравнений в целом

в квазиконсервативной форме. С более сложными моделями кавитации можно ознакомиться в [6, 10].

Численный метод. Выбранный алгоритм расчета основан на неразделенном по координатам методе Годунова второго порядка по пространству и времени. Неразделенный означает, что для расчета переноса учитываются все направления, а не только по координатным линиям. Таким образом, за один шаг по времени производится расчет конвективных потоков по всем направлениям, что позволяет уменьшить влияние сеточных эффектов [11, 12].

Для учета проблемы масштаба использовался метод адаптивных сеток (AMR), позволяющий модифицировать расчетную сетку в эйлеровых координатах в соответствии с течением среды на основании соответствующих критериев. Основным критерием для модификации сетки был принят градиент плотности. Чтобы определить параметры на границе ячейки, для решения задачи Римана используются простые переменные — давление, плотность и скорость, что позволяет уменьшить возникновение осцилляций на КР [10]. Интерполяция переменных на границы контрольного объема производится по характеристическим направлениям.

Таким образом, алгоритм расчета состоит из следующих шагов:

1) преобразование консервативных переменных в простые;

2) конструирование параметров на границе ячеек для решения задачи Римана;

3) решение задачи Римана;

4) расчет дивергенции и консервативных переменных;

5) коррекция объемного содержания по уравнению (3).

Для решения задачи Римана используется приближенный метод HLLC [13], при этом, как показал опыт расчетов, данный метод оказался достаточно чувствителен к выбору оценки волновой скорости [10].

Тесты. Для проверки физической модели и численного алгоритма использовались одномерные тесты для «ударной трубы» из работы [14]. В первом тесте левая часть расчетной области заполнена водой с высоким давлением $p = 10^9$ Па и плотностью $\rho = 1000$ кг/м^3, а правая часть — воздухом с $p = 10^5$ Па и плотностью $\rho = 50$ кг/м^3. Контактный разрыв находится на расстоянии 0,7 от левой границы расчетной зоны размером 1 м. Уравнение состояния воды — это уравнение «сжатого газа» при $\gamma = 4,4$, $\pi = 6 \times 10^8$ Па. Данный тест демонстрирует возможность метода отслеживать КР между компонентами.

Зависимости давления (рис. 1, *а*), плотности (рис. 1, *б*), массовой скорости (рис. 1, *в*) и объемного содержания воды (рис. 1, *г*) от координаты X в момент времени t = 241 мкс показаны на рис. 1. Ударная волна распространяется в воздухе, волна разгрузки (ВР) — в области воды, а также заметны только небольшие флуктуации в области КР. По графику объемного содержания (см. рис. 1, *в*) видно, что КР между

компонентами отслеживается с достаточно высокой точностью. Сравнение с результатами указанной выше работы [14] показывает почти полное их совпадение.

Второй тест из работы [15] — генерация вакуума в жидкости, которая занимает всю расчетную область. Уравнения состояния такие же, как и в первом тесте, но левая половина жидкости имеет скорость $u = -100$ м/с, а правая — $u = 100$ м/с, причем начальными параметрами были давление $p = 10^5$ Па, плотность воды $\rho = 1000$ кг/м^3, плотность воздуха 1 кг/м^3.

