

УДК 622.813

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СЛУЧАЙНЫХ
ГАЗОВЫХ ВЗРЫВОВ***В. Н. Охитин, В. В. Селиванов**Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана,
107005 Москва*

Приведены результаты математического моделирования детонационно-го взрыва газовых облаков в форме цилиндра с различным отношением высоты к радиусу. Показано, что параметры формирующейся воздушной ударной волны существенно зависят от формы газового облака. Получены тротильные эквиваленты газового взрыва по максимальному избыточному давлению и импульсу избыточного давления в волне, которые могут быть использованы при анализе последствий аварий и обосновании требований взрывобезопасности.

Введение

Случайные газовые взрывы часто приводят к большим разрушениям, материальному ущербу и человеческим жертвам. Они происходят при утечках природного газа в жилых домах и на промышленных объектах; изготовлении, транспортировке и хранении легколетучих или сжиженных газообразных топлив; промывке резервуаров для хранения жидкого топлива. Одной из причин их возникновения также являются аварии на стартовых площадках ракет, сопровождающиеся выбросом горючего в атмосферу.

К основным последствиям случайных газовых взрывов относится фугасное действие воздушной ударной волны (УВ). При оценке возможных последствий случайных взрывов и анализе разрушений после аварий часто используется понятие тротильного эквивалента [1], под которым подразумевается отношение энергии заряда тротила и газового взрыва, определенное по теплоте сгорания всего попавшего в атмосферу или пролитого горючего и обеспечивающее получение одних и тех же параметров воздушной УВ. По данному определению указанный эквивалент является энергетическим и напрямую не дает возможности судить о массе горючего, принявшей участие в реакции взрывного превращения, так как доли энергии, уходящие в воздушную УВ, при взрыве конденсированного взрывчатого вещества и газового заряда существенно различны [2]. Ответ на последний вопрос можно получить с помощью массового тротильного эквивалента, который вводится как отношение масс заряда тротила и горючего в газовом заряде, формирующих одинаковую по интенсивности воздушную УВ.

Для оценки эквивалентов газового взрыва необходимы зависимости для основных параметров формирующейся воздушной УВ. Такие зависимости получены экспериментально при взрыве сферических объемов газовых смесей [2]. Однако, в случаях аварийного выброса горючего в атмосферу форма образующихся облаков взрывоопасной смеси может быть разнообразной. Например, при проливе горючего и испарении с поверхности земли паровое облако будет иметь приплюснутую форму, а при фонтанировании горючего под высоким давлением форма облака будет вытянутой. Учитывая большие масштабы взрывающихся газовых зарядов, начальная форма облака должна оказывать влияние на параметры формирующейся воздушной УВ и, как следствие, на результаты оценки ее тротильных эквивалентов.

Постановка задачи

Рассматривается детонационный взрыв осесимметричной газовой смеси (ГВС). После инициирования в точке детонационная волна (ДВ) распространяется по заряду со скоростью D . При выходе на поверхность заряда в воздухе формируется УВ. Решение задачи описывается системой квазилинейных дифференциальных уравнений в частных производных гиперболического типа, реализуемых в цилиндрических эйлеровых координатах [3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + v \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\rho u}{r} &= 0, \\ \frac{\partial e}{\partial t} + u \frac{\partial e}{\partial r} + v \frac{\partial e}{\partial z} + \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{pu}{\rho r} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где r, z — радиальная и осевая координаты; t — время; u, v — радиальная и осевая компоненты массовой скорости среды; p, ρ, e — давление, плотность, удельная внутренняя энергия среды.

Система (1) замыкается уравнением состояния газа, которое как для продуктов детонации (ПД), так и для воздуха может быть взято в форме совершенного газа

$$p = (\gamma - 1) \rho e. \quad (2)$$

Так как показатели адиабаты для продуктов взрыва и воздуха различны и система (1) записана в эйлеровых переменных, то к уравнению состояния (2) необходимо добавить условие сохранения показателя адиабаты в частице:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + u \frac{\partial \gamma}{\partial r} + v \frac{\partial \gamma}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

Система (1)–(3) замкнута и позволяет получить решение задачи с помощью одного из известных численных методов. Использование в системе уравнения (3) дает возможность решать задачи детонации осесимметричных газовых зарядов с переменным по объему составом.

