

УДК 519.6:533.7:539.19

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВЗРЫВНЫХ ЯВЛЕНИЙ: ДИНАМИКА ВЗРЫВА И ЕГО ДЕЙСТВИЕ НА ЧЕЛОВЕКА И ОБЪЕКТЫ ИНФРАСТРУКТУРЫ¹

Степанов К.Л., к.ф.-м.н., доцент, Станкевич Ю.А., к.ф.-м.н.
Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси

Рассмотрены физические и гидродинамические процессы, сопровождающие взрывы конденсированных взрывчатых веществ и топливно-воздушных смесей. Разработаны широкодиапазонные уравнения состояния продуктов взрыва и воздуха. Созданы физическая модель и программный код для моделирования одномерных гидродинамических процессов в ближней зоне взрыва, основанные на уравнениях газовой динамики. Эти программно-аппаратные средства являются базой для оценки последствий взрывов и снижения рисков чрезвычайных ситуаций природного и техногенного характера. Описанная модель показала свою работоспособность в широком диапазоне энергий взрыва.

(Поступила в редакцию 21 октября 2008 г.)

Введение. Целью настоящей работы является разработка физических, математических и компьютерных моделей взрывных процессов, проведение вычислительных экспериментов и построение на их основе инженерных методик оценки последствий взрывов конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) и топливно-воздушных смесей (ТВС). Рассматриваются физические процессы, протекающие в ближней зоне взрыва, анализируются широкодиапазонные уравнения состояния продуктов взрыва и окружающего воздуха, обсуждается основанная на уравнениях газовой динамики одномерная гидродинамическая модель, приводятся результаты многочисленных расчетов.

1. Гидродинамика взрыва. Взрыв представляет собой процесс очень быстрого химического или физического превращения вещества, сопровождающийся переходом его внутренней энергии в механическую работу. Газообразные продукты взрыва, резко расширяясь, действуют как поршень на окружающую среду. В ней формируется ударная волна (УВ), на фронте которой происходит сильное сжатие и нагрев первоначально холодного воздуха. Давление в УВ в окрестности взрыва может достигать $\sim 10^2\text{--}10^3$ атм. УВ движется от эпицентра взрыва со скоростью, превышающей скорость звука в невозмущенной среде. При этом в движение вовлекаются все новые объемы окружающего воздуха. Энергия продуктов взрыва при их расширении передается во внешнюю область и переходит в тепловую и кинетическую энергию окружающего газа.

На ранних этапах распространения УВ (в ближней зоне взрыва) давление за ее фронтом гораздо больше давления во внешней среде, которое обычно близко к атмосферному. Эта стадия взрыва называется *сильный взрыв* [2]. Таким образом, в ближней зоне можно не учитывать противодействие внешней среды. Здесь картина взрыва описывается наиболее простым аналитическим образом, поскольку реализуется так называемый автомодельный режим [3]. Скорость движения УВ на этой стадии может достигать ≥ 10 км/с. С течением времени УВ затухает, величина скачка давления, значения скорости и плотности на фронте УВ уменьшаются. На этой промежуточной гидродинамической стадии перепад давления на фронте волны сопоставим с давлением внешней среды, плотность сжатого вещества за фронтом УВ в несколько раз превышает плотность в невозмущенном состоянии, скорость движения ударной волны составляет ~ 1 км/с. Избыточное давление и его импульс здесь достаточно велики, чтобы вызвать

¹ Доложена на Международной научно-практической конференции «Инновационные технологии защиты от чрезвычайных ситуаций», Минск, 2–3 октября 2008 г.

ощутимые разрушения.

В последующие моменты времени из-за рассеяния энергии взрыва в большом объеме амплитуда УВ падает, превышение давления за фронтом над атмосферным невелико, а скорость УВ, уменьшаясь, стремится к скорости звука в окружающей среде. В этой фазе кинетическая энергия направленного движения вещества в области взрыва уменьшается, переходя в тепловую. Данная поздняя стадия взрыва описывает поведение внешней среды на больших расстояниях от области энерговыделения, где распространение слабой волны сжатия, в которую вырождается УВ, можно рассматривать на основе законов акустики. В этой так называемой области *слабого взрыва* действуют асимптотические законы поведения гидродинамических характеристик слабой УВ [4].

Основным фактором воздействия взрыва конденсированных взрывчатых веществ является УВ, которая приводит к импульсному нагружению объектов, находящихся в области взрыва. Это воздействие связано как с большим избыточным давлением за фронтом УВ, так и с метательным ее действием (скоростным напором), обусловленным движением воздуха. Если объект находится в ближней зоне взрыва, он подвергается дроблению и сильной пластической деформации. Вдали от эпицентра разрушения, естественно, менее интенсивны, но зона, в которой они происходят, гораздо больше. При взрывах топливно-воздушных смесей, помимо взрывной волны, большое значение имеет термическое воздействие продуктов взрыва.