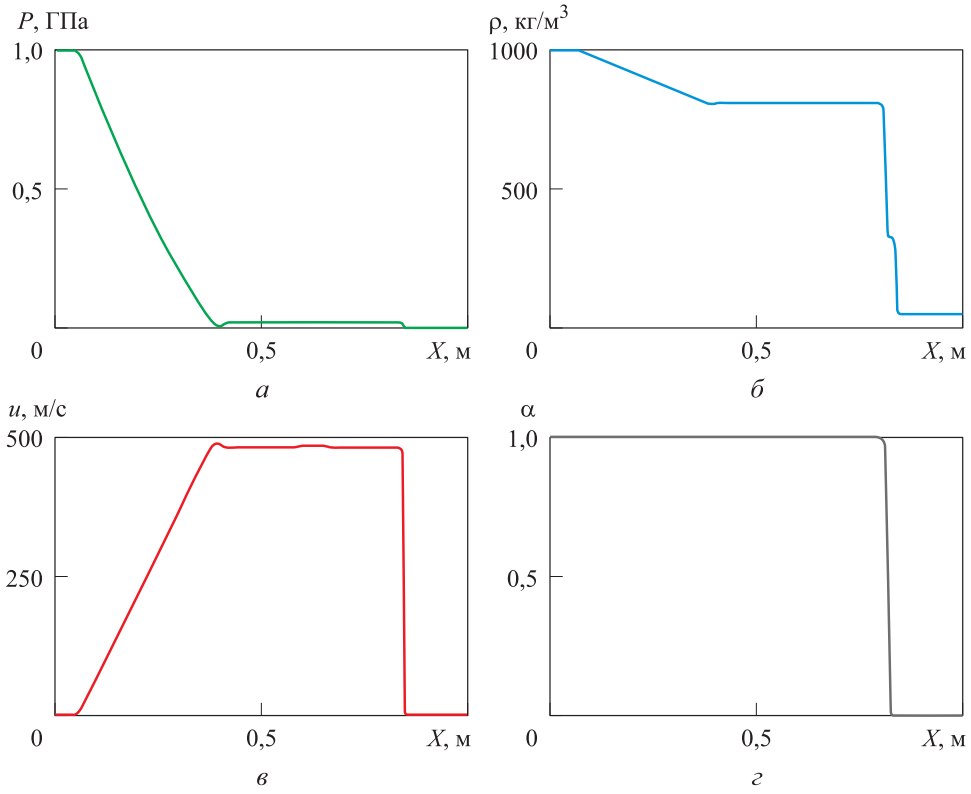


Рис. 1. Зависимости давления (*а*), плотности (*б*), массовой скорости (*в*) и объемного содержания воды (*г*) от координаты X в момент времени t = 241 мкс

Расширение жидкости с разнонаправленными скоростями генерирует вакуумную зону в центре, где объемное содержание воды и плотность смеси уменьшаются. Хорошее соответствие с результатами [15] показано на рис. 2, где приведены те же параметры и в той же последовательности, что и на рис. 1. Однако следует отметить, что в работе [15] используется модель шести уравнений с релаксацией по давлению.

Приведенный тест моделирует возникновение и развитие области кавитации в зоне взаимодействия ВР.

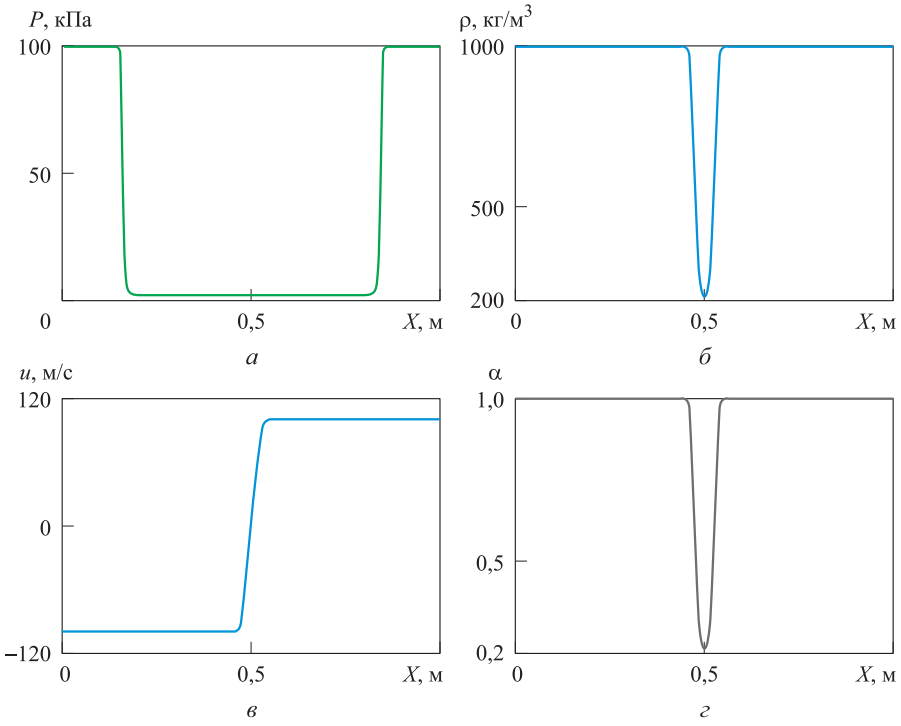


Рис. 2. Изменение тех же параметров и в той же последовательности, которые представлены на рис. 1, но в момент времени $t = 200$ мкс

Моделирование взрывного нагружения конечного объема воды. Для моделирования взрывного разлета воды в окружающем воздухе были приняты три начальных условия.

