

УДК 533.6.01

## **РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ВОЗДУХЕ ПРИ ВЗРЫВЕ ГАЗОВОГО ЗАРЯДА**

**АШРАТОВ Э. А., ПИРУМОВ У. Г., СУРКОВ В. В.**

В задаче о точечном взрыве принимается, что мгновенное выделение конечной энергии, вызывающее распространение ударной волны в окружающем газе, происходит в точке пространства. Результаты решения задачи о точечном взрыве содержатся в [1–4]. Модель точечного взрыва применяется для определения параметров ударной волны, когда начальное давление в сфере конечного радиуса на 2–3 порядка превышает давление окружающего воздуха.

Возможность такого моделирования течения на некотором расстоянии от заряда показана в работах [4, 5] применительно к взрыву заряда конденсированного взрывчатого вещества и в [6, 8] применительно к разлету конечного объема сильно сжатого горячего газа.

В некоторых практических задачах начальное давление в объеме конечных размеров превышает атмосферное давление всего в 10–15 раз. Такие случаи возникают, например, при детонации газовых топливно-воздушных смесей.

В данной работе рассматривается задача о распространении ударной волны в воздухе, вызванной взрывом газового заряда сферической или цилиндрической формы.

В диапазоне значений удельной энергии заряда, характерном для топливно-воздушных детонационных смесей, получено численное решение с использованием метода характеристик без выделения вторичных ударных волн.

Проведено исследование влияния начальных условий взрыва газового заряда (удельная энергия, характер инициирования и др.) и дано сравнение с точечным взрывом по величине перепада давлений на ударной волне и импульсу положительного избыточного давления.

**1. Постановка задачи и численный метод решения.** Рассматривается задача о разлете в воздухе продуктов взрыва газового заряда сферической или цилиндрической формы. Воздух и продукты взрыва считаются совершенными газами с постоянными, но, вообще говоря, различными показателями адиабаты. Вязкость и теплопроводность газа не учитываются.

Рассматриваются два случая инициирования взрыва. В первом случае, который называется детонационным взрывом, предполагается, что сгорание горючей смеси происходит в распространяющейся от центра детонационной волне Чепмена — Жуге. Во втором случае предполагается, что в газовом объеме происходит мгновенное сгорание горючей смеси и повышается давление в соответствии с выделившейся при горении энергией (объемный взрыв или мгновенная детонация).

Качественная картина течения, образующегося при взрыве заряда конечного размера, достаточно хорошо известна. В начальный момент на границе заряда образуется произвольный разрыв, в результате распада которого в воздухе распространяется ударная волна, а по продуктам взры-

ва — волна разрежения. В дальнейшем в области, занимаемой продуктами взрыва, генерируются вторичные ударные волны. Для численного решения такой задачи целесообразно использовать метод сквозного счета без явного выделения внутренних ударных волн. Имея в виду, что рассматриваются условия, при которых интенсивности внутренних ударных волн невелики, в настоящей работе используется послойный метод характеристик, который позволяет проходить непрерывно ударные волны небольшой интенсивности.

Алгоритм численного решения одномерных нестационарных задач послойным методом характеристик изложен, например, в [9]. Поле течения разбивалось на две области: 1 — область, ограниченная головной ударной волной и контактной поверхностью; 2 — область течения под контактной поверхностью. В качестве граничных условий использовались условия на головной ударной волне и условия равенства давлений и скоростей газа с обеих сторон контактной поверхности. Окрестность оси или центра симметрии исключалась из расчета путем введения поверхности малого радиуса, на которой ставилось граничное условие непротекания.

Будем использовать безразмерные переменные, выбрав в качестве масштабов длины, времени, давления и плотности величины  $r_0$ ,  $r_0 \sqrt{\rho_\infty / p_\infty}$ ,  $p_\infty$  и  $\rho_\infty$ , где  $r_0$  — радиус газового заряда,  $p_\infty$  и  $\rho_\infty$  — давление и плотность невозмущенного воздуха.

Решение задачи зависит от следующих безразмерных параметров:  $\alpha = E_0 / p_\infty V_0$ ,  $p_0$ ,  $\rho_0$ ,  $\gamma_0$ ,  $\gamma_e$ ,  $\gamma_\infty$ . Здесь  $E_0$  — энергия взрыва,  $V_0$ ,  $p_0$  и  $\rho_0$  — начальный объем, безразмерные давление и плотность газового заряда,  $\gamma_0$ ,  $\gamma_e$  и  $\gamma_\infty$  — показатели адиабаты горючей смеси, продуктов сгорания и окружающего воздуха.

