О КОЭФФИЦИЕНТЕ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ВЗРЫВА В ГРУНТЕ

В. М. Кузнецов

(*Новосибирск*)

Н. В. Мельников и Л. Н. Марченко [1] обнаружили, что эффективность взрыва в твердой среде может быть значительно повышена путем создания специальных конструкций заряда с воздушными зазорами. Авторы объясняют это явление тем, что воздушные зазоры уменьшают расход энергии взрыва на ненужное переизмельчение и пересжатие породы вблизи заряда и тем самым повышают долю полезно используемой энергии. В. Н. Родионов [2] дал теоретическое объяснение этого явления, исходя из предположения о том, что конечная стадия развития взрыва в грунте близка к статической. Известно, однако, что в ряде случаев, например при взрыве в мягком грунте, давление в конце расширения полости может быть меньше статического вследствие инерционного движения среды. Представляет интерес оценить, какое влияние оказывает это обстоятельство на величину оптимальной плотности энергии и коэффициента полезного действия взрыва.

Пусть сферический заряд взрывчатого вещества с начальной энергией E_0 расположен в полости объемом $V_0 > E_0/\rho'$ (ρ' — плотность *ВВ*). Примем, что продукты детонации расширяются адиабатически с постоянным показателем адиабаты γ. (Величина γ изменяется от $\gamma = 3$ при давлениях p, близких к детонационным, до $\gamma = 1.25$ при p, меньших $\sim 10^3$ *кг/см*^{2}. Однако при наличии воздушного зазора достаточной величины можно считать γ постоянной и равной 1.25.) Обозначим через $V_к$ конечный объем полости, p_0 и $p_к$ — соответственно начальное и конечное давление газов.

Для вытесненного объема $V_к - V_0$ имеем

$$V_к - V_0 = V_0\left[\left(\frac{p_0}{p_к}\right)^{\frac{1}{\gamma}} - 1\right] = V_0\left\{\left[\frac{(\gamma-1)\,E_0}{p_к V_0}\right]^{\frac{1}{\gamma}} - 1\right\} \qquad (1)$$

При постоянной величине E_0 и при $p_к$, не зависящем от V_0, функция (1) имеет максимум [2]. Если имеется максимум и при $p_к = p_к(V_0)$, то оптимальная начальная плотность энергии определяется из равенства

$$\frac{d\,(V_к - V_0)}{dV_0} = 0$$

Из (1), принимая во внимание, что

$$\frac{dp_к}{dV_0} = -\frac{p_0}{V_0}\frac{dp_к}{dp_0}$$

получаем равенства, которые должны выполняться при оптимальных условиях

$$\frac{E_0}{V_0} = \frac{p_к}{\gamma - 1}\left(1 - \frac{\varkappa}{\gamma}\right)^{-\gamma}, \qquad \frac{V_к - V_0}{V_0} = \frac{\varkappa}{\gamma - \varkappa} \qquad \left(\varkappa = 1 - \frac{p_0}{p_к}\frac{dp_к}{dp_0}\right) \qquad (2)$$

(Значение $\varkappa = 1$ соответствует случаю, рассмотренному в [2].)

В данном случае $p_к$, в отличие от [2], есть функция не только прочностных свойств среды, но и начального давления p_0, поэтому для определения оптимальной плотности энергии в каждом конкретном случае нужно решать динамическую задачу о расширении полости в среде. Для примера рассмотрим крайний случай, когда влияние инерции велико. В этом смысле наиболее подходящей будет модель среды, предложенная А. Ю. Ишлинским, Н. В. Зволинским и И. З. Степаненко [3].

Введем следующие обозначения: a — радиус полости, a_0 — начальный радиус полости, R — радиус ударной волны, p_* — критическое давление, при котором происходит паковка среды от плотности ρ_0 до плотности ρ_1, $\xi = 1 - \rho_0/\rho_1$ — удельная объемная деформация. Из уравнения неразрывности имеем

$$\rho_0 (R^3 - a_0^3) = \rho_1 (R^3 - a^3)$$

Отсюда с точностью до неравенства $(\rho_0 / \rho_1)(a_0 / a_1)^3 \ll 1$, которое выполняется на протяжении большей части движения, следует

$$a = \xi^{1/3} R \tag{3}$$

С этой точностью уравнение движения полости может быть приведено к виду (4)

$$\frac{p_a - p_*}{\rho_1 (1 - \xi^{1/3})} = \frac{a}{2} \frac{d}{da} \left(\frac{da}{dt}\right)^2 + \left[\frac{3}{2} + \frac{(1-\xi)\,\xi^{1/3}}{2(1-\xi^{1/3})}\right] \left(\frac{da}{dt}\right)^2, \qquad p_a = p_0 \left(\frac{a_0}{a}\right)^{3\gamma}$$

