03

Моделирование ослабления взрыва контактным слоем водной пены

© Р.Х. Болотнова, А.М. Шигапов

Институт механики им. Р.Р. Мавлютова Уфимского федерального исследовательского центра РАН,
450054 Уфа, Россия
e-mail: bolotnova@anrb.ru

Поступило в Редакцию 12 декабря 2025 г.
В окончательной редакции 25 июля 2026 г.
Принято к публикации 30 июля 2026 г.

В приближении модели мгновенной детонации исследованы процессы, обусловленные взрывом заряда цилиндрической формы в чистом газе и при наличии слоя водной пены, окружающего заряд. Решение рассматриваемых задач проведено с использованием модифицированных решателей twoPhaseEulerFoamNew и sonicFoamNew пакета OpenFOAM, моделирующих двухфазные и однофазные нестационарные течения газожидкостных и газовых сред в двумерной осесимметричной постановках. Для описания термодинамических свойств газовых продуктов детонации в зависимости от давления и анализа температурного критерия, ответственного за процесс испарения капель, разработаны программы, внедренные в виде файловых структур в библиотеку thermophysicalModels. В результате расчетов получены оценки уровня снижения скорости и давления в ударной волне в случае покрытия заряда слоем водной пены. Приведены величины уменьшения безопасного для человека расстояния от центра взрыва с применением защитного пенного барьера для условий выбранных экспериментов.

Ключевые слова: взрыв цилиндрического заряда, защита слоем водной пены, литературные экспериментальные данные, теоретическое и численное исследования.

DOI: 10.61011/JTF.2026.12.64065.335-25

Введение

Исследование демпфирующих свойств водных пен при динамическом воздействии весьма актуально, поскольку имеется возможность использования защиты из таких пен для обеспечения безопасности различных целевых объектов при взрывном и ударном воздействиях. Проводимые эксперименты с использованием взрывчатых веществ (ВВ) с оболочкой из водной пены существенно ослабляют интенсивность и скорость ударной волны (УВ).

В работах [1–9] рассматриваются экспериментальные исследования, касающиеся взрывов ВВ в газе, газокапельной среде и водной пене. В отчете [1] представлены результаты экспериментов по уменьшению воздействия взрывной волны с использованием водяного тумана и проанализированы экспериментальные исследования, демонстрирующие защитный эффект воды, водной пены и других пористых веществ от воздействия взрывной волны. Здесь же приведены факторы, влияющие на эффективность ослабления УВ:

1) масштаб испытаний;

2) воздушный зазор между демпфирующим слоем и зарядом ВВ;

3) свойства демпфирующего вещества (в частности, его фазовый состав и пористость);

4) окружающий заряд защитный материал;

5) оболочка, содержащая демпфирующее вещество и ее свойства.

В то же время многие механизмы демпфирования энергии взрыва по-прежнему неясны. В частности, интенсивность УВ на больших расстояниях, а также влияние типа и состава демпфирующего вещества являются наименее изученными аспектами процесса диссипации энергии и последствий взрыва ВВ.

Эксперименты, проведенные в [2], показали, что структура УВ в водной пене качественно отличается от структуры УВ в газе. Плавный рост давления на фронте волны вызван влиянием релаксационных процессов, связанных с энерго- и массообменом между газовой и жидкой фазами. Длина зоны релаксации зависит от времени разрушения перегородок между ячейками пены с образованием капель. Разрушение перегородок определяется временем развития неустойчивости Рэлея–Лэмба–Тейлора и составляет около $\sim 10\,\mu$s при толщине перегородки $\delta \approx 10^{-5}$ m и скорости газового потока около 20–30 m/s. Разрыв перегородок приводит к образованию множества мелких капель диаметром $d \approx \delta$, инерция которых определяет продолжительность процесса релаксации параметров [2].

В работе [3] экспериментально исследовались воздушные взрывные волны, образующиеся при наземном взрыве ВВ, помещенном в объем жидкости, ограниченный эластичной оболочкой, что способствовало существенному уменьшению амплитуды воздушной УВ. Показано, что эффективность ослабления воздушных волн при погружении ВВ в жидкость с эластичной оболочкой сопоставима с применением газожидкостных сред для демпфирования взрывных волн. Подавление детонации с помощью водных пен и защитных покрытий было изучено в [4] для газовых детонирующих смесей.

В работе [5] проводились эксперименты по сферическому взрыву в объеме, заполненном газом и водной пеной. Показано, что использование водных пен способно снизить амплитуду УВ более чем на порядок. С использованием шкалы Гопкинсона–Кранца проведен сравнительный анализ полученных данных с результатами экспериментов в водной пене, проведенных на базе лаборатории Сандия [6]. В работе [7] экспериментальные исследования проводились в вертикальной трубе, содержащей барьер из водной пены. Показано, что степень ослабления УВ защитой из водной пены увеличивается с уменьшением молекулярной массы газа, находящейся в составе пены, и увеличением ее плотности. Результаты серии полевых испытаний по взрывам ВВ в сухой водной пене приведены в [8]. Авторы отмечают уменьшение радиуса огненного шара до 80 % и среднее снижение пикового давления в УВ на 70 % при использовании вокруг заряда полусферического защитного купола из водной пены с потерей энергии детонации до ≈ 80 % [8].

В обзоре [9] рассматриваются вопросы турбулентного перемешивания в водной пене за УВ с энергетической точки зрения. При этом важной задачей становятся исследования проблемы диссипации и перераспределения энергии УВ за счет тепловых объемных и турбулентных компонент в водной пене после взаимодействия с УВ. На основе статистического анализа возможно определить различные компоненты переноса энергии. Однако усиление турбулентных колебаний скорости и завихренности зависит от многих параметров. Анизотропия турбулентности, вызванная флуктуациями скорости и сдвиговыми напряжениями, может изменять масштабы турбулентного явления. Это, возможно, повлияет на скорость увеличения кинетической энергии турбулентности. С другой стороны, сильная сжимаемость водной пены действует как стабилизирующий фактор. Роль флуктуаций термодинамических величин в динамике водной пены за фронтом УВ остается сложной проблемой с теоретической точки зрения и чрезвычайно сложна для анализа. В этом контексте предпочтительнее развивать как экспериментальные, так и теоретические исследования этого направления.

Эффективность защитных преград, состоящих из двухфазных газожидкостных сред, в частности водных пен, основана на их высокой сжимаемости, обусловленной сжатием газовых пузырьков, приводящим к ощутимому снижению скорости и интенсивности УВ в таких средах. Изменение формы газовых пузырьков и разрыв тонких пенных пленок способствуют уменьшению внутренней энергии УВ [8,10].

В книге [10] обобщены результаты экспериментально-теоретических исследований последствий воздействия взрывных волн на окружающую среду в зависимости от характеристик взрывного источника. Рассмотрены вопросы подавления взрыва за счет защитных экранов, состоящих из релаксирующих многофазных, пенных и слоистых систем. Приводятся эмпирические зависимости расчета перепада давления на фронте УВ для различных типов воздушных взрывов в зависимости от расстояния от центра взрыва и массы заряда ВВ с помощью приведенных весовых переменных Садовского–Гопкинсона. Более универсальными являются безразмерные переменные Сахса, в которых для расчета амплитуды УВ не нужно учитывать скорость детонации — достаточно отношения расстояния от центра взрыва к радиусу заряда. Энергетическое подобие имеет место, когда давление на фронте УВ уже не зависит от свойств взрывчатого вещества. В ближней зоне сохраняется геометрическое подобие взрывов при одинаковых параметрах детонации. Отмечается, что характерным временем детонации для зарядов ВВ менее 1 kg можно пренебречь из-за большой скорости детонации. Выполненный в [10] анализ показал значительный разброс для всех разновидностей взрыва ВВ в газе. Известные формулы дают точность не выше 10 %. Измерения параметров наземного взрыва по давлению потенциально содержат в себе неконтролируемую погрешность из-за потерь энергии.

В [10] приведено наглядное сопоставление свойств взрыва сферического заряда и газового облака. Установлены начальные условия, когда профили давления в волнах от взрыва ВВ и газового облака на одинаковом удалении от эпицентра будут близки. Показано, что тротиловый эквивалент газового взрыва G_f и взрыва сферического ВВ G_{HE} по давлению на одинаковом удалении от эпицентра взрыва составляет $G_{HE}/G_f \approx 5.9$.