Начальными условиями для решения системы служат распределения неизвестных функций p, ρ, e, u, v в малой окрестности точки инициирования на оси симметрии в момент времени t_0 . Время выбиралось таким образом, чтобы энергия и масса газа, заключенного в начальной области, не превышали 0,01 % от полной энергии и массы заряда. При таком ограничении начальные распределения функций могут быть выбраны достаточно произвольными. В настоящей работе они приняты равными параметрам Чепмена — Жуге.

Граничными условиями являются:

- равенство нулю радиальной ($u = 0$) и осевой ($v = 0$) составляющих скорости газа на оси симметрии ($r = 0$) и жесткой поверхности ($z = 0$) соответственно;
- непрерывность давления и нормальной составляющей скорости на поверхности контакта ПД — воздух;
- параметры Чепмена — Жуге на фронте ДВ внутри заряда;
- соотношения динамической совместимости на фронте УВ в воздухе.

Учитывая симметрию задачи, решение строится для первого квадранта плоскости rz ($r \geq 0$, $z \geq 0$).

Метод численного решения

Система (1) решалась в безразмерных переменных. Расчетная область приведена к стандартной прямоугольной форме с помощью новых координат $\eta = \eta(r, z)$ и $\xi = \xi(r, z)$, причем $0 \leq \eta \leq 1$ и $0 \leq \xi \leq 1$, т. е. $\eta = (r - r_l)/(r_p - r_l)$, $\xi = (z - z_N)/(z_V - z_N)$.

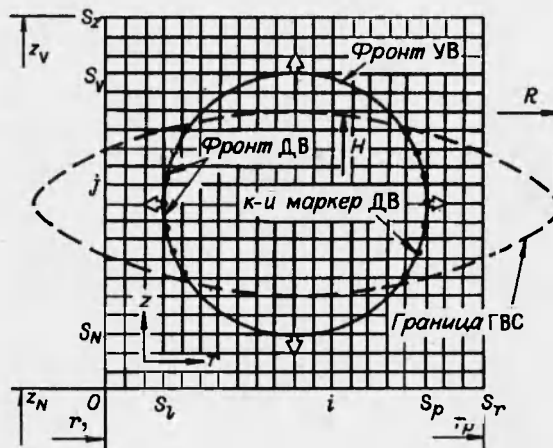


Рис. 1. Стилизованная аппроксимационная сетка для реализации рекуррентных соотношений.

Конечно-разностная аппроксимация системы уравнений (1), приведенных к новым переменным η и ξ , реализована по схеме второго порядка точности типа предиктор — корректор, реализуемой в эйлеровой дискретно-подвижной сетке [4]. Стилизованная аппроксимационная сетка для реализации рекуррентных соотношений представлена на рис. 1 (i, j — индексы узла сетки). Особенность сетки — наличие буферной зоны между областью, ограниченной фронтом детонационной или ударной волны, и областью покоящегося воздуха ($0 \leq i < S_l$, $S_p < i \leq S_r$, $0 \leq j < S_N$, $S_V < j \leq S_z$), причем начальные параметры в этой зоне при $t = t_0$ есть параметры окружающей среды. Буферная зона вводится в начальный момент времени и служит для формирования УВ еще до выхода детонационной волны на границу раздела заряда с воздухом. Положение фронта ДВ в пространстве rz в любой момент времени определяется с помощью маркеров k .

Метод численного расчета, применяемый для решения, является сквозным, т. е. не выделяет границы ДВ, УВ и волн разрежения (ВР). Однако, если для двух последних типов волн такой подход вполне удовлетворителен, то для определения параметров детонации он неприемлем. Поэтому после реализации сквозного счета через фронт ДВ производится последующая корректировка параметров в узлах расчетной сетки, ближайших к фронту ДВ, с использованием значений функций в точке Чепмена — Жуге. Следовательно, фронт ДВ в расчетной сетке представляется замкнутой ломаной линией, проходящей через узлы аппроксимационной сетки. В результате численного эксперимента было выявлено, что классическая форма реализации выбранной схемы с последовательным перемещением аппроксимационной сетки во времени приводит к осцилляции

параметров течения после выхода ДВ за область ГВС и образования УВ, так как в этот момент может наблюдаться сверхзвуковое перемещение узлов сетки по среде в буферной зоне относительно области течения с узлами $S_l \leq i \leq S_p$ и $S_N \leq j \leq S_V$, что приводит к спонтанному разрежению в областях $0 \leq i < S_l$, $S_p < i \leq S_r$, $0 \leq j < S_N$, $S_V < j \leq S_z$.