1. Сферический заряд ТНТ радиусом 0,05 м находится внутри водяной сферы радиусом 0,25 м, остальной объем расчетной области занят воздухом (рис. 3). Для воды использовалось уравнение состояния «сжатого газа» (2) с параметрами $\gamma = 4,4$, $\pi = 6 \times 10^8$ Па, а для воздуха и продуктов детонации (ПД) — уравнение состояния идеального газа с $\gamma = 1,4$.

2. Начальные параметры области ПД были взяты из популярного теста подводного взрыва, описанного в [16], где $\rho = 1250$ кг/м^3, $p = 10^9$ Па, а в области воды и воздуха давление атмосферное — $p = 10^5$ Па.

3. Расчетная зона строится в декартовых координатах и представляет собой куб размерами 2×2×2 м, в котором, учитывая симметрию задачи, расчеты ведутся только для 1/8 части, при этом на плоскостях симметрии задаются граничные условия симметрии/жесткой стенки. На других границах куба задаются граничные условия свободного истечения. Размеры ячеек расчетной сетки изменяются в соответствии с градиентом плотности.

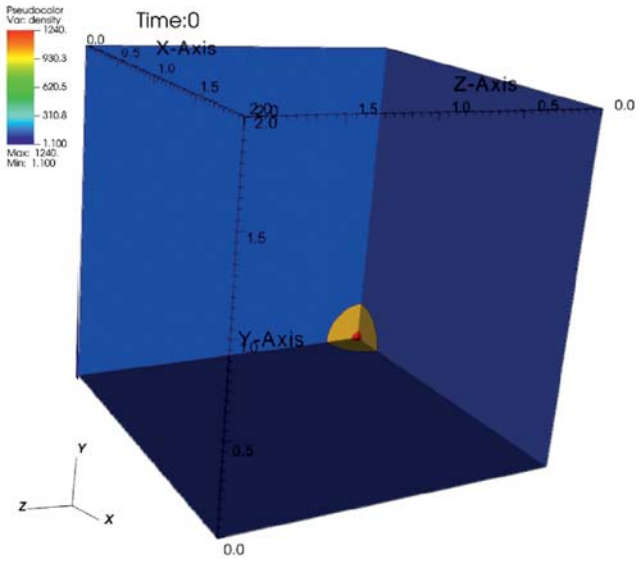
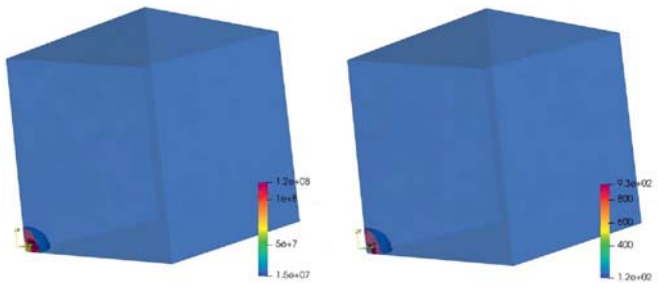


Рис. 3. Начальное положение сред (распределение плотности по объему) в расчетной области:
расчетная область (синий цвет) — куб размерами 2×2×2 м; сферические объемы — вода, радиус 0,25 м (желтый цвет) и заряд взрывчатого вещества из тринитротолуола (ТНТ), радиус 0,05 м (красный цвет)

Описание расчета. Поскольку используется модель «мгновенной» детонации, то на контактном разрыве ПД–вода, возникает классический распад разрыва с образованием водной УВ и ВР, движущейся от границы пузыря ПД к центру. На первом этапе, до выхода УВ на КР вода–воздух никаких особенностей не наблюдается: имеет место хорошее моделирование одномерного течения в сферических координатах. Однако после выхода водной УВ на границу с воздухом при t = 108 мкс (рис. 4) формируется ВР, движущаяся в обратном направлении — к центру, за которой очень быстро образуется кавитационная область.