Решение этого уравнения с начальным условием

$$\left(\frac{da}{dt}\right)^2 = \xi \frac{p_a - p_*}{\rho_0} \qquad (a = a_0) \tag{5}$$

имеет вид

$$\frac{\rho_1}{p_*} \left(\frac{da}{dt}\right)^2 = 2 \frac{(a_0/a)^\mu - 1}{\mu (1 - \xi^{1/3})} + \frac{2 p_0 / p_* [(a_0/a)^{3\gamma} - (a_0/a)^\mu]}{(1 - \xi^{1/3})(\mu - 3\gamma)} + \frac{\xi}{1 - \xi} \left(\frac{p_0}{p_*} - 1\right) \left(\frac{a_0}{a}\right)^\mu \tag{6}$$

Здесь

$$\mu = 3 + \frac{(1 - \xi)\,\xi^{1/3}}{1 - \xi^{1/3}} \tag{7}$$

Конечный радиус полости определяется условием $da / dt = 0$. Так как $p_0 / p_к = (a_к / a_0)^{3\gamma}$, то конечное давление в полости удовлетворяет уравнению

$$\left(c - \frac{b}{b-1}\right) \frac{p_0}{p_*} - \left(1 - \frac{b}{b-1} \frac{p_к}{p_*}\right) \left(\frac{p_0}{p_к}\right)^b + 1 - c = 0 \tag{8}$$

$$c = \frac{\mu \xi (1 - \xi^{1/3})}{2(1 - \xi)}, \qquad b = \frac{\mu}{3\gamma} \tag{9}$$

При помощи (8) выражение (2) для $\varkappa$ можно представить так

$$\varkappa = \frac{(1-c)\, p_к / p_0 + c(b-1) - b}{b(1 - p_к / p_*)\, [c(b-1) - b - (c-1)(b-1)\, p_* / p_0]} \tag{10}$$

Подставляя это выражение в (2), получим

$$\frac{(1-c)\, p_к / p_0 + c(b-1) - c}{b(1 - p_к / p_*)\, [c(b-1) - b - (c-1)(b-1)\, p_* / p_0]} = \gamma \left[1 - \left(\frac{p_*}{p_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}}\right] \tag{11}$$

Таким образом, для определения оптимальных значений p_0 и $p_к$ имеются два алгебраических уравнения: (8) и (11). Доля энергии, переданной среде, и к. п. д. взрыва выражаются по формулам аналогично [2]

$$\frac{\Delta E}{E_0} = 1 - \left(\frac{p_к}{p_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}, \qquad \frac{A}{E_0} = (\gamma - 1) \frac{p_*}{p_0} \left[\left(\frac{p_0}{p_к}\right)^{\frac{1}{\gamma}} - 1\right] \tag{12}$$

Здесь $A = p_* (V_к - V_0)$ — работа статического расширения полости. Результаты расчета, произведенного А. Г. Черниковым, представлены в табл. 1. Как видно из таблицы, $p_к$ существенно зависит от p_0 в области малых значений ξ. Полагая в (7) и (9) $\xi \ll 1$, получим с точностью до членов более высокого порядка малости

$$\mu = 3 + \xi^{\frac{1}{3}}, \qquad c = \frac{3}{2}\xi, \qquad b = \frac{1}{\gamma}\left(1 + \frac{1}{3}\xi^{\frac{1}{3}}\right)$$

Полагая $p_* / p_0 \ll 1$, $p_к / p_* \ll 1$, из (8) и (10) с той же точностью имеем

$$\frac{p_0}{p_*} = (\gamma - 1)\left[1 - \frac{\gamma}{3(\gamma-1)}\xi^{\frac{1}{3}}\right]\left(\frac{p_0}{p_к}\right)^b \tag{13}$$

$$\frac{p_к}{p_*} - (\gamma - 1)\left[1 - \frac{\gamma}{3(\gamma-1)}\xi^{\frac{1}{3}}\right]\left(\frac{p_*}{p_0}\right) = \frac{1}{3}\xi^{\frac{1}{3}}$$

Как следует из расчета, порядок малости p_* / p_0 более высок, чем $p_к / p_*$. Поэтому в левой части последнего уравнения можно пренебречь вторым слагаемым по сравнению с первым. Таким образом, получаем

$$\frac{p_к}{p_*} = \frac{1}{4}\xi^{\frac{1}{3}}$$

$$\frac{p_0}{p_*} = (\gamma - 1)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}\left(\frac{1}{3}\xi^{\frac{1}{3}}\right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \tag{14}$$

$$\frac{\Delta}{E_0} = 1 - (\gamma - 1)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}}\left(\frac{1}{3}\xi^{\frac{1}{3}}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

$$\frac{A}{E_0} = 1 - (\gamma - 1)^{-\frac{1}{\gamma-1}}\left(\frac{1}{3}\xi^{\frac{1}{3}}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