Важнейшая характеристика ВВ и горючих смесей – теплота реакции, т. е. энергия экзотермического превращения в расчете на единицу массы заряда. Для типичных ВВ теплота взрывчатого превращения колеблется в пределах 2,1–7,5 МДж/кг (500–1800 ккал/кг). Мощность взрыва зависит также от скорости химического превращения. С увеличением этой скорости возрастает мощность взрыва. Например, 1 кг тротила (его теплота реакции 4,2 МДж) занимает объем 0,85 л, при скорости детонации 7 км/с время выделения энергии $1,2 \cdot 10^{-5}$ с. Такому взрыву соответствует мощность 350 ГВт.

Удельные calorийности ВВ и ТВС сопоставимы, однако объемная плотность энергии конденсированных ВВ примерно в 10^3 раз выше, чем в горючих смесях. Поэтому давления в продуктах взрыва ВВ достигают $\sim 10^5$ атм, в то время как в горючих смесях ~ 10 атм. В таблице 1 приводится ряд характеристик типичных ВВ и горючих смесей [1]. Отметим, что теплота сгорания ТВС относится к массе продуктов горения, а не к массе топлива, при этом смесь топлива и окислителя (кислород или воздух) считается стехиометрической.

Таблица 1 – Параметры некоторых взрывчатых веществ и горючих смесей

| Взрывчатое вещество, горючая смесь | Удельная теплота взрыва, МДж/кг | Объем газообразных продуктов, м ³ /кг | Скорость детонации, км/с | Объемная теплота взрыва, МДж/л |
|------------------------------------|---------------------------------|--|--------------------------|--------------------------------|
| Тротил | 4,2 | 0,75 | 7,0 | 6,7 |
| Гексоген | 5,4 | 0,89 | 8,1 | 8,6 |
| Нитроглицерин | 6,2 | 0,69 | 7,7 | 9,9 |
| Смесь бензола с O ₂ | 9,7 | | | 0,018 |
| Смесь углерода с O ₂ | 8,9 | | | 0,017 |
| Смесь водорода с O ₂ | 13,5 | | | 0,007 |
| Смесь водород + воздух | 4,3 | | | 0,0037 |
| Окись этилена + воздух | 4,2 | | | 0,005 |

2. Сильный точечный взрыв. Основные закономерности взрывных процессов можно исследовать на примере одномерного взрыва, когда гидродинамическая картина

определяется только временем и расстоянием до эпицентра. Анализ одномерного взрыва можно провести в общем случае произвольной геометрии: это может быть плоский взрыв (заряд представляет собой плоскую бесконечную пластину), цилиндрический взрыв (заряд – нить) или сферический взрыв, когда заряд является точечным. Симметрия задачи определяется параметром ν , так что его значения 1, 2 и 3 соответствуют плоскому, цилиндрическому и сферическому случаям. Соответственно E есть энергия взрыва при $\nu=3$, энергия, отнесенная к единице длины источника, при $\nu=2$ и энергия, отнесенная к единице поверхности, когда $\nu=1$. Простейшим является приближение сильного точечного взрыва. В этой модели пренебрегается массой и начальным размером заряда по сравнению с массой охваченного движением воздуха и размером возмущенной области, а также считается, что давление за УВ намного выше атмосферного ($p_F \gg p_0$), т. е. УВ является сильной. В такой постановке взрыв характеризуется лишь его энергией E , а единственный параметр воздуха – его плотность ρ_0 , поскольку давление p_0 несущественно. Из соображений размерности сразу находим закон движения фронта УВ:

$$r_F = \alpha (E / \rho_0)^{1/(\nu+2)} t^{2/(\nu+2)}. \quad (1)$$

Здесь $\alpha \approx 1$. Для сферического взрыва координата УВ зависит от времени, как $r_F \sim t^{0.4}$. В сильной УВ плотность и давление резко возрастают до значений:

$$\rho_F = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_0, \quad p_F = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 D^2. \quad (2)$$

Предельное сжатие ρ_F/ρ воздуха определяется его показателем адиабаты γ , который, согласно уравнению состояния совершенного газа, связывает удельную внутреннюю энергию с давлением и плотностью:

$$\varepsilon = \frac{p/\rho}{\gamma - 1}. \quad (3)$$

При комнатной температуре в двухатомном газе, каковым является воздух, из внутренних степеней свободы возбуждены только вращения молекул, и $\gamma = 7/5$. При высоких температурах (вблизи эпицентра взрыва) возбуждаются колебательные и электронные состояния молекул, возможна диссоциация и ионизация воздуха. Эти процессы ведут к изменению значения γ [5] и предельного сжатия.