Для устранения осцилляций исследован и использован для расчетов модернизированный вариант аппроксимации. При этом расчет параметров на временном слое $n + 1$ проводится в неподвижной сетке, т. е. координаты сетки не изменяются за время Δt , а скорости границ равны нулю. Затем определяется положение границ на слое $n + 1$, а следовательно, и положение расчетной сетки, для узлов которой проводится интерполяция параметров, определенных в неподвижной сетке. При этом перемещение границ происходит лишь в случае выхода фронта ДВ или УВ, определяемого по максимальному давлению на эпюре давлений, в буферную зону. Так как перемещение сетки происходит не последовательно через каждый шаг по времени Δt и не обязательно на каждом шаге, то будет правильно называть ее дискретно-подвижной.

В основу определения шага по времени Δt было положено известное условие устойчивости Куранта, которое в дискретно-подвижной сетке записывается в классической форме, так как сеточная скорость равна нулю.

Результаты расчетов

Для анализа влияния на параметры взрыва формы газового заряда, сформировавшегося у поверхности земли, с помощью разработанного алгоритма решалась задача о детонации цилиндрического заряда ацетиленовоздушной смеси стехиометрического состава с отношением высоты к радиусу $H/R = 10; 4; 1; 0,25$ и $0,1$, размещенного одним из своих торцов на жесткой плоскости. Иницирование осуществляется в точке пересечения оси симметрии с плоскостью. Исходные данные для расчетов: $\rho_c = 1,21 \text{ кг/м}^3$ — плотность смеси, $Q_c = 3,41 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$ — удельная теплота реакции смеси, $\gamma = 1,4$ — показатель адиабаты ПД, $p_0 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}$ — давление атмосферы, $\rho_0 = 1,200 \text{ кг/м}^3$ — плотность воздуха, $\gamma_0 = 1,4$ — показатель адиабаты воздуха. При этом скорость детонации смеси $D = 1870 \text{ м/с}$, а параметры Чепмена — Жуге $p_{CJ} = 20,00 \cdot 10^5 \text{ Па}$; $\rho_{CJ} = 2,19 \text{ кг/м}^3$; $w_{CJ} = 838 \text{ м/с}$. Здесь w_{CJ} — массовая скорость продуктов детонации за фронтом ДВ.

На рис. 2 приведены изобары и поля скорости при детонации заряда с отношением $H/R = 4$ в моменты времени, когда ДВ распространилась на половину высоты заряда (а) и вышла на верхний торец (б). Цифры у линий соответствуют значениям p/p_0 , стрелками указано направление вектора массовой скорости газа.

После выхода ДВ на боковую поверхность заряда (см. рис. 2, а) внутрь ПД уходит волна разрежения, фронт которой (пунктирная линия) вдоль плоскости распространяется со скоростью, примерно равной половине скорости детонации. В области, не охваченной волной разрежения, распределения давления и массовой скорости остаются автомодельными (изобары представляют отрезки окружностей). Воздух в УВ занимает тонкую область между фронтом и поверхностью ПД (штрихпунктирная линия).

При дальнейшем распространении детонации (см. рис. 2, б) зона разрежения выходит на ось симметрии и в результате преимущественно радиального течения газа в ней формируется вторичная УВ, фронт которой (пунктирная линия) вначале перемещается в направлении разлетающихся ПД, а затем начинает схлопываться к оси симметрии, при этом в окрестности его на жесткой плоскости появляется локальный максимум давления.

