

РАСЧЕТ ДВИЖЕНИЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ВЗРЫВА
В ТВЕРДОЙ СРЕДЕ

В. П. Корявов, Г. Г. Виленская

(Москва)

Приведены некоторые результаты расчета движения в ближней зоне взрыва в твердом теле, для которого используется полученное ранее уравнение состояния, дано сравнение с соответствующими теоретическими и экспериментальными результатами.

1. Ближняя зона взрыва — название условное. Обычно так называют зону высоких давлений, в которой происходят основные потери энергии взрыва. Для килотонного ($4.18 \cdot 10^{19}$ эрг) взрыва ближняя зона тянется на несколько десятков метров [1]. При больших давлениях, как известно, касательные напряжения оказывают малое влияние, и твердую среду в первом приближении можно рассматривать как жидкость, в которой выполняется закон Паскаля. Однако в уравнении состояния этой жидкости должно отразиться свойство твердых тел, у которых давление связано как с деформацией решетки, т. е. с изменением расстояния между атомами, так и с колебаниями атомов относительно положений равновесия при нагревании вещества.

Отсутствие удовлетворительного теоретического или экспериментального метода получения уравнения состояния твердых тел в широком диапазоне параметров связано с большими трудностями экспериментирования в условиях высоких давлений и температур, которые обычно удается создавать лишь на очень короткие времена. Большим шагом в изучении уравнения состояния твердых тел было использование метода ударных волн. Получение ударных адиабат многих веществ до высоких (вплоть до $9 \cdot 10^6$ атм) давлений позволило развить и уточнить различные методы построения уравнений состояния твердых тел. Подробное описание этих методов и полученных результатов можно найти в обзоре [2], книге [3], а также в переводе [4].

Таблица 1

ω	p_n	E_n	p_x	E_x	f_1	f_2	γ
1.0	0	0	0	0	1.0000	2.4200	1.50
1.1	0.12	0.0055	0.121	0.005	1.1671	2.1727	1.49
1.2	0.29	0.0248	0.288	0.020	1.3534	1.9673	1.47
1.3	0.54	0.0623	0.507	0.045	1.5616	1.7917	1.46
1.4	0.87	0.125	0.785	0.080	1.7949	1.6391	1.44
1.5	1.33	0.222	1.125	0.125	2.0571	1.5049	1.43
1.6	1.96	0.368	1.535	0.180	2.3529	1.3848	1.41
1.7	2.82	0.580	2.023	0.245	2.6877	1.2764	1.39
1.8	4.00	0.888	2.600	0.320	3.0682	1.1774	1.37
1.9	5.65	1.340	3.250	0.405	3.5023	1.0858	1.35
2.0	8.00	2.000	4.000	0.500	4.0000	1.0000	1.33

На основе анализа известных ударных адиабат в работе [5] проводится простое приближенное построение входящих в уравнение Ми — Грюнайзена функций. При этом предполагается, конечно, справедливость для твердого тела этого уравнения. Для описания ударных адиабат было принято единое выражение

$$D = 1 + su \tag{1.1}$$

Здесь D и u — скорости ударной волны и частиц за волной, отнесенные к $D_0 = 1 / \sqrt{\rho_0 \chi}$, где сжимаемость $\chi = -1/V (\partial V / \partial p)_s$, а постоянная s полагалась равной 1.5. Из соотношения (1.1) и законов сохранения массы и импульса на фронте ударной волны получаем

$$\Delta P_n = \frac{\sigma(\sigma - 1)}{[s - (s - 1)\sigma]^2}, \quad \Delta E_n = \frac{1}{2} \left[\frac{\sigma - 1}{s - (s - 1)\sigma} \right]^2 \left(1 + \frac{2p_0}{\Delta P_n} \right) \quad (1.2)$$

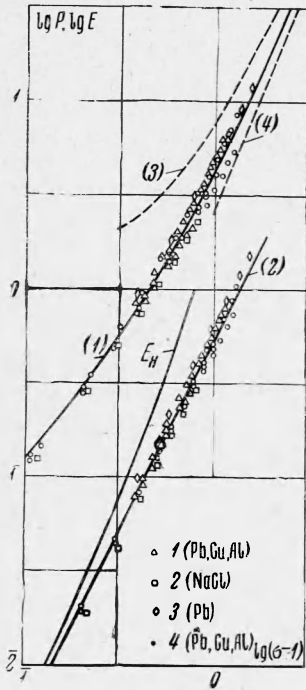
Здесь $\sigma = \rho / \rho_0$ — отношение плотности за фронтом к плотности перед фронтом; давление отнесено к модулю всестороннего сжатия $K = \rho_0 D_0^2$; энергия на единицу массы к D_0^2 ; Δ показывает, что взяты приращения величин на фронте. Для сильных волн, конечно, можно пренебречь величинами перед фронтом. Значения этих функций без учета противодействия и начальной энергии приведены в табл. 1.