Из (1)–(2) следует зависимость скорости УВ $D = dr_F/dt$ и давления p_F от времени и координаты фронта:

$$D = \frac{2\alpha}{\nu + 2} (E / \rho_0)^{1/(\nu+2)} t^{-\nu/(\nu+2)}, \quad p_F = \frac{2}{\gamma + 1} \left(\frac{2\alpha}{\nu + 2} \right)^2 (E / \rho_0^{\nu/2})^{2/(\nu+2)} t^{-2\nu/(\nu+2)} \quad (4)$$

$$D = \frac{2}{\nu + 2} \alpha^{(\nu+2)/2} (E / \rho_0)^{1/2} r_F^{-\nu/2}, \quad p_F = \frac{2\alpha^{(\nu+2)} E}{\gamma + 1} \left(\frac{2}{\nu + 2} \right)^2 r_F^{-\nu}$$

Как видно, по мере удаления от эпицентра УВ затухает, ее скорость и давление на фронте падают, условия сильного взрыва перестают выполняться, начинает сказываться давление окружающего воздуха p_0 . В задаче появляются новые параметры: длина R_0 , скорость c_0 и время t_0 :

$$R_0 = (E / p_0)^{1/\nu}, \quad c_0 = (p_0 / \rho_0)^{1/2}, \quad t_0 = R_0 / c_0. \quad (5)$$

Величина R_0 называется динамическим радиусом взрыва и определяет характерный размер области, в которой внутренняя энергия окружающей среды, близкая к величине $p_0 R_0^\nu$, оказывается равной энергии взрыва E . Константа с размерностью скорости c_0 с точностью до $\gamma^{1/2}$ совпадает со скоростью звука в невозмущенной среде. Масштаб времени t_0 есть время, за которое звуковое возмущение проходит область размером R_0 . На рисунке 1 демонстрируется зависимость динамического радиуса R_0 и масштаба t_0 от энергии взрыва. Здесь же показано соответствие энергии взрыва массе заряда ВВ в тротиловом эквиваленте (кг ТНТ). Для взрыва 5 кг тротила $E = 21$ МДж, $R_0 = 5,94$ м, $t_0 = 0,021$ с (см. рисунок 1). Если выразить законы сильного точечного взрыва (1), (2) и (4), отнеся координату, время, скорость и давление к R_0 , t_0 , c_0 и p_0 :

$$\bar{r}_F = r_F / R_0, \quad \bar{t} = t / t_0, \quad \bar{D} = D / c_0, \quad \bar{p}_F = p_F / p_0, \quad (6)$$

окажется, что в них энергия E и плотность ρ_0 отсутствуют, т. е. взрывы с разными значениями этих параметров описываются универсальными зависимостями:

$$\bar{r}_F = \alpha \bar{t}^{2/(\nu+2)}, \quad \bar{D} = \frac{2\alpha^{(\nu+2)/2}}{\nu+2} \bar{r}_F^{-\nu/2}, \quad \bar{p}_F = \frac{2}{\gamma+1} \left(\frac{2}{\nu+2} \right)^2 \alpha^{\nu+2} \bar{r}_F^{-\nu}. \quad (7)$$

Соотношения (7) устанавливают закон подобия сильного взрыва: в один и тот же приведенный момент времени \bar{t} безразмерная координата фронта УВ \bar{r}_F одинакова для всех взрывов с различными E и ρ_0 . Кроме того, при заданных \bar{t} или \bar{r}_F одинаковы скорость УВ \bar{D} и давление за фронтом \bar{p}_F .

Отметим, что законы подобия, хотя и в приближенном виде, справедливы и на более поздней стадии, не удовлетворяющей условиям сильного точечного взрыва. На этом принципе основано предсказание параметров природных взрывных волн по параметрам взрывов, проводимых в экспериментальных условиях [6]. Согласно ему, если два заряда разного размера, но одинаковой формы и одинакового ВВ взрываются в одной и той же атмосфере, то подобные ударные волны будут наблюдаться при одинаковых значениях безразмерного расстояния. Таким образом, при сферических взрывах в атмосфере двух зарядов, отличающихся величиной энергии E , одинаковые по интенсивности УВ имеют место на расстояниях (в моменты времени), которые пропорциональны $E^{1/3}$. Это есть так называемый закон кубического корня.