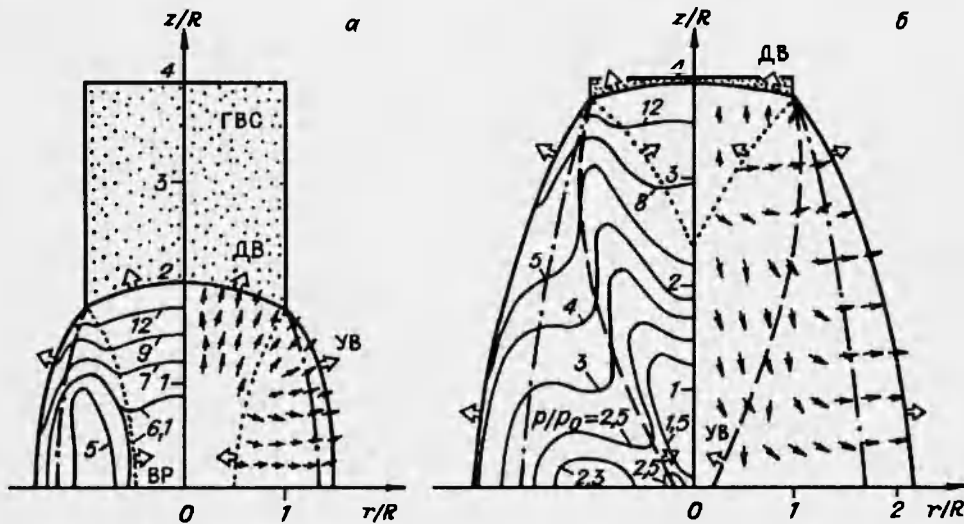


Рис. 2. Изобары и поля скоростей в области течения при детонации заряда $H/R = 4$; $t/R \sqrt{\rho_0/p_0} = 0,327$ (а) и $0,637$ (б).

Формирование вторичной УВ и отражение ее от оси симметрии приводит к тому, что в длинных цилиндрических зарядах ($H/R > 4$) вдоль оси симметрии формируется комплекс, состоящий из ДВ и движущейся за ней на расстоянии порядка четырех радиусов заряда области сжатия с интенсивностью давления 0,3 от детонационного.

После выхода волны в воздух ее фронт постепенно принимает полусферическую форму. Пузырь ПД, продолжая расширяться в радиальном направлении, начинает схлопываться вдоль оси симметрии и также по форме приближается к полусфере. Параметры на фронте воздушной УВ в осевом направлении резко падают и становятся значительно меньше параметров в радиальном направлении. Например, на расстоянии $18R$ от точки инициирования максимальное избыточное давление в осевом направлении на 35 %, а импульс избыточного давления на 40 % меньше, чем в радиальном направлении.

Иная картина течения наблюдается при взрыве заряда в форме низкого цилиндра с отношением $H/R = 0,25$, две стадии которого представлены на рис. 3 (обозначения аналогичны рис. 2).

После выхода ДВ на торец заряда (см. рис. 3,а) в ПД уходит волна разрежения, однако за счет преимущественно плоского течения газа давление на фронте УВ падает медленно и волна разрежения имеет невысокую интенсивность. При дальнейшем распространении ДВ за счет подпитки от вновь реагирующих частей заряда давление в ПД падает медленнее, чем на фронте УВ, что приводит к формированию распределения давления вдоль оси симметрии с максимумом не на фронте, а в центральной области течения (см. рис. 3,б). Такой характер распределения давления приводит к резкому замедлению спада давления на фронте УВ в осевом направлении. Например, при удалении фронта УВ вдоль оси z на расстояние от $0,5R$ до $1,0R$ избыточное давление на нем снижается от $5,9p_0$ до $3,8p_0$.

Так как разлет ПД в волне разгрузки с торца заряда носит преимущественно плоский характер, а волна разрежения с цилиндрической поверхности распространяется уже по разгруженным в торцевой волне продук-

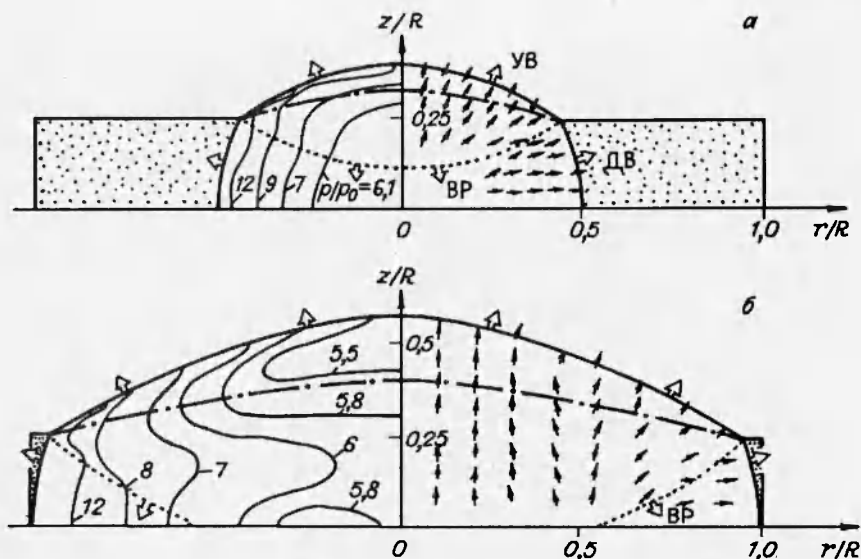


Рис. 3. Изобары и поля скоростей в области течения при детонации заряда $H/R = 0,25$; $t/R \sqrt{\rho_0/p_0} = 0,077$ (а) и $0,155$ (б).