Уравнение Ми — Грюнайзена имеет вид

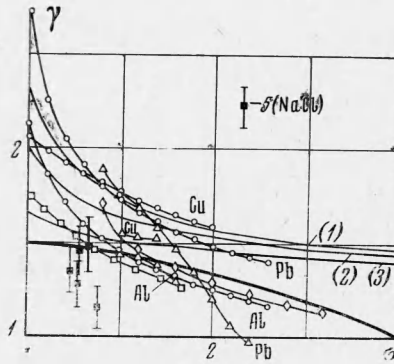
$$\frac{p - p_x}{E - E_x} = \gamma \sigma \quad \left(p_x = \sigma^2 \frac{dE_x}{d\sigma} \right) \quad (1.3)$$

Здесь γ — коэффициент Грюнайзена, а p_x и E_x — так называемые холодные составляющие давления и энергии, зависящие только от σ . Использование зависимостей на ударном фронте приводит к уравнению для определения E_x

$$\frac{dE_x}{d\sigma} - \frac{\gamma}{\sigma} E_x = \frac{P_n}{\sigma^2} - \frac{\dot{\gamma}}{\sigma} E_n \quad (1.4)$$



Фиг. 1



Фиг. 2

При постоянном γ решение записывается в виде интеграла, который легко берется при $s = 1.5$ и $\gamma = 1$ или $\gamma = 2$. Однако при постоянных γ функция E_x имеет особенность в точке предельного динамического сжатия $\sigma_* = s / (s - 1)$.

В работе [5] установлено, что при $s = 1.5$ и $\gamma = 1.5$ (к этому значению близок истинный коэффициент Грюнайзена γ в области, где существенно его влияние на E_x и существенно само E_x по сравнению с E) в разложении E_x по $\delta = \sigma - 1$ исчезают члены с δ^3 и δ^4 . Поэтому с точностью до членов порядка δ^5 имеем

$$E_x = 1/2 \delta^2 = 1/2 (\sigma - 1)^2 \quad (1.5)$$

Тогда для p_x получаем

$$p_x = \sigma^2 (\sigma - 1) \quad (1.6)$$

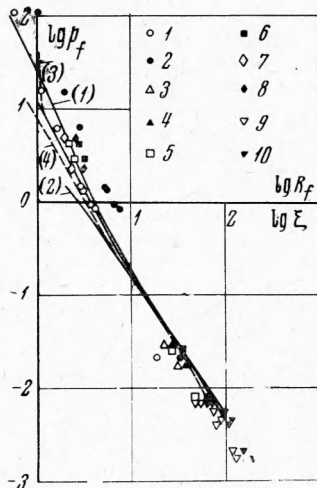
И если принять эти выражения за точные для p_x и E_x при любых σ , то из уравнения Ми — Грюнайзена получаем для γ

$$\gamma = 2 \frac{4 - \sigma}{5 - \sigma} \quad (1.7)$$

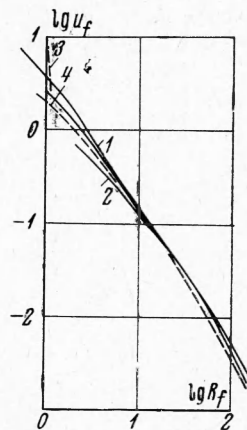
Значения функций (1.5) — (1.7) приведены в табл. 1.

На фиг. 1 и 2 дано сравнение (1.5)—(1.7) с зависимостями, полученными для тех же функций в других работах. Кривые (1) и (2) на фиг. 1 соответствуют зависимостям (1.6) и (1.5). Точки 1, 2, 3, 4 на фиг. 1 и 2 соответствуют результатам работ [6—9].

Кроме расчетных результатов на фиг. 2 приведены экспериментальные точки 5 из работы [10]. Видно, что принятые в данной работе зависимости (жирные сплошные линии) являются в некотором смысле усреднением всех имеющихся. Использование логарифмического масштаба на фиг. 1 наглядно показывает, что вид зависимостей p_x и



Фиг. 3



Фиг. 4

E_x от $\sigma - 1$ у различных веществ один и тот же. Принятая здесь зависимость для p_x хорошо согласуется с результатами расчета по Томасу — Ферми с поправками [11] (кривые (3) и (4) на фиг. 1). На фиг. 2 показаны также зависимости, получающиеся при использовании (1.6) в формулах Ландау — Слетера ($\gamma = \gamma_1$), Дугдала — Макдональда ($\gamma = \gamma_2$) и Зубарева — Вашенко ($\gamma = \gamma_3$)

$$\gamma_1 = \frac{12\sigma - 5}{3(3\sigma - 2)}, \quad \gamma_2 = \frac{2}{3} \frac{(14\sigma - 5)}{(7\sigma - 4)}, \quad \gamma_3 = \frac{5}{3} \frac{(4\sigma - 1)}{(5\sigma - 2)} \quad (1.8)$$

(на фиг. 2 соответственно обозначены цифрами (1), (2), (3)). Видно, что все кривые на фиг. 2 при средних сжатиях сходятся к зависимости (1.7).