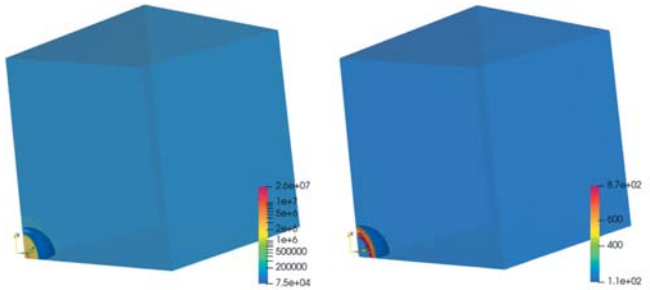


а *б*

Рис. 4. Выход водной ударной волны на границу с воздухом при t = 108 мкс, в котором левый куб здесь и далее есть распределение давления (*а*), а правый — распределение плотности (*б*), причем видны две области: красный цвет — пузырь продуктов детонации, оранжевый цвет — вода (см. шкалы в правом нижнем углу рисунков)

В силу малого диаметра газового пузыря, ВР в ПД весьма быстро отражается от центра и встречается с ВР, движущейся к центру из области воды. Взаимодействие этих волн приводит к типичной волновой картине разгона оболочки, но с особенностью — внешней границей оболочки является зона кавитации, толщина которой уменьшается с увеличением радиуса. Область жидкости состоит из двух зон — внутренней, где плотность практически равна плотности воды, и кавитационной, где плотность существенно ниже.

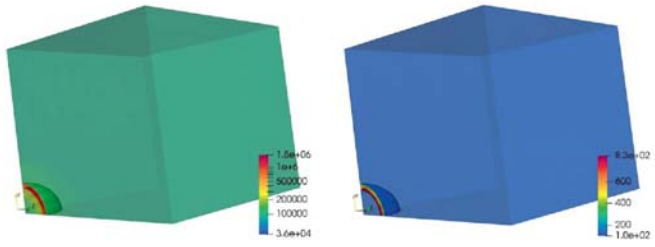
Однако, несмотря на активный волнообмен, ВР достигает центра при t = 501 мкс (рис. 5), после чего формируется вторичная УВ, но существенно меньшей интенсивности.



а *б*

Рис. 5. Волна разгрузки достигает центра при t = 501 мкс, при этом давление (*а*) и плотность (*б*) в средах падают, например, максимум плотности для воды здесь равен 870 кг/м^3

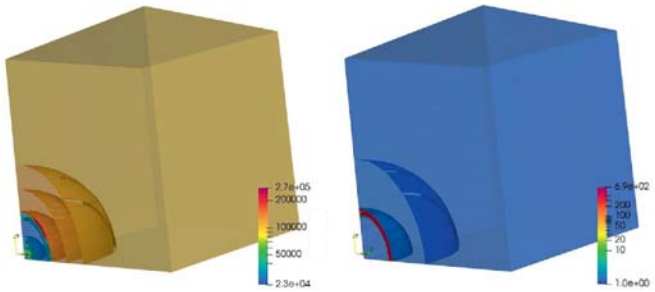
В плотной области жидкости продолжают «бегать» и отражаться ВР между зоной кавитации и продуктами детонации, что приводит, по мере разлета, к началу формирования кавитационных зон на внутренней границе этой области (КР ПД–вода). К моменту выхода вторичной УВ на КР вода–воздух при t = 973 мкс (рис. 6) область кавитации практически «схлопнулась», т. е. давление здесь превысило давление сатурации, однако распределение плотности очень неравномерно, около КР она практически равна начальной.



а *б*

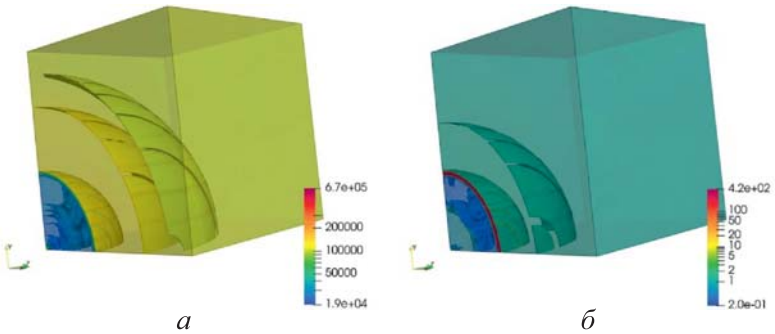
Рис. 6. Выход вторичной ударной волны на контактный разрыв вода–воздух при t = 973 мкс, при этом область кавитации закрылась, поскольку давление (*а*) стало выше значения сатурации, т. е. начала кавитации, а плотность воды (*б*) продолжает уменьшаться

В зоне жидкости и ПД возникает колебательный процесс, связанный с движением ВР между границами этой зоны. К моменту времени t = 1,783 мс (рис. 7) давление в этой области стабилизируется, а в области ПД начинает формироваться очередная ВР. Разлет жидкости происходит по инерции, при этом область жидкости превращается в достаточно тонкую оболочку с максимальной плотностью ~ 0,7 от начальной. Волна разгрузки вызывает сильное уменьшение плотности на внутренней границе жидкой оболочки, что приводит к изменению направления вектора скорости.



