

**РАСЧЕТ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ВЗРЫВЕ СФЕРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ
ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ В ВОЗДУХЕ**

А. С. ФОНАРЕВ, С. Ю. ЧЕРНЯВСКИЙ

(Москва)

Теоретические исследования ударных волн, образующихся при взрыве в воздухе сферических зарядов взрывчатых веществ (ВВ), ввиду сложности, как правило, проводятся численными методами. Наиболее полные результаты при решении этой задачи получены в работе [1] конечно-разностным методом искусственной вязкости [2]. Однако в [1] рассмотрен лишь случай взрыва тротила при нормальном атмосферном давлении.

В данной работе исследуется влияние величин начального давления окружающего воздуха и удельной энергии заряда на параметры течения за фронтом взрывной волны.

1. Задача о взрыве заряда в воздухе в одномерной постановке может быть описана системой уравнений газовой динамики в лагранжевых координатах

$$\frac{\partial u}{\partial t} = - \left(\frac{r}{\lambda} \right)^{\alpha-1} \frac{\partial p}{\partial \lambda}, \quad \frac{\partial r}{\partial t} = u, \quad v = \left(\frac{r}{\lambda} \right)^{\alpha-1} \frac{\partial r}{\partial \lambda}, \quad \frac{\partial e}{\partial t} = - p \frac{\partial v}{\partial t} \quad (1.1)$$

и уравнением состояния

$$p = p(e, v) \quad (1.2)$$

В уравнениях (1.1) и (1.2) безразмерные величины давления p , удельного объема v , скорости u , удельной энергии e , эйлеровой и лагранжевой координат r и λ и времени t определяются следующим образом:

$$p = \frac{P}{P_1}, \quad v = V \rho_1, \quad u = \frac{U}{\sqrt{P_1/\rho_1}}, \quad e = \frac{E}{P_1/\rho_1}$$

$$r = \frac{R}{w}, \quad \lambda = \frac{\Lambda}{w}, \quad t = T \frac{\sqrt{P_1/\rho_1}}{w}, \quad w = \left(\frac{W}{P_1} \right)^{1/3}$$

Здесь заглавные буквы соответствуют размерным величинам; P_1, ρ_1 — начальное давление и плотность окружающего заряд газа, W — полная энергия заряда ВВ; $\alpha = 1, 2, 3$ соответственно в плоском, цилиндрическом и сферическом случаях. Лагранжева координата определяется в начальный момент $t = 0$ соотношением

$$\lambda = \left(\lambda_0^\alpha + \alpha \int_{r_0}^r \frac{r^{\alpha-1}}{v} dr \right)^{1/\alpha} \quad (\lambda_0, r_0 = \text{const}) \quad (1.3)$$

Граничные условия принимают следующий вид: в центре взрыва при $\lambda = 0, u = 0$; перед фронтом взрывной волны $u = 0, p = 1, v = 1$.

Начальное распределение параметров в области, занятой продуктами взрыва, соответствует моменту выхода детонационной волны на поверхность заряда и для сферического случая может быть определено при помощи результатов [3, 4], где в качестве взрывчатого вещества рассмотрен тротил с плотностью 1.5 г/см^3 . Приведенные в [4] в виде таблиц зависимости давления, плотности и скорости продуктов детонации от расстояния до центра заряда представим аппроксимирующими выражениями

$$P = 2.19P_2, \quad \rho = 1.233\rho_2, \quad U = 0 \quad \text{при } 0 \leq R/R_2 < 0.418$$

$$P = \left(0.65 + \frac{1}{1.07 - R/R_2} \right) P_2, \quad \rho = \left(1.06 + \frac{0.123}{1.13 - R/R_2} \right) \rho_2 \quad (1.4)$$

$$U = \left(-0.0332 + \frac{0.029}{1.11 - R/R_2} \right) U_2 \quad \text{при } 0.418 \leq R/R_2 \leq 1$$

Здесь R_2 — радиус заряда,

$$P_2 = 1.02 \cdot 10^8 \text{ кг/м}^2, \quad \rho_2 = 1 \text{ г/см}^3, \quad U_2 = 6380 \text{ м/сек}$$

