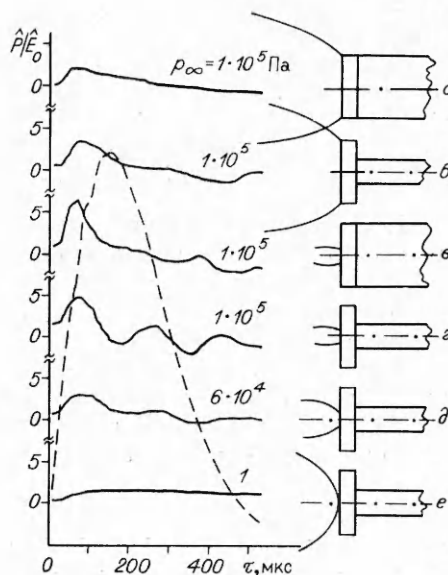


на мишенях при фиксированных $p_{\infty} = 10^5$ Па, $E_0/S = 80$ Дж/см² и вариации «нерабочей» части мишеней выявили изменение амплитуд осцилляций. Эта трансформация осциллограмм давления представлена на кривых *a* — *г* рис. 5. При большой «нерабочей» части мишени (кривая *г*) осцилляции давления ярко выражены. Когда уменьшается «нерабочая» часть мишени за счет роста пятна облучения (кривая *б*) до диаметра мишени или увеличивается диаметр датчика (кривая *в*), то эти осцилляции имеют менее выраженный характер. При практически полном отсутствии «нерабочей» части мишени (кривая *а*) осцилляции давления пропадают и осциллограмма давления становится похожа на кривую *е*, полученную в вакууме при большой «нерабочей» поверхности мишени.



Р и с . 5

ЛИТЕРАТУРА

1. Жиряков Б. М., Попов Н. И., Самохин А. А. Влияние плазмы на взаимодействие лазерного излучения с металлом // ЖЭТФ.— 1978.— Т. 75, вып. 2(8).
2. Углов А. А., Селищев С. В. Автоколебательные процессы при воздействии концентрированных потоков энергии.— М.: Наука, 1987.
3. Самохин А. А. Фазовые переходы первого рода при действии лазерного излучения на поглощающие конденсированные среды // Тр. ИОФАН.— М.: Наука, 1988.— Т. 13.
4. Кутателадзе С. С., Кузнецов Л. И., Завьялов В. И. Вакуумная импульсная камера ВИКА // IV Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов: Тез. докл.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1979.

г. Новосибирск

Поступила 4/VII 1990 г.

УДК 624.1525

Н. И. Шишкин

ФРОНТ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПОДЗЕМНОГО ВЗРЫВА

Нахождение закона движения фронта ударной волны (УВ) при взрыве в сплошной среде иногда может быть осуществлено без получения полного решения задачи о взрыве. Например, при точечном взрыве в идеальном газе в силу автомодельности закон движения фронта сильной УВ получается из соображений размерности [1].

При взрыве в твердой среде (например, в грунте) движение неавтомодельно. На малых расстояниях от центра взрыва в области сильной волны автомодельность нарушается неточечностью очага реального взрыва. На больших же расстояниях, где взрыв можно принимать за точечный, автомодельность не имеет места, так как волну уже нельзя считать сильной. Тем не менее в начальной стадии подземного взрыва, пока волна сильная, закон движения и параметры фронта волны приближенно могут быть найдены без полного решения задачи о взрыве. Сделать это удастся с помощью «корочного» приближения или приближения разлетающейся оболочки [2—4].

В качестве оболочки рассматривается движущийся грунт, находящийся между продуктами взрыва и фронтом УВ. Масса оболочки возрастает за счет притока вещества через ее внешнюю границу (фронт УВ), а энергия — за счет работы продуктов взрыва на ее внутренней границе (контактной поверхности газ — грунт).

Использование законов сохранения массы, импульса и энергии с учетом условий на границах оболочки позволяет получить для одного из параметров фронта УВ обыкновенное дифференциальное уравнение, дающее возможность замкнуть систему Ранкина — Гюгонно, найти законы движения фронта и границы продуктов взрыва. Указанным способом рассчитывались параметры фронта УВ при взрыве в идеальном газе

[2, 3, 5] и в грунте [4]. В [4], однако, игнорировалась холодная составляющая давления в грунте, сжатом УВ.