а *б*

Рис. 7. Формирование очередной волны разгрузки при t = 1,783 мс в области продуктов детонации (*а*), при этом вода превращается в относительно тонкую оболочку с максимальной плотностью ~ 690 кг/м^3 (*б*), видны первичная и вторичные воздушные ударные волны



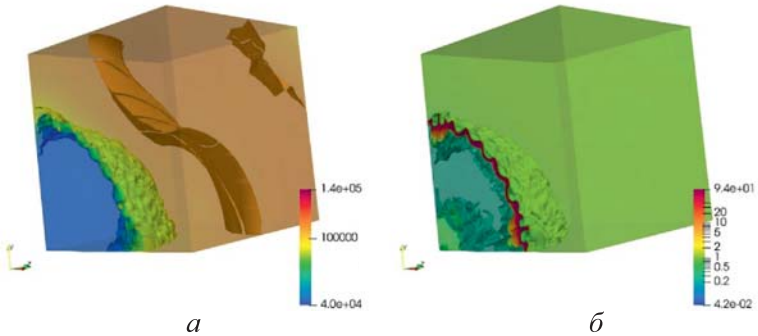
а *б*

Рис. 8. В момент времени t = 3,761 мс отражение волны разгрузки от центра хорошо видно на распределениях давления (*а*) и плотности (*б*)

Поскольку в результате колебаний оболочки ее форма слегка отличается от сферической, вектор скорости изменяет направление в трех местах, и к моменту отражения ВР от центра t = 3,761 мс (рис. 8) будет сформировано три вихря.

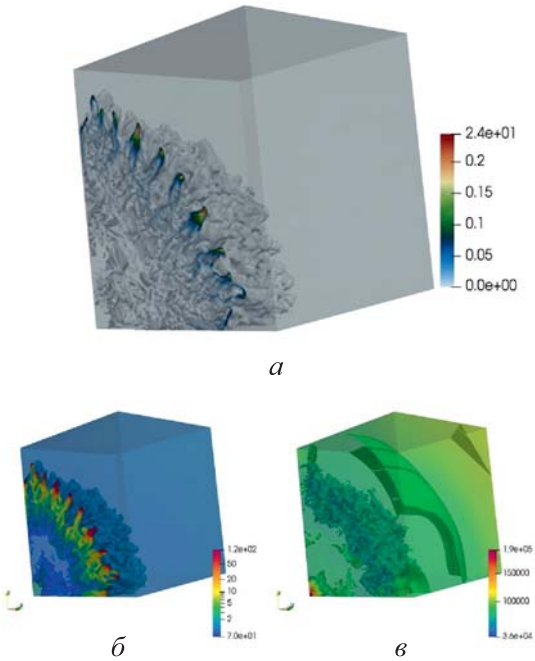
Поток из центра будет направлен вдоль главной диагонали расчетной зоны, а потоки в центр — по направлению диагоналей сторон куба. В результате начинается перемешивание в зоне ПД, и пароводяная смесь начинает распространятся в эту зону, но сначала с очень

низкой концентрацией. По мере разлета на внешнем КР вода–воздух начинает возникать и развиваться неустойчивость типа Рэлея — Тейлора (РТ). Их количество и начальная форма определяются (по сути, задаются) аппроксимацией начальных сферических поверхностей расчетной сеткой. Развитие этих неустойчивостей совместно с уменьшением толщины жидкой мембраны при движении приводит к образованию в ней дыр, через которые начинает прорываться внутрь объема воздух, инжектируя (захватывая с собой) пароводяную смесь при t = 7,924 мс (рис. 9).