В окружающем заряд воздухе в начальный момент условия соответствуют невозмущенной однородной атмосфере. Уравнение состояния продуктов взрыва тротила удобно представить в виде уравнения состояния идеального газа

$$e = pv / (\gamma_2 - 1) \quad (1.5)$$

с некоторой переменной величиной γ_2 , которую можно также задать в виде аппроксимационных формул, используя табличные результаты [3]

$$\begin{aligned} \gamma_2 &= 2.63 - 0.96 \frac{V}{V_2} \left(\frac{V}{V_2} < 1 \right), & \gamma_2 &= 1.16 - \frac{0.12}{0.63 - V/V_2} \left(1 \leq \frac{V}{V_2} < 4.7 \right) \\ \gamma_2 &= 1.18 - \frac{0.0616}{2.4 - V/V_2} \left(4.7 \leq \frac{V}{V_2} < 24.3 \right) \\ \gamma_2 &= 1.18 + 0.081 \left(0.23 + 0.001 \frac{V}{V_2} \right)^2 \left(24.3 \leq \frac{V}{V_2} < 815 \right), \\ \gamma_2 &= 1.27 \left(\frac{V}{V_2} \geq 815 \right) \end{aligned} \quad (1.6)$$

В соотношениях (1.6) $V_2 = 1 \text{ см}^3/\text{г}$.

Из характерных размерных величин — полной энергии заряда $ВВ W$, массы заряда M , давления и плотности в окружающей среде, определяющих движение газа при взрыве — составим два безразмерных параметра подобия.

$$\eta = \frac{R_2}{(W/P_1)^{1/3}}, \quad \mu = \left(\frac{M}{\rho_1 W/P_1} \right)^{1/3} \quad (1.7)$$

или

$$\eta = \left(\frac{3P_1}{4\lambda\rho_2 E_2} \right)^{1/3}, \quad \mu = \left(\frac{P_1}{E_2\rho_1} \right)^{1/3} \quad (1.8)$$

Здесь ρ_2 и E_2 соответственно плотность и удельная энергия (на единицу массы) заряда.

В плоскости параметров η , μ , случай $\eta = 0$, $\mu = 0$ соответствует точечному взрыву с противодавлением, рассмотренному в [5]. При экспериментальном моделировании условий точечного взрыва, как это следует из (1.8), для уменьшения параметров η и μ необходимо использовать бризантные ВВ с наибольшими значениями плотности и удельной энергии. Однако все конденсированные ВВ (тротил, тэн, гексоген и др.) имеют приблизительно одинаковые максимальные значения ρ_2 и E_2 . Поэтому уменьшение параметров η и μ можно осуществить путем изменения давления и плотности окружающего заряда газа.

2. В отличие от плоского случая при взрыве с цилиндрической или сферической симметрией вслед за фронтом основной ударной волны движется серия последовательно возникающих ударных волн. Координаты этих волн заранее неизвестны и определяются в процессе решения. В связи с этим для решения задачи целесообразно применять численные методы (например, [2, 6, 7]), позволяющие вести непрерывный счет сквозь сильные разрывы, автоматически выявляя их положение как областей с большими градиентами параметров течения. Используем метод искусственной вязкости, предложенный в [2, 3]. Согласно этому методу, в уравнения (1.1) вводятся дополнительные диссипативные члены, которые обеспечивают независимость толщины переходного слоя от интенсивности скачка и практически не оказывают влияния на гладкую часть течения. С учетом этих членов систему уравнений (1.1) и (1.2) можно представить в конечно-разностной форме