Предполагалось, что до взрыва давление газовой смеси равно давлению окружающего воздуха, т. е.  $p_0 = 1$ . Кроме того, плотность газовых детонационных смесей, в которых окислителем является воздух, практически равна плотности воздуха. Поэтому если принять, что начальная температура газовой смеси равна температуре окружающего воздуха, то  $\rho_0 = 1$ . Расчеты проведены при  $\rho_0 = 1$ .

В случае объемного взрыва начальные параметры в области 2 постоянны и равны

$$p_e = (\gamma_e - 1)\alpha + \frac{\gamma_e - 1}{\gamma_0 - 1}, \quad \rho_e = \rho_0$$

В случае детонационного взрыва параметр  $\alpha$  определяет число Маха  $M$  детонации

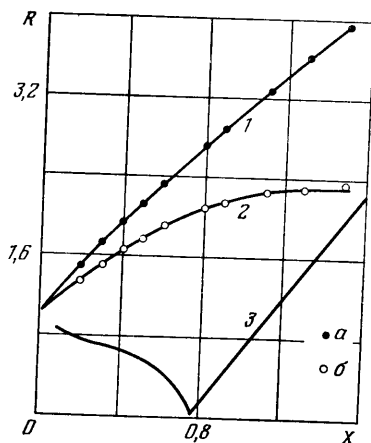
$$M = \left[ A + \left( A^2 - \frac{\gamma_e^2}{\gamma_0^2} \right)^{0,5} \right]^{0,5}, \quad A = \frac{\gamma_e^2 - 1}{\gamma_0} \alpha + \frac{\gamma_e^2 - \gamma_0}{\gamma_0(\gamma_0 - 1)}$$

Начальные параметры за ударной волной в воздухе определялись в результате расчета распада произвольного разрыва [10].

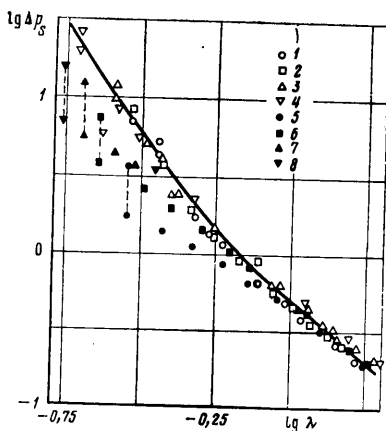
Расчеты проводились на сетке, содержащей по 30 равномерно расположенных узлов в каждой области. При увеличении числа узлов в области 2 в 2 раза уменьшалась степень размазывания внутренних ударных волн. Однако это увеличение числа узлов практически не сказывалось на распределениях параметров во внешней области 1.

Точность расчета контролировалась по выполнению условия сохранения массы газа. На сетке с 30 узлами в каждой области погрешность в определении расхода газа не превышала 0,5%.

Хорошая точность послыоного метода характеристик без выделения внутренних разрывов была подтверждена рассмотрением аналогии между нестационарным разлетом цилиндрического облака сжатого газа в среду с противодавлением и истечением гиперзвуковой струи газа в гиперзвуковой спутный поток. В задаче о гиперзвуковой спутной струе течение зависит от четырех безразмерных параметров: степени нерасчетности струи  $n$ , равной отношению давления на срезе сопла к давлению в невозмущенном спутном потоке, чисел Маха и показателей адиабаты струи  $M_e$ ,  $\gamma_e$  и спутного потока  $M_\infty$ ,  $\gamma_\infty$ . Будем считать, что  $M_e$ ,  $M_\infty \gg 1$ . Тогда можно показать, что с точностью до величин порядка  $1/M^2$  скорости газа в струе и в спутном потоке будут постоянны и равны своим максимальным значениям. Вместе с тем, не теряя общности, можно принять, что они равны между собой, но  $M_e \neq M_\infty$ . Тогда очевидно, что в системе координат, движущейся со скоростью газа струи и спутного потока, цилиндрический слой истекающего из сопла газа будет разлетаться только в поперечном направлении. Поэтому стационарное истечение гиперзвуковой струи в гиперзвуковой спутный поток эквивалентно нестационарному разлету ци-