В опытах чаще всего заряд представляет собой цилиндр и, как правило, форма УВ несферична на некотором удалении от источника взрыва. В [10] для удлиненных цилиндрических зарядов предложено использовать сложные диаграммы направленности поля давления в зависимости от азимутального угла, по которым определяются значения перепада давления. Приведенные в [10] аналитические зависимости для оценки избыточного давления для анализируемых типов взрывов зависят от приведенного расстояния в виде экспоненциальной функции с отрицательным аргументом.

В [10] имеются сведения по критическим уровням перепада давления в УВ, приводящим к повреждениям. По данным [11] безопасный для человека диапазон избыточных барических давлений на фронте УВ находится в диапазоне 0.1–0.2 bar. При встрече УВ с человеком из-за остановки потока он будет испытывать удвоенный перепад давления. В работе [12] отмечается, что безопасный кратковременный перепад давления в теле человека не превышает 0.3 bar.

С целью анализа степени ослабления УВ с помощью водной пены, помимо экспериментального и теоретического анализа, приобретает важность построение математических моделей и развитие численных методов исследования с подтверждением полученных решений экспериментами для дальнейшей оценки и прогноза последствий воздействия УВ на защищаемые объекты.

С использованием смесевой модели, учитывающей межфазный теплообмен [13], моделировался взрыв ВВ в водной пене. С применением газокапельной модели в

работе [14] численно исследовались особенности сферического взрыва в водной пене с учетом явления синерезиса (осаждения пены) для условий эксперимента [5]. В [5] ВВ помещалось в центр сосуда объемом $\sim 8\,\mathrm{m}^3$, полностью заполненного пеной с малым объемным водосодержанием $\alpha_{10} = 0.0083$, нагнетаемой в экспериментальную установку с помощью пеногенераторов. Используемое ВВ массой $\approx 0.145\,\mathrm{kg}$ помещалось в пластиковую оболочку диаметром 60 mm и размещалось в центре сосуда на высоте 1.5 m. В результате расчетов в [14] выявлено существенное снижение скорости волн сжатия в процессе взаимодействия с водной пеной. Значительное снижение перепада давления в пене до $\Delta_p \approx 0.1\,\mathrm{bar}$ по сравнению с аналогичным взрывом ВВ в газе в ~ 30 раз достигается на расстоянии 0.93 m от центра взрыва. В [15] решена задача о взаимодействии сферической УВ с пенным барьером, разделенным с ВВ воздушным слоем. Исследованы особенности взаимодействия УВ, формирующейся в центре недеформируемой трубы, заполненной газом, с защитным слоем из водной пены на ее внутренней поверхности. Полученные результаты выявили особенности волновых процессов, происходящих в трубе с барьером из водной пены, которые приводят к значительному (десятикратному) снижению интенсивности давления и скорости УВ при его взаимодействии с границей трубы по сравнению с отсутствием пенной защиты, что способствует уменьшению риска разрушения трубы при внутреннем взрыве.

В работе [16] проведены численные исследования по распространению УВ для условий полевых экспериментов, представленных в работе [8], в которых заряд цилиндрической формы окружался слоем водной пены небольшой толщины, в отличие от экспериментов [5], в которых сферический взрыв проводился в объеме, заполненном водной пеной.

Представленные в настоящей работе численные исследования являются продолжением [16] с более детальным анализом динамики формирующейся УВ, которая является ключевым поражающим фактором при детонации ВВ. В целях снижения последствий разрушительного воздействия УВ анализируются демпфирующие способности контактного слоя водной пены, окружающего заряд ВВ, в условиях выбранных экспериментальных данных [8].

В моделируемом эксперименте [8] заряд ВВ С4 цилиндрической формы массой $M_{HE} = 82\,\mathrm{g}$ с энергией взрыва 1.27 в тротиловом эквиваленте помещался на подставку из листа фанеры толщиной 0.04 m, диаметром $d = 0.76\,\mathrm{m}$, расположенную на высоте 0.77 m над испытательной площадкой. Датчики давления размещались на высоте $h = y = 0.23\,\mathrm{m}$ выше уровня подставки на удалении от центра взрыва на расстояния $x_1 = 0.5\,\mathrm{m}$, $x_2 = 0.7\,\mathrm{m}$, $x_3 = 0.85\,\mathrm{m}$. На рис. 1 приведена схема проводимых в [8] экспериментов с выделением области расчета.

Предварительно численные исследования проводились в условиях экспериментов по взрыву ВВ в газе

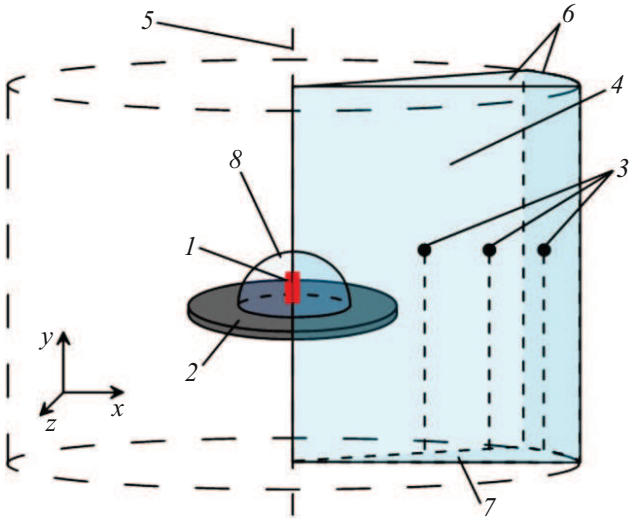


Рис. 1. Схема эксперимента [8] и область расчета: *1* — заряд ВВ, *2* — жесткая подставка, *3* — датчики давления, *4* — расчетная область, *5* — ось симметрии, *6* — неотражающие границы, *7* — жесткая граница, *8* — водная пена, окружающая заряд в начальном состоянии.

без пенной защиты. В следующей серии исследований моделировался взрыв заряда ВВ, покрытого слоем пены в виде полусферы радиуса $r_{foam} = 0.2\,\mathrm{m}$ с объемным содержанием жидкой фазы $\alpha_{10} \approx 6\,\%$, что соответствует изначальной плотности пены $\rho_{foam} \approx 60\,\mathrm{kg/m}^3$. В экспериментах [8] использовалась обычная общедоступная сухая водная пена DENIM original, которая на 85 % состояла из воды. Поскольку пена с течением времени теряет объемную долю жидкости под действием процесса синерезиса, в экспериментах [8] она подвергалась равномерному распылению в 100 ml водяного тумана, что приводило к увеличению объемного содержания жидкой фазы, что учитывалось в настоящей работе при определении начальных условий в проводимых вычислительных экспериментах.

1. Основные уравнения

При моделировании распространения УВ в газе с контактным слоем водной пены применялась модель двухфазной газокапельной смеси в однодавленческом приближении с учетом различия фазовых скоростей и температур [17,18]. Ниже приведена система модельных уравнений для i-ой фазы:

— уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial(\alpha_i\rho_i)}{\partial t} + \mathrm{div}(\alpha_i\rho_i\boldsymbol{v}_i) = 0, \qquad (1)$$

— уравнение движения:

$$\frac{\partial(\alpha_i\rho_i\boldsymbol{v}_i)}{\partial t} + \mathrm{div}(\alpha_i\rho_i\boldsymbol{v}_i\boldsymbol{v}_i) = -\alpha_i\nabla p + \mathrm{div}(\alpha_i\boldsymbol{\tau}_i) + \boldsymbol{F}_{i,drag} + \boldsymbol{F}_{i,vm} + \alpha_i\rho_i\boldsymbol{g}, \qquad (2)$$

— уравнение энергии:

$$\frac{\partial(\alpha_i\rho_i(e_i+K_i))}{\partial t}+\mathrm{div}(\alpha_i\rho_i(e_i+K_i)\boldsymbol{v}_i)$$
$$=-p\frac{\partial\alpha_i}{\partial t}-\mathrm{div}(\alpha_i\boldsymbol{v}_i p)-\mathrm{div}(\alpha_i\boldsymbol{v}_i\cdot\tau_i)$$
$$+\mathrm{div}(\alpha_i\frac{c_{p,i}}{c_{V,i}}\gamma_i\nabla h_i)+K_{ht}(T_j-T_i). \qquad (3)$$

В (1)–(3) приняты обозначения: ρ_i — плотность, α_i — объемное содержание, $\boldsymbol{v}_i$ — скорость i-ой фазы, T_i — температура, p — давление, e_i — внутренняя и K_i — кинетическая энергии, $c_{p,i}$, $c_{V,i}$ — удельные теплоемкости при постоянном давлении и объеме, γ_i — температуропроводность, K_{ht} — коэффициент теплообмена, h_i — энтальпия, $\boldsymbol{g}$ — сила тяжести (i, $j=1,\ 2$).