$$\begin{aligned} u_j^{n+1} &= u_j^n - \frac{\Delta t}{\Delta_1 \lambda} (p_{j+1/2}^n - p_{j-1/2}^n + q_{j+1/2}^n - q_{j-1/2}^n) \left(\frac{r_j^n}{\lambda_j} \right)^{\alpha-1}, & r_j^{n+1} &= r_j^n + \Delta t u_j^{n+1} \\ u_{j+1}^{n+1} &= u_{j+1}^n - \frac{\Delta t}{\Delta_2 \lambda} (p_{j+3/2}^n - p_{j+1/2}^n + q_{j+3/2}^n - q_{j+1/2}^n) \left(\frac{r_{j+1}^n}{\lambda_{j+1}} \right)^{\alpha-1}, & r_{j+1}^{n+1} &= r_{j+1}^n + \Delta t u_{j+1}^n \\ v_{j+1/2}^{n+1} &= [(r_{j+1}^{n+1})^\alpha - (r_j^{n+1})^\alpha] / [(\lambda_{j+1})^\alpha - (\lambda_j)^\alpha] \\ q_{j+1/2}^{n+1} &= 4.5 \left(\frac{\Delta_2 \lambda}{\Delta t} \right)^2 \frac{(v_{j+1/2}^{n+1} - v_{j+1/2}^n)^2}{v_{j+1/2}^{n+1} + v_{j+1/2}^n} \left(\frac{\lambda_{j+1}}{r_{j+1}^{n+1}} \right)^{2(\alpha-1)} \quad (v_{j+1/2}^{n+1} - v_{j+1/2}^n < 0) \\ q_{j+1/2}^{n+1} &= 0 \quad (v_{j+1/2}^{n+1} - v_{j+1/2}^n \geq 0) \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$e_{j+1/2}^{n+1} = e_{j+1/2}^n - \left(\frac{p_{j+1/2}^{n+1} + p_{j+1/2}^n}{2} + q_{j+1/2}^{n+1} \right) (v_{j+1/2}^{n+1} - v_{j+1/2}^n)$$

$$p_{j+1/2}^{n+1} = p(e_{j+1/2}^{n+1}, v_{j+1/2}^{n+1})$$

Здесь q — диссипативный член, j — номер узла в лагранжевых координатах, n — номер шага по времени, Δt — шаг по времени, $\Delta_1\lambda$ и $\Delta_2\lambda$ — шаги сетки соответственно до и после узла j . Если узел j не является контактным разрывом, то расчет системы (2.1) проводится с постоянным шагом $\Delta_1\lambda = \Delta_2\lambda$. На контактном разрыве первое из уравнений (2.1) для улучшения точности заменяется следующим:

$$u_j^{n+1} = u_j^n - \frac{\Delta t}{\Delta_1\lambda + \Delta_2\lambda} \left[3(p_{j+1/2}^n - p_{j-1/2}^n + q_{j+1/2}^n - q_{j-1/2}^n) - \right. \quad (2.2)$$

$$\left. - \frac{1}{3}(p_{j+3/2}^n - p_{j-3/2}^n + q_{j+3/2}^n - q_{j-3/2}^n) \right] \left(\frac{r_j^n}{\lambda_j} \right)^{\alpha-1}$$

причем $\Delta_1\lambda$ может быть не равным $\Delta_2\lambda$.

Начальные условия в конечно-разностной форме имеют следующий вид ($n=0$).

При $0 \leq j < j_2$

$$v_j^0 = \varphi_1(\lambda_j), \quad u_j^0 = \varphi_2(\lambda_j), \quad e_j^0 = \varphi_3(\lambda_j)$$

Здесь j_2 — номер узла на границе продукты взрыва — воздух; функции $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ определяются при помощи (1.3), (1.4) и (1.6).

При $j \geq j_2$ параметры газа соответствуют невозмущенной атмосфере:

$$p_j^0 = 1, \quad v_j^0 = 1, \quad u_j^0 = 0$$

В центре взрыва (левая граница) граничное условие имеет вид: $j=0, u_0^n = 0$ для всех n ; правая граница в процессе расчета должна быть расположена в области невозмущенного воздуха.

