

К ТЕОРИИ ВЗРЫВНЫХ ВОЛН

С. К. Асланов

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова, 65026 Одесса, Украина, aslanov@onu.edu.ua

Математически исследовано поведение ударной волны, образованной взрывом сферического объема, на всем участке ее распространения. В основу метода расчета положены аналитические результаты изучения подобной проблемы применительно к точечному взрыву с учетом противодействия, а также теория асимптотически эквивалентного точечного взрыва. Используется метод сращивания асимптотического решения газодинамических уравнений вдали от места взрыва с начальными условиями возникновения ударной волны при распаде детонационного скачка, выходящего на границу взрывающегося объема. Пространственное распределение давления в ударном фронте найдено для газообразных горючих систем и твердых взрывчатых веществ. Полученные теоретические результаты количественно согласуются с известными экспериментальными измерениями.

Ключевые слова: взрыв, ударная волна, объемный заряд, метод сращивания, асимптотическое представление.

Математическое описание процесса формирования и распространения взрывной волны встречает принципиальные трудности. Детонационный скачок при выходе на поверхность, ограничивающую взрывчатый объем, распадается в виде произвольного разрыва, порождая расходящуюся в окружающее пространство ударную волну (УВ). Внутрь образовавшихся продуктов химической реакции распространяется сходящаяся волна разрежения, за которой непосредственно следуют возникающий вторичный ударный фронт и контактная граница раздела между продуктами и ударно-сжатый окружающим газом. Такая сложная внутренняя структура рассматриваемого процесса еще более усложняется при отражении ее волновых элементов от центральной области объема и их взаимодействии, что создает практически непреодолимые препятствия для точного аналитического подхода к решению задачи о взрывной волне.

Реализация корректного численного эксперимента требует учета указанной математической особенности на границе заряда в результате распада детонационного разрыва, выходящего на эту границу, т. е. использования аналитического решения для начальной области формирования взрывной волны. Поскольку кривизна поверхности, ограничивающей объем заряда, отлична от нуля, применение известного для плоского случая решения с целью организации начала численного эксперимента не позволит корректно учесть влияние геомет-

рии сферической взрывной волны на начальном этапе ее образования.

Строгое аналитическое решение задачи о взрывной волне получено лишь для предельной модели сильного точечного взрыва (ТВ) в предположении отсутствия противодействия окружающей однородной среды, когда процесс приобретает автомодельный характер и математическая сингулярность целиком сосредоточена в центре [1]. Учет противодействия в виде линейной поправки к автомодельному решению [2] привел к появлению динамического линейного масштаба задачи, который выражается через энергию взрыва и противодействие.

Чтобы сделать теоретическую модель адекватной реальному процессу, необходимо включить в рассмотрение второй линейный масштаб задачи — характерный размер взрывающейся системы. Из-за присутствия двух линейных масштабов — динамического и геометрического, которые значительно отличаются по величине, начально-краевая проблема взрывной волны попадает в класс труднейших математических задач с так называемыми особыми возмущениями. Этим объясняется наличие лишь соответствующих численных расчетов и результатов экспериментов с ограниченной областью применения [3–7], преимущественно для случаев сферической симметрии процессов. Геометрический масштаб является определяющим для характера взрывной волны в ближней зоне заряда, и необходимость его учета приобретает значение для облаков

горючих газообразных и аэрозольных систем со сравнительно небольшой объемной плотностью энергии.

Приближенное аналитическое решение задачи о распространении сферического фронта УВ, порожденной точечным взрывом энергии E_0^0 с учетом противодавления p_0 однородной окружающей среды с отношением теплоемкостей γ , построено в следующем виде [8]:

$$\Delta p = \frac{p_f}{p_0} - 1 = \frac{A_1}{R\sqrt{\ln(R/R_*^0 + C_0)}} + \frac{A_2}{R\ln^2(R/R_*^0 + 1)} + \frac{A_3}{R[\ln(R/R_*^0 + C_1)]^{7/2}} + \frac{A_4}{R^2}\sqrt{\ln(R/R_*^0 + C_2)}, \quad (1)$$

где $R = r_f^0/r_d^0$, $r_d^0 = \sqrt[3]{E_0^0/p_0}$, r_f^0 — радиус УВ, p_f — давление в ее фронте, r_d^0 — динамический радиус; $C_0 = C_1 = C_2$ и для случая $\gamma = 1.4$ $C_0 = 1.36$, $R_*^0 = 3.06$, $A_1 = 0.264$, $A_2 = 0.0167$, $A_3 = -0.00737$, $A_4 = -0.0923$.