В данной работе учитываются как тепловая, так и холодная составляющие давления в веществе за фронтом УВ. Показано, что почти во всем диапазоне существования УВ подземного взрыва холодная составляющая давления превосходит тепловую и пренебрегать ею нельзя. Получено дифференциальное уравнение для сжатия грунта во фронте УВ. Через его решение выражены все параметры фронта и закон движения границы газовой полости при подземном взрыве.

1. Постановка задачи. Среда, в которой происходит взрыв, предполагается твердым пористым телом (грунтом). Пусть ρ_1 — начальная плотность, ρ_0 — плотность сплошного несжатого грунта, $k = \rho_0/\rho_1$ — коэффициент пористости, c_0 — скорость звука, n — параметр, характеризующий сжимаемость грунта.

Взрыв имитируется адиабатическим расширением плазмы из продуктов взрыва, рассматриваемой как идеальный газ с показателем адиабаты γ_3 . Начальный радиус газовой сферы a_3 пропорционален корню кубическому из энергии взрыва E_3 :

$$(1.1) \quad a_3 = \alpha_3 E_3^{1/3}$$

($\alpha_3 \approx 0,16 \div 0,47$ м/кг^{1/3} [6]). Начальная плотность продуктов взрыва ρ_3 равна плотности окружающего грунта. Начальное давление в продуктах взрыва p_3 дается формулой

$$(1.2) \quad p_3 = 3(\gamma_3 - 1) E_3 / (4\pi a_3^3).$$

Давление p_3 столь велико, что возникающее в грунте сферически-симметричное движение описывается уравнениями газовой динамики:

$$(1.3) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho u) + \frac{2}{r} \rho u = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial r}[(\rho u)u] + \frac{2}{r}(\rho u)u + \frac{\partial p}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\varepsilon + \frac{u^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[\rho \left(\varepsilon + \frac{u^2}{2} \right) u \right] + \frac{\partial}{\partial r}(p u) + \frac{2}{r} \rho \left(\varepsilon + \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) u = 0.$$

Здесь ρ — плотность; u — массовая скорость; p — давление; ε — внутренняя энергия на единицу массы грунта; t — время; r — координата; $0 \leq t < \infty$; $r_3(t) \leq r \leq R(t)$; $r_3(t)$ — закон движения границы газовой сферы; $R(t)$ — закон движения фронта УВ.

Уравнение состояния грунта используется в форме Ми — Грюнайзена [3]

$$p(V, T) = p_x(V) + p_T(V, T), \quad \varepsilon(V, T) = \varepsilon_x(V) + \varepsilon_T(V, T), \quad \varepsilon_x =$$

$$= \int_V^{V_0} p_x(V) dV, \quad p_T = \Gamma \varepsilon_T / V,$$

где $V = 1/\rho$ — удельный объем; T — температура; p_x , ε_x — холодные, а p_T , ε_T — тепловые составляющие давления и внутренней энергии; V_0 — начальный объем; Γ — коэффициент Грюнайзена.

Зависимость холодной составляющей давления от объема берется в степенной форме

$$(1.4) \quad p_x(V) = (c_0^2/nV_0) [(V_0/V)^n - 1] = (\rho_0 c_0^2/n) (\delta^n - 1) \quad (\delta = V_0/V = \rho/\rho_0).$$

Граничные условия на контактной границе — непрерывность давления и нормальной составляющей скорости:

$$(1.5) \quad p(r, t)|_{r=r_3(t)} = p_3 \left[\frac{a_3}{r_3(t)} \right]^{3\gamma_3}, \quad u(r, t)|_{r=r_3(t)} = \dot{r}_3(t) \quad (\dot{r}_3 \equiv dr_3/dt).$$

Условия на фронте УВ — условия Рэнкина — Гюгонио:

$$(1.6) \quad \rho_2(\dot{R} - u_2) = \rho_1 \dot{R}, \quad p_2 = \rho_2 u_2(\dot{R} - u_2) + p_1, \quad \varepsilon_2 =$$

$$= \frac{1}{2}(p_2 + p_1) \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right) + \varepsilon_1,$$

где индексом 1 отмечаются значения перед фронтом, 2 — за фронтом волны; $\dot{R} \equiv (dR/dt)$.