а *б*

Рис. 9. Развитие неустойчивости Рэлея — Тейлора на внешнем контактном разрыве при t = 7,924 мс влияет на давление (*а*) и плотность (*б*)



а

б *в*

Рис. 10. Турбулентное перемешивание сред при t = 11,212 мс, при этом максимумы объемного содержания (*а*) и плотности (*б*) воды находятся в головных частях шипов, за ними среды сильно турбулизованы (*в*)

Из неустойчивости типа Рэлея — Тейлора начинает формироваться струйное течение: более плотные образования — «шипы» РТ из пароводяной смеси, движущиеся наружу, и воздушные струи, перемещающиеся внутрь области ПД. Воздушные струи взаимодействуют с внутренними вихрями, и происходит турбулентное перемешивание сред при t = 11,212 мс (рис. 10). Несмотря на это, к моменту окончания расчета, объемная концентрация воды в основном будет сосредоточена на внешней стороне облака с очень неравномерным распределением. Массовое содержание распределено более равномерно, что, очевидно, следует из модели кавитации, так как учитывает распределение именно воды.

Заключение. По проведенным исследованиям можно сделать следующие выводы. Предложенный численный метод, несмотря на простоту модели, дает достаточное качественное и количественное описание процесса взрывного формирования аэродисперсной системы. Результаты численного моделирования отдельного варианта расчета для сферического заряда взрывчатого вещества с внешней водяной оболочкой последовательно во времени показывают процесс взрывного формирования аэродисперсного облака до значения безразмерного радиуса, равного 2/0,25 = 8. Процесс взрывного формирования представляет собой последовательное образование и чередование ударных волн и волн разгрузки (первичных и вторичных), распространяющихся через газовые (пузырь продуктов детонации и окружающий воздух) и водяной (жидкая оболочка) массивы. Разлет жидкости происходит по инерции, при этом область жидкости в конце расчета превращается в достаточно тонкую пароводяную мембрану. По мере разлета на внешнем контактном разрыве вода–воздух начинает возникать и развиваться неустойчивость типа Рэлея — Тейлора, реализуемая в виде «шипов» и впадин [17], количество и начальная форма которых определяются (по сути, задаются) аппроксимацией начальных сферических поверхностей водяного объема расчетной сеткой. Развитие этих неустойчивостей совместно с уменьшением толщины жидкой мембраны при движении приводит к образованию в ней дыр, через которые начинает прорываться внутрь объема внешний воздух, инжектируя (захватывая с собой) пароводяную смесь. Из «шипов» же позднее формируется струйная структура, хорошо заметная в экспериментах с использованием высокоскоростной съемки.

Предварительный анализ результатов расчета показывает, что задачу о центральном взрыве сферического заряда взрывчатого вещества в конечном объеме жидкости, находящегося в воздухе, можно считать промежуточной асимптотикой между задачами о взрыве того же заряда взрывчатого вещества в безграничных воздухе и жидкости.

В процессе проведения численных экспериментов была отмечена следующая особенность — в модели не используется массообмен

между компонентами, исходя из тех предположений, что возможная скорость парообразования меньше, чем характерные скорости рассматриваемого процесса. Вполне возможно, что это допущение неверно, поскольку наблюдается достаточно активный перенос внутрь объема массовой фракции жидкости с очень малой объемной концентрацией. Эта ситуация может быть скорректирована путем использования уравнения состояния жидкости, учитывающего фазовый переход жидкость — пар.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Zhou T., Liu Y., Wu W., Zhou T. Experimental Study and Application of Unmanned Aerial Vehicle Releasing Fire-Extinguishing Bombon Transmission Line Wildfires. *Fire* 2024, vol. 7, p. 456. https://doi.org/10.3390/fire7120456

[2] Меньшаков С.С., Охитин В.Н. Оценка средней скорости разлета жидкости из тонкой упругой оболочки. *Инженерный журнал: наука и инновации,* 2024, вып. 5. EDN OWIDOC

[3] Congliang Ye, Qi Zhang. Optimal Falling Track Design for Twice-detonating Fuze of Double-event Fuel-air Explosive with High Speed. *Defence Science Journal*, July 2020, vol. 70, no. 4, pp. 366–373.

[4] Zhang F., Findlay R., Anderson J., Ripley R. Large Scale Unconfined Gasoline Spray Detonation. *24th ICDERS — July 28-August 2*, 2013 — Taipei.

[5] Allaire G., Clerc S., Kokh S. A five-equation model for the simulation of interfaces between compressible fluids. *J. Comput. Phys*, 2002, vol. 181, pp. 577–616.

[6] Baer M., Nunziato J. A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition (DDT) in reactive granular materials. *Int. J. Multiphase Flow*, 1986, vol. 12, pp. 861–889.

[7] Saurel R., Petitpas F., Abgrall R. Modelling phase transition in metastable liquids: application to cavitating and flashing flows. *J. Fluid Mech*., 2008, vol. 607, pp. 313–350.