там взрыва, то явно выраженной вторичной УВ не формируется. После выхода детонации из заряда фронт воздушной УВ постепенно принимает полусферическую форму. Пузырь ПД, расширяясь в осевом направлении, начинает схлопываться в радиальном направлении и также по форме приближается к полусфере. Параметры на фронте УВ в радиальном направлении резко падают и становятся меньше, чем в осевом направлении. Например, на расстоянии $10R$ от центра взрыва избыточное давление в осевом направлении на 30 %, а импульс давления на 20 % больше, чем в радиальном.

Изменение безразмерных максимального избыточного давления и импульса положительной фазы избыточного давления от относительного расстояния r/r_0 (где r_0 — радиус эквивалентного по объему полусферического заряда) при распространении УВ вдоль жесткой поверхности представлено на рис. 4. Анализ представленных результатов показывает, что при взрыве низких цилиндрических зарядов ($H/R < 1$) скорость спада давления на фронте УВ в воздухе возрастает и на некотором расстоянии оно становится меньше, чем при взрыве заряда компактной формы ($H/R = 1$). При этом, чем меньше отношение H/R , тем быстрее падает давление в УВ и тем значительнее снижение его на больших удалениях по отношению к компактному заряду. Например, при $H/R = 0,25$ и $0,1$ на расстоянии $r/r_0 = 10$ это снижение составляет примерно 20 и 55 % соответственно. При взрыве высоких цилиндрических зарядов ($H/R > 1$) после выхода волны в воздух спад давления на фронте УВ замедляется и на некотором расстоянии оно становится практически равным давлению при взрыве компактного заряда для любого отношения высоты к радиусу заряда.

Импульс избыточного давления в волне при уменьшении высоты низкого цилиндрического заряда по сравнению с компактным зарядом падает как в центральной части облака, так и начиная с некоторого расстояния от него. Возрастание импульса наблюдается лишь на периферии заряда и в малой окрестности вблизи него. Так, при уменьшении H/R от 1 до

0,25 и далее до 0,1 импульс в центре взрыва и на расстоянии $r = 10r_0$ снижается соответственно на 10, 18% и 12, 24%. С увеличением высоты высокого цилиндрического заряда ($H/R > 1$) импульс давления в центре взрыва падает (для $H/R = 4$ и 10 на 13 и 25%), однако затухает он медленнее и при удалении от заряда может стать даже больше, чем при взрыве компактного заряда (на 3–4% при $H/R = 10$).

Цилиндрическая форма газовых зарядов удобна для анализа тем, что ее можно охарактеризовать одним параметром (отношением H/R). Однако при аварийных взрывах образующиеся диффузные облака не имеют острых углов и по своей форме ближе к эллипсоидам вращения. Аналогичные расчеты проводились для зарядов в форме полусферы, вытянутого и сплюсненного эллипсоидов вращения. В качестве примера на рис. 5 приведены изобары и поле скоростей при детонации заряда в форме сплюсненного эллипсоида с отношением полуосей равным 0,25. Возникающая картина течения аналогична случаю детонации низкого цилиндрического заряда с таким же отношением высоты к радиусу (см. рис. 3). Анализ результатов, полученных для зарядов в форме полусферы и эллипсоидов вращения, показывает, что практически сразу после выхода детонации из смеси основные параметры воздушной УВ как в осевом, так и радиальном направлениях начинают совпадать с параметрами взрыва эквивалентного по объему цилиндрического заряда с таким же отношением высоты к радиусу.