Для сильной УВ $\varepsilon_1 \ll \varepsilon_2$, $p_1 \ll p_2$, в силу чего в условиях (1.6) полагается $\varepsilon_1 = p_1 = 0$. Кроме того, ударная адиабата (1.6)₃ твердого тела (1.4) описывается интерполяционной формулой Е. И. Забабахина — Я. Б. Зельдовича [3]:

$$(1.7) \quad p_2 = \frac{(h-1)p_x - 2\varepsilon_x/V_2}{h - V_1/V_2} = \frac{\rho_0 c_0^2 q(\sigma)}{n(h - k\sigma)}.$$

Здесь $\sigma = \rho_2/\rho_0$; $k = \rho_0/\rho_1$; $q(\sigma) = \alpha_1 \sigma^n + \alpha_2 \sigma + \alpha_3$; $\alpha_1 = h - (n + 1)/(n - 1)$; $\alpha_2 = 2n/(n - 1)$; $\alpha_3 = -(h + 1)$; $h = 2/\Gamma + 1$. С помощью переменной σ условия (1.6) для сильной волны записываются в виде

$$(1.8) \quad \rho_2 = \rho_0 \sigma, \quad u_2 = \frac{k\sigma - 1}{k\sigma} \dot{R}, \quad \bar{p}_2 = \frac{\rho_0 c_0^2 q_0(\sigma)}{n(h - k\sigma)}.$$

Начальные условия:

$$(1.9) \quad u(r, t)|_{t=0} = 0, \quad 0 \leq r < \infty,$$

$$\rho(r, t)|_{t=0} = \begin{cases} \rho_3, & 0 \leq r \leq a_3, \\ \rho_1, & r > a_3, \end{cases} \quad \bar{p}(r, t)|_{t=0} = \begin{cases} p_3, & 0 \leq r < \infty, \\ p_1, & r > a_3. \end{cases}$$

Вследствие расширения продуктов взрыва в грунте распространяется УВ. Требуется найти законы движения фронта УВ, границы продуктов взрыва и параметры вещества на фронте: сжатие, массовую скорость и давление.

2. Решение. Уравнения (1.3) проинтегрируем по объему, заключенному между поверхностью газовой сферы $r_3 = r_3(t)$ и фронтом УВ $R = R(t)$. Учитывая условия (1.5), (1.8) и (1.9), получаем систему уравнений, выражающую законы сохранения для слоя грунта, вовлеченного в движение:

$$(2.1) \quad \int_{r_3}^R \rho r^2 dr = \frac{\rho_0 (R^3 - a_3^3)}{R3k},$$

$$\frac{d}{dt} \int_{r_3}^R \rho u r^2 dr = 2 \int_{r_3}^R p r dr + r_3^3 p_3 \left(\frac{a_3}{r_3} \right)^{3\gamma_3},$$

$$\int_{r_3}^R \rho \left(\varepsilon + \frac{u^2}{2} \right) r^2 dr = \frac{a_3 p_3}{3(\gamma_3 - 1)} \left[1 - \left(\frac{a_3}{r_3} \right)^{\frac{3}{\gamma_3 - 1}} \right].$$

Адиабатически расширяющиеся продукты взрыва действуют на грунт, подобно сферическому поршню, движущемуся с замедлением. Поэтому за фронтом УВ плотность, давление и скорость являются убывающими функциями расстояния от фронта. Профили плотности, давления и скорости должны быть похожими на профили названных величин за фронтом сильной УВ сосредоточенного взрыва [1]. Например, плотность должна иметь наибольшее значение на фронте, а за фронтом резко убывать. Давление должно меняться приблизительно так же, лишь убывать не до нуля, как плотность, а до некоторого значения, равного давлению на границе газовой полости. По указанным причинам аппроксимируем профили плотности и давления за фронтом УВ, как и в [5], δ -функцией Дирака:

$$(2.2) \quad \rho(r, t) = A(t) \delta(R - r);$$

$$(2.3) \quad \frac{p(r, t) - p(r_3)}{p_2 - p(r_3)} \approx \frac{p}{p_2} = \frac{A}{\rho_2} \delta(R - r).$$