[8] Kapila A., Menikoff R., Bdzil J., Son S., Stewart D. Two-phase modeling of deflagration-to-detonation transition in granular materials: reduced equations. *Phys. Fluids*, 2001, vol. 13, pp. 3002–3024.

[9] Francis H.H., Anthony A.A. *Fluid dynamics, Technical Report LA-4700.* Los Alamos National Laboratory, 1971.

[10] Coralic V., Colonius T. Finite-volume WENO scheme for viscous compressible multicomponent flows. *J. Comput. Phys*., 201, vol. 4274, pp. 95–121.

[11] Colella P. Multidimensional upwind methods for hyperbolic conservation laws. *J. Comput. Phys.*, 1990, vol. 87, pp. 171–200.

[12] Saltzman J. An unsplit 3D upwind method for hyperbolic conservation laws. *J. Comput. Phys.*, 1994, vol. 115, pp. 153–168.

[13] Toro E.F. *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics: A Practical Introduction*. 3rd edition. Springer, Dordrecht, New York, 2009.

[14] Saurel R., Petitpas F., Berry R. Simple and e-cient relaxation methods for interfaces separating compressible fluids, cavitating flows and shocks in multiphase mixtures. *J. Comput. Phys*., 2009, vol. 228 (5), pp. 1678–1712.

[15] Saurel R., Abgrall R. A simple method for compressible multifluid flows, SIAM. *J. Sci. Comput*, 1999, vol. 21 (3), pp. 115.

[16] Shyue K. A wave-propagation based volume tracking method for compressible multicomponent flow in two space dimensions. *J. Comput. Phys*., 2006, vol. 215, pp. 219–244.

[17] Мешков Е.Е., Орешков В.О., Федоренко Я.В., Янбаев Г.М. Разрушение водяного снаряда в процессе свободного падения. *Одиннадцатая Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков». Москва, 27–30 июня 2011* г.
URL: https://omfi-conf.ru/omfi2011/omfi2011-0114.pdf

Статья поступила в редакцию 20.03.2026

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Меньшаков С.С., Таран В.А. Численное моделирование взрывного разлета сферического объема жидкости. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2026, вып. 10. EDN REIXSE

Меньшаков Сергей Степанович — канд. техн. наук, доцент кафедры «Высокоточные летательные аппараты» МГТУ им. Н.Э. Баумана. Область научных интересов: газодинамика, механика сплошных сред, физика горения и взрыва, электродинамика. Автор примерно 125 научных трудов. e-mail: menshakovss@bmstu.ru

Таран Владимир Андреевич — инженер кафедры «Высокоточные летательные аппараты» МГТУ им. Н.Э. Баумана. Область научных интересов: газодинамика, механика сплошных сред, физика горения и взрыва. Автор одного научного труда.
e-mail: vldmrtaran@yandex.ru

Numerical Simulation of Explosive Dispersion of a Spherical Liquid Volume

© S.S. Menshakov, V.A. Taran

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russian Federation

A method for numerical simulation of the formation of an air-dispersed system (ADS) from a spherical liquid volume in air during the explosion of an internal central charge of a condensed explosive (HE) has been developed. Such processes occur, for example, during the operation of aviation fire-extinguishing means (AFEM) or Fuel Air Explosive (FAE) bombs. The development of the method was based on a single-velocity isobaric model of a two-phase medium consisting of gas and liquid phases with the corresponding equations of state for ideal and "compressed" gases. Since negative pressures may appear in the liquid, and hence cavitation regions may arise, a simple cavitation model was adopted for calculating such regions, in which cavitation (liquid rupture) occurs when the pressure decreases to a certain minimum value psat, after which the pressure no longer decreases but remains constant. In this work, a calculation was carried out in which a spherical TNT charge with a radius of 0.05 m was located inside a water sphere with a radius of 0.25 m, the rest of the computational domain was occupied by air, and the detonation of the charge was assumed to be instantaneous. The calculation results showed a fairly good qualitative and quantitative description of the process of explosive formation of the ADS.