Фиг. 1



Фиг. 2

линдрического слоя газа в среду с противодавлением, причем безразмерная продольная координата струи  $X=x/r_0$  и безразмерное время  $\tau$  связаны соотношением  $\tau=X/\gamma_\infty^{0,5} M_\infty$ , где  $r_0$  — радиус среза сопла или начальный радиус цилиндрического слоя сжатого газа. При этом начальные условия в цилиндрическом сжатом слое следующим образом связаны с начальными параметрами струи:

$$p_e = n, \quad \rho_e = \gamma_e n M_e^2 / \gamma_\infty M_\infty^2$$

На фиг. 1 показана форма гиперзвуковой струи при  $\gamma_e = \gamma_\infty = 1,4$ ,  $n = 12,7$ ,  $M_e = 5$ ,  $M_\infty = 17,8$ . Здесь обозначено: 1 — головная ударная волна в спутном потоке, 2 — граница струи, 3 — внутренние ударные волны,  $R = r/r_0$ ,  $X$  — безразмерные цилиндрические координаты. Расчеты струи были проведены послойным методом характеристик в точной постановке с выделением внутренних ударных волн [11]. Здесь же показаны положения головной ударной волны (точки *a*) и контактной поверхности (точки *b*) при цилиндрическом объемном взрыве, рассчитанные без выделения внутренних ударных волн. Видно хорошее согласование результатов.

**2. Результаты расчетов.** Основная цель исследования состояла в изучении влияния характера взрыва (детонационный или объемный) и начального объема взрывчатой смеси на распространение продуктов взрыва и ударной волны в воздухе. Расчеты были проведены в основном для сферического взрыва в диапазоне значений параметра  $\alpha$ , характерном для газовых детонационных смесей, в которых окислителем является воздух. Кроме того, принималось  $\gamma_e = \gamma_0$ ,  $\gamma_\infty = 1,4$ .

Расчеты показали, что в начальной стадии процесса ( $\tau \leq 0,3\alpha^{1/2}$ ) происходит быстрое увеличение объема, занимаемого продуктами взрыва. В дальнейшем объем испытывает лишь небольшие колебания, а его конечный радиус с хорошей степенью точности соответствует изэнтропическому расширению от начального давления до окружающего, несмотря на образование внутренних ударных волн. В случае сферического объемного взрыва при  $\gamma_e = 1,4$ ,  $\rho_0 = 1$  конечный радиус возрастает от 1,5 до 2 при изменении  $\alpha$  от 10 до 45. В случае сферического детонационного взрыва величина конечного радиуса при одном и том же  $\alpha$  примерно на 10% больше, чем в случае объемного взрыва.

На фиг. 2 для сферического объемного и детонационного взрывов при  $\gamma_e = 1,4$ ,  $\rho_0 = 1$  показано изменение перепада давления  $\Delta p_s = p_s - 1$  на ударной волне в зависимости от безразмерного расстояния  $\lambda$ , для которого масштабом является динамический радиус взрыва  $r^0 = (E_0/p_\infty)^{1/(v+1)}$ , где  $v = 1$  и  $2$  для цилиндрического и сферического взрывов соответственно. Нетрудно показать, что

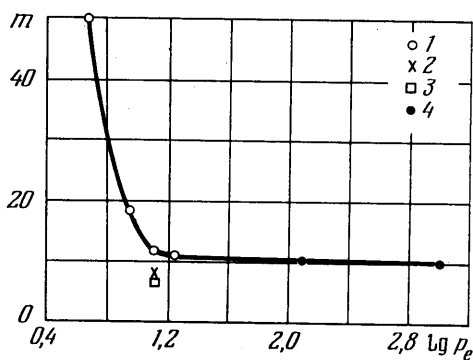
$$r^0/r_0 = [\pi\sigma(v)\alpha]^{1/(v+1)}$$

где  $\sigma = 1$  при  $v = 1$  и  $\sigma = 4/3$  при  $v = 2$ . На фиг. 2 варианты 1—4 соответствуют детонационному взрыву при значениях параметра  $\alpha = 5,6; 10,4; 16$  и  $32$ ; варианты 5—8 — объемному взрыву при  $\alpha = 9,9; 19,8; 29,8; 39,6$ . Сплошной линией изображена соответствующая зависимость для точечного взрыва по данным работы [3].