Подставляя (2.2) в уравнение сохранения массы (2.1)₁, имеем

$$(2.4) \quad A(t) = \rho_0 (R^3 - a_3^3) / (3kR^2).$$

Используя (2.2)–(2.4), из уравнений сохранения импульса и энергии (2.1)_{2,3} получим

$$(2.5) \quad \begin{aligned} & \frac{\rho_0}{3k} \frac{d}{dt} [(R^3 - a_3^3) u_2] = \\ & = p_3 \left(\frac{a_3}{r_3} \right)^{3\gamma_3} \left[R^2 - \frac{2(R^3 - a_3^3)}{3k\sigma R} \right] + \frac{2\rho_0 c_0^2 (R^3 - a_3^3)}{3k\sigma R} P, \\ & \frac{\rho_0}{3k} (R^3 - a_3^3) u_2^2 = \frac{P_3 a_3^3}{3(\gamma_3 - 1)} \left[1 - \left(\frac{a_3}{r_3} \right)^{3(\gamma_3 - 1)} \right] \quad \left(P \equiv \frac{p_2}{\rho_0 c_0^2} = \frac{q(\sigma)}{n(h - k\sigma)} \right). \end{aligned}$$

В системе (2.5) перейдем к безразмерным переменным и функциям

$$(2.6) \quad \tau = c_0 t / a_3, \quad x = R / a_3, \quad x_3 = r_3 / a_3, \quad U = u_2 / c_0, \quad Y = \dot{R} / c_0, \quad \Pi_3 = p_3 / \rho_0 c_0^2.$$

В переменных (2.6) система (2.5) принимает вид

$$(2.7) \quad \begin{aligned} & \frac{1}{3x} \frac{d}{d\tau} [(x^3 - 1) U] = \Pi_3 x_3^{-3\gamma_3} \left[x^2 - \frac{2(x^3 - 1)}{3k\sigma x} \right] + \frac{2(x^3 - 1)}{3k\sigma x} P, \\ & (x^3 - 1) U^2 = k \Pi_3 (\gamma_3 - 1)^{-1} \left[1 - x_3^{-3(\gamma_3 - 1)} \right]. \end{aligned}$$

Условия на фронте УВ (1.8) в новых переменных записываются как

$$(2.8) \quad U = \frac{k\sigma - 1}{k\sigma} Y, \quad P = \frac{k\sigma - 1}{k^2\sigma} Y^2, \quad P = \frac{q(\sigma)}{n(h - k\sigma)}.$$

Разрешая систему (2.7), (2.8) относительно величины σ (сжатия грунта во фронте УВ) и меняя ролями переменные τ и x , находим дифференциальное уравнение для сжатия

$$(2.9) \quad (x^3 - 1) H_1(\sigma) \frac{d\sigma}{dx} + \left[x^2 - \frac{2(x^3 - 1)}{3k\sigma x} \right] H_3(\sigma) = 0,$$

$$\text{где} \quad H_1(\sigma) = \frac{P}{\sigma(k\sigma - 1)} + \frac{dP}{d\sigma}; \quad H_3(\sigma) =$$

$$= P - \Pi_3 \left[1 - \Pi_3^{-1} (\gamma_3 - 1) (x^3 - 1) (k\sigma)^{-1} (k\sigma - 1) P \right]^m; \quad m = \frac{\gamma_3}{(\gamma_3 - 1)}.$$

Уравнение (2.9) является основным для описания параметров фронта сильной УВ подземного взрыва в рассматриваемом приближении.

Краевое условие для σ следует из начальных условий исходной задачи:

$$(2.10) \quad \sigma(x)|_{x=1} = \sigma_*$$

(σ_* — корень алгебраического уравнения $P(\sigma_*) = \Pi_3$).