Будучи справедливым в области существования УВ $0 \leq R < \infty$, это приближенное решение хорошо согласуется с результатами численного расчета [9]. Построение решения проведено с помощью метода сращивания асимптотических разложений [10] вдали от места взрыва и в его особой точке $R = 0$. Известный функциональный вид четырехчленного асимптотического закона затухания сферической УВ, полученный в [11] при $R \gg 1$, аналитически продолжался в сингулярную область $R \ll 1$, где сращивался с совокупностью точного автоматического решения [1] и линеаризованной поправки [2]. Вместе с этим выполнялось найденное в [12] уравнение для интеграла энтропийных потерь в УВ на всем промежутке ее распространения. В итоге построенный в [11] функциональный вид асимптотического закона затухания УВ, порожденной ТВ, приобретает конкретную форму (1) в предположении $R \gg 1$.

Далее на основе приближения (1) для ТВ метод сращивания асимптотических разложений применен к сферически-симметричному случаю реального взрыва заряда конечного объема с радиусом r_0 и энергией E_0 . Это удастся осуществить, опираясь на построенную в [12] теорию асимптотически эквивалентного ТВ, которая устанавливает энергетическое подобие в дальней зоне ($R \gg 1$) между объемным

взрывом и соответствующим ТВ (с энергией E_0^0). Чтобы получить асимптотическое представление избыточного давления $\Delta p(R)$ для заряда конечного объема следует в асимптотическом представлении для ТВ изменить пространственный масштаб, подставив вместо R величину $R_\eta = R\eta^{-1/3}$. Энергетический коэффициент $\eta = E_0^0/E_0 < 1$, являющийся интегральной характеристикой, будет зависеть от принятого моделирования процесса энерговыделения во взрывающемся сферическом объеме. Для самоподдерживающегося режима детонации Жуге найдено выражение [12]

$$\eta(q) = 1 - \frac{(\gamma - \gamma_1)\gamma_1 \cdot 2^{1/\gamma_1}}{(\gamma - 1)(\gamma_1 + 1)} q^{-1+1/\gamma_1}, \quad (2)$$

$$q = (\gamma_1 - 1) \frac{\rho_1 Q}{p_0} - \frac{\rho_1 \gamma_0 - \gamma_1}{\rho_0 \gamma_0 - 1},$$

которое справедливо при $q \gg 1$, что соответствует даже случаю газообразных горючих смесей [6]. Здесь Q — удельная теплота взрыва, ρ_1 — плотность, γ_1 — отношение теплоемкостей его продуктов. Высокая скорость детонационной волны позволяет воспользоваться предельным значением величины сжатия:

$$\rho_1/\rho_0 = 1 + 1/\gamma_1,$$

ρ_0 — плотность исходной взрывчатой системы.

При разложении приведенного приближения (1) в окрестности $R = 0$ второе слагаемое обеспечивает требуемую особенность ($\Delta p = 0.157R^{-3}$) решения [1] задачи о ТВ, источник которого имеет бесконечную плотность энергии. В случае газообразного заряда конечного объема с небольшой объемной плотностью энергии (на три порядка ниже, чем у конденсированных взрывчатых веществ (ВВ)) указанная особенность ТВ утрачивает свое значение. Для соответствующего асимптотически эквивалентного ТВ естественно ограничиться в (1) одним первым членом. Руководствуясь правилом энергетического подобия [12], для рассматриваемого случая можно записать

$$\Delta p = \frac{A_1}{R_\eta \sqrt{\ln(R_\eta/R_* + C)}}, \quad (3)$$

$$R_\eta = R\eta^{-1/3}, \quad R_{\eta 0} = R_0\eta^{-1/3}, \quad R_0 = r_0/r_d,$$

$$r_d = (E_0/p_0)^{1/3}.$$

Коэффициент A_1 должен сохранить свое значение, найденное для ТВ в (1), чтобы асимптотическое представление при $R \gg 1$, вытекающее из (3) после возвращения к асимптотически эквивалентному ($\eta = 1$, $R_0 = 0$), совпало с главным членом такой же асимптотики (1). Тем самым достигается асимптотическое поведение заряда конечного объема: $\Delta p = A_1 \eta^{1/3} / R \sqrt{\ln R}$.