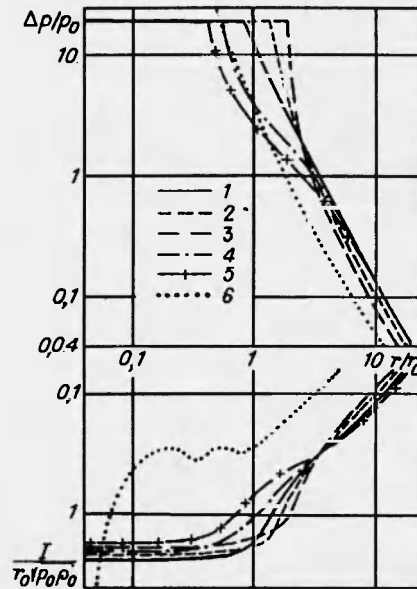


Рис. 4. Зависимости безразмерных максимального избыточного давления $\Delta p/p_0$ и импульса положительной фазы избыточного давления $I/\tau_0 \sqrt{p_0 \rho_0}$ от относительного расстояния. $H/R = 1$ (1), 0,25 (2), 0,1 (3), 4 (4) и 10 (5).

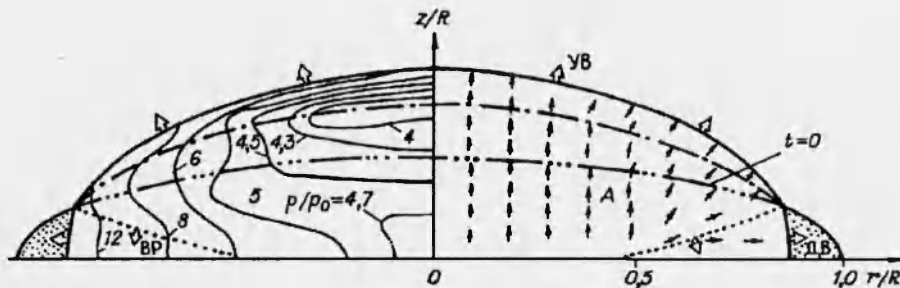


Рис. 5. Изобары и поле скоростей при детонации заряда в форме сплюсненного эллипсоида.

A — начальная контур заряда; $t/R \sqrt{\rho_0/p_0} = 0,14$.

Эквиваленты газового взрыва

Эквиваленты случайных взрывов можно вычислять по любому параметру УВ, например, длительности фазы сжатия, импульсу скоростного напора и т. п. Однако, с точки зрения оценки последствий случайных взрывов, наибольшее практическое значение имеют эквиваленты по максимальному избыточному давлению на фронте и импульсу положительной фазы избыточного давления в волне, так как стойкость объектов и сооружений под действием взрывных нагрузок, а также степень тяжести получаемых травм характеризуются критериальными значениями параметров Δp и I или их комбинацией [1].

При взрывах компактных зарядов высокоплотных конденсированных взрывчатых веществ на удалении, где давление на фронте волны $< (20-25)p_0$, начинает выполняться закон энергетического подобия, в соответствии с которым параметры воздушной УВ можно описать формулами М. А. Садовского

$$\Delta p = A \left(\frac{\sqrt[3]{E}}{r} \right) + B \left(\frac{\sqrt[3]{E}}{r} \right)^2 + C \left(\frac{\sqrt[3]{E}}{r} \right)^3, \quad I = K \frac{\sqrt[3]{E^2}}{r}, \quad (4)$$

где A, B, C, K — постоянные эмпирические коэффициенты; $E = mQ$ — энергия, выделяющаяся при взрыве; r — расстояние от центра заряда; m, Q — масса и удельная теплота взрыва ВВ.

Из соотношений (4) видно, что для любого ВВ на одинаковых удалениях от центра взрыва одни и те же параметры УВ будут наблюдаться при условии $E = \text{const}$. Отсюда следует, что для конденсированных ВВ существует единый тротильный эквивалент как по избыточному давлению, так и по импульсу избыточного давления. При этом энергетический эквивалент всегда равен единице, а массовый эквивалент — отношению удельных теплот взрыва ВВ заряда и тротила.

При взрыве газовых зарядов для описания воздушной УВ зависимостями (4) можно воспользоваться лишь на значительном удалении в области низких параметров. В ближней зоне изменение Δp и I качественно отличается от случая взрыва заряда тротила, поэтому тротильные эквиваленты будут переменными и зависимыми от расстояния или интенсивности УВ. Кроме того, доля выделяющейся энергии, уходящая в воздушную УВ, при газовом и тротильном взрывах существенно различна. Следовательно, эквиваленты по импульсу и давлению должны отличаться друг от друга. Так как энергетический эквивалент однозначно связан с массовым через отношение удельной теплоты взрыва тротила к теплоте сгорания горючего, то остановимся лишь на определении массовых тротильных эквивалентов газового взрыва по максимальному избыточному давлению и импульсу избыточного давления в волне.