Полученное приближенное уравнение состояния позволяет построить любые нужные зависимости.

Для изоэнтропы получаем

$$E_s = E_x + C_1 \exp\left(-\int \frac{\gamma}{\sigma} d\sigma\right) = E_x + C_1 \sigma^2 \left(\frac{5 - \sigma}{\sigma}\right)^{0.4} \quad (1.9)$$

Здесь C_1 — функция энтропии.

Для скорости звука, отнесенной к D_0 , получаем следующее выражение:

$$C^2 = f_1(\sigma) + p f_2(\sigma) \\ f_1(\sigma) = \frac{12\sigma}{(4 - \sigma)(5 - \sigma)}, \quad f_2(\sigma) = \frac{1}{\sigma} \left[3 - \frac{3 - \sigma}{(4 - \sigma)(5 - \sigma)} \right] \quad (1.10)$$

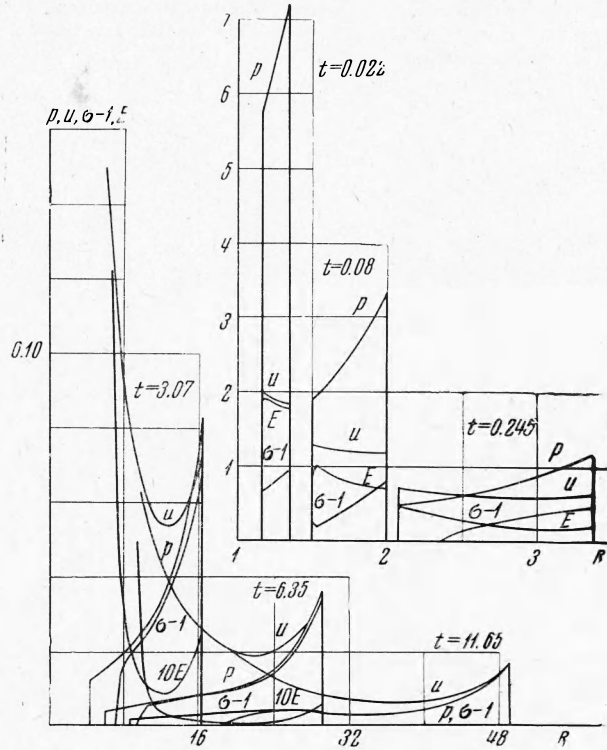
Значения этих функций представлены в табл. 1.

Для дальнейших расчетов необходимо получить зависимости для области разрежения $\sigma < 1$. Отсутствие достаточно полных сведений о фазовых переходах и различных фазовых состояниях, теплотах испарения, плавления и их изменении заставляет и здесь прибегнуть к приближенному рассмотрению. Одним из возможных вариантов будет интерполяция E_x к энергии сублимации E_* (тоже отнесенной к D_0^2)

$$E_x = 1/2 (\sigma - 1)^2 + (E_* - 1/2) (\sigma - 1)^4 \quad (1.11)$$

Для малых растяжений эта функция естественно имеет такой же вид, как для сжатия. Степень во втором члене может оказаться другой (например, более высокой). Другой возможностью является пренебрежение вообще холодными составляющими в энергии и давлении при $\sigma < 1$. Так как замена одного приближения другим мало влияет на результаты расчета, особенно на движение вблизи ударного фронта, а пренебрежение холодными составляющими, т. е. переход к газу избавляет от некоторых физически нереальных ситуаций, которые могли бы возникнуть из-за болтанки при счете, расчеты движения в ближней зоне взрыва проводились в основном для последнего варианта. Для γ в области $\sigma < 1$ тоже можно написать интерполяционную формулу, которая должна удовлетворять при $\sigma = 1$ непрерывности γ и ее производной $d\gamma/d\sigma$ (чтобы не менялся наклон изоэнтропы, т. е. была непрерывна скорость звука), а при $\sigma \rightarrow 0$ переходу в идеальный газ ($\gamma = 2/3$). Такую зависимость дает формула

$$\gamma = 2 \frac{4-\sigma}{5-\sigma} - \frac{14}{15} (\sigma - 1)^2 \quad (1.12)$$