Найдя значение σ из (2.9), (2.10), выражаем остальные параметры фронта через σ соотношениями, следующими из (2.8):

$$(2.11) \quad P = \frac{q(\sigma)}{n(h - k\sigma)}, \quad Y = k \left(\frac{\sigma P}{k\sigma - 1} \right)^{1/2}, \quad U = \frac{k\sigma - 1}{k\sigma} Y.$$

Закон движения фронта УВ при этом получаем в форме

$$(2.12) \quad \tau = \int_1^x \frac{dx}{Y(\xi)}.$$

Закон движения границы газовой полости, согласно (2.7)₂, запишем как

$$(2.13) \quad x_3 = \left[1 - \frac{\gamma_3 - 1}{k\Pi_3} (x^3 - 1) U^2 \right]^{m_3},$$

или в силу (2.11)

$$(2.14) \quad x_2 = \left[1 - \frac{\gamma_3 - 1}{\Pi_3} (x^3 - 1) \frac{k\sigma - 1}{k\sigma} P \right]^{m_3}, \quad m_3 = -\frac{1}{3(\gamma_3 - 1)}.$$

3. Случай цилиндрической и плоской симметрии. Аналогично предыдущему получаются уравнения для параметров фронта УВ для цилиндрической и плоской симметрии движения при взрыве. Основное уравнение для сжатия грунта во фронте УВ запишем как

$$(x^3 - 1) H_1(\sigma) \frac{d\sigma}{dx} + \left[x^{\nu-1} - \frac{(\nu-1)(x^\nu - 1)}{\nu k \sigma x} \right] H_\nu(x) = 0,$$

где $H_\nu(x) = P - \Pi_3 \left[1 - \Pi_3^{-1} (\gamma_3 - 1) (x^\nu - 1) (k\sigma)^{-1} (k\sigma - 1) P \right]^{m_\nu}$; $m_\nu = -\frac{1}{\nu(\gamma_3 - 1)}$; $\nu = 3, 2, 1$ для сферических, цилиндрических и плоских

волн соответственно. Краевое условие для σ остается прежним (2.10). Закон движения фронта УВ имеет вид (2.12), а закон движения границы продуктов взрыва

$$(3.1) \quad x_\nu = \left[1 - (k\Pi_3)^{-1} (\gamma_3 - 1) (x^\nu - 1) U^2 \right]^{m_\nu}$$

или
$$x_\nu = \left[1 - \frac{\gamma_3 - 1}{\Pi_3} (x^\nu - 1) \frac{k\sigma - 1}{k\sigma} P \right]^{m_\nu}, \quad m_\nu = -\frac{1}{\nu(\gamma_3 - 1)}.$$

4. Асимптотика при $x \gg 1$. На больших расстояниях от центра взрыва, при которых $x = r/a_3 \gg 1$, взрыв можно рассматривать как точечный и полагать $a_3 = 0$. Из уравнения (3.1) вытекает

$$(4.1) \quad U \approx \left(\frac{k\Pi_3}{\gamma_3 - 1} \right)^{1/2} x^{-\nu/2}.$$

Видно, что массовая скорость во фронте УВ выражается так же, как в автомодельном случае — точечном взрыве в идеальном газе.

Ударную адиабату грунта при больших давлениях в координатах (\dot{R}, u_2) представим как прямую линию $\dot{R} = c_0 + \beta u_2$ ($\beta = h/(h-1)$), или в безразмерном виде — как $Y = 1 + \beta U$.

Для сильной волны $\beta U \gg 1$, поэтому из (2.8) при $x \gg 1$, получаем

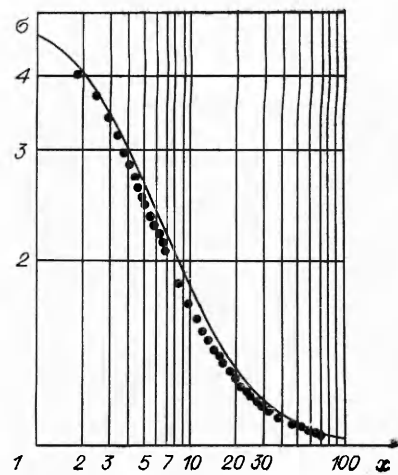
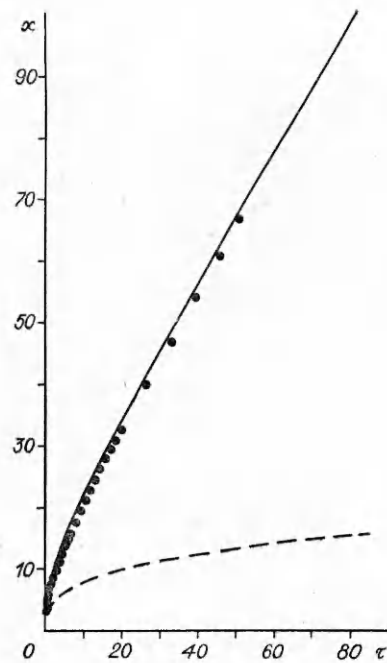
$$(4.2) \quad \sigma \approx h/k, \quad Y \approx \beta U = \beta \left(\frac{k\Pi_3}{\gamma_3 - 1} \right)^{1/2} x^{-\nu/2}, \quad P \approx \frac{h\Pi_3}{\gamma_3 - 1} x^{-\nu}.$$