Тензор вязких напряжений: $\tau_i=\mu_i(\nabla\boldsymbol{v}_i+\nabla\boldsymbol{v}_i^T)-\frac{2}{3}\times(\mu_i\mathrm{div}\boldsymbol{v}_i)\boldsymbol{I}$, сила присоединенных масс: $F_{i,vm}=0.5\alpha_1\rho_2\left(\frac{d_i\boldsymbol{v}_i}{dt}-\frac{d_j\boldsymbol{v}_j}{dt}\right)$, где μ_i — динамическая вязкость, $\boldsymbol{I}$ — единичный тензор.

Сила межфазного сопротивления в газокапельной среде описывается моделью Шиллера–Науманна:

$$\boldsymbol{F}_{i,drag}=\frac{3}{4}\alpha_i C_D\frac{\rho_2}{d_{i0}}(\boldsymbol{v}_i-\boldsymbol{v}_j)|\boldsymbol{v}_i-\boldsymbol{v}_j|.$$

Межфазный теплообмен учитывается в соответствии с моделью Ранца–Маршалла:

$$K_{ht}=\frac{\kappa_2}{d_{10}}\mathrm{Nu},\quad \mathrm{Nu}=2+0.6\,\mathrm{Re}^{1/2}\,\mathrm{Pr}^{1/3},$$

где d_{10} — диаметр капель, κ_2 — теплопроводность газовой фазы, Nu, Pr — числа Нуссельта и Прандтля.

При решении задач с ударными волнами в газокапельной среде необходимость учета тензора вязких напряжений $\boldsymbol{\tau}_i$ для каждой фазы определяется способностью вязкости превращать кинетическую энергию на фронте УВ в тепловую [17,18]. Это приводит к снижению амплитуды пикового давления и некоторому размазыванию скачка на фронте УВ, что помогает избежать численной неустойчивости. Учет вязких напряжений необходим и для корректного расчета силы присоединенных масс и межфазного сопротивления. Вязкость ограничивает скорость деформации фаз и без ее учета численные неустойчивости на границах фаз приводят к росту ошибок и остановке расчета [19].

При моделировании распространения УВ в чистом газе использовалась система уравнений газовой динамики:

— уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial(\rho)}{\partial t}+\mathrm{div}(\rho\boldsymbol{v})=0,$$

— уравнение движения:

$$\frac{\partial(\rho\boldsymbol{v})}{\partial t}+\mathrm{div}(\rho\boldsymbol{v}\boldsymbol{v})=-\nabla p+\mathrm{div}(\tau)+\rho\boldsymbol{g}, \qquad (4)$$

— уравнение энергии:

$$\frac{\partial(\rho(e+K))}{\partial t}+\mathrm{div}(\rho(e+K)\boldsymbol{v})$$
$$=-p\mathrm{div}(\boldsymbol{v})-\mathrm{div}(\boldsymbol{v}\cdot\tau).$$

2. Оценка достоверности метода численной реализации

Для обоснования достоверности используемого метода численного моделирования на платформе OpenFOAM было проведено сравнение численного решения, полученного с помощью решателя twoPhaseEulerFoam [20], с аналитическим решением задачи отражения УВ от стенки, экранированной слоем газовзвеси, приведенным в работе [21]. Аналитическое решение в [21] построено в виде композиций асимптотически точных элементарных решений распадов разрывов на границах слоев воздуха с газовзвесью и отраженной УВ от твердой стенки на границе слоя газовзвеси.

Динамика газовзвеси описывается системой уравнений (1)–(3) в двухтемпературном и двухскоростном приближениях с замыкающими соотношениями для уравнений состояния совершенного газа и несжимаемых твердых частиц: $\rho=p/[(\gamma_1-1)e_1]$, $e_1=c_{V1}T_1$, $e_2=c_2T_2$, где T_1 и T_2 температуры газовой несущей фазы и частиц; $\gamma_1=1.4$, $c_{V1}=719\,\mathrm{J/(kg\cdot K)}$ — показатель адиабаты и удельная изохорная теплоемкость воздуха; $c_2=710\,\mathrm{J/(kg\cdot K)}$ — удельная теплоемкость частиц. Газовзвесь содержит монодисперсные несжимаемые частицы плотностью $\rho_2=2500\,\mathrm{kg/m^3}$ диаметром $d=1\,\mu\mathrm{m}$ с объемной долей $\alpha_2=10^{-3}$ [21].

С целью сопоставления с аналитическим решением [21] в настоящей работе численно решена задача о распространении плоской УВ с числом Маха $M=D/a_1=1.5$ в воздухе (D – скорость УВ, $a_1=340\,\mathrm{m/s}$ — скорость звука в воздухе) в направлении жесткой стенки, экранированной однородным слоем газовзвеси. Начальные условия задачи следующие: $x_0=3\,\mathrm{m}$ — начальная координата, $x_1\le x\le x_w$ — слой газовзвеси, где $x_1=4\,\mathrm{m}$, $x_w=8\,\mathrm{m}$, x_w — жесткая стенка. В начальный момент времени $t=0$ перед УВ среда неподвижна ($p_1=10^5\,\mathrm{Pa}$, $T_1=T_2=293\,\mathrm{K}$). Параметры за УВ в воздухе определены с использованием соотношений [18]:

$$\frac{p^{(2)}}{p_1}=1+\frac{2\gamma}{(\gamma+1)}(M^2-1),\quad \frac{\rho^{(2)}}{\rho_1}=1+\frac{(\gamma+1)M^2}{(\gamma-1)M^2+2},$$
$$\frac{T^{(2)}}{T_1}=\frac{[2\gamma M^2-(\gamma-1)][(\gamma-1)M^2+2]}{(\gamma+1)^2M^2},$$
$$u^{(2)}=\frac{2}{\gamma+1}\left(D-\frac{a_1^2}{D}\right). \qquad (5)$$

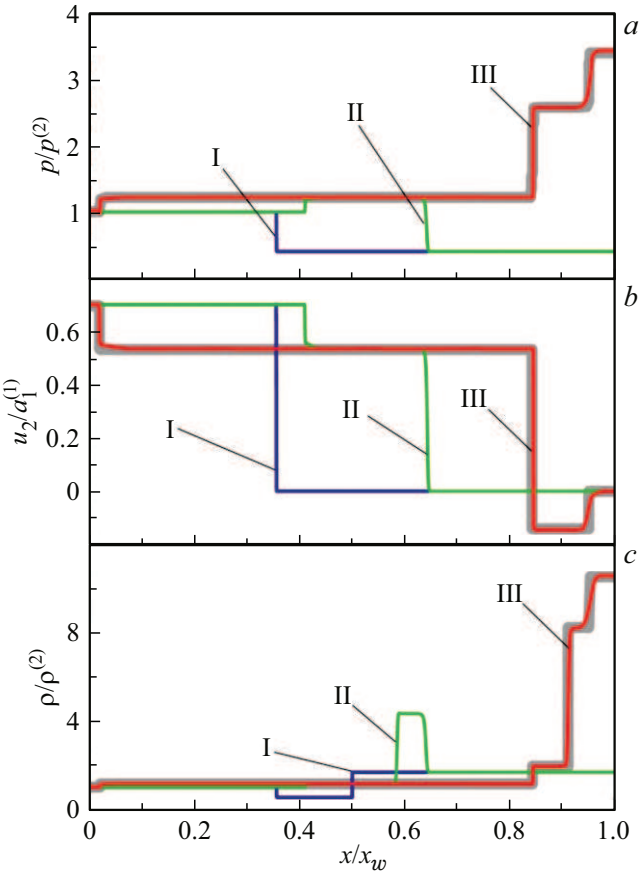


Рис. 2. Расчетные профили относительных величин давления p/p_2 (a), скорости частиц $u_2/a_1^{(1)}$ (b) и плотности смеси $\rho/\rho^{(2)}$ (c) в моменты времени 0 (I), 6 (II) и 22 (III) (ms). Точное решение — серая линия (III) [21].