Фиг. 5

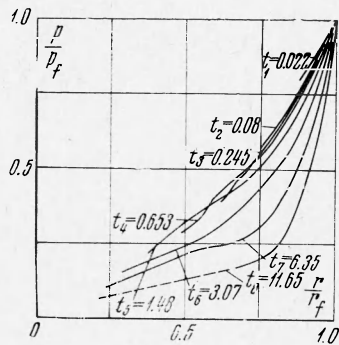
2. Полученное уравнение состояния было использовано для расчета движения в ближней зоне взрыва. При этом необходимо также как-то моделировать источник взрыва (внутреннее граничное условие). Основной вариант модели источника будет уже почти стандартным при рассмотрении сильных взрывов в твердой среде, когда высокие температуры и большие скорости звука приводят к быстрому выравниванию параметров в продуктах взрыва, и состоит в следующем. В полости заданного начального радиуса r_{w0} в твердой среде мгновенно выделяется энергия, которая превращается во внутреннюю энергию вещества, заключенного в полости. Считаем, что в процессе развития взрыва все параметры вещества в полости — продуктов взрыва — распределены равномерно по радиусу полости r_w и расширение происходит адиабатически. Предполагаем, что продукты представляют идеальный газ с постоянным показателем адиабаты κ . Тогда для давления на стенке полости получаем

$$p_w = p_{w0} (r_{w0}/r_w)^{3\kappa} \quad (2.1)$$

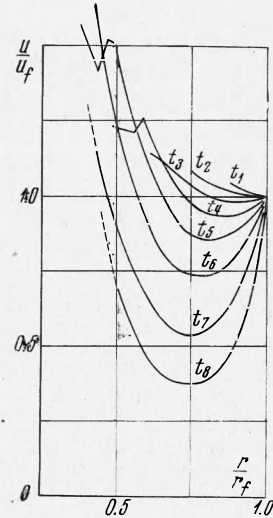
В расчетах использованы два показателя 1.47 и 1.2.

Вторым вариантом была модель источника, ранее рассматриваемая К. Е. Губкиным и состоящая в следующем. На стенку начальной полости в твердой среде налетает свободно разлетающаяся (давление в ней равно нулю) масса вещества M , кинетическая энергия которой равна энергии взрыва E , скорость частиц U — линейна, а плотность ρ — постоянна по радиусу. В результате отражения на стенке полости возникает давление P_w (обозначение большой буквой соответствует размерному давлению), а от стенки по разлетающемуся веществу распространяется ударная волна. Так как при отражении происходит сильное сжатие и ударная волна свносится набегающим веществом, можно приближенно считать, что волна не отходит от стенки, а параметры за ней постоянны. Тогда давление на стенке

$$P_w = \frac{3MU^2}{4\pi r_{w0}^3} \left(\frac{t_0}{t} \right)^5 \quad (2.2)$$



Фиг. 6



Фиг. 7

Здесь $t_0 = r_{w0} / U_n$ — время прихода границы разлета в точку r_{w0} , а U_n — массовая скорость на границе разлета, которая связана с энергией и массой следующим образом:

$$U_n^2 = 10/3 E / M \quad (2.3)$$

Таким образом, в момент t_0 получаем

$$P_{w0} = \frac{2.5}{\pi} \frac{E}{r_{w0}^3}, \quad \left(\frac{dP_w}{dt} \right)_0 = - \frac{5P_{w0}}{t_0} \quad (2.4)$$

При расчете движения в ближней зоне давление задавалось в виде экспоненциальной зависимости по времени, к которой прибавлялась функция, описывающая изменение давления за счет увеличения радиуса полости, такая же как при первом варианте источника

$$P_w = P_t e^{-kt} + P_r (r_{w0} / r_w)^{3\kappa} \quad (2.5)$$

Здесь t отсчитывается от момента прихода границы разлета на стенку полости (от t_0)

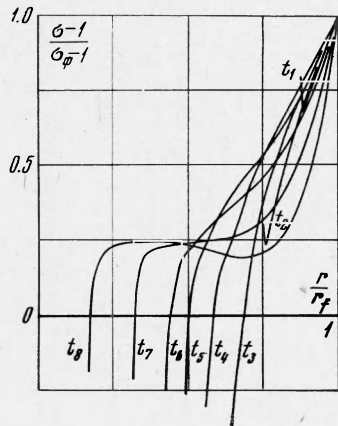
$$P_r = \frac{3(\kappa - 1)E}{4\pi r_{w0}^3}, \quad P_t = \frac{(13 - 3\kappa)E}{4\pi r_{w0}^3}, \quad \kappa = \frac{150}{(13 - 3\kappa)t_0} \quad (2.6)$$

Уравнения движения среды в ближней зоне взрыва в переменных Лагранжа имеют вид

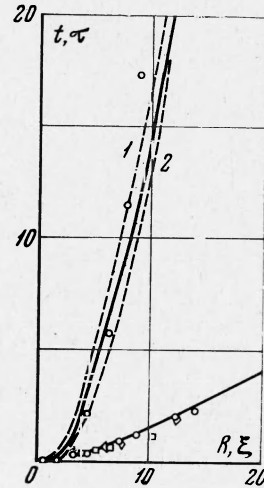
$$U = \frac{\partial r}{\partial t}, \quad \frac{\partial U}{\partial t} = - r^2 \frac{\partial P}{\partial m}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \rho^2 \frac{\partial (r^2 U)}{\partial m}, \quad \frac{\partial e}{\partial t} = - P \frac{\partial V}{\partial t} \quad (2.7)$$

Здесь U — массовая скорость, P — давление, ρ — плотность, $V = 1/\rho$, e — внутренняя энергия на единицу массы, r — эйлерова координата, t — время, m — масса на единицу телесного угла. К этим уравнениям добавляется уравнение состояния, рассмотренное в п. 1, и граничные условия. Условие на внутренней границе (модель источника) рассмотрено выше. Условия на ударной волне — это обычные условия сохранения массы и импульса, которые в случае (1.1) приводят к (1.2).