При помощи уравнений (2.1) и (2.2) производится расчет слоя в момент t^{n+1} по известным значениям параметров при $t=t^n$, причем для вычисления величин $e_{n-1}^{j+1/2}$ и $p_{n-1}^{j+1/2}$, вообще говоря, требуется итерационный процесс. Можно показать, что для достаточно широкого класса уравнений состояния итерационный процесс будет сходящимся, если величина $e_{j+1/2}^{n+1}$ вычисляется по формуле

$$(e_{j+1/2}^{n+1})_{i+1} = \left\{ (e_{j+1/2}^{n+1})_i \frac{v_{j+1/2}^n - v_{j+1/2}^{n+1}}{2} + \psi_1 [\psi_2 (e_{j+1/2}^{n+1})_i] \right\} \left\{ 1 + \frac{\Delta\psi_2}{\Delta e} \frac{v_{j+1/2}^{n+1} - v_{j+1/2}^n}{2} \right\}^{-1}$$

Здесь i — номер итерации, ψ_1 и ψ_2 соответствуют последним двум уравнениям (2.1), записанным с учетом предварительно вычисленных величин $v_{j+1/2}^{n+1}$ и $q_{j+1/2}^{n+1}$.

$$e_{j+1/2}^{n+1} = \psi_1(p_{j+1/2}^{n+1}), \quad p_{j+1/2}^{n+1} = \psi_2(e_{j+1/2}^{n+1}), \quad \frac{\Delta\psi_2}{\Delta e} = \frac{p_{i+1} - p_i}{e_{i+1} - e_i}$$

Если уравнение состояния газа может быть представлено в форме (1.5), то расчет величин $e_{j+1/2}^{n+1}$ и $p_{j+1/2}^{n+1}$ в (2.1) можно проводить, не прибегая к итерационному процессу, следующим образом:

$$e_{j+1/2}^{n+1} = \left[e_{j+1/2}^n - \left(\frac{p_{j+1/2}^n}{2} + q_{j+1/2}^{n+1} \right) (v_{j+1/2}^{n+1} - v_{j+1/2}^n) \right] \times$$

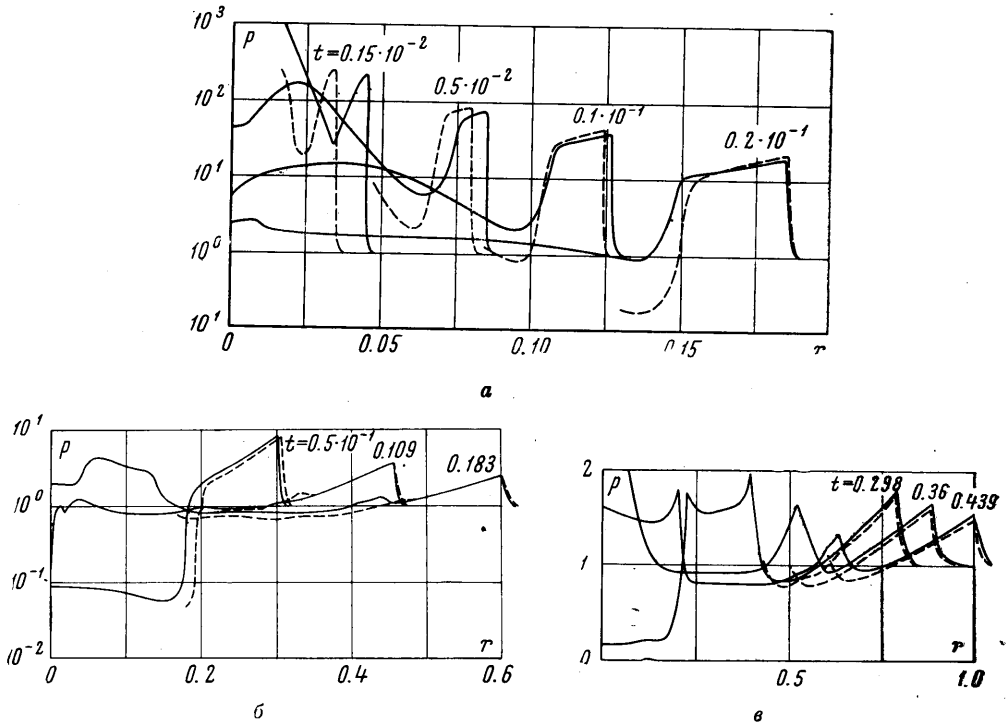
$$\times \left[1 + \frac{v_{j+1/2}^{n+1} - v_{j+1/2}^n}{v_{j+1/2}^{n+1}} \frac{(\gamma_2)_{j+1/2} - 1}{2} \right]^{-1}$$

$$p_{j+1/2}^{n+1} = [(\gamma_2)_{j+1/2} - 1] \frac{e_{j+1/2}^{n+1}}{v_{j+1/2}^{n+1}}$$