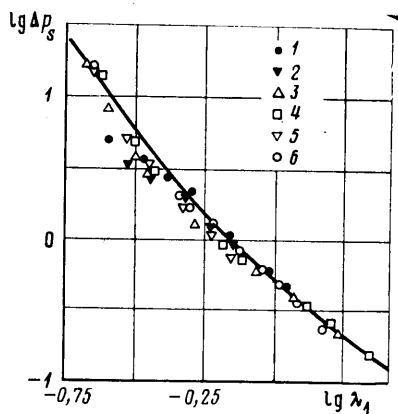
Рассмотрим результаты для детонационного взрыва. Видно, что значения  $\Delta p_s$  для взрывов с различной удельной энергией удовлетворительно, в пределах 15%, коррелируют между собой и с зависимостью для точечного взрыва, начиная непосредственно от границы заряда. Для каждого варианта расчета на границе заряда указаны два значения  $\Delta p_s$ , одно из которых соответствует давлению непосредственно за фронтом детонационной волны, а другое — начальному давлению за ударной волной в воздухе. Давление за детонационной волной несколько больше, а давление за ударной волной меньше, чем давление за ударной волной точечного взрыва на расстоянии, равном радиусу заряда. При детонации заряда конденсированного взрывчатого вещества наблюдается другая картина. В этом случае давление за детонационной волной примерно в 3 раза больше, а начальное давление за ударной волной в воздухе на два порядка меньше, чем давление за ударной волной эквивалентного по энергии точечного взрыва. Поэтому выход на режим точечного взрыва наблюдается лишь при удалении от границы заряда [4].

Для определения воздействия взрыва необходимо знать также величину импульса избыточного давления.

Для сферического взрыва на фиг. 6 приведены в зависимости от  $\lambda_1$  значения безразмерного комплекса  $J=I^+(c_\infty/p_\infty r_1^\circ)$ , где  $I^+$  — величина импульса положительного давления,  $c_\infty=(\gamma_\infty p_\infty/\rho_\infty)^{0,5}$  — скорость звука в невозмущенном воздухе. Сплошная линия соответствует точечному взрыву. Варианты 1–4 относятся к объемному взрыву: 1 —  $\gamma_e=1,4$ ,  $\alpha=19,8$ ; 2 —  $\gamma_e=1,4$ ,  $\alpha=29,8$ ; 3 —  $\gamma_e=1,4$ ,  $\alpha=39,6$ ; 4 —  $\gamma_e=1,25$ ,  $\alpha=36,35$  [13]; варианты 5–7 — к детонационному взрыву: 5 —  $\gamma_e=1,4$ ,  $\alpha=32$ ; 6 —  $\gamma_e=1,25$ ,  $\alpha=36,35$  [13]; 7 —  $\gamma_e=1,13$ ,  $\alpha=72,61$  [13].



Фиг. 3

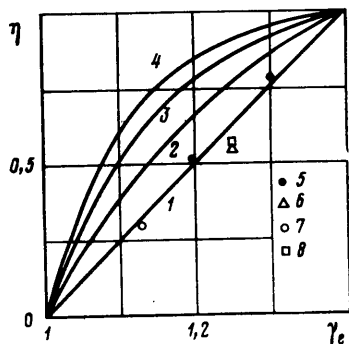


Фиг. 4

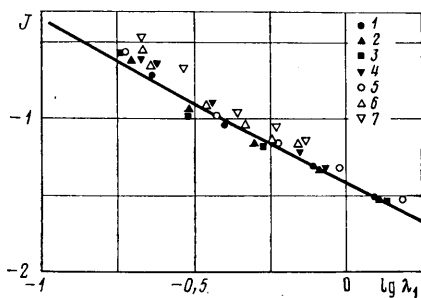
Для детонационных взрывов с  $\gamma_e < 1,4$  значения безразмерного импульса давления лежат систематически выше зависимости для точечного взрыва и данных для  $\gamma_e=1,4$ , причем расхождение растет при уменьшении  $\gamma_e$ . Это свидетельствует о том, что уменьшение эффективной энергии взрыва при уменьшении  $\gamma_e$  для импульса давления является более слабым, чем для перепада давлений на ударной волне.