На рис. 4 линиями 6 показаны результаты расчетов по методике, описанной в работе [5], взрыва на жесткой поверхности заряда тротила массой, равной массе горючего в газовой смеси. Численные результаты хорошо совпадают с экспериментальными данными М. А. Садовского [6] в области ограничений использования эмпирических соотношений (4). Немонотонное изменение импульса в ближней зоне тротильного взрыва отражает сложный волновой характер течения среды и попадание точки регистрации параметров в область расширяющихся ПД.

При оценке последствий случайных взрывов, как правило, заранее не известны масса горючего, принявшего участие в реакции взрывного превращения, и конкретные геометрические размеры газового заряда. Однако степень разрушения объектов и характер наносимых травм позволяет достаточно определенно говорить об уровне параметров волны на заданных

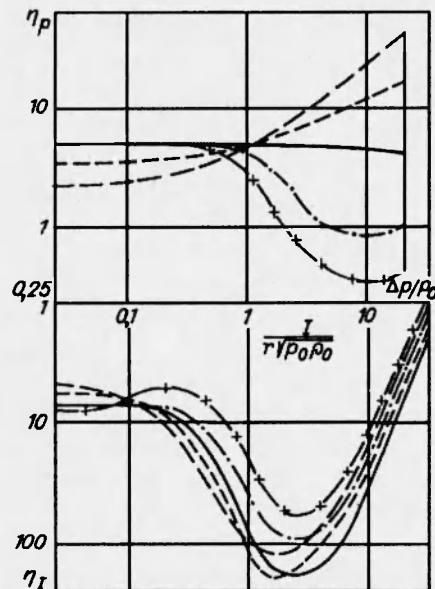


Рис. 6. Зависимости тротильных эквивалентов газового взрыва по избыточному давлению η_p и импульсу избыточного давления η_I от интенсивности УВ.

Обозначения см. на рис. 4.

расстояниях от места предполагаемой или произошедшей аварии. В связи с этим, эквиваленты газового взрыва удобно представить в виде зависимостей от безразмерных избыточного давления $\Delta p/p_0$ и импульса давления $I/\tau\sqrt{p_0\rho_0}$ в волне. Тогда, зная критериальные значения Δp и I и удаление объекта от места аварии r , по найденному эквиваленту и известной массе заряда тротила, обеспечивающего те же параметры УВ, нетрудно вычислить массу взорвавшегося горючего, а по ней и выделившуюся энергию.

На рис. 6 по данным проведенных расчетов представлены зависимости для массовых тротильных эквивалентов по избыточному давлению η_p и импульсу избыточного давления η_I в волне при взрыве цилиндрических газовых зарядов с различным отношением высоты к радиусу. Видно, что эквиваленты газового взрыва существенно переменны и зависят как от интенсивности волны (или расстояния от места взрыва), так и формы газового заряда.

Эквивалент по избыточному давлению для газового взрыва можно ввести лишь для давлений, не превышающих детонационное. Величина η_p при взрыве компактного заряда ($H/R = 1$) меняется незначительно, выходя в области $\Delta p < p_0$ на асимптотическое значение, равное примерно 5 для рассматриваемой смеси. Для низких цилиндрических зарядов ($H/R < 1$) максимальный эквивалент достигается на границе облака смеси в детонационной волне. При этом величина его может составить несколько десятков единиц ($\eta_p \approx 45$ при $H/R = 0,1$). По мере уменьшения давления в воздушной УВ значение η_p падает и становится меньше эквивалента компактного заряда ($\eta_p \approx 2,2$ при $\Delta p = 0,025p_0$ для $H/R = 0,1$). Для высоких цилиндрических зарядов ($H/R > 1$) минимальное значение η_p наблюдается вблизи заряда при уровне давления $\Delta p \approx 10p_0$. При этом величина η_p может стать заметно меньше единицы, например, минимальное значение η_p при $H/R = 10$ составляет $\sim 0,37$. В дальнейшем η_p растет и при $\Delta p < (0,2 \div 0,4)p_0$ достигает своего асимптотического значения, равного

эквиваленту компактного заряда.