Для того чтобы обеспечить устойчивость счета, необходимо на шаг по времени наложить ограничение

$$\Delta t \leq \min_j \left(k \frac{r_{j+1}^n - r_j^n}{\sqrt{(1 + P^n \frac{v^n}{j^{+1/2} j^{+1/2}} / \frac{e_n}{j^{+1/2} j^{+1/2}}) P^n v}} \right)$$

В случае уравнения состояния идеального газа знаменатель в выражении (2.3) представляет собой местную скорость звука, а величина k совпадает с числом Куранта [8]. При численных расчетах полагалось $k = 0,3$, и счет был устойчив.



Фиг. 1а, б, в

3. Для анализа влияния величины η на параметры ударной волны были проведены численные расчеты взрыва сферического заряда тротила в воздухе при нормальной температуре 288° К для начальных давлений $P_1 = P_0$, $P_1 = 0.1P_0$, $P_1 = 0.01P_0$ (P_0 — нормальное атмосферное давление).

Соответствующие значения параметра η были равны 0.0162, 0.00752, 0.00349, при этом μ сохранялось постоянным ($\mu = 0.278$). На Фиг. 1, а, б, в представлено в безразмерном виде распределение давления за фронтом ударной волны в зависимости от расстояния до центра взрыва в различные моменты времени. Сплошная кривая соответствует взрыву тротила при нормальных условиях, пунктирная — взрыву тротила при давлении окружающего воздуха $P_1 = 0.01P_0$.

Из Фиг. 1, а видно, что в начальной стадии взрыва наряду с основной ударной волной, распространяющейся по невозмущенному газу, в области продуктов взрыва образуется вторичная ударная волна, которая движется к центру (в координатах Лагранжа). При многократном отражении ее от центра и контактной поверхности (Фиг. 1, б, в) возникает серия следующих друг за другом ударных волн, движущихся вслед за основной ударной волной.

Проведенные численные расчеты показали, что при взрыве тротила величина начального давления окружающего заряд воздуха (параметр η) очень слабо влияет на распределение безразмерных параметров газа — давления, плотности, скорости — за фронтом основной ударной волны по расстоянию от центра взрыва. Незначительные различия имеют место лишь в начальной стадии взрыва при относительно избыточном давлении на фронте $\Delta p_f \approx 100$ (Фиг. 1, а). В ранее выполненных работах [1, 9] утверждалось, что безразмерные параметры взрывной волны слабо зависят от начального давления воздуха только на достаточно больших расстояниях от центра взрыва, когда масса воздуха, захваченного ударной волной, на порядок больше массы заряда ($\Delta p_f \approx 5$).

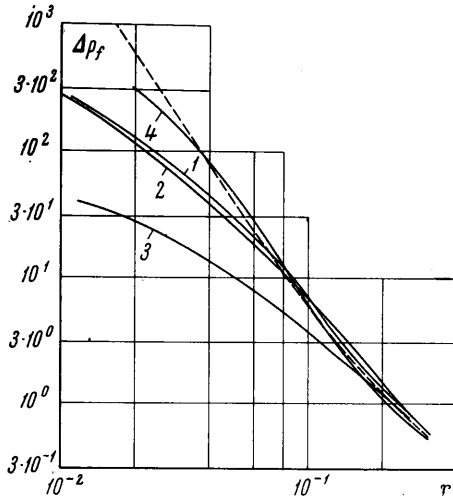
Для анализа влияния параметра μ были проведены численные расчеты взрыва зарядов, сильно отличающихся по удельной энергии от тротила ($E_2 = 10E_0$ и $E_2 = 0.1E_0$, где E_0 — удельная энергия тротила) при нормальном атмосферном давлении $P_1 = P_0$. Параметр подобия μ принимал при этом значения $\mu = 0.129, 0.600$ соответственно при постоянном $\eta = 0.0162$. Так как обычно используемые бризантные взрывчатые вещества мало различаются по теплоте взрыва, изменение μ в достаточно широких пределах может быть получено на практике варьированием начальной температуры воздуха или комбинированием взрыва ВВ с электровзрывом.