Оставшиеся неизвестными величины R_* и C находятся из аналитического срачивания представления (3) с начальными условиями появления УВ, образующейся в окружающей среде в результате распада детонационного фронта при его выходе на поверхность заряда. Одно из этих требований: $\Delta p = \Delta p_0$ при $R = R_0$ — позволяет выразить C через начальную амплитуду УВ Δp_0 следующим образом:

$$C = \exp a_1^2 - R \eta_0 / R_*, \quad a_1 = A_1 / R \eta_0 \Delta p_0. \quad (4)$$

Значение Δp_0 задается известным решением задачи о распаде разрыва [6, 13].

В отличие от ТВ особенность задачи о взрыве заряда конечного объема на границе $R = R_0$ более сложна и аналитическое решение в окрестности $R = R_0$ неизвестно. Это лишает возможности сформулировать строгое начальное условие для определения величины R_* , которое бы математически замыкало проблему срачивания асимптотических разложений $\Delta p(R)$ вдали и вблизи от $R = R_0$. Из решения задачи о сферической детонационной волне [14] известно, что ее профиль обладает бесконечной крутизной на фронте. Поэтому после распада разрыва при выходе детонационного фронта на границу сферического заряда $R = R_0$ УВ в окружающей среде будет также характеризоваться большим начальным градиентом избыточного давления $[d(\Delta p)/dR]_{R=R_0}$. Для преодоления рассматриваемого затруднения в определении R_* можно использовать величину φ_0 — отношение значений предельной начальной крутизны спада зависимости $\Delta p(R)$ для воздушной и кислородной смесей одного и того же горючего. Тогда с помощью (3), (4) получаем

$$\varphi_0 = \left\{ \frac{[d(\Delta p)/dR]^a}{[d(\Delta p)/dR]^{ox}} \right\}_{R=R_0} = \frac{\Delta p_0^a R_0^{ox}}{\Delta p_0^{ox} R_0^a} \times \left(1 + \frac{R_{\eta_0}^a}{2(a_1^a)^2 \exp[(a_1^a)^2] R_*^a} \right) /$$

$$\left(1 + \frac{R_{\eta_0}^{ox}}{2(a_1^{ox})^2 \exp[(a_1^{ox})^2] R_*^{ox}} \right), \quad (5)$$

где индексы ox и a относятся соответственно к кислородной и воздушной смесям, для которых объемные плотности энергии заряда различаются в несколько раз.

Представим R_* в следующей форме:

$$R_* = R_*^0 \left[1 - A \frac{\gamma_0}{\gamma_1} \left(\frac{\eta_0}{\eta} \right)^{1/3} R_0 \right], \quad A > 0, \quad (6)$$

обеспечивающей предельный переход к ТВ ($R_0 = 0$). Выделение множителя γ_0/γ_1 связано с различием физических свойств исходной горючей смеси (обозначены индексом 0) и продуктов взрыва (индекс 1). Энергетическое влияние конечного размера взрывающегося объема можно выразить при помощи множителя $(\eta_0/\eta)^{1/3}$, понимая под η_0 локальный коэффициент энергетического подобия взрыва заряда конечного объема соответствующему ТВ ($E_0^0 = \eta_0 E_0$) при $R = R_0$. Он определяется условием совпадения начального избыточного давления Δp_0 со значением $\Delta p(R_0)$ из аналитического решения для сильного ТВ [1]. Присутствие множителя $(\eta_0/\eta)^{1/3}$ объясняется масштабным различием значений R_0 для взрыва заряда конечного объема и локально-подобного ТВ, т. е. при $R = R_0$ энергетический коэффициент η асимптотически эквивалентного ТВ используется в масштабе местного η_0 . Условие $A > 0$ следует из уменьшения Δp для случая заряда конечного объема по отношению к предельному — ТВ, когда большая доля энергии заряда вкладывается в УВ.

Для математического замыкания процедуры срачивания недостающее начальное условие на границе заряда $R = R_0$ можно получить, задавая количественную оценку величины φ_0 . Если привести оба варианта расчета (воздушный и кислородный) к ТВ по предложенному ранее местному энергетическому подобию, то в выражении (5) выделится множитель $(\eta_0^{ox}/\eta_0^a)^{1/3}$. Применяя это значение в качестве оценки к выражению (5) совместно с представлениями вида (6), получим квадратное уравнение для нахождения постоянного коэффициента A . В результате приходим к аналитически единообразному приближению (3) избыточного давления во фронте взрывной волны на промежутке $R_0 \leq R < \infty$, которое количественно согласуется с измерениями [6]

по детонации сферических объемов топливно-воздушных и топливно-кислородных смесей в нормальной атмосфере ($p_0 = 1$ атм, $\gamma = 1.4$).