Фиг. 8



Фиг. 9

Численный счет проводился по двухслойной схеме с поставленным фронтом. Последнее означает, что фронт представляет разрыв с известными соотношениями величин перед и за фронтом. Массовая скорость на фронте находится путем экстраполяции. Ниже приводим некоторые формулы расчета в одном из вариантов. Здесь n — номер слоя по времени, i — номер точки по пространству.

Счет внутренних точек:

$$u_i^{n+1} = u_i^n - \Delta t \left[\frac{(r_i^n)^2 P_{i+1}^n - P_{i-1}^n}{m_{i+1}^n - m_{i-1}^n} \right]$$

$$r_i^{n+1} = r_i^n + u_i^{n+1} \Delta t;$$

$$V_i^{n+1} = V_i^n + \Delta t \frac{(r_{i+1}^n)^2 u_{i+1}^{n+1} - (r_{i-1}^n)^2 u_{i-1}^{n+1}}{m_{i+1}^{n+1} - m_{i-1}^{n+1}}$$

$$e_i^{n+1} = (E_x)_i^{n+1} + \frac{\varepsilon_i^n - (E_x)_i^n}{1 + (\gamma_i^n / V_i^n) (V_i^{n+1} - V_i^n)}$$

давление p вычисляется по уравнению состояния.

Счет на стенке полости

$$u_0^{n+1} = u_0^n - \Delta t \left(\frac{r_0^n + r_1^n}{2} \right)^2 \left(\frac{P_1^n - P_0^n}{m_1 - m_0} \right)$$

$$r_0^{n+1} = r_0^n + u_0^{n+1} \Delta t, \quad P_0^{n+1} = P_{w0} (r_{w0} / r_0^{n+1})^{3\kappa}$$

$$V_0^{n+1} = V_0^n + \Delta t \frac{(r_1^n)^2 u_1^{n+1} - (r_0^n)^2 u_0^{n+1}}{m_1 - m_0}$$

энергия e вычисляется по уравнению состояния.

Счет фронта ударной волны

$$r_f^{n+1} = r_f^n + \Delta t D_f^n, \quad m_f^{n+1} = 1/3 \rho_0 (r_f^{n+1})^3$$

$$u_f^{n+1} = u^{n+1} \left[1 - \frac{(u_f^n - u^n) m_f^n}{u_f^n m_f^{n+1}} \right]^{-1}$$

Здесь

$$u = u_{k-1} + \left(\frac{m_j - m_k}{m_k - m_{l-1}} \right) (u_k - u_{k-1})$$

(k — номер ближайшей к фронту внутренней точки)

$$D_j^{n+1} = D_0 + s u_j^{n+1}, \quad p_j^{n+1} = \rho_0 u_j^{n+1} D_j^{n+1}$$

$$e_j^{n+1} = 4/2 (u_j^{n+1})^2, \quad \bar{v}_j^{n+1} = 1 / \rho_0 (1 - u_j^{n+1} / D_j^{n+1})$$

В табл. 2 и на фиг. 3—9 представлены результаты расчета для первого варианта источника взрыва с начальным давлением на стенке полости, отнесенным к $K = \rho_0 D_0^2$, $\rho_{w0} = 11.88$, приведенным начальным радиусом $R_{w0} = 1 \text{ м} / \text{кг}^{1/3}$ и $\kappa = 1.47$. В табл. 2