Закон движения фронта УВ (2.12):

$$(4.3) \quad x \approx \left(\frac{2+\nu}{2} \beta \right)^{2/(2+\nu)} \left(\frac{\gamma_3 - 1}{k\Pi_3} \right)^{1/(2+\nu)} \tau^{2/(2+\nu)}.$$

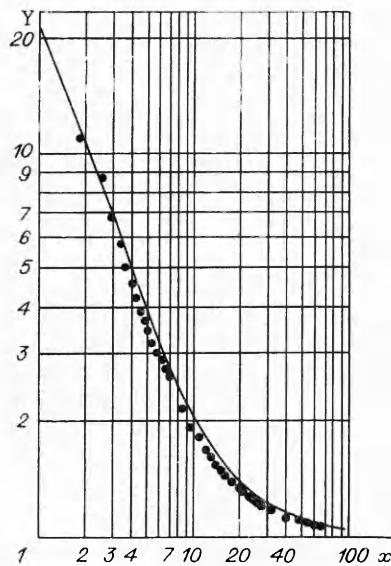
Из (4.1)–(4.3) следует, что на больших (сравнительно с размерами очага взрыва) расстояниях параметры фронта сильной УВ подземного взрыва описываются закономерностями, присущими взрыву Л. И. Седова [1]. Однако, как можно убедиться, автомодельность движения фронта УВ, следующая из асимптотических формул (4.1)–(4.3), осуществляется в весьма узком интервале расстояний от центра взрыва. Покажем это в случае сферической симметрии движения ($\nu = 3$). Действительно, с одной стороны, для автомодельности необходимо неравенство $x \gg 1$, с другой — $\dot{R} \gg c_0$ или $Y \gg 1$. Из последнего неравенства с учетом (4.2) вытекает

$$x \ll \left[\left(\frac{h}{h-1} \right) \left(\frac{k\Pi_3}{\gamma_3 - 1} \right)^{1/2} \right]^{2/3}.$$

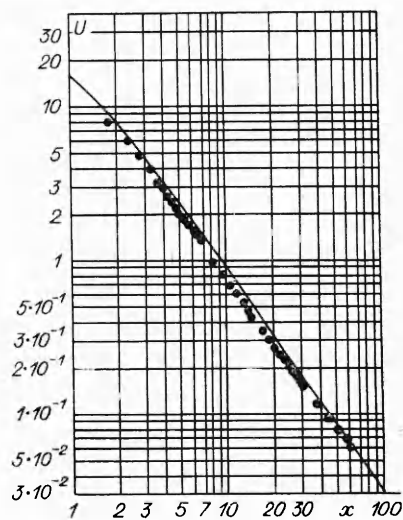


Р и с . 2

Р и с . 1



Р и с . 3



Р и с . 4

Объединяя оба случая, получаем

$$(4.4) \quad 1 \ll x \ll \left(\frac{h}{h-1}\right)^{2/3} \left(\frac{k\Pi_3}{\gamma_3-1}\right)^{1/3} = \beta^{2/3} \left(\frac{3k}{4\pi}\right)^{1/3} \left(\frac{r_0}{a_3}\right)$$

($r_0 = (E_3/\rho_0 c_0^2)^{1/3}$ — динамическая длина взрыва). Для взрыва в горной породе без пор $k = 1$, предельное сжатие $h \approx 5$, $r_0/a_3 \approx 10$. Из (4.4) при этом имеем $1 \ll x \ll 10$.

Из последнего неравенства видно, сколь узок интервал расстояний, в котором движение при подземном взрыве может рассматриваться приблизительно автомодельным.