Эти результаты [6] после их приведения к используемому безразмерному виду с применением динамического радиуса r_d описываются эмпирическими зависимостями:

$$\Delta p = \begin{cases} \frac{b_0}{R^{1.7}}, & b_* \leq R \leq 0.858, \\ \sum_{i=1}^3 \frac{b_i}{R^i}, & R > 0.858, \end{cases} \quad (7)$$

для топливно-воздушных смесей:

$$b_* = 0.229, \quad b_0 = 0.311, \quad b_1 = 0.172,$$

$$b_2 = 0.115, \quad b_3 = 0.0586,$$

для топливно-кислородных смесей:

$$b_* = 0.143, \quad b_0 = 0.406, \quad b_1 = 0.192,$$

$$b_2 = 0.139, \quad b_3 = 0.0820.$$

В непосредственной близости от поверхности заряда ($R = R_0$) на расстоянии около $0.25R_0$ наблюдается резкое (двукратное) падение начального давления во фронте УВ.

Рассмотрим в качестве характерного газообразного горючего пропан, исходные параметры возьмем из работы [6]. Для воздушной смеси $Q^a = 835$ ккал/м³, $\gamma_0^a = 1.38$, $\gamma_1^a = 1.25$, $\Delta p_0^a = 13.7$, $R_0^a = 0.191$. Применяя асимптотику ТВ при $R \ll 1$ [1]: $\Delta p_{ТВ} = 0.157R^{-3}$, из условия локального подобия $\Delta p_{ТВ}(R_0) = \Delta p_0$ находим $\eta_0^a = 6.382\Delta p_0 R_0^3 = 0.609$. Для кислородной смеси $Q^{ox} = 3450$ ккал/м³, $\gamma_0^{ox} = 1.34$, $\gamma_1^{ox} = 1.24$, $\Delta p_0^{ox} = 24.2$, $R_0^{ox} = 0.119$, откуда $\eta_0^{ox} = 0.257$. Асимптотические энергетические коэффициенты определяются из (2): $\eta^a = 0.802$ и $\eta^{ox} = 0.829$.

Подстановка в (5) приведенных параметров и использование принятой оценки для $\varphi_0 \approx (\eta_0^a/\eta_0^a)^{1/3}$ дает квадратное уравнение

$$0.0188A^2 - 1.105A + 3.156 = 0$$

с корнями 3.01 и 55.7, больший из которых непригоден, поскольку приводит к $R_* < 0$. Таким образом, с точностью до 0.3 % остается принять в (6)

$$A = 3. \quad (8)$$

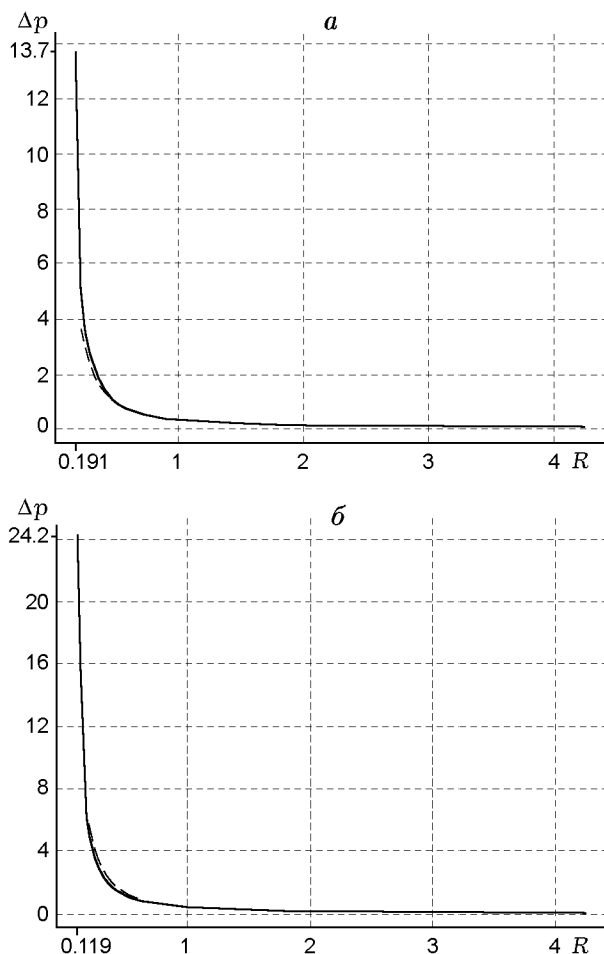


Рис. 1. Зависимость избыточного давления в ударном фронте от расстояния:

a — горючая смесь пропан — воздух, безразмерный радиус заряда 0.191, *б* — смесь пропан — кислород, безразмерный радиус заряда 0.119; сплошная линия — уравнение (3), штриховая — эмпирические данные (7) из [6]

Тем самым удается теоретически получить единообразное распределение $\Delta p(R)$, которое является результатом аналитического сращивания асимптотического решения ($R \gg 1$) газодинамических уравнений [1] с начальными ($R = R_0$) условиями возникновения фронта взрывной УВ.

Найденная зависимость (3) хорошо согласуется с эмпирическими данными (7) из работы [6] (рис. 1), в которой приведен полный набор необходимых характерных параметров, включая начальные избыточные давления в УВ Δp_0 , полученные из решения конкретных задач о распаде детонационного скачка при выходе его на границу взрывающегося объема. Разли-

чие данных теории и эксперимента находится в пределах 10 %, что согласуется с 5 ÷ 10%-й погрешностью измерений параметров УВ, указанной в [6]. Характер теоретического распределения (3) в непосредственной близости от поверхности заряда, а именно снижение Δp в два раза внутри области $R < 1.25R_0$, соответствует наблюдаемому. Оно связано с большим значением начального градиента

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \beta_0 &= \left. \frac{d(\Delta p)}{dR} \right|_{R=R_0} = \\ &= \frac{\Delta p_0}{R_0} \left[1 + \frac{R\eta_0}{2a_1^2 \exp(a_1^2 R_*)} \right], \quad (9) \end{aligned}$$

где β_0 — угол наклона касательной к кривой $\Delta p(R)$ (3) в точке $R = R_0$.

Для смесей пропана с воздухом и с кислородом формула (9) дает соответственно $\operatorname{tg} \beta_0^a = 715.6$, $\beta_0^a = 89.92^\circ$ и $\operatorname{tg} \beta_0^{ox} = 956.9$, $\beta_0^{ox} = 89.94^\circ$, что составляет всего лишь 0.09%-е и 0.07%-е отклонение угла β_0 от 90° , т. е. от бесконечного градиента $\Delta p(R)$.

По сравнению с газообразными горючими системами конденсированные ВВ обладают на три порядка большей объемной плотностью энергии заряда, так что характер их взрыва имеет определенные черты ТВ (с бесконечной объемной плотностью энергии). Это требует при построении $\Delta p(R)$ для случая конденсированных ВВ принимать во внимание также и второй член в представлении (1), отражающий влияние особенности в центре $R = 0$, чтобы обеспечить предельный переход к ТВ [1] при $R_0 = 0$. Тогда, подобно (3), можно записать

$$\begin{aligned} \Delta p &= \frac{A_1}{R_\eta \sqrt{\ln(R_\eta/R_* + C)}} + \\ &+ \frac{A_2}{R_\eta \ln^2(R_\eta/R_* + 1 + C_1)}, \quad (10) \end{aligned}$$

выбрав $C_1 = B(\eta_0/\eta)^{1/3}R_0$ в виде, аналогичном (6).

В выражении (10), как и в (3), коэффициенты A_1 и A_2 должны сохранять значения, найденные в (1) для ТВ, чтобы оба первых члена асимптотического разложения при $R \gg 1$, вытекающего из (10) после возвращения к асимптотически эквивалентному ТВ ($\eta = 1$, $R_0 = 0$), совпадали с таковыми для асимптотики (1). Тогда будет достигнуто асимптотическое поведение в дальней зоне взрыва заряда конечного объема для конденсированного ВВ:

$$\Delta p = \frac{A_1 \eta^{1/3}}{R \sqrt{\ln R}} + \frac{A_2 \eta^{1/3}}{R \ln^2 R}.$$