Из уравнений (5) получены следующие значения параметров за фронтом УВ, используемые в качестве краевых условий на левой границе расчетной области при $x = 0$: $D = 510\,\text{m/s}$, $p^{(2)} = 2.48 \cdot 10^5\,\text{Pa}$, $T^{(2)} = 386.8\,\text{K}$, $u^{(2)} = 236.1\,\text{m/s}$.

На рис. 2 приведены расчетные профили для давления p/p_2 (рис. 2, a), скорости частиц $u_2/a_1^{(1)}$ (рис. 2, b) и плотности смеси $\rho/\rho^{(2)}$ (рис. 2, c) в указанные моменты времени, полученные с помощью решателя twoPhaseEulerFoam на сетке 1/800 и временно́м шаге $\Delta t = 10^{-5}\,\text{s}$. Для $t = 22\,\text{ms}$ (III) показано сравнение расчетных профилей с аналитическим решением [21], которые имеют хорошее согласование и подтверждают точность применяемого решателя при численном исследовании основных задач настоящей работы.

3. Основные допущения модели

Поведение водной пены при ударном сжатии описывается моделью газокапельной смеси, в которой предполагается, что входящие в структуру пены жидкие пленки толщиной σ разрушаются за фронтом УВ, и она распадается на микрокапли с диаметром $d_{10} \approx \sigma$. Характерное время разрушения жидких пленок $t_d \sim 10\,\text{s}$ толщиной $\sigma \approx 10^{-5}\,\text{m}$ оценивалось ранее в [2,13]. Таким образом, предполагаем, что в результате ударного сжатия водная пена трансформируется в мелкодисперсные капли диаметром $d_{10} \approx \sigma \approx 10^{-5}\,\text{m}$, и при достижении температуры выше критических значений происходит испарение капель.

Для моделирования начальных распределений давления и температуры использовался упрощенный подход, реализующий модель мгновенной детонации, допустимую для заряда ВВ небольших размеров [10], в которой предполагается, что в момент взрыва в результате химической реакции образуются газовые продукты детонации (ПД) с мгновенным выделением энергии, что сопровождается значительным повышением давления и температуры в малом объеме, с небольшим превышением по размерам цилиндрического заряда ВВ. В [22] применялась модель мгновенной детонации при моделировании взрыва конденсированного ВВ в воздухе. Эта модель игнорирует движение волны детонации внутри заряда, взрывая его мгновенно по всему объему [10,18,22].

Поскольку в рассматриваемом эксперименте [8] использовался заряд ВВ С4, в состав которого входит 92 % гексогена [23], при описании термодинамических параметров ПД будем опираться на теоретическую изоэнтропу, проходящую через точку Чэпмена–Жуге для ВВ гексоген (RDX) [24] с начальной плотностью ВВ $\rho_0 = 1663\,\text{kg/m}^3$ [8]. В точке Чэпмена–Жуге по данным [23] имеем: скорость детонации $D = 8130\,\text{m/s}$, показатель адиабаты $\gamma_{cj} = 3$, давление $p_{cj} = 26\,\text{GPa}$. Из расчетов, полученных в [24], используем данные для температуры $T_{cj} \approx 3732\,\text{K}$ и теплоемкости $c_{Vcj} = 2629\,\text{J/(kg}\cdot\text{K)}$.

При описании термодинамических свойств несущей первой фазы для газовых ПД применялось уравнение состояния совершенного газа $\rho = p/[(\gamma_k - 1)e]$, $e = c_{Vk}T + e_k^{(ch)}$, где индексы $k = 1, 2, 3$ обозначают стадии неравновесного процесса расширения газа после мгновенной детонации ВВ, и $e_k^{(ch)}$ — компоненты внутренней энергии, определяющие изменение энергии газовых ПД на рассматриваемых стадиях расширения ПД, в том числе за счет химических превращений [25]. Переход между стадиями рассматриваемого процесса реализован по упрощенной неравновесной схеме в зависимости от условий по давлениям, характерным на каждом этапе расширения ПД. В соответствии с [23,24] предполагается, что в начальный момент плотный газ под давлением $p_{10} \approx p_{cj}$ имеет температуру $T_1 = T_{cj}$ с показателем адиабаты $\gamma_1 = \gamma_{cj}$ и теплоемкостью $c_{V1} = c_{Vcj}$. Если допустить на этой стадии детонации незначительное расширение объема ПД в ~ 2 раза, то произойдет снижение давления в ~ 10 раз: $p_1 \approx p_{cj}/10$ в соответствии со степенным законом для показателя адиабаты $\gamma_{cj} = 3$. Последующее десятикратное расширение объема газа при понижении давления до $p_2 \approx 10^3\,\text{bar}$

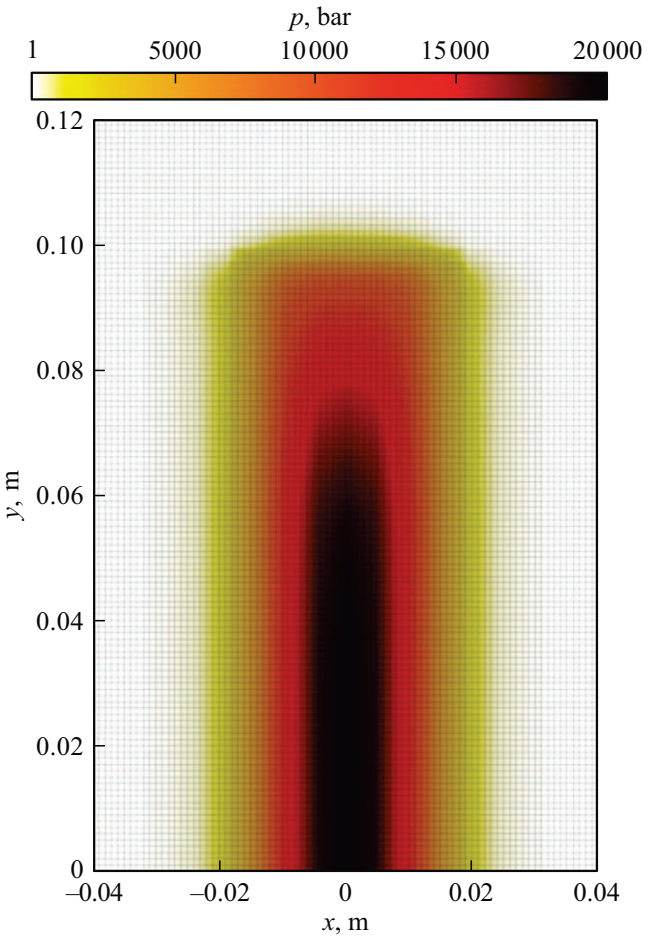


Рис. 3. Начальное расчетное распределение поля давления в области инициирования взрыва (8), моделирующее мгновенное выделение большого количества энергии в малом объеме в результате детонации цилиндрического заряда ВВ массой $M_{HE} = 82\,\mathrm{g}$ [8].

сопровождается уменьшением показателя и теплоемкости до $\gamma_2 \approx 2$ и $c_{V2} \approx 1500\,\mathrm{J/(kg \cdot K)}$. Дальнейшее снижение давления приводит к расширению газовых ПД в соответствии с уравнением состояния совершенного газа по закону классической термодинамики с параметрами $\gamma_3 = 1.4$ и $c_{V3} \approx 800\,\mathrm{J/(kg \cdot K)}$.