5. Результаты расчета. Сравнение с данными других авторов. Для выяснения точности предлагаемого метода нахождения параметров фронта УВ подземного взрыва выполнены расчеты взрыва в каменной соли дву-

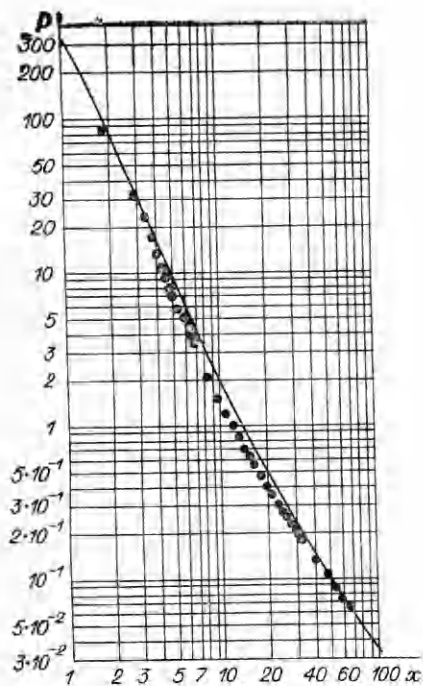


Рис. 5

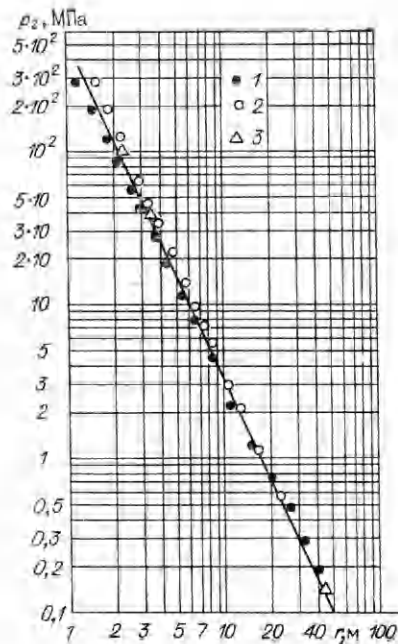


Рис. 6

мя независимыми методами: с помощью уравнений (2.9)—(2.14) и на основе численной математической модели взрыва в твердой сплошной среде «Волна» [7]. В обоих случаях математическая постановка задачи идентична (1.1)—(1.9).

Параметры уравнения состояния каменной соли подбирались по результатам ударной сжимаемости соли, приведенным в [8]. В расчетах они приняты следующими: $\rho_0 = 2,16 \cdot 10^3$ кг/м³, $c_0 = 3900$ м/с, $k = 1$, $n = 3,2$, $h = 4,95$. Параметры взрыва: $E_3 = 4,18 \cdot 10^{12}$ Дж, $a_3 = 0,3$ м, $\gamma_3 = 4/3$.

Результаты расчета $x - \tau$ -диаграмм, сжатия грунта во фронте УВ $\sigma(x)$, скорости фронта $Y(x)$, массовой скорости $U(x)$ и давления $P(x)$ приведены на рис. 1—5 соответственно, сплошные линии — результаты расчета в рассматриваемом приближении, точки — по программе «Волна», штриховой линией на рис. 1 изображена $x - \tau$ -диаграмма границы газовой полости, рассчитанная по уравнению (2.14). Как видно из рис. 1—5, результаты обоих независимых друг от друга методов расчета близки: $x - \tau$ -диаграммы различаются не более чем на 3 %, сжатие — на 7 %, давление — на 17 % во всем диапазоне рассматриваемых расстояний $1 \leq x \leq 70$.

В изложенном приближении выполнены расчеты параметров фронта УВ при взрыве в туфе «Rainier» [9]. Константы уравнения состояния туфа подобраны по ударной сжимаемости этой горной породы, приведенной в [10]: $\rho_0 = 2,3 \cdot 10^3$ кг/м³, $c_0 = 1500$ м/с, $k = 1,15$, $n = 3,7$, $h = 5,0$. Параметры взрыва: $E_3 = 1,7$ кт = $7,1 \cdot 10^{12}$ Дж, $a_3 = 1,2$ м. В расчетах использовались два значения показателя адиабаты продуктов взрыва: $\gamma_3 = 4/3$ (фотонный газ) и $5/3$ (одноатомный идеальный газ).