При одном и том же значении  $\alpha$  газового заряда начальное давление после объемного взрыва примерно в 2 раза меньше давления за фронтом детонационной волны. С учетом образующейся при распаде произвольного разрыва волны разрежения начальная величина  $\Delta p_s$  за ударной волной в воздухе при объемном взрыве примерно в 4 раза меньше, чем  $\Delta p_s$  за

ударной волной точечного взрыва на соответствующем расстоянии. В результате в случае объемного взрыва кривые  $\Delta p_e = f(\lambda)$  для различных значений  $\alpha$ , как видно из фиг. 2, значительно отличаются от кривой для точечного взрыва вблизи границы заряда. По мере удаления от нее кривые для объемного и точечного взрывов постепенно сближаются и на поздней стадии распространения ударной волны практически сливаются. Такое же поведение давления за ударной волной объемного взрыва наблюдается и при больших начальных перепадах давления [6].



Фиг. 5



Фиг. 6

Оценим величину минимального расстояния  $R_*$  от центра заряда, начиная с которого объемный взрыв можно считать эквивалентным точечному по величине перепада на ударной волне в пределах некоторой заданной погрешности, например 10%. Отнесем  $R_*$  к радиусу газового заряда  $r_0$  и введем величину  $m = \rho_0^{-1} (R_*^{\nu+1} \sim 1)$  — отношение массы воздуха, захваченной ударной волной на расстоянии  $R_*$  от центра, к начальной массе заряда. На фиг. 3 приведена зависимость  $m$  от начального давления  $p_e$ . Здесь же показаны данные из работы [6] для больших значений начального давления в объеме сжатого газа. На фиг. 3 результаты соответствуют следующим условиям: 1 —  $\nu=2$ ,  $\rho_0=1$ ; 2 —  $\nu=1$ ,  $\rho_0=1$ ; 3 —  $\nu=1$ ,  $\rho_0=12,7$ ; 4 —  $\nu=2$ ,  $\rho_0=1$  [6]. При увеличении  $p_e$  отношение масс резко уменьшается и при  $p_e \geq 15$  сферический объемный взрыв становится эквивалентным точечному на таком расстоянии от центра заряда, на котором масса воздуха, захваченного ударной волной, примерно в 10 раз больше начальной массы заряда. При  $\rho_0=1$  это расстояние немного больше удвоенного начального радиуса сферического заряда.

Расчеты показали, что для цилиндрического объемного взрыва величина  $m$  меньше, чем для сферического. Для цилиндрического случая

с  $p_e=12,7$  расчеты были проведены также при значении  $\rho_0=12,7$ , соответствующем «холодному» взрыву (начальная температура продуктов взрыва равна температуре окружающего воздуха). Видно, что увеличение  $\rho_0$  практически не влияет на величину  $m$ . Однако расстояние  $R_*$  до области эквивалентности точечного и объемного взрывов растет и эта область смещается в сторону малых перепадов давления и ударной волне. Например, в данном случае при  $\rho_0=1$  эквивалентность имеет место при  $\Delta p_s \leq 2,8$ , а при  $\rho_0=12,7$  лишь при  $\Delta p_s \leq 0,5$ .

Приведенные результаты показывают, что объемный и детонационный взрыв газовых горючих смесей можно моделировать по величине  $\Delta p_s$  за ударной волной точечным взрывом с той же энергией, причем детонационный взрыв практически непосредственно от границы заряда, а объемный с некоторого расстояния  $R_*$ , которое уменьшается с ростом  $p_e$  и для сферического взрыва равно  $R_* \approx 2,2$  при  $p_e \geq 15$ .

Этот вывод относится к случаю одинаковых показателей адиабаты продуктов взрыва и воздуха. В действительности показатель адиабаты продуктов детонации топливно-воздушных смесей  $\gamma_e$  обычно меньше  $\gamma_\infty=1,4$ . В связи с этим рассмотрим влияние  $\gamma_e$  на распространение ударной волны взрыва.