Keywords: *explosion, explosive, air, detonation, detonation wave, cavitation, difference scheme, shock wave, numerical simulation*

REFERENCES

[1] Zhou T., Liu Y., Wu W., Zhou T. Experimental Study and Application of Unmanned Aerial Vehicle Releasing Fire-Extinguishing Bomb on Transmission Line Wildfires. *Fire*, 2024, vol. 7, art. no. 456. https://doi.org/10.3390/fire7120456

[2] Menshakov S.S., Okhitin V.N. Otsenka sredney skorosti razleta zhidkosti iz tonkoy uprugoy obolochki [Estimating the liquid dispersion average speed from a thin elastic shell]. *Inzhenerny zhurnal: nauka i innovatsii — Engineering Journal: Science and Innovation*, 2024, iss. 5. EDN OWIDOC

[3] Congliang Ye, Qi Zhang. Optimal Falling Track Design for Twice-detonating Fuze of Double-event Fuel-air Explosive with High Speed. *Defence Science Journal*, 2020, vol. 70, no. 4, pp. 366–373.

[4] Zhang F., Findlay R., Anderson J., Ripley R. Large Scale Unconfined Gasoline Spray Detonation. In: *24th ICDERS, July 28 – August 2, 2013, Taipei.* Proceedings of the 24th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems. Taipei, Taiwan, 2013.

[5] Allaire G., Clerc S., Kokh S. A five-equation model for the simulation of interfaces between compressible fluids. *J. Comput. Phys*., 2002, vol. 181, pp. 577–616.

[6] Baer M., Nunziato J. A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition (DDT) in reactive granular materials. *Int. J. Multiphase Flow*, 1986, vol. 12, pp. 861–889.

[7] Saurel R., Petitpas F., Abgrall R. Modelling phase transition in metastable liquids: application to cavitating and flashing flows. *J. Fluid Mech*., 2008, vol. 607, pp. 313–350.

[8] Kapila A., Menikoff R., Bdzil J., Son S., Stewart D. Two-phase modeling of deflagration-to-detonation transition in granular materials: reduced equations. *Phys. Fluids*, 2001, vol. 13, pp. 3002–3024.
[9] Harlow F.H., Amsden A.A. Fluid Dynamics. *Technical Report LA-4700*. Los Alamos National Laboratory, 1971.
[10] Coralic V., Colonius T. Finite-volume WENO scheme for viscous compressible multicomponent flows. *J. Comput. Phys*., 2014, vol. 274, pp. 95–121.
[11] Colella P. Multidimensional upwind methods for hyperbolic conservation laws. *J. Comput. Phys*., 1990, vol. 87, pp. 171–200.
[12] Saltzman J. An unsplit 3D upwind method for hyperbolic conservation laws. *J. Comput. Phys*., 1994, vol. 115, pp. 153–168.
[13] Toro E.F. *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics: A Practical Introduction*. 3rd ed. Dordrecht, New York, Springer, 2009.
[14] Saurel R., Petitpas F., Berry R. Simple and efficient relaxation methods for interfaces separating compressible fluids, cavitating flows and shocks in multiphase mixtures. *J. Comput. Phys*., 2009, vol. 228, no. 5, pp. 1678–1712.
[15] Saurel R., Abgrall R. A simple method for compressible multifluid flows. SIAM *J. Sci. Comput*., 1999, vol. 21, no. 3, pp. 1115–1145.
[16] Shyue K. A wave-propagation based volume tracking method for compressible multicomponent flow in two space dimensions. *J. Comput. Phys*., 2006, vol. 215, pp. 219–244.
[17] Meshkov E.E., Oreshkov V.O., Fedorenko Ya.V., Yanbaev G.M. Razrushenie vodyanogo snaryada v protsesse svobodnogo padeniya [Destruction of a Water Projectile in Free Fall]. In: *Odinnadtsataya Mezhdunarodnaya nauchno-tekhnicheskaya konferentsiya «Opticheskie metody issledovaniya potokov»* [Eleventh International Scientific and Technical Conference "Optical Methods of Flow Investigation"]. Moscow, June 27–30, 2011. Available at: https://omfi-conf.ru/omfi2011/omfi2011-0114.pdf

Menshakov S.S., Cand. Sc. (Eng.), Associate Professor, Department of High-Precision Aircraft, Bauman Moscow State Technical University; author of about 125 scientific publications. Research interests: gas dynamics, continuum mechanics, physics of combustion and explosion, electrodynamics. e-mail: menshakovss@bmstu.ru

Taran V.A., Engineer, Department of High-Precision Aircraft, Bauman Moscow State Technical University. Research interests: gas dynamics, continuum mechanics, physics of combustion and explosion. e-mail: vldmrtaran@yandex.ru