Термодинамические свойства жидкой составляющей описывались линейным уравнением состояния:

$$\rho = p/(\Gamma_l c_{Vl} T) + \rho_0, \quad e = c_{Vl} T + e_l^{(ch)}, \qquad (6)$$

где Γ — коэффициент Грюнайзена, ρ_0 — начальная плотность при $T = 0\,\mathrm{K}$ [20]. В соответствии с отмеченными выше допущениями предполагается, что при превышении температуры капель критического значения происходит их испарение по упрощенной неравновесной кинетике, зависящей от температуры, которая реализуется внутри дисперсной фазы 2, где паровая фаза описывается уравнением состояния совершенного газа:

$$\rho = p/[(\gamma_g - 1)e], \quad e = c_g T + e_g^{(ch)}. \qquad (7)$$

В (6) и (7): $e_l^{(ch)}$ и $e_g^{(ch)}$ — доли внутренних энергий для жидкой и газовой компонент, отвечающие за согласование энергий в процессе испарения [26].

При моделировании начального распределения давления и температуры, возникающей при мгновенной детонации цилиндрического заряда ВВ, для сглаживания больших градиентов термодинамических величин, улучшающих численные решения, использованы следующие выражения:

$$p(0,\, x,\, y) = p_0 + \Delta p \exp\bigl(-((x/a)^2 + (y/b)^2)\bigr),$$
$$T(0,\, x,\, y) = T_0 + \Delta T \exp\bigl(-((x/a)^2 + (y/b)^2)\bigr), \qquad (8)$$
$$\alpha_2(0,\, x,\, y) = \alpha_{20} + \Delta\alpha_2 \exp\bigl(-((x/a)^2 + (y/b)^2)\bigr).$$

Здесь p_0, T_0, α_{20} — давление, температура и объемное содержание газовой фазы невозмущенной среды, a, b — параметры, характеризующие распределение и интенсивность полей $p(0,\, x,\, y)$ и $T(0,\, x,\, y)$; Δp, ΔT, $\Delta\alpha_2$ — максимальные значения соответствующих избыточных величин. На рис. 3 показано начальное расчетное распределение поля давления в малом объеме, превышающим в ~ 2 раза размер цилиндрического заряда ВВ, полученное из первого уравнения (8).

Важно отметить, что выбор параметров для выражений (8) основывался также на условиях согласования амплитуды, длительности и скорости распространения расчетного профиля формирующегося распределения избыточного давления с экспериментальными данными, фиксируемыми на датчиках [8] (рис. 4).

4. Метод решения

Численная реализация рассматриваемых процессов проведена на базе предложенной модели двухфазной сжимаемой среды (1)–(3) и однофазной модели (4) в двумерной осесимметричной постановках с применением адаптированных под изучаемые задачи решателей sonicFoamNew и twoPhaseEulerFoamNew открытого программного комплекса OpenFOAM [20]. Решатель sonicFoamNew применялся для решения задачи распространения УВ, генерируемой взрывом заряда ВВ в чистом газе (4). Решатель twoPhaseEulerFoamNew использовался при расчетах в случае покрытия ВВ слоем водной пены.

Для расчета термодинамических свойств газовой (несущей) и жидкой (дисперсной) фаз, учитывающих свойства газовых продуктов детонации ВВ при сверхвысоких и умеренных температурах и давлениях в приближении модели мгновенной детонации, а также процессы испарения капель при температурах выше критического значения, в соответствии с приведенными в разд. 3 модельными представлениями, в решатели twoPhaseEulerFoamNew и sonicFoamNew были внедрены разработанные авторами программы, реализующие уравнения состояния EOSLiq и EOSGas в виде файловых структур библиотеки thermophysicalModels. В EOSGas

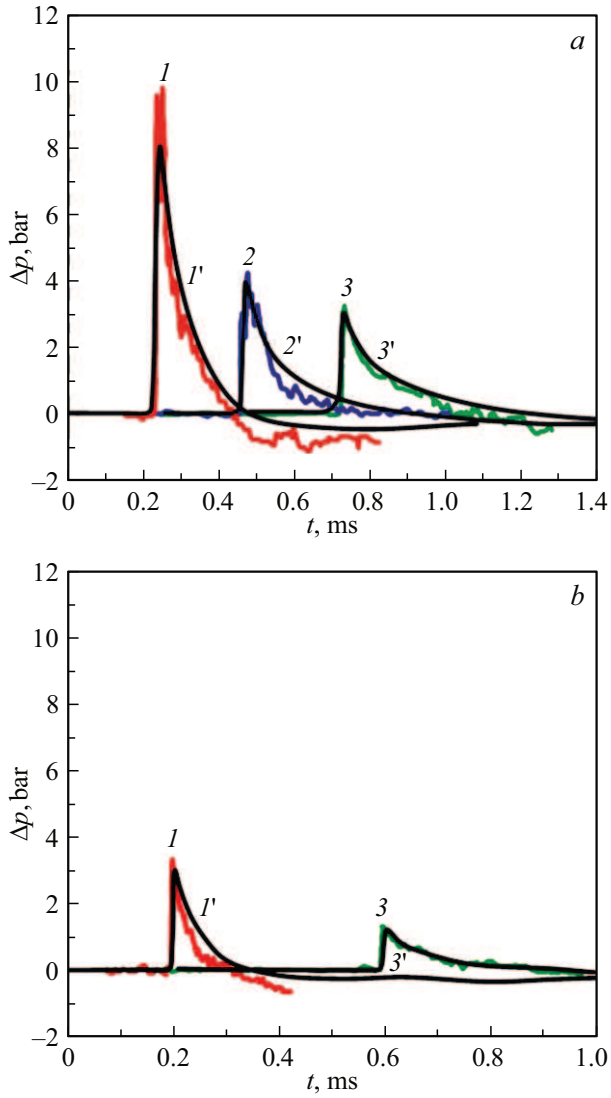


Рис. 4. Временные расчетные $(1', 2', 3')$ и экспериментальные $(1, 2, 3)$ [8] зависимости для избыточных давлений Δp в соответствии с расстояниями от центра взрыва ВВ: 0.5, 0.7 и 0.85 m в газе (a) и при покрытии заряда ВВ слоем водной пены (b).

рассчитывались параметры газовых ПД для несущей газовой фазы в зависимости от давления, и применялись в решателях twoPhaseEulerFoamNew и sonicFoamNew. При вычислении термодинамических характеристик дисперсной фазы в EOSLiq анализировались критерии, контролирующие процесс испарения капель в зависимости от температуры применительно к решателю twoPhaseEulerFoamNew.

С использованием генератора сеток blockMeshDict в папке system корневого каталога была построена расчетная область, состоящая из многоблочных сеток, характеризующихся сгущением ячеек в области инициирования взрыва (рис. 3). Граничные условия задавались в соответствии с экспериментом [8]. В работе [8] приведены результаты численного моделирования в ANSYS AUTODYN параметров взрывной волны в газовой среде в виде двумерного распределения полей давления. Расчеты в [8] выполнены без учета жесткой цилиндрической подставки, расположенной выше поверхности испытательной площадки, которая присутствовала в реальных экспериментах. В настоящей работе при построении расчетной области учитывалось наличие такой подставки, что позволило более детально смоделировать условия экспериментов [8].

Дополнительная обработка расчетных данных и автоматизация этапов вычислительного эксперимента осуществлялась разработанным комплексом программ в среде GNU Octave [27] на базе решателей sonicFoamNew и twoPhaseEulerFoamNew. С применением этого комплекса вычислялись начальные распределения термодинамических параметров состояния в файле setFieldsDict, которые в соответствии с (8) определяли конфигурацию расчетной области с параметрами давлений, температур и объемного содержания газовых продуктов детонации, моделирующую выделение большого количества энергии в малом объеме в результате мгновенного взрыва цилиндрического заряда ВВ массой $M_{HE} = 82\,\mathrm{g}$ (рис. 3).

С целью сравнительного анализа в среде GNU Octave реализована программа для графического представления временных зависимостей расчетных избыточных давлений $\Delta p(t)$ и экспериментальных осциллограмм $\Delta p_{\exp}(t)$ [8] в положениях установки датчиков на удалении от центра взрыва.