Расчеты показали, что при  $\alpha=\text{const}$  и  $\gamma_\infty=\text{const}$  с уменьшением  $\gamma_e$  величина  $\Delta p_s$  уменьшается. В то же время оказалось, что с хорошей степенью точности можно считать  $\Delta p_s=f(R, p_e, \gamma_\infty)$ , т. е. влияние  $\gamma_0$ ,  $\gamma_e$  и  $\alpha$  проявляется главным образом через  $p_e$  — начальное давление продуктов взрыва при объемном взрыве или давление непосредственно за детонационной волной при детонационном взрыве. Энергия объемного взрыва изменяется в зависимости от  $p_e$ ,  $\gamma_e$  и  $\gamma_0$  согласно формуле

$$\frac{E_0}{p_\infty V_0} = \frac{1}{\gamma_e - 1} \left( p_e - \frac{\gamma_e - 1}{\gamma_0 - 1} \right) \quad (2.1)$$

Выше было показано, что при  $\gamma_e=\gamma_0=\gamma_\infty$  значения  $\Delta p_s$  за ударной волной объемного взрыва при  $R>2$  соответствуют решению для точечного взрыва с той же энергией. Но при  $p_e=\text{const}$   $\Delta p_s$  не зависит от  $\gamma_e$ . Следовательно, при  $p_e=\text{const}$  энергия эквивалентного точечного взрыва  $E_*$  одна и та же независимо от  $\gamma_e$ . Ее можно определить из (2.1), если подставить  $\gamma_e=\gamma_0=\gamma_\infty$ .

Введем  $\eta=E_*/E_0$ . Из сказанного выше следует, что

$$\eta = \frac{\gamma_e - 1}{\gamma_\infty - 1} + \frac{\gamma_e - \gamma_0}{\gamma_\infty - 1} \left( \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_e - 1} p_e - 1 \right)^{-1} \quad (2.2)$$

При  $p_e \geq 10$  вторым членом в (2.2) можно пренебречь. Тогда  $\eta = (\gamma_e - 1) / (\gamma_\infty - 1)$ . Видно, что при  $\gamma_e < \gamma_\infty$  энергия эквивалентного точечного взрыва меньше фактической энергии взрыва.

Рассмотрим теперь детонационный взрыв. Давление за фронтом детонационной волны приближенно равно  $p_e \approx 2(\gamma_e - 1)\alpha$ . Рассуждая, как и в случае объемного взрыва, нетрудно показать, что для детонационного взрыва также  $\eta = (\gamma_e - 1) / (\gamma_\infty - 1)$ .

На фиг. 4 для сферических объемных (варианты 1, 2) и детонационных взрывов с различными  $\gamma_e < \gamma_\infty = 1,4$  приведены распределения  $\Delta p_s$  за ударной волной в зависимости от безразмерного расстояния  $\lambda_1 = r/r_1^\circ$ , где  $r_1^\circ = (\eta E_0 / p_\infty)^{1/2}$  — динамический радиус эквивалентного точечного взрыва, а  $\eta = (\gamma_e - 1) / (\gamma_\infty - 1)$ . При этом использованы как результаты настоящей работы, так и имеющиеся в литературе данные для детонационных взрывов.

вов газовых смесей при  $\gamma_e=1,25$  [13, 14] и 1,13 [13]. Варианты расчетов на фиг. 4 соответствуют следующим условиям: 1 —  $\gamma_e=1,2$ ,  $\alpha=58,5$ ; 2 —  $\gamma_e=1,25$ ,  $\alpha=36,35$  [13]; 3 —  $\gamma_e=1,25$ ,  $\alpha=40,8$  [14]; 4 —  $\gamma_e=1,25$ ,  $\alpha=34,7$  [14]; 5 —  $\gamma_e=1,25$ ,  $\alpha=36,35$  [13]; 6 —  $\gamma_e=1,13$ ,  $\alpha=72,61$  [13].

Сплошной линией показана зависимость для точечного взрыва. Видно, что при введении параметра  $\eta$  взаимное соответствие между кривыми  $\Delta p_s=f(\lambda_1)$  для точечного и различных неточечных взрывов с  $\gamma_e \neq \gamma_\infty$  является примерно таким же, как при  $\gamma_e=\gamma_\infty$  (см. фиг. 2). Можно лишь отметить, что для детонационных взрывов отличие от точечного взрыва при  $0,3 < \lambda_1 < 1$  несколько больше, чем на фиг. 2.