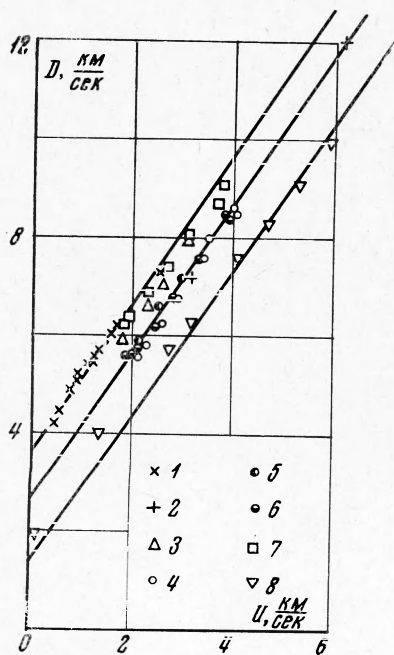
Таблица 2

t	R_w	R_f	U_f	σ_f	p_f	E_w	E_k
0	1.0	1.0	2.5	2.11	11.88	100.0	0
0.0221	1.178	1.340	1.888	1.971	7.232	79.5	10.3
0.0796	1.510	2.016	1.204	1.751	3.377	56.0	21.4
0.245	2.074	3.383	0.626	1.477	1.215	35.8	30.0
0.653	2.808	5.801	0.300	1.261	0.436	23.3	35.1
1.48	3.660	9.742	0.147	1.137	0.180	16.0	39.0
3.07	4.693	16.40	0.0737	1.071	0.0818	11.3	41.7
6.35	6.209	29.15	0.0353	1.035	0.0371	7.6	44.6
11.65	8.718	49.17	0.0173	1.017	0.0177	4.7	51.3
21.7	12.43	86.01	0.0056	1.006	0.0056	2.8	63.2
38.9	16.09	149.24	0.0020	1.002	0.0020		

приведены: t , R_w и R_f — время в миллисекундах и радиусы полости и фронта в метрах, отнесенные к корню кубическому из энергии взрыва q в килотоннах (т. е. $t = t_p / q^{1/3}$, $R_w = r_w / q^{1/3}$, $R_f = r_f / q^{1/3}$, где t_p — размерное время), u_f — безразмерная массовая скорость за фронтом (скорость, отнесенная к D_0), $\sigma_f = \rho_f / \rho_0$, p_f — безразмерное давление на фронте (давление отнесено к K), E_w — энергия, оставшаяся в продуктах в полости, и E_k — суммарная кинетическая энергия движения среды в процентах от полной энергии взрыва. Очевидно, что оставшаяся энергия взрыва перешла во внутреннюю энергию среды. При счете интеграл внутренней энергии также вычислялся, а сохранение суммы энергий использовалось для контроля правильности решения. На фиг. 3 и 4 в логарифмическом масштабе представлено (сплошными жирными линиями) изменение безразмерных давлений и массовой скорости на фронте в зависимости от приведенного радиуса фронта.

Общий характер изменения со временем профилей давления, скорости, плотности и внутренней энергии показан на фиг. 5. На фиг. 6—8 представлены профили давления, скорости и плотности (точнее $\sigma - 1$), отнесенных к их значениям на фронте, по радиусу, отнесенному к радиусу фронта, для различных моментов времени. На фиг. 9 в приведенных координатах показано изменение радиусов полости и фронта ударной волны со временем.

Для определения влияния концентрации энергии взрыва на движение в ближней зоне были рассчитаны варианты с концентрацией, увеличенной в восемь раз (на фиг. 3, 4 и 9 кривые, обозначенные цифрой 1) и уменьшенной в восемь раз (кривые, обозначенные цифрой 2). Видно, что различие концентраций сказывается на параметрах ударной волны лишь вблизи от полости взрыва.



Фиг. 10

Результаты расчета движения со вторым вариантом источника взрыва — с шиком давления — представлены на фиг. 3 и 4 (пунктирная линия, обозначенная цифрой 3). Отличие от первого варианта источника заметно лишь на очень близком расстоянии от полости. Профили параметров движения также быстро (при увеличении радиуса фронта на 10%) выходят на профили, получающиеся при первом варианте источника.

Расчет вариантов с $\kappa = 1.2$ показал, что влияние κ на затухание давления и скорости на фронте мало. Результаты с таким κ для основного варианта показаны на фиг. 3 и 4 пунктиром, обозначенным цифрой 4.

3. В настоящее время опубликованы лишь отдельные результаты сделанных расчетов движения в ближней зоне сильных взрывов в твердых средах [1,12-14]. На фиг. 10 приведены результаты ударного сжатия некоторых горных пород (1 — мрамор [15]; 2 — кварц [16]; 3 — габбро [17]; 4, 5, 6 — гранит [12, 18, 19]; 7 — диабаз [19]; 8 — туф [13]). Используя эти данные, можно получить соответствующие D_0 и $K = \rho_0 D_0^2$ для туфа, гранита и соли, чтобы пересчитать имеющиеся в работах [1,12-14] результаты.