Неизвестные постоянные C_1 и C находятся с помощью аналитического сращивания представления (10) с начальными условиями появления УВ в окружающей среде при распаде детонационного фронта, выходящего на поверхность заряда. Величину R_* целесообразно заимствовать из (1) для ТВ: $R_* \approx R_*^0$, руководствуясь малостью η_0/η и R_0 из-за большой объемной плотности энергии заряда конденсированных ВВ. Коэффициент B и величина C_1 находятся из начального условия $\Delta p(R_0) = \Delta p_0$, задаваемого решением задачи о распаде разрыва, следующим образом:

$$\begin{aligned} C_1 &= \exp \xi - 1 - \frac{R\eta_0}{R_*^0}, \\ \xi &= \sqrt{\frac{a_2}{1 - a_1 \ln^{-1/2}(R\eta_0/R_*^0 + C)}}, \quad (11) \\ a_j &= \frac{A_j}{R_\eta \Delta p_0}. \end{aligned}$$

В качестве энергетического коэффициента подобия с ТВ на границе заряда $R = R_0$ и в непосредственной близости от нее следует использовать локальное значение коэффициента $\eta_0 = \eta(R_0)$ и принять $R\eta_0 = R_0 \eta_0^{-1/3}$ вместо выражения (3).

Определение величины C требует задания еще одного условия для математического замыкания проблемы сращивания асимптотического решения ($R \gg 1$) газодинамических уравнений с начальным состоянием ($R = R_0$) возникновения УВ. В качестве такового естественно использовать свойства начального градиента $\operatorname{tg} \beta_0 = -[d(\Delta p)/dR]$ зависимости $\Delta p(R)$ при $R = R_0$. Пользуясь (10) и (11), нетрудно показать, что в последнем соотношении имеется максимум по параметру C при выполнении условия

$$\frac{\exp \xi}{R_\eta \eta_0 / R_*^0 + C} \left\{ 1 + \frac{3}{2 \ln(R_\eta \eta_0 / R_*^0 + C)} \right\} - \frac{3}{\xi} - 1 = 0. \quad (12)$$

Уравнение в (12) может быть использовано для определения величины C , поскольку ожидаемое начальное значение крутизны падения кривой избыточного давления во фронте взрывной волны не ограничено сверху.

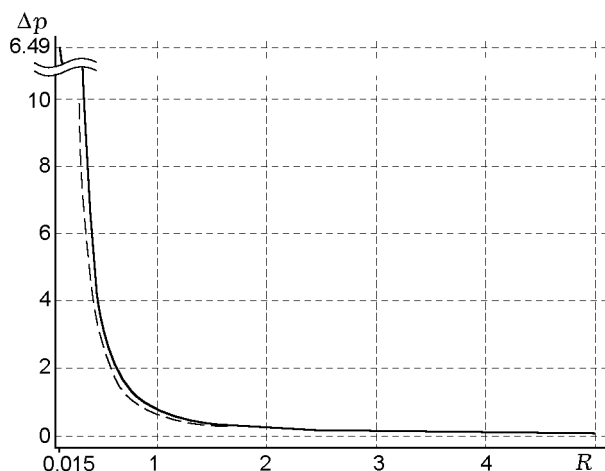


Рис. 2. Зависимость избыточного давления в ударном фронте от расстояния:

сплошная линия — уравнение (10), штриховая — эмпирическая зависимость [5] вида (7), взрывчатое вещество — тротил, безразмерный радиус заряда 0.015

Для тротила воспользуемся данными [13]: $\rho_0 = 1.62 \text{ г/см}^3$, $Q = 1050 \text{ ккал/кг}$, $\gamma = 1.25$ (для расширившихся продуктов взрыва), начальное давление возникающей УВ $\approx 650 \text{ атм}$, т. е. $\Delta p_0 \cong 649$. Тогда из (2) находим $\eta = 0.976$ (для конденсированных ВВ внутренняя энергия исходного заряда не учитывается), а $R_0 = 0.0150$ и $\eta_0 = 0.0141$. Решение уравнения (12) дает $C = 0.990$, а из (11) получаем $B = 0.245$. Таким образом, удастся окончательно прийти к аналитическому приближению (10) для избыточного давления в УВ при взрыве конденсированных ВВ на промежутке ее распространения $R_0 \leq R < \infty$. Полученное распределение $\Delta p(R)$ хорошо согласуется количественно с экспериментальными данными М. А. Садовского [5] по детонации компактных зарядов конденсированных ВВ в атмосфере, которые описываются степенными эмпирическими зависимостями (7) с коэффициентами $b_1 = 0.234$, $b_2 = 0.227$, $b_3 = 0.167$ ($0.1 < \Delta p < 10$) после приведения [14] к используемому безразмерному виду. Отличие теоретического распределения (10) от эмпирических данных (рис. 2) не превосходит 10 %, достигая наибольшего значения вблизи $R \approx 1.5$ и меняя знак отклонения с минуса на плюс с увеличением расстояния. В непосредственной близости от границы заряда R_0 (практически при $R < 4R_0 \approx 0.06$) в приближении (10) следует пользоваться локальным энергетическим коэффициентом η_0 , т. е. перейти к