Сходимость полученных результатов контролировалась разбиением расчетной сетки и варьированием начальных параметров, отвечающих за точность итерационного процесса для обеспечения устойчивости получаемых решений. Удовлетворительные величины точности и устойчивости решений получены при следующих величинах дискретизации по времени и пространству:

$$\Delta t \approx 10^{-6} - 10^{-5}\,\mathrm{s}; \quad \Delta x,\ \Delta y \approx 0.001 - 0.01\,\mathrm{m}.$$

5. Обсуждение результатов

На рис. 4, a показано сравнение расчетных и экспериментальных профилей давлений при расположении датчиков на расстояниях: $x_1 = 0.5\,\mathrm{m}$, $x_2 = 0.7\,\mathrm{m}$, $x_3 = 0.85\,\mathrm{m}$ от центра взрыва в газе. На рис. 5 приведены расчетные $1'$ и экспериментальные 1 [8] точки для пиковых избыточных давлений $\Delta p_{\max}$ в зависимости от расстояния от центра взрыва в газовой среде 1, $1'$ и аппроксимирующие их линии. Для более детального анализа на рис. 6, a в моменты времени 0.25, 0.5 и 0.75 ms показаны расчетные распределения давления в двумерном осесимметричном представлении. Местоположения датчиков давления показаны отмеченными точками (ср. с рис. 4, a).

Анализ численных результатов по эволюции формирования УВ в газе, приведенных на рис. 6, a, показал, что, по мере распространения УВ, ее форма, изначально

близкая к полусфере, претерпевает изменения при обтекании границы подставки: в расчетах получено более интенсивное ослабление амплитуды пиковых давлений на фронте УВ по сравнению с тестовыми расчетами без подставки.

Динамика УВ в случае окружения цилиндрического заряда ВВ С4 массой $M_{HE} = 82\,\text{g}$ слоем водной пены в виде полусферы ($r_{foam} = 0.2\,\text{m}$, $\alpha_{10} \approx 6\,\%$) представлена на рис. 4, *b*, 5, 6, *b*. На рис. 4, *b* приведено сопоставление полученных расчетных и экспериментальных [8] временных зависимостей избыточного давления Δp на расстоянии от центра взрыва $x_1 = 0.5\,\text{m}$ и $x_3 = 0.85\,\text{m}$ при применении пенного слоя. Пиковые значения давлений $\Delta p_{\max}$ показаны на рис. 5 — *2′* — расчетные и *2* — экспериментальные [8] значения в зависимости от расстояния от центра взрыва. На рис. 6, *b* изображены полученные в расчетах распределения полей давления в двумерном представлении при окружения ВВ слоем водной пены для $t_{\text{I}} = 0.4\,\text{ms}$ и $t_{\text{III}} = 1.2\,\text{ms}$, фиксируемые датчиками давления в отмеченных точках (рис. 4, *b*).

Изначально распространение УВ происходит от центра взрыва по поверхности жесткой подставки. Формирующаяся УВ в слое водной пены разрушает ее структуру с образованием микрокапель, которые под воздействием высоких температур испаряются. Расчетное время разрушения жидких пленок и испарение образующихся микрокапель составляет несколько (~ 15) микросекунд. При достижении границы подставки, как и в случае распространения УВ в газе, формируемый поток огибает ее.

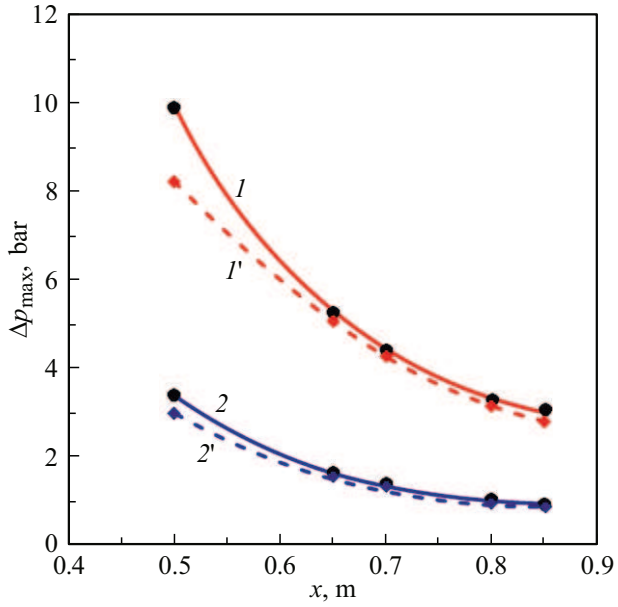


Рис. 5. Расчетные ($1', 2'$) и экспериментальные ($1, 2$) [8] значения пиковых избыточных давлений $\Delta p_{\max}$ (символы) в зависимости от положения относительно центра взрыва в газе ($1, 1'$), при покрытии заряда ВВ пенным слоем ($2, 2'$) и соответствующие им аппроксимации.

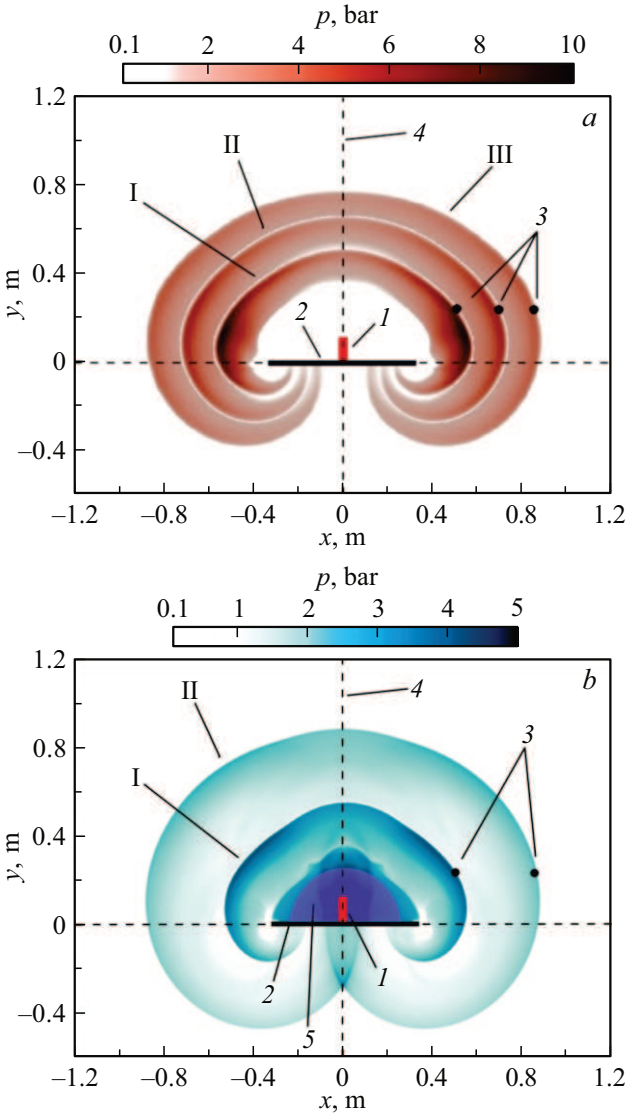


Рис. 6. Расчетные распределения полей давления при взрыве ВВ. *1* – заряд ВВ при $t = 0$. Фрагмент *a* — взрыв в газе при *t*: 0.25 (I), 0.5 (II) и 0.75 (III) (ms). Фрагмент *b* — взрыв при окружении ВВ слоем водной пены при *t*: 0.4 (I) и 1.2 (II) (ms); *2* — жесткая подставка $d = 0.76\,\text{m}$; *3* — расположение датчиков давления; *4* — ось симметрии; *5* — водная пена при $t = 0$ (ср. с рис. 4).

Использование пенной защиты приводит к снижению пиковых значений давления на фронте УВ до величин $\Delta p_1 \approx 3.2\,\text{bar}$ и $\Delta p_3 \approx 1.1\,\text{bar}$ (рис. 4, *b*), что в ~ 2.7 раза меньше, чем значения $\Delta p_{\max}$ в чистом газе: $\Delta p_1 \approx 9\,\text{bar}$, $\Delta p_2 \approx 4\,\text{bar}$ и $\Delta p_3 \approx 3\,\text{bar}$ (рис. 4, *a*). Рассматриваемые расстояния от центра взрыва $x_1 = 0.5\,\text{m}$, $x_2 = 0.7\,\text{m}$ и $x_3 = 0.85\,\text{m}$ находятся на удалении от слоя водной пены ($r_{foam} = 0.2\,\text{m}$, $\alpha_{10} = 6\,\%$).

Сопоставительный анализ приведенных на рис. 4–6 расчетов и экспериментов [8] показал их удовлетворительное согласование по скорости распространения и амплитуде УВ как в случае газовой среды, так и

при покрытии заряда ВВ водной пеной для выбранных параметров заряда ВВ и характеристик пены [8].