3. Уравнения состояния продуктов взрыва и воздуха. Для гидродинамического описания взрывных процессов требуется знание уравнения состояния вещества (УРС). Калорическое УРС устанавливает связь давления с плотностью и внутренней энергией среды $\varepsilon = \varepsilon(p, \rho)$, что позволяют замкнуть описывающую взрыв систему уравнений газовой

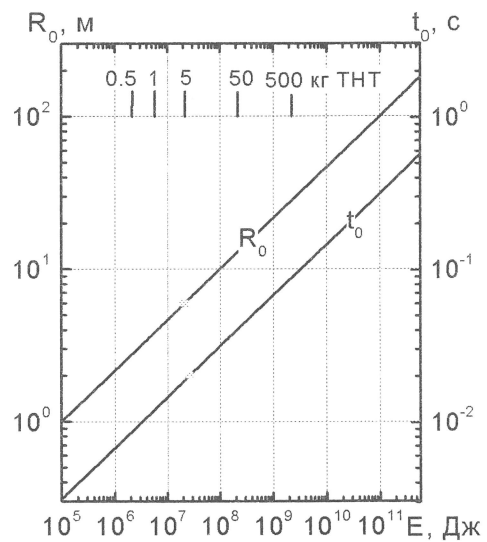
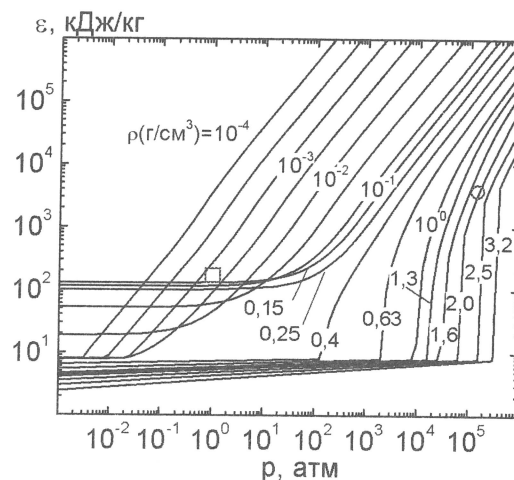


Рисунок 1 – динамический радиус R_0 и время t_0 в функции E для сферического взрыва

динамики. При моделировании динамики взрыва использовались различные уравнения состояния продуктов взрыва (ПВ). Одно из них – УРС Кузнецова–Шведова для продуктов детонации гексогена [7], другое – уравнение Джонса–Уилкинса–Ли для различных конденсированных ВВ [1]. На рисунке 2 показано УРС гексогена в широком интервале параметров состояния. Для воздуха и ПВ горючих смесей можно использовать уравнение состояния идеального газа (3), но в качестве γ следует брать величину эффективного показателя адиабаты [8].

Важную роль для оценки механического воздействия взрыва играет ударная адиабата, определяющая параметры среды за УВ. В таблице 2 приведены характеристики воздуха за УВ в зависимости от ее интенсивности [9]. Последняя характеризуется отношением избыточного давления за УВ к давлению перед ней $\Delta p_F/p_0 = (p_F - p_0)/p_0$. Дана скорость движения УВ D , массовая скорость газа за ее фронтом u_F , степень сжатия ρ_F/ρ_0 , температура за УВ T_F , величина эффективного показателя адиабаты γ_F . В последнем столбце дано превышение над атмосферным давлением за фронтом отраженной УВ.



Цифры у кривых – плотность, ○ и □ – области начального и конечного состояний ПВ

Рисунок 2 – Калорическое уравнение состояния ПВ гексогена

Таблица 2 – Параметры УВ в воздухе при $p_0 = 1$ атм и $\rho_0 = 1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³

| $\Delta p_F / p_0$ | $D, \text{ м / с}$ | $u_F, \text{ м / с}$ | ρ_F / ρ_0 | $T_F, \text{ К}$ | γ_F | $\Delta p_R / p_0$ |
|--------------------|--------------------|----------------------|-------------------|------------------|------------|--------------------|
| 0,1356 | 359,97 | 31,230 | 1,0950 | 300,00 | 1,4013 | 0,7962 |
| 0,4175 | 397,04 | 87,199 | 1,2814 | 320,00 | 1,4013 | 1,6961 |
| 0,7313 | 434,56 | 139,54 | 1,4730 | 340,00 | 1,4012 | 2,8296 |
| 1,0698 | 471,67 | 188,08 | 1,6632 | 360,00 | 1,4010 | 4,1839 |
| 1,7975 | 542,90 | 274,56 | 2,0232 | 400,00 | 1,4006 | 7,4823 |
| 2,5686 | 609,28 | 349,59 | 2,3462 | 440,00 | 1,4001 | 11,441 |
| 3,7738 | 700,40 | 446,81 | 2,7620 | 500,00 | 1,3989 | 18,357 |
| 4,6001 | 756,44 | 504,29 | 3,0000 | 540,00 | 1,3979 | 23,492 |
| 5,8664 | 834,88 | 582,69 | 3,3105 | 600,00 | 1,3961 | 31,844 |
| 6,9422 | 896,00 | 642,51 | 3,5347 | 650,00 | 1,3944 | 39,313 |
| 8,0363 | 954,01 | 698,54 | 3,7344 | 700,00 | 1,3924 | 47,194 |
| 10,275 | 1062,5 | 801,93 | 4,0771 | 800,00 | 1,3882 | 64,023 |
| 14,928 | 1257,4 | 984,54 | 4,6079 | 1000,0 | 1,3791 | 101,31 |
| 22,272 | 1512,9 | 1220,7 | 5,1787 | 1300,0 | 1,3658 | 164,41 |
| 27,377 | 1666,6 | 1362,1 | 5,4727 | 1500,0 | 1,3577 | 210,51 |
| 32,641 | 1811,0 | 1494,6 | 5,7246 | 1700,0 | 1,3501 | 259,63 |
| 40,847 | 2014,3 | 1681,5 | 6,0527 | 2000,0 | 1,3393 | 338,98 |
| 52,422 | 2268,6 | 1916,2 | 6,4375 | 2400,0 | 1,3257 | 456,19 |
| 64,941 | 2512,6 | 2143,2 | 6,8028 | 2800,0 | 1,3123 | 589,59 |
| 78,828 | 2755,8 | 2372,0 | 7,1798 | 3200,0 | 1,2983 | 746,05 |
| 94,615 | 3006,2 | 2609,9 | 7,5842 | 3600,0 | 1,2837 | 934,30 |
| 112,61 | 3266,8 | 2858,6 | 8,0041 | 4000,0 | 1,2697 | 1159,5 |