Таблица 3

r_f	P_f	R_f	p_f	$\lg R_f$	$\lg p_f$	ξ	$\lg \xi$
Хардхэт, гранит							
4.85	660	2.83	4.28	0.452	0.632	2.12	0.327
5.51	450	3.22	2.92	0.508	0.466	2.41	0.382
61.8	4.0	36.1	0.026	1.558	2.416	27.0	1.432
109.7	1.2	64.2	0.0078	1.808	3.892	48.0	1.682
Шоал, гранит							
5.79	740	2.49	4.8	0.397	0.682	1.87	0.272
7.07	350	3.05	2.24	0.484	0.35	2.28	0.359
Гном, соль							
40	6	27.4	0.0297	1.438	2.474	22.5	1.352
55	3.5	37.65	0.0173	1.576	2.239	30.9	1.490
Рейньер, туф (расчет)							
1.17	6850	0.98	105	1.994	2.023	0.55	1.744
2.3	1000	1.93	15.4	0.286	1.187	1.08	0.036
3.3	400	2.76	6.15	0.442	0.789	1.55	0.192
40	1.4	33.55	0.0216	1.526	2.334	18.85	1.276
	94	5.2	1.45	0.716	0.16	2.92	0.466
	86	5.3	1.32	0.725	0.122	2.98	0.474
	60	6.6	0.92	0.820	1.966	3.7	0.569
	54	7.4	0.83	0.87	1.92	4.15	0.618
Тротилловые взрывы, гранит							
		65	0.0073	1.813	3.865	48.6	1.687
		73	0.0075	1.864	3.876	54.6	1.738
		100	0.0056	2.0	3.747	74.8	1.874
		112	0.0040	2.05	3.602	83.8	1.924
		120	0.0047	2.08	3.67	89.8	1.954
		158	0.0021	2.198	3.333	118.0	2.073
		178	0.0017	2.31	3.236	133.0	2.125

Так как в различных работах указываются несколько различающиеся параметры сред, ниже приводим использованные здесь при сравнении величины, а также величины, принятые в расчете.

Среда	ρ_0	D_0	K	v_1	v_2
Туф	2.00	1.8	65	0.562	0.274
Соль	2.24	3.0	202	0.820	0.665
Гранит	2.67	2.4	154	0.748	0.486
Расчетная	2.70	3.7	368	1.000	1.000

Здесь ρ_0 в $г/см^3$, D_0 в $км/сек$, K в $кбар$, относительно v_1 и v_2 будет сказано ниже.

Приводим характеристики взрывов в различных средах со ссылками на литературные источники.

Взрыв	Среда	q	R_{w0}	ξ_{w0}	Обозначения	Литература
Рейньер	Туф	1.7	0.985	0.554	1 2	[1, 13, 14]
Гном	Соль	3.1	1.32	1.08	3 4	[14]
Хардхэт	Гранит	5.0	концентриров.		5 6	[12-14]
Шоал	Гранит	12.5	концентриров.		7 8	[12-14]
Тропиловые	Гранит	0.01	5.32	3.98	9 10	[20]
	Расчетная	0.001	0.5, 1, 2; 0.5, 1, 2			

Здесь q — энергия взрыва в килотоннах, R_{w0} — начальный приведенный радиус ($R_{w0} = r_{w0} / q^{1/3}$), ξ_{w0} — начальное значение ξ (о котором ниже).

В табл. 3 приведены экспериментальные данные о давлении на фронте P_f (в килобарах) в зависимости от радиуса фронта r_f (в метрах) и приведенные величины $p_f = P_f / K_f$ и $R_f = r_f / q^{1/3}$.

В табл. 4 даны значения радиусов фронта и полости (в метрах) в зависимости от времени t_p (в миллисекундах) для различных взрывов, а также приведенные значения $R = r / q^{1/3}$ и $t = t_p / q^{1/3}$. Сравнение этих данных с результатами расчета представлено на фиг. 3, 4 и 9. Сравнение расчета проводилось также с результатами работ [21, 22].

Таблица 4

t_p	r	t	R	τ	ξ
Рейньер, туф, ударная волна					
0.2	4	0.17	3.35	0.046	1.88
1.68	9.54	1.41	8.00	0.386	4.50
4.2	16	3.52	13.4	0.965	7.54
5.0	19	4.19	16.0	1.15	9.0
10	30	8.4	25.2	2.3	14.2
		7.1	22	1.945	12.4
Рейньер, туф, полость (расчет)					
0	1.17	0	0.985	0	0.554
8.9	10	7.46	8.4	2.045	4.72
25	13.57	21	11.45	5.75	6.44
50	16.8	42	14.2	11.5	7.98
75	18.57	63	15.7	17.3	8.83
Хардхэт, гранит, ударная волна					
0.86	7.34	0.50	4.29	0.246	3.21
1.22	9.48	0.71	5.55	0.346	4.15
1.64	12.36	0.96	7.22	0.467	5.4
2.15	15.02	1.26	8.79	0.614	6.57
3.77	24.14	2.2	14.1	1.07	10.55
Шоал, гранит, ударная волна					
0.336	5.79	0.14	2.5	0.07	1.87
0.534	7.06	0.23	3.04	0.112	2.275
0.540	7.06	0.23	3.04	0.113	2.275
0.75	8.31	0.32	3.58	0.157	2.68
2.68	19.39	1.158	8.35	0.564	6.25
3.54	23.79	1.525	10.26	0.742	7.68
5.68	35.63	2.45	15.36	1.192	11.5

Как следует из проведенного расчета движение в ближней зоне зависит от концентрации энергии взрыва, т. е. от давления внутри начальной полости. Если среды отличаются только модулем K , то картина движения подобна в случае одинакового отношения начального давления к K . Поэтому для сравнения результатов в различных средах вводим переменные

$$\xi = v_1 r / q^{1/3}, \quad \tau = v_2 t_p / q^{1/3}, \quad v_1 = (K / K_*)^{1/3}, \quad v_2 = v_1 D_0 / D_{0*} \quad (3.1)$$

Здесь звездочкой отмечены значения для расчетной среды.