При численных расчетах для более длительных времен развития процесса распространения УВ полученные значения пиковых избыточных давлений $\Delta p_{\max}$ определяют интенсивность их снижения. В частности, $\Delta p_{\max}$ на фронте УВ в газе на расстоянии от центра взрыва для $x = 2.0\,\mathrm{m}$ в момент времени $t = 4.35\,\mathrm{ms}$ достигает $\Delta p_{\max} = 0.34\,\mathrm{bar}$. В случае наличия защиты из водной пены на расстоянии $x = 2.0\,\mathrm{m}$ от центра взрыва при $t = 4.7\,\mathrm{ms}$ избыточное давление уменьшается до $\Delta p_{\max} = 0.17\,\mathrm{bar}$.

В работе [12] приведено минимальное допустимое безопасное воздействие кратковременного избыточного давления на тело человека: $\Delta p_{\max} < 0.3\,\mathrm{bar}$. В [8] утверждается, что снижение давления в УВ до $\Delta p \approx 0.3\,\mathrm{bar}$ на расстоянии $x = 2.0\,\mathrm{m}$ для заряда, покрытого водной пеной, обеспечивает защиту людей и критически важные объекты в рассматриваемых условиях детонации.

В настоящей работе получены расчетные минимальные безопасные расстояния, удаленные от эпицентра взрыва, и находящиеся в зоне действия воздушной УВ, сформированной после взаимодействия со слоем водной пены радиуса $r_{foam} = 0.2\,\mathrm{m}$, изначально окружающей заряд ВВ в соответствии с изучаемыми экспериментами [8]. Показано, что условие $\Delta p_{\max} < 0.3\,\mathrm{bar}$ на фронте УВ достигается на расстоянии от центра взрыва в чисто газовой среде при $l_{safe} > 2.25\,\mathrm{m}$ и $t > 4.8\,\mathrm{ms}$. В случае применения водной пены, окружающей заряд ВВ с газосодержанием $\alpha_{20} \approx 94\,\%$, значение пикового избыточного давления $\Delta p_{\max} < 0.3\,\mathrm{bar}$ получено на расстоянии от центра взрыва $l_{safe} > 1.5\,\mathrm{m}$, при $t > 3.17\,\mathrm{ms}$.

Если принять во внимание различие акустических импедансов ($Z_i = \rho_i c_i$) воздушной среды $Z_{air} \approx 400\,\mathrm{Pa{\cdot}s/m}$ ($\rho_{air} \approx 1.3\,\mathrm{kg/m^3}$, $c_{air} \approx 340\,\mathrm{m/s}$) и человеческого тела, для которого в соответствии с данными [28] плотность и скорость звука близки к воде: $Z_{water} \approx 1.5 \cdot 10^6\,\mathrm{Pa{\cdot}s/m}$ ($\rho_{water} \approx 1000\,\mathrm{kg/m^3}$, $c_{air} \approx 1500\,\mathrm{m/s}$), взаимодействие воздушной УВ с телом человека увеличивает амплитуду давления в соответствии с формулой Френеля [29]:

$$\Delta p_{water} = \Delta p_{air}(2Z_{water}/(Z_{air} + Z_{water})). \qquad (9)$$

Из (9) следует, что на границе (воздух и человек) избыточное давление Δp_{water} может почти в два раза превышать давление в падающей волне Δp_{air} из-за наложения падающей и отраженной волн (в работе [8] этот эффект не учитывался). Следовательно, безопасное избыточное давление в падающей УВ $\Delta p_{air} < 0.15\,\mathrm{bar}$, что соответствует данным [11], где приведен диапазон допустимых для человека избыточных барических давлений в УВ до начала взаимодействия с ним $\Delta p_{\max} \approx 0.1 - 0.2\,\mathrm{bar}$. Отсюда следует увеличение расчетного безопасного расстояния до $l_{safe} > 2.5\,\mathrm{m}$ при $t > 6.4\,\mathrm{ms}$ в случае применения водной пены. В чисто газовой среде $l_{safe} > 3.2\,\mathrm{m}$ при $t > 8\,\mathrm{ms}$. Отсюда получаем, что ослабляющее действие пенного слоя уменьшает l_{safe} в ~ 1.3 раза по сравнению с вариантом расчетов взрыва ВВ в газе для выбранных условий проводимых экспериментов с использованием заряда ВВ С4 массой $M_{HE} = 82\,\mathrm{g}$ [8].

Для уменьшения безопасного расстояния от эпицентра взрыва следует применять покрытие заряда ВВ водной пеной большего радиуса. В случае использования мощных зарядов для оценки зоны безопасности следует проводить более длительные по времени расчеты до достижения значительного ослабления интенсивности пикового давления на фронте УВ, пока избыточное давление не уменьшится до $\Delta p_{\max} \approx 0.15\,\mathrm{bar}$. Полученное расчетное расстояние от центра взрыва является безопасным для человека, поскольку воздействующее на него давление не будет превышать 0.3 bar в соответствии с допустимой оценкой для небольших пиковых давлений, полученной в акустическом приближении (9).

Следовательно, водная пена может применяться для ослабления взрывного воздействия при потенциальной угрозе детонации взрывчатых веществ в общественных местах в условиях чрезвычайных ситуаций.

Заключение

Во введении проведен краткий обзор исследований, касающихся различных аспектов демпфирования взрывов применением газожидкостных систем (водяного тумана, водной пены и др.). Рассмотрены экспериментальные результаты по распространению УВ в водной пене. Показано, что инерция образующихся капель после разрыва пенных пленок определяет продолжительность процесса релаксации. Выявлены причины эффективности водных пен, основанные на их высокой сжимаемости. Отмечены вопросы турбулентного перемешивания в водной пене, которые остаются сложной проблемой при теоретическом исследовании. Рассмотрены методы расчета перепада давления на фронте УВ в зависимости от расстояния до центра взрыва. В частности, для удлиненных цилиндрических зарядов предлагается определять Δp с использованием диаграмм направленности поля давления. Приводятся сведения по критическим уровням Δp в УВ, не приводящим к повреждениям человека. Обоснована необходимость и важность разработки математических моделей и развитие численных методов исследования с подтверждением полученных решений экспериментами и теоретическими представлениями для дальнейшей оценки и прогноза последствий воздействия УВ на защищаемые объекты применением водных пен.

В работе численно исследованы особенности динамики УВ, возникающих в результате детонации ВВ в чистом газе и при наличии защитного слоя водной пены, окружающего заряд ВВ цилиндрической формы для условий литературных экспериментальных данных.

Для решения рассматриваемых задач предлагается двухфазная двухтемпературная двухскоростная модель

газожидкостной среды с равными давлениями в фазах, и однофазная модель газовой динамики, которые численно реализованы с применением адаптированных под изучаемые процессы решателей twoPhaseEulerFoamNew и sonicFoamNew среды OpenFOAM.

При оценке достоверности используемого в работе численного метода с применением решателя twoPhaseEulerFoam получено удовлетворительное согласование численного решения задачи об отражении ударной волны от стенки, экранированной слоем газовзвеси, с ее аналитическим решением.

Для расчета термодинамических свойств газовых ПД разработано уравнение состояния EOSGas для несущей газовой фазы. Для дисперсной фазы использовалось уравнение состояния EOSLiq, учитывающее испарение капель. Компьютерные коды EOSGas и EOSLiq внедрены в виде файловых структур в библиотеки thermophysicalModels новых решателей twoPhaseEulerFoamNew и sonicFoamNew. Дополнительная обработка начальных и расчетных данных осуществлена с применением автоматизации этапов вычислений с помощью комплекса программ в свободной среде GNU Octave.

Начальные распределения давления, температуры и объемного содержания фаз для газовых продуктов детонации задавались в приближении модели мгновенной детонации. Процесс расширения ПД контролировался на основе данных, согласующихся с теоретической изоэнтропой, проходящей через точку Чэпмена–Жуге для ВВ С4 (гексоген).

Получены оценки интенсивности снижения скорости и амплитуды пикового давления в УВ при анализе расчетных и экспериментальных профилей давления в чистом газе и при наличии слоя водной пены, окружающей заряд ВВ. Для выбранных экспериментальных данных с параметрами заряда ВВ и характеристиками водной пены получено удовлетворительное согласование расчетов с экспериментами по амплитуде пикового избыточного давления и скорости распространения УВ.