Результаты расчета давления на фронте волны от расстояния изображены на рис. 6, где точки 1, 2 — данные, относящиеся к случаю $\gamma_3 = 4/3$; 5/3 соответственно, 3 — результаты эксперимента [9], линия — расчет взрыва «Rainier», заимствованный из [11]. Рис. 6 демонстрирует удовлетворительное соответствие данных настоящей работы и [9, 11].

Результаты расчета, приведенные на рис. 1—6, позволяют сравнить значения холодной и тепловой составляющих давления во фронте УВ

x	r/r_0	σ	P_x+P_T	P_x	P_x/P_T
1,008	0,060	4,254	368,2	31,82	0,095
1,576	0,094	3,984	142,6	25,74	0,220
2,600	0,155	3,464	45,54	16,33	0,560
3,624	0,217	3,021	20,64	10,44	1,024
4,904	0,293	2,603	9,96	6,36	1,77

подземного взрыва. В таблице представлено отношение холодного давления к тепловому P_x/P_T в зависимости от расстояния x ($x = r/a_3 \geq 1$) для взрыва в каменной соли. Видно, что при $x \approx 3,6$ ($r \approx 0,2 r_0$) величины обеих составляющих давления одинаковы. При меньших расстояниях преобладает тепловая составляющая, при больших — холодная. Даже на расстоянии $x = 1,6$ ($r = 0,1 r_0$) холодная составляющая дает около 20% полного давления во фронте волны.

Таким образом, можно утверждать, что в УВ подземного взрыва холодная компонента давления (и внутренней энергии) существенна и пренебрегать ею сравнительно с тепловой компонентой несправедливо.

Из рис. 1—6 видно также, что результаты расчета параметров фронта УВ в приближении разлетающейся оболочки оказываются верными и в области, где волну, строго говоря, нельзя считать сильной. Хорошее согласие результатов расчета по численной модели взрыва и экспериментов имеет место до значений давления во фронте волны порядка $0,01 \rho_0 c_0^2$, что соответствует расстоянию $\sim 6r_0$ от центра взрыва.

Из вышеизложенного следует, что описание фронта УВ подземного взрыва в приближении разлетающейся оболочки является довольно точным во всем диапазоне существования такой волны. Простота приближения делает его удобным и полезным методом расчета параметров фронта УВ подземного взрыва. Очевидно, что метод применим при описании взрывов не только в грунтах, но и в металлах, жидкостях и других конденсированных средах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. — М.: ГИТТЛ, 1954.
2. Черный Г. Г. Задача о точечном взрыве // ДАН СССР. — 1957. — Т. 112, № 2.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Физматгиз, 1963.
4. Kurtz S. R. A back-of-the-envelope approach to predicting ground motion phenomena // J. Geophys. Res. — 1975. — V. 80, N 32.
5. Струминский В. В. Аэродинамика и молекулярная газовая динамика. — М.: Наука, 1985.
6. Brode H. L. Gas dynamic motion with radiation: a general numerical method // *Astronautica Acta*. — 1969. — V. 14, N 5. Рус. пер. Действие ядерного взрыва. — М.: Мир, 1971.
7. Куропатенко В. Ф., Потапкин Б. К. Опыт создания большой программы серийного счета на примере программы «Волна». Комплексы программ математической физики. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972.
8. Альтшулер Л. В., Павловский М. Н., Кулешова Л. В., Симаков Г. В. Исследование галогенидов щелочных металлов при высоких давлениях и температурах ударного сжатия // ФТТ. — 1963. — Т. 5, вып. 1.
9. Jonson G. W., Higgins G. H., Violet C. E. Underground nuclear detonations // J. Geophys. Res. — 1959. — V. 64, N 10. Рус. пер. Подземные ядерные взрывы. — М.: ИЛ, 1962.
10. Holzer F. W. Measurements and calculations of peak shock-wave parameters from underground nuclear detonations // J. Geophys. Res. — 1965. — V. 70, N 4.
11. Nuckols J. H. A computer calculation of Rainier // Proc. 2nd Flowshare Symp., San Francisco, California, May 13—15, 1959.

г. Челябинск

Поступила 18/VII 1990 г.