$R_\eta = R\eta_0^{-1/3}$ вместо (3). Сглаживание такого перехода можно достичь последовательным ступенчатым уменьшением η до η_0 .

Величина начального градиента зависимости $\Delta p(R)$ выражается для (10) в виде

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}(\beta_0) = & - \left. \frac{d(\Delta p)}{dR} \right|_{R=R_0} = \frac{\Delta p_0}{R_0} \times \\ & \times \left[1 + \frac{a_1}{2(1 + R_*^0 C / R_{\eta_0}) \ln^{3/2}(R_{\eta_0} / R_*^0 + C)} + \right. \\ & \left. + \frac{2a_2}{(1 + R_*^0(C_1 + 1) / R_{\eta_0}) \ln^3(R_{\eta_0} / R_*^0 + C_1 + 1)} \right]. \end{aligned}$$

Отсюда для тротила $\operatorname{tg} \beta_0 = 1.232 \cdot 10^5$, что соответствует значению $\beta_0 = 89.9995^\circ$, составляя с точностью до 0.0005 % угол в 90° .

Таким образом, удается получить аналитическое приближение для зависимости избыточного давления во фронте УВ, возбужденной взрывом сферического объема в однородной атмосфере. Вдали от взорванного заряда это приближение выходит на асимптотическое представление, вытекающее из асимптотических решений нелинейной системы газодинамических уравнений с использованием теории точечного взрыва. В непосредственной близости от поверхности взрывающегося объема оно совпадает с начальными характеристиками возникновения ударного фронта. Предложенный аналитический подход в достаточной мере применим к взрыву газовых и твердых зарядов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. 9-е изд. М.: Наука, 1981.
2. Коробейников В. П., Мельникова Н. С., Рязанов Е. В. Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1965.
3. Фонарев А. С., Чернявский С. Ю. Расчет ударных волн при взрыве сферических зарядов взрывчатых веществ в воздухе // Механика жидкости и газа. 1968. № 5. С. 169–174.
4. Ждан С. А. Расчет взрыва газового сферического заряда в воздухе // ПМТФ. 1975. № 6. С. 56–62.
5. Садовский М. А. Механическое действие воздушных ударных волн по данным экспериментальных исследований // Физика взрыва. 1952. № 1.
6. Когарко С. М., Адушкин В. В., Лямин А. Г. Исследование сферической детонации газовых смесей // Физика горения и взрыва. 1965. № 2. С. 22–34.

7. **Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А.** О моделировании волн давления, образующихся при детонации и горении газовых смесей // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 2. С. 90–97.
8. **Асланов С. К.** Об асимптотике взрывных ударных волн // Докл. (Доповіді) Национальной академии наук Украины. 2003. № 4. С. 40–44.
9. **Охоцимский Д. Е., Кондрашева И. А., Власова З. П., Козакова Р. К.** Расчет точечного взрыва с учетом противодействия / Труды Мат. ин-та им. В. А. Стеклова. М., 1957. Т. 50. С. 1–65.
10. **Ван Дайк М.** Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир, 1967.
11. **Якимов Ю. Л.** Об асимптотических решениях уравнений одномерного неустановившегося движения идеального газа и об асимптотических законах затухания ударных волн // Прикл. математика и механика. 1955. Т. 19, № 6. С. 681–692.
12. **Асланов С. К., Голинский О. С.** Энергия асимптотически эквивалентного точечного взрыва заряда конечного объема в совершенном газе // ПМТФ. 1988. № 6. С. 44–51.
13. **Физика взрыва** / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, Р. П. Чельшев, Б. И. Шехтер. М.: Наука, 1975.
14. **Губкин К. Е.** Распространение взрывных волн // Механика в СССР за 50 лет. Т. 2: Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. С. 269–311.

Поступила в редакцию 17/VI 2005 г.