На фиг. 2 приведена зависимость относительного перепада давления на фронте ударной волны Δp_f от r .

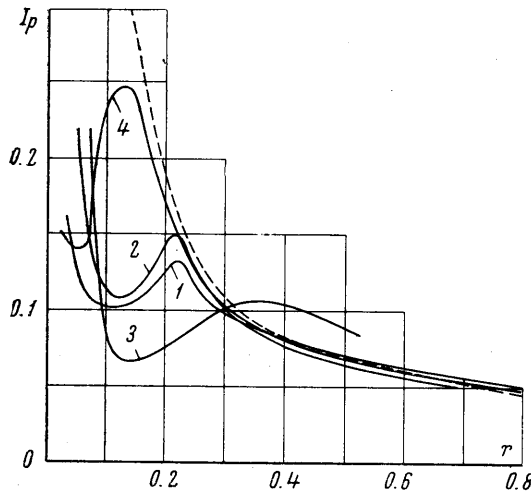
Кривые соответствуют следующим комбинациям параметров

- 1 — $\{P_1 = 0.01P_0, E_2 = E_0\}$
- 2 — $\{P_1 = P_0, E_2 = E_0\}$
- 3 — $\{P_1 = P_0, E_2 = 0.1E_0\}$
- 4 — $\{P_1 = P_0, E_2 = 10E_0\}$

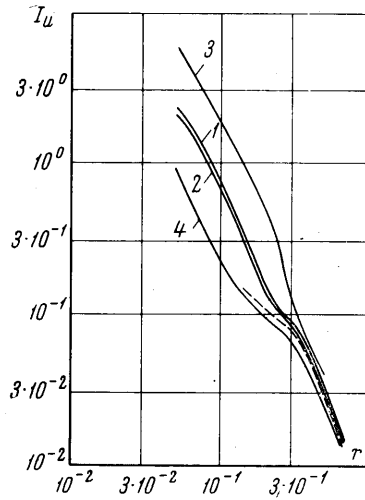
Штриховой линией дана кривая для точечного взрыва с противодействием [3] ($\mu = 0, \eta = 0$). Можно отметить, что величины Δp_f для расчетных вариантов с различными μ резко различаются между собой в области, близкой к центру взрыва, но сближаются по мере удаления от центра. При $r \approx 1$ их отклонение от значения, соответствующего точечному взрыву, примерно 10–20%. Выбранная область изменения параметра μ охватывает диапазон значений удельной энергии от «холодного» взрыва (средняя начальная температура продуктов взрыва 300° К) до взрыва с бесконечной удельной энергией (точный взрыв, бесконечная температура). Таким



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

образом, асимптотическое поведение давления на фронте ударной волны слабо зависит от характера взрыва, и размерные параметры ударной волны определяются в основном полной энергией взрыва и начальным давлением в воздухе.

В процессе расчета определялись значения импульсов избыточного давления I_p и скоростного напора I_u на фиксированных расстояниях от центра взрыва:

$$I_p = \int_0^{\tau_p} (p - 1) dt, \quad I_u = \int_0^{\tau_u} \frac{u^2}{2v} dt$$

Здесь τ_p — длительность фазы сжатия, τ_u — промежуток времени, в течение которого накапливается 95% полной величины импульса скоростного напора. На фиг. 3, 4 приведены значения I_p и I_u в зависимости от r , нумерация кривых на фигурах та же, что и на фиг. 2. Из графиков следует, что при малых r указанные выше параметры сильно зависят от величины μ . По мере удаления от центра влияния μ уменьшается. С увеличением удельной энергии взрыва (уменьшение μ) граница области, где значения параметров газа за ударной волной мало отличаются от точечного взрыва, перемещается к центру.