На фиг. 3 можно видеть, что использование переменных (3.1) значительно улучшает соответствие между результатами для различных сред в ближней зоне. Вдали, по-видимому, обычное подобие по корню кубическому из энергии взрыва, одинаковое для различных сред и концентраций энергии, является более подходящим. В этом, возможно, сказывается то, что в сравнении с большими расстояниями любой взрыв является сильно концентрированным. Использование переменных (3.1) приводит также к хорошему совпадению результатов для радиусов ударной волны и полости в различных средах (смотри фиг. 9 и табл. 4).

В заключение отметим, что имеющееся согласие с экспериментальными данными свидетельствует о достаточно правильном описании среды и источника взрыва.

Поступила 21 III 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Джонсон Г. В., Хиггинс Г. Х., Вайолет К. И. Подземные ядерные взрывы. В сб. перев.: «Подземные ядерные взрывы», М., Изд-во иностр. лит. 1962, стр. 1.
2. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений. Усп. физ. наук, 1965, т. 85, вып. 2, стр. 197.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.
4. Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. М., «Мир», 1965.
5. Корявов В. П. Приближенное уравнение состояния твердых тел. ПМТФ, 1964, № 5, стр. 123.
6. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Баканова А. А., Трунин Р. Ф. Уравнения состояния алюминия, меди и свинца для области высоких давлений. ЖЭТФ, 1960, т. 38, № 3, стр. 790.
7. Альтшулер Л. В., Кулешова Л. В., Павловский М. Н. Динамическая сжимаемость, уравнение состояния и электропроводность NaCl при высоких давлениях. ЖЭТФ, 1960, т. 39, вып. 1 (7), стр. 16.
8. Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Трунин Р. Ф. Ударные адиабаты и нулевые изотермы семи металлов при высоких давлениях. ЖЭТФ, 1962, т. 42, № 1, стр. 91.
9. Кормер С. В., Фунтиков А. И., Урлин В. Д., Колесникова А. Н. Динамическая сжимаемость пористых металлов в уравнение состояния с переменной теплоемкостью при высоких температурах. ЖЭТФ, 1962, т. 42, стр. 686.
10. Алдер Б. Физические эксперименты с сильными ударными волнами. В кн.: «Твердые тела под высоким давлением». М., «Мир», 1966, стр. 430.
11. Калиткин Н. Н. Модель атома Томаса — Ферми с квантовыми и обменными поправками. ЖЭТФ, 1960, т. 38, стр. 1534.
12. Butkovich T. R. Calculation of the shock wave from an underground nuclear explosion in granite. J. Geophys. Res., 1965, vol. 70, No. 4, p. 885.
13. Holzer F. Measurements and calculations of peak Shock — waves parameters from Underground Nuclear Detonations. J. Geophys. Res., 1965, vol. 70, No. 4, p. 893.
14. Holzer F. Calculation of seismic source mechanism. Proc. Roy. Soc., 1966, vol. 29, No. 1422, p. 408.
15. Дремин А. Н., Ададуров Г. А. Ударная адиабата мрамора. Докл. АН СССР, 1959, т. 128, № 2, стр. 261.
16. Альтшулер Л. В., Трунин Р. Ф., Симakov Г. В. Ударное сжатие периклаза и кварца и состав нижней мантии Земли. Физика Земли, 1965, № 10.
17. Хьюз Д., Мак-Куин Р. Плотность основных горных пород при очень высоких давлениях. Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. М., «Мир», 1965.
18. Ададуров Г. А., Дремин А. Н., Рябинин Ю. Н. О Поведении некоторых веществ при ударном сжатии. ПМТФ, 1964, № 6, стр. 115.
19. McQueen R. G., Marsh S. P., Fritz J. N. Hugoniot equation of state of twelve rocks. J. Geophys. Res., 1967, vol. 72, No. 20, p. 4999.
20. Христофоров Б. Д., Ромашов А. Н. Определение параметров волны сжатия в скальном грунте. Физика горения и взрыва, 1967, № 1, стр. 137.
21. Гоголев В. М., Мыркин В. Г., Яблокова Г. Я. Расчет ударной волны при взрывах в твердых средах. Научн.-техн. проблемы горения и взрыва, 1965, № 1, стр. 80.
22. Ванягин Н. Ф., Гоголев В. М., Мыркин В. Г., Ханукаев А. Н. О распространении волн напряжения при взрыве в твердых породах. Зап. Ленингр. горн. ин-та, 1961, т. 44, № 1.