4. Максимальные параметры УВ в воздухе. Поскольку УВ – основной фактор воздействия взрыва на окружающую среду, важно знать, какие характеристики взрыва определяют максимальные параметры распространяющейся в воздухе УВ. Ответ на этот вопрос можно найти, рассматривая задачу о распаде произвольного разрыва, который имеет место на контактной границе между ПВ и воздухом в начальный момент времени. Анализ показывает, что искомое уравнение для давления за фронтом УВ имеет вид [10]:

$$\frac{p_F}{p_0} = \frac{p_{ПВ}}{p_0} \left[1 - \frac{(\gamma_{ПВ} - 1)(p_F / p_0 - 1)c_0 / c_{ПВ}}{\{2\gamma_0 [(\gamma_0 + 1)p_F / p_0 + (\gamma_0 - 1)]\}^{1/2}} \right]^{\frac{2\gamma_{ПВ}}{\gamma_{ПВ} - 1}} \quad (8)$$

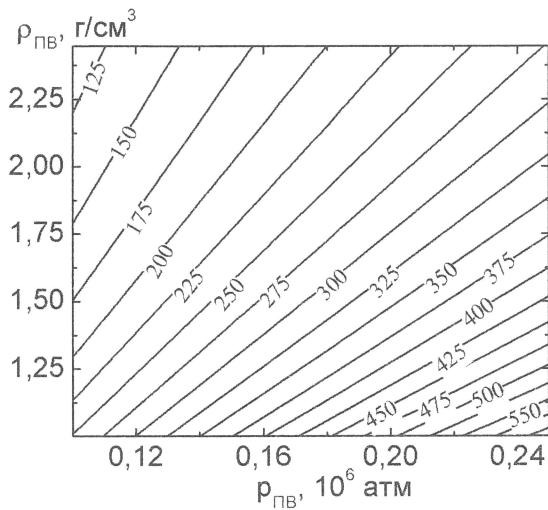


Рисунок 3 – Давление за фронтом УВ при взрыве конденсированного ВВ

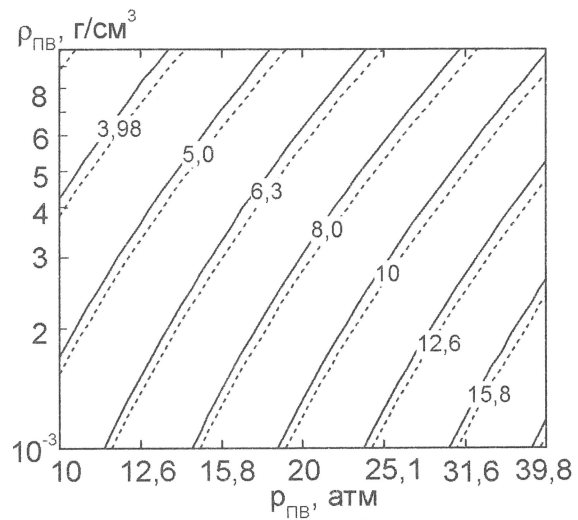


Рисунок 4 – Давление за фронтом УВ при взрыве ТВС

Невозмущенные параметры воздуха, как правило, всегда одинаковы: $p_0 = 1$ атм, $\rho_0 = 1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $\gamma_0 = 7/5$. Поэтому за УВ p_F зависит в основном от начального давления в продуктах взрыва $p_{ПВ}$, их первоначальной плотности $\rho_{ПВ}$, а также величины $\gamma_{ПВ}$. Результаты расчета показаны на рисунках 3 и 4. Здесь по оси абсцисс дается давление ПВ (в миллионах атмосфер), по оси ординат – исходная плотность ПВ, линии на графике отвечают различному уровню давления за УВ (в атмосферах). Расчет с конденсированным ВВ выполнен при условии, что $\gamma_{ПВ} = 3$, а анализ горючей смеси сделан для $\gamma_{ПВ} = 1,4$ (сплошные кривые) и 1,3 (пунктир). Это как раз тот диапазон, в котором, как правило, лежат значения показателя адиабаты ПВ. Приведенные параметры УВ реализуются в первоначальные моменты времени, когда распад разрыва на границе ПВ и воздуха можно считать плоским. В дальнейшем амплитуда УВ снижается из-за эффекта сферического разлета продуктов взрыва. Отметим, что задача о распаде произвольного разрыва – хороший тест для численных гидродинамических моделей начальной стадии взрыва, которые должны описывать течения с перепадами параметров, достигающими многих порядков величины.

5. Моделирование начальной стадии взрыва. Компьютерное моделирование гидродинамики сферического взрыва проводилось на основе лагранжевых уравнений газовой динамики:

$$u = \frac{\partial r}{\partial t}, \quad \rho = \frac{\partial m}{r^2 \partial r}, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + r^2 \frac{\partial p}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + p \frac{\partial (r^2 u)}{\partial m} = 0. \quad (9)$$