С использованием литературных данных по оценкам величин безопасного кратковременного ударного воздействия на человека, не приводящих к повреждениям его жизненно важных органов, и проведенных численных исследований определены безопасные минимально допустимые расстояния в случае взрыва в газе и при окружении ВВ слоем водной пены в условиях подрыва заряда ВВ С4 массой $M_{HE} = 82\,\mathrm{g}$. Выявлено, что ослабляющее действие пенного покрытия ВВ в виде полусферы $r_{foam} = 0.2\,\mathrm{m}$ с объемным газосодержанием $\alpha_{20} \approx 94\,\%$ уменьшает безопасное расстояние от центра взрыва в ~ 1.3 раза по сравнению с вариантом расчетов при взрыве в газе с учетом удвоения перепада давления при взаимодействии УВ с телом человека.

Расширение зоны безопасности от эпицентра взрыва возможно при использовании покрытия заряда ВВ большим объемом водной пены. Для сильных УВ при определении безопасных расстояний требуется проводить более длительные расчеты процесса распространения УВ до снижения избыточного давления до $\Delta p_{\max} \approx 0.15\,\mathrm{bar}$, при котором применимо акустическое приближение для оценки безопасного для человека избыточного барического давления $\Delta p_{\max} < 0.3\,\mathrm{bar}$.

Финансирование работы

Исследования выполнены при финансовой поддержке средствами госбюджета по госзаданию 124030400064-2 (FMRS-2024-0001).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A.D. Resnyansky, T.G. Delaney. *Experimental Study of Blast Mitigation in a Water Mist. Weapons Systems Division Defence Science and Technology* (Organisation DSTO-TR-1944, 2006)

[2] В.М. Кудинов, Б.И. Паламарчук, Б.Е. Гельфанд, С.А. Губин. Прикладная механика, **13** (3), 92 (1977). [V.M. Kudinov, B.I. Palamarchuk, B.E. Gel'fand, S.A. Gubin. Soviet Applied. Mechanics, **13** (3), 279 (1977). DOI: 10.1007/BF00882681]

[3] Б.Е. Гельфанд, М.В. Сильников, А.И. Михайлин, А.В. Орлов. Физика горения и взрыва, **37** (5), 128 (2001). [B.E. Gel'fand, M.V. Silnikov, A.I. Mikhailin, A.V. Orlov. Combustion, Explosion and Shock Waves, **37** (5), 607 (2001). DOI: 10.1023/A:1012309623934]

[4] С.М. Фролов, Б.Е. Гельфанд. Физика горения и взрыва, **27** (1), 130 (1991). [S.M. Frolov, B.E. Gel'fand. Combustion, Explosion, and Shock Waves, **27** (6), 756 (1991). DOI: 10.1007/BF00814523]

[5] E. Del Prete, A. Chinnayya, L. Domergue, A. Hadjadj, J.-F. Haas. Shock Waves, **23** (1), 39 (2013). DOI: 10.1007/s00193-012-0400-0

[6] W. Hartman, B. Boughton, M. Larsen. *Blast Mitigation Capabilities of Aqueous Foam* (Tech. Rep. SAND2006-0533, Sandia National Laboratories, 2006)

[7] S.P. Medvedev, S.V. Khomik, V.N. Mikhalkin, A.N. Ivantsov, G.L. Agafonov, A.A. Cherepanov, T.T. Cherepanova, A.S. Betev. J. Phys.: Conf. Ser., **946**, 012061 (2018). DOI: 10.1088/1742-6596/946/1/012061

[8] Kh. Ahmed, A.Q. Malik. AIP Advances, **10**, 065130 (2020). DOI: 10.1063/5.0010283

[9] A. Britan, H. Shapiro, M. Liverts, G. Ben-Dor, A. Chinnayya, A. Hadjadj. Shock Waves, **23** (1), 5 (2013). DOI: 10.1007/s00193-012-0417-4

[10] Б.Е. Гельфанд, М.В. Сильников. *Баротермическое действие взрывов* (Астерион, СПб., 2006)

[11] П.К. Котенко, В.И. Шевцов. *Основы обеспечения безопасности в чрезвычайных ситуациях* (Наукоемкие технологии, СПб., 2018). URL: http://publishing.intelgr.com/archive/security-provision-s.pdf

[12] P. Peters. Military Medicine, **176** (1), 110 (2011). DOI: 10.7205/milmed-d-10-00300

[13] С.А. Ждан. Физика горения и взрыва, **26** (2), 103 (1990). URL: https://elibrary.ru/item.asp?id=30555610 [S.A. Zhdan. Combustion, Explosion and Shock Waves, **26** (2), 221 (1990). DOI: 10.1007/BF00742416]
[14] Р.Х. Болотнова, Э.Ф. Гайнуллина. Известия РАН. Механика жидкости и газа, **5**, 28 (2020). DOI: 10.31857/S0568528120050023 [R.Kh. Bolotnova, E.F. Gainullina. Fluid Dynamics, **5**, 604 (2020). DOI: 10.1134/S001546282005002X]
[15] Р.Х. Болотнова, Э.Ф. Гайнуллина, В.А. Коробчинская. ЖТФ, **94** (12), 2088 (2024). DOI: 10.61011/JTF.2024.12.59268.379-24 [R.Kh. Bolotnova, E.F. Gainullina, V.A. Korobchinskaya. Tech. Phys., **69** (12), 1935 (2024)]
[16] Р.Х. Болотнова, Э.Ф. Гайнуллина, В.А. Коробчинская. Письма в ЖТФ, **49** (24), 42 (2023). DOI: 10.61011/PJTF.2023.24.56871.106A [R.Kh. Bolotnova, E.F. Gainullina, V.A. Korobchinskaya. Tech. Phys. Lett., **49** (12), 104 (2023). DOI: 10.61011/TPL.2023.12.57600.106A]
[17] Р.И. Нигматулин. *Динамика многофазных сред* (Наука, М., 1987), ч. 1. [R.I. Nigmatulin. *Dynamics of Multiphase Media* (Hemisphere, NY., 1990)]
[18] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика. Гидродинамика* (Наука, М., 1986), ч. 6. [L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *Course of Theoretical Physics. Fluid Mechanics* (Pergamon, NY., 1987)]
[19] OpenFOAM User Guide. Version 11. 2023. https://www.openfoam.com
[20] OpenFOAM. The Open Source Computational Fluid Dynamics (CFD). Available: http://www.openfoam.org
[21] Д.В. Садин, Е.Н. Широкова. Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики, **23** (4), 843 (2023). DOI: 10.17586/2226-1494-2023-23-4-843-849
[22] С.С. Меньшаков, В.А. Таран. Инженерный журнал: наука и инновации, **161** (5), 1 (2025). DOI: 10.18698/2308-6033-2025-5
[23] Л.В. Дубнов, Н.С. Бахаревич, А.И. Романов. *Промышленные взрывчатые вещества* (Недра, М., 1988)
[24] В.В. Валько, О.П. Образ, В.А. Гасилов, В.С. Соловьева, Н.О. Савенко. *Уравнения состояния продуктов детонации взрывчатых веществ* (Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша, М., 2021), № 51. DOI: 10.20948/prepr-2021-51
[25] Р.И. Нигматулин, Р.Х. Болотнова. Теплофизика высоких температур, **55** (2), 206 (2017). DOI: 10.7868/S000436441701015X [R.I. Nigmatulin, R.Kh. Bolotnova. High Temperature, **55** (2), 206 (2017). DOI: 10.1134/S0018151X17010151]
[26] Р.И. Нигматулин, Р.Х. Болотнова. Теплофизика высоких температур, **49** (2), 303 (2011). [R.I. Nigmatulin, R.Kh. Bolotnova. High Temperature, **49** (2), 310 (2011). DOI: 10.1134/S0018151X11020106]
[27] GNU Octave. The GNU Project. Free software. Available: https://www.gnu.org/software/octave
[28] М.А. Исакович. *Общая акустика* (Наука, М., 1973)
[29] В.Б. Акопян, Ю.А. Ершов. *Основы взаимодействия ультразвука с биологическими объектами* (МГТУ, М., 2005)