Внутри газового заряда максимальное избыточное давление постоянно и равно детонационному, поэтому η_p можно определить лишь через расстояние от центра взрыва. Согласно (4), при взрыве заряда тротила давление на фронте воздушной УВ будет равно детонационному давлению газовой смеси при вполне определенном значении $\sqrt[3]{E}/r$, откуда следует связь этого расстояния с массой заряда $r = K \sqrt[3]{m_T}$, где K — некоторая константа; m_T — масса тротила. Тогда для эквивалента по избыточному давлению в области газовой смеси можно написать

$$\eta_p = \frac{m_T}{m_T} - \frac{(r/K)^3}{\pi R^2 H \rho_c \delta} - \frac{1}{\pi K^3 \rho_c \delta} \frac{r^3}{R^2 H}, \quad (5)$$

где $m_T = \pi R^2 H \rho_c \delta$ — масса горючего в цилиндрическом газовом заряде; δ — относительная массовая концентрация горючего в смеси.

Из (5) видно, что внутри заряда эквивалент по давлению при удалении от центра возрастает по кубической параболе. На границе заряда $r = R$ и для максимального значения η_p^{\max} на краю смеси получим

$$\eta_p^{\max} = \frac{1}{\pi K^3 \rho_c \delta} \frac{R}{H},$$

т. е. оно возрастает пропорционально отношению радиуса к высоте цилиндрического заряда.

Эквивалент по импульсу избыточного давления в волне (см. рис. 6) также изменяется в широком диапазоне. Он возрастает при удалении от центра взрыва, достигая в окрестности периферии заряда максимума, который может составить 100 и более (абсолютно максимальное значение $\eta_I \simeq 190$ дает заряд с отношением $H/R = 0,25$ на границе смеси). Такие большие значения эквивалента связаны с тем, что при взрыве заряда тротила в указанной области импульс давления в волне меняется немонотонно (см. рис. 4). По мере распространения воздушной УВ величина η_I падает и в области низких параметров стремится к асимптотическому значению, которое тем меньше, чем меньше отношение H/R . Так, для компактного заряда асимптотическое значение $\eta_I \approx 7,4$, а для заряда с отношением $H/R = 0,1$ на больших расстояниях эквивалент падает до 5. Для очень высоких зарядов на средних расстояниях эквивалент η_I имеет локальный минимум, а его асимптотическое значение несколько возрастает по сравнению с компактным зарядом (до 8,1 при $H/R = 10$).

Полученные при численном решении результаты не противоречат выводам работы [7] по оценке тротильных эквивалентов газовых взрывов на основе экспериментальных данных.

Проведенное математическое моделирование случайных газовых взрывов показало, что параметры формирующейся воздушной УВ существенно зависят от формы облака газовой смеси и могут быть описаны традиционными функциональными зависимостями, следующими из закона энергетического подобия, лишь в асимптотике. Тротильные эквиваленты газового взрыва по импульсу и избыточному давлению в волне отличаются друг от друга, меняются с расстоянием и зависят от формы облака детонирующей смеси, при этом их значения на периферии заряда могут достигать нескольких десятков и даже сотен единиц. Построенные зависимости эквивалентов для газовых зарядов цилиндрической формы от интенсивности формирующейся УВ могут использоваться при анализе последствий аварий и для обоснования требований взрывобезопасности объектов на различных удалениях от места взрыва.

ЛИТЕРАТУРА

1. Взрывные явления. Оценка и последствия /У. Бейкер, П. Кокс, П. Чэстайн и др. М.: Мир, 1986.
2. Когарко С. М., Адушкин В. В., Лямин А. Г. Исследование сферической детонации газовых смесей // Науч.-техн. пробл. горения и взрыва. 1965. № 2. С. 22-34.
3. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. М.: Наука, 1978.
4. Охитин В. Н., Селиванов В. В. Метод численного решения двумерных задач детонации ВВ в воздухе // Тр. Моск. высш. техн. уч-ща им. Н. Э. Баумана. 1982. № 387. С. 4-9.
5. Кореньков В. В., Охитин В. Н. Численная оценка влияния плотности ВВ на параметры воздушных ударных волн // ПМТФ. 1983. № 3. С. 127-131.
6. Баум, Шехтер и др. Физика взрыва / Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
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.

*Поступила в редакцию 14/III 1994 г.,
в окончательном варианте — 13/IV 1995 г.*