Здесь лагранжева координата m представляет собой массу вещества, заключенную в единичном телесном угле, r – эйлерова координата, t – время, u – скорость, ε – удельная внутренняя энергия. Первое уравнение в (9) – это определение скорости, второе связывает лагранжеву координату с пространственной переменной, третье – уравнение движения и последнее – уравнение энергии. Для решения уравнений (9) используется полностью консервативная разностная схема сквозного расчета второго порядка точности. Она лежит в основе разработанного пакета программ EXPLOSION [5]. Расчет гидродинамики взрыва проводится до моментов времени, когда УВ выходит на акустическую стадию. В начальный момент среда и ПВ неподвижны, параметры воздуха отвечают их исходному состоянию, а плотность, давление и внутренняя энергия равномерно распределены в ПВ.

Приведем несколько иллюстраций выполненных расчетов (детальный анализ содержится в [5]). На рисунке 5 показано пространственное распределение давления и скорости при взрыве заряда гексогена массой 5 кг (энергия взрыва $E=27$ МДж). Метки на графиках давления отвечают положению контактной границы между ПВ и воздухом. Видно, что вначале происходит интенсивное расширение ПВ, которые к $t \approx 10^{-3}$ с имеют радиус около 1,4 м, а далее наблюдаются колебания вблизи положения равновесия. При $t \sim 10^{-4}$ с давление на фронте волны около 10^2 атм, скорость воздуха – несколько км/с, в момент времени $t \sim 10^{-3}$ с давление снижается до 10 атм, скорость – до 1 км/с, при $t \sim 10^{-2}$ с давление $p \approx 1,5$ атм и $u \approx 10^2$ м/с, а к моменту $t=0,1$ с взрыв выходит на акустическую стадию, превышение давления в УВ над фоновым 0,03 атм, скорость воздуха за УВ около 6 м/с, а скорость УВ D близка к скорости звука. К моменту $t \approx 0,1$ с параметры ПВ и воздуха стабилизируются, а к $t=1$ с перестают изменяться со временем. От области взрыва распространяется слабая звуковая волна.

Из анализа численных расчетов следует связь избыточного давления в УВ с энергией взрыва и расстояния до его эпицентра. Эта зависимость имеет вид:

$$\Delta p_F (\text{атм}) = \left[\frac{\eta}{r(\text{м}) / q^{1/3} (\text{кг}) - \xi} \right]^{1/\delta}, \quad q (\text{кг}) = \left[\frac{r(\text{м})}{\xi + \eta \Delta p^{-\delta} (\text{атм})} \right]^3 \quad (10)$$

ВВ: $\xi = 1,1139$; $\eta = 1,3611$; $\delta = 0,851$. ТВС: $\xi = 0,5643$; $\eta = 1,5047$; $\delta = 0,776$.

Здесь расстояния r_F задаются в метрах, избыточные давления Δp_F – в атмосферах, а энергия выражается через q – массу (в килограммах) тротилового эквивалента взрыва. Если данные, следующие из соотношений (10), сопоставить с существующими критериями различного рода травм людей и разрушения конструкций и сооружений инфраструктуры (таблицы 3, 4), то можно приближенно представить последствия взрывных воздействий.