Вопрос об определении энергии эквивалентного точечного взрыва рассматривался также в [12]. В этой работе для  $\eta$  получено выражение

$$\eta = 1 + \left[ \frac{\gamma_\infty - \gamma_0}{\gamma_\infty - 1} + \frac{(\gamma_e - \gamma_\infty)(\gamma_0 - 1)}{(\gamma_\infty - 1)(\gamma_e - 1)} \frac{V_0'}{V_0} \right] \left( \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_e - 1} p_e - 1 \right)^{-1} \quad (2.3)$$

где  $V_0'$  — конечный объем продуктов взрыва. Это соотношение фактически означает, что разность  $E_* - E_0$  равна разности внутренних энергий газа в объеме  $V_0'$  в начальном (до взрыва) и конечном (после полного выравнивания давлений) состояниях. В [12] предполагается, что расширение продуктов взрыва происходит изотропически, т. е.  $V_0'/V_0 = p_e^{1/\gamma_e}$ . Тогда при  $p_e \gg 1$  из (2.3) следует

$$\eta = 1 + \frac{\gamma_e - \gamma_\infty}{\gamma_\infty - 1} p_e^{(1-\gamma_e)/\gamma_e} \quad (2.4)$$

На фиг. 5 приведены различные зависимости  $\eta$  от  $\gamma_e$  при  $\gamma_\infty=1,4$ ; 1 —  $\eta = (\gamma_e - 1)/(\gamma_\infty - 1)$ ; 2 — зависимость (2.4) при  $p_e=10, 10^2$  и  $10^3$  соответственно. Здесь же знаками показаны значения  $\eta$ , определенные по результатам численных расчетов объемного и детонационного взрывов; 5 — объемный,  $p_e=12,7$  (настоящая работа); 6 — объемный,  $p_e=9,9$  [13]; 7 — детонационный,  $p_e=19$  [13]; 8 — детонационный,  $p_e=19$  [14]. Видно, что при  $p_e \sim 10-20$  с данными численных расчетов хорошо согласуется зависимость  $\eta = (\gamma_e - 1)/(\gamma_\infty - 1)$ , а формула (2.4) завышает значение  $\eta$  при  $\gamma_e=1,2$  примерно на 30%. Кроме того, заметим, что с ростом  $p_e$  величина  $\eta$ , согласно (2.4), асимптотически стремится к единице при любом  $1 < \gamma_e < \gamma_\infty$ . Возможность же использования формулы (2.4) при больших  $p_e$  (порядка  $10^2$  и выше) неочевидна из-за предположения об изотропичности процесса расширения продуктов взрыва.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Коробейников В. П., Мельникова Н. С., Рязанов Е. В. Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961. 332 с.
2. Коробейников В. П., Чушкин П. И. Плоский, цилиндрический и сферический взрыв в газе с противодавлением. — В кн.: Неустановившиеся движения сжимаемых сред с взрывными волнами. М.: Наука, 1966, с. 4—34 (Тр. Матем. ин-та АН СССР, т. 87).
3. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М.: Наука, 1974, 255 с.
4. Brode H. L. Blast wave from a spherical charge. — Phys. Fluids, 1959, v. 2, № 2, p. 217—229.
5. Фонарев А. С., Чернявский С. Ю. Расчет ударных волн при взрыве сферических зарядов взрывчатых веществ в воздухе. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 5, с. 169—174.
6. Brode H. L. Numerical solutions of spherical blast waves. — J. Appl. Phys., 1955, v. 26, № 6, p. 766—775.
7. Lutzky M., Lehko D. L. Scaling of spherical blasts. — J. Appl. Phys., 1970, v. 41, № 2, p. 844—846.
8. Шуршалов Л. В. О процессе перехода неодномерных взрывных течений в одномерные. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 4, с. 93—99.
9. Хоскин Н. Э. Метод характеристик для решения уравнений одномерного неустановившегося течения. — В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967, с. 264—291.



10. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 854 с.
11. Ашратов Э. А., Волконская Т. Г., Росляков Г. С., Усков В. И. Исследование сверхзвуковых течений газа в струях.— В кн.: Некоторые применения метода сеток в газовой динамике. Вып. 6. М.: Изд-во МГУ, 1974, с. 241—407.
12. Асланов С. К., Голинский О. С., Ивлиев С. А. К теории разлета газового шара.— В сб.: Физика удара и волновая динамика в космосе и на Земле. М.: Наука, 1983, с. 102—113.
13. Fishburn B. D. Some aspects of blast from fuel-air explosives.— Acta Astronaut., 1976, v. 3, № 11—12, p. 1049—1065.
14. Ждан С. А. Расчет взрыва газового сферического заряда в воздухе.— ПМТФ, 1975, № 6, с. 69—84.

Москва

Поступила в редакцию  
17.V.1985.