На фиг. 2—4 также представлены зависимости величин Δp_f , I_p , I_u от расстояния для двух значений параметра η , соответствующих значительному изменению начального давления воздуха (в 100 раз) при постоянной удельной энергии заряда ($\mu = 0.278$). Приведенные результаты подтверждают сделанный ранее вывод о слабом влиянии давления окружающего воздуха на распределение по расстоянию от центра взрыва безразмерных параметров газа за фронтом основной ударной волны.

Для рассматриваемых выше вариантов взрывов было проведено сравнение рассчитанных значений I_p , I_u , τ_p с соответствующими величинами точечного взрыва с противодавлением [5] при одинаковом относительном давлении Δp_f . Это позволило определить границы областей в плоскости параметров (P_1 , Δp_f), где отклонение величин I_p , I_u , τ_p от соответствующих значений для точечного взрыва достаточно мало. Например, области, где отклонение не превышает 20%, определяются условиями: при $E_2 = E_0$ (тротил) $\Delta p_f \leq 10$; $\Delta p_f \leq 100$ при $E_2 = 10E_0$ и $\Delta p_f \leq 1$ при $E_2 = 0.1E_0$.

Поступило 29 XII 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Brode H. L. Blast wave from a spherical charge. Phys. Fluids, 1959, vol. 2, No. 2.
2. Neumann J., Richtmyer R. D. A method for the numerical calculations of hydrodynamical shocks. J. Appl. Phys., 1950, vol. 21, No. 3. (Рус. перев. Нейман Дж., Рихтмайер Р. Метод численного расчета гидродинамических скачков, «Механика». Сб. перев. и обз. иностр. период. лит., 1951, № 1).
3. Jones H., Miller A. R. The detonation of solid adiabatic explosives: the equilibrium conditions in the detonation wave-front and the adiabatic expansion of the products of detonation. Proc. Roy. Soc., A, 1948, vol. 194, No. 1039.
4. Taylor G. The dynamics of the combustion products behind plane and spherical detonation fronts in explosives. Proc. Roy. Soc. A, 1950, vol. 200, No. 1061.
5. Охочимский Д. Е., Кондрашева И. Л., Власова З. П., Казакова Р. К. Расчет точечного взрыва с учетом противодействия. Тр. Матем. ин-та им. В. А. Стеклова, 1957, № 50.
6. Годунов С. К. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики. Матем. сб., 1959, т. 47, вып. 3.
7. Lax P. D. Weak solutions of nonlinear hyperbolic equations and their numerical computation. Commun. Pure and Appl. Math., 1954, vol. 7, No. 1.
8. Рихтмайер Р. Д. Разностные методы решения краевых задач. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
9. Boyer D. W. An experimental study of the explosion generated by a pressurized sphere. J. Fluid Mech., 1960, vol. 9, pt. 3.

ДИФРАКЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ПЛОСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН ЧЕРЕЗ КАНАЛ-ДИАФРАГМУ

А. В. БОНДАРЕНКО, МАХЕР АЗИС ИБРАГИМ

(Москва)

В ударной трубе при помощи шпирен-теновой методики зафиксирована картина течения и измерена скорость различных волновых возмущений, возникающих при прохождении ударных волн через короткий канал в препятствии, расположенном перпендикулярно движению первичной волны. В области неустановившегося течения непосредственно за препятствием наблюдается сложная дифракционная картина, состоящая из прошедшей и вторичной ударных волн, вторичного контактного разрыва и других взаимодействующих возмущений. Измерения показали, что скорость движения основных возмущений изменяется во времени периодически, испытывая затухающие колебания на протяжении 16—17 см от препятствия. В дальнейшем происходит формирование нового плоского фронта волны с установившейся скоростью распространения.

Одним из отличий дифрагирующей волны является искривление ее фронта и, следовательно, изменение направления движения отдельных элементов этого фронта относительно невозмущенной среды. Взаимодействие периферических элементов