Таблица 3 – Зависимость типичных травм от избыточного давления в УВ

| № | Тип повреждений | Характерные особенности | Δp_F , атм |
|---|-----------------------------|--|--------------------|
| 1 | Легкие повреждения | Ушибы, контузии, вывихи | 0,1–0,4 |
| 2 | Повреждения средней тяжести | Контузии головы, кровотечения, повреждения конечностей | 0,4–0,6 |
| 3 | Тяжелые повреждения | Переломы, потеря сознания, травмы внутренних органов | 0,5–1,0 |
| 4 | Смертельный исход | | > 1,0 |

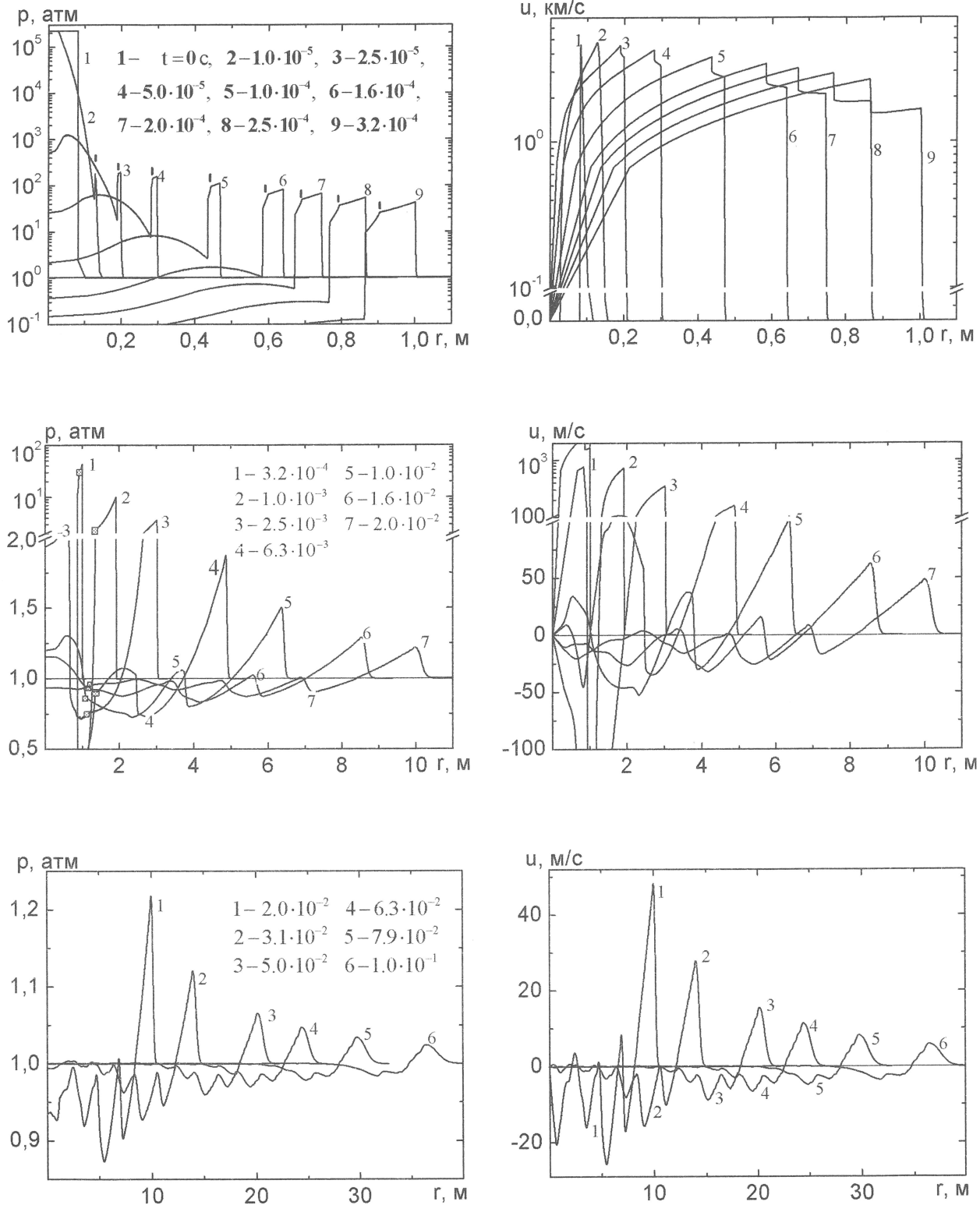


Рисунок 5 – Пространственные профили давления (слева) и скорости (справа) в различные моменты времени

Таблица 4 – Связь характерных разрушений с избыточным давлением в УВ

| № | Тип разрушений | Δp_F , атм |
|---|--|--------------------|
| 1 | Разрушение остекления зданий | 0,05 |
| 2 | Вылетают окна и двери | 0,07 |
| 3 | Сильные разрушения наименее прочных сооружений | 0,1 |
| 4 | Разрушение жилых зданий | 0,21 |
| 5 | Сильное повреждение зданий из монолитного железобетона | 0,38 |
| 6 | Полное разрушение сооружений | 0,5 |
| 7 | Разрушение особо прочных бетонных сооружений | 0,7 |
| 8 | Разрушение специальных бункеров | 1,5 |

Рисунок 6 демонстрирует зависимость связь различных повреждений у людей и типов разрушений от расстояния до эпицентра и энергии взрыва.

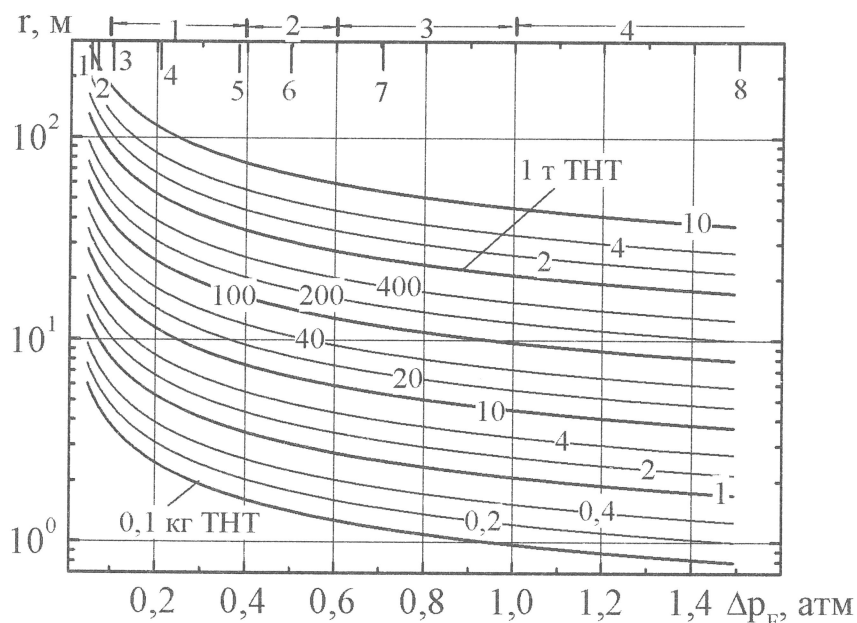


Рисунок 6 – Характер повреждений и разрушений как функция расстояния до эпицентра и энергии взрыва ТВС

Заключение. В работе представлен спектр методов и инструментов моделирования динамики взрывных процессов и оценки последствий взрывов. Описаны теплофизические свойства продуктов взрыва и воздуха, энергетическое подобие взрывов, алгоритмы и программные комплексы для моделирования гидродинамической картины течения. Проанализированы эффекты воздействия взрывной волны на людей и объекты инфраструктуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика взрыва: в 2 т. / Л.П. Орленко [и др.]; под общ. ред. Л.П. Орленко. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004.

2. Ландау, Л.Д. Гидродинамика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1988. – 733 с.
3. Седов, Л.И. Методы подобия и размерности в механике / Л.И. Седов. – М.: Наука, 1967.
4. Коробейников, В.П. Задачи теории точечного взрыва / В.П. Коробейников // Тр. Математ. ин-та им. В. А. Стеклова. – 1973. – Т. 119. – С. 3–278.
5. Степанов, К.Л. Гидродинамика начальной фазы взрыва: модели и программные средства для моделирования взрывов и оценки их последствий / К.Л. Степанов, Ю.А. Станкевич. – Минск, 2007. – 51 с. – (Препринт / Акад. наук Беларуси, Ин-т тепло- и массообмена, № 6).
6. Взрывные явления. Оценка и последствия / под общ. ред. Я.Б. Зельдовича: в 2 кн. – М.: Мир, 1987.
7. Кузнецов, Н.М. Уравнение состояния продуктов детонации гексогена / Н.М. Кузнецов, К.К. Шведов // Физика горения и взрыва. – 1966. – Т. 2. – № 4. – С. 85–96.
8. Степанов, К.Л. Банк оптико-физических свойств вещества для решения задач радиационной плазмодинамики / К.Л. Степанов, Л.К. Станчиц, Ю.А. Станкевич // Журн. приклад. спектроскопии. – 2000. – Т. 67. – № 2. – С. 238–243.
9. Степанов, К.Л. Излучение сильных ударных волн в воздухе / К.Л. Степанов, Л.К. Станчиц, Ю.А. Станкевич // Теплофизика высоких температур. – 2000. – Т. 38. – № 2. – С. 200–208.
10. Степанов, К.Л. Максимальные параметры ударных волн взрыва в воздухе / К.Л. Степанов // Тепло- и массоперенос-2008: сб. науч. тр. ИТМО им. А.В. Лыкова НАН Беларуси. – В печати.