Таблица 1

ξ	$\frac{\mu - 3\gamma}{\mu}$	$\frac{p_к}{p_*}$	$\frac{p_0}{p_*}$	$\frac{\Delta E}{E_0}$	$\frac{A}{E_0}$
0.1	0.01	0.20	30	0.63	0.45
0.2	0.09	0.25	18	0.57	0.43
0.3	0.11	0.30	11	0.52	0.40
0.5	0.23	0.36	8.1	0.47	0.34
0.7	0.29	0.39	5.2	0.40	0.33
0.9	0.36	0.43	5.1	0.39	0.31
1.0	0.38	0.44	5.0	0.38	0.30

При $\xi \to 0$ (идеальная несжимаемая жидкость) коэффициент полезного действия медленнее стремится к единице, чем доля энергии, переданной среде. Для оптимальной начальной плотности энергии имеем из (2)

$$\frac{E_0}{V_0} = (\gamma - 1)^{\frac{1}{\gamma-1}} p_* \left(\frac{1}{3}\xi^{\frac{1}{3}}\right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \tag{15}$$

Если параметры p_* и ξ в принятой схеме рассматривать как характеристики прочности и сжимаемости среды, то полученная таким образом качественная закономерность хорошо согласуется с физическим смыслом: оптимальная плотность энергии тем больше, чем больше прочность и меньше сжимаемость среды.

Аналогичный вывод может быть сделан и для конечных значений величины. Как видно из табл. 1, несмотря на то что $p_к/p_*$ изменяется незначительно в широком диапазоне значений ξ, величина p_0/p_* существенно зависит от ξ, особенно в диапазоне $0.1 \leqslant \xi \leqslant 0.3$, представляющем наибольший практический интерес.

Отсюда следует важный для приложений вывод. Если имеются две среды с почти одинаковой прочностью, но с различной сжимаемостью, то величина воздушного зазора, обеспечивающего оптимальные условия работы заряда *ВВ*, должна быть больше для более сжимаемой среды. Если не учитывать этого обстоятельства, то, вводя воздушный зазор только по прочности, можно оказаться на нисходящей ветви кривой (1), что приведет не к увеличению к. п. д. взрыва, а к его уменьшению.

Схема [3] имеет некоторые физические недостатки [4], от которых свободна схема, предложенная А. С. Компанейцем [5]. Покажем, что изложенное выше сохраняет свой смысл и в этом случае. В [5] рассматривается среда, компоненты тензора напряжений которой связаны условием пластичности Прандтля

$$\sigma_r - \sigma_\theta = k + m\,(\sigma_r + 2\sigma_\theta) \tag{16}$$

Уравнение движения полости в этом случае имеет вид

$$\frac{1-\alpha}{\rho_1}\left(1-\xi^{\frac{1-\alpha}{3}}\right)^{-1}\left[p_a - \frac{|k|}{3mp_0}\left(\xi^{-\frac{\alpha}{3}}-1\right)\right] = \frac{a}{2}\frac{d}{da}\left(\frac{da}{dt}\right)^2 + \tag{17}$$

$$+\left[2+(\alpha-1)(1-\xi)\left(1-\xi^{\frac{\alpha-1}{3}}\right)^{-1} - 2\frac{(\alpha-1)}{(\alpha-4)}\left(\xi^{\frac{4-\alpha}{3}}-1\right)\left(\xi^{\frac{1-\alpha}{3}}-1\right)^{-1}\right]\left(\frac{da}{dt}\right)^2$$

$$(\alpha = 6m\,/\,(2m+1))$$

Нетрудно убедиться в том, что это уравнение отличается от (4) только постоянными коэффициентами. Таким образом, решение в схеме [5] получается из найденного решения в схеме [3], если положить вместо (7)

$$\mu' = 4 + 2\,(1-\xi)\,(\alpha-1)\left(1-\xi^{\frac{\alpha-1}{3}}\right)^{-1} - 4\,\frac{\alpha-1}{\alpha-4}\left(\xi^{\frac{4-\alpha}{3}}-1\right)\left(\xi^{\frac{1-\alpha}{2}}-1\right)^{-1} \tag{18}$$

а вместо (9) и вместо p_* соответственно принять

$$c' = \frac{\mu'\xi}{2\,(1-\alpha)\,(1-\xi)}\left(1-\xi^{\frac{1-\alpha}{3}}\right), \qquad p_*' = \frac{|k|}{3m}\left(\xi^{-\frac{\alpha}{3}}-1\right) \tag{19}$$

Заметим, кстати, что $\mu' \to \mu$ при $\alpha \to 0$, а

$$p_*' \to \frac{|k|}{9}\ln\frac{1}{\xi} \tag{20}$$

так что условие пластичности Прандтля превращается в своеобразное условие пластичности Сен-Венана, в котором постоянная k зависит от сжимаемости среды

$$\sigma_z - \sigma_\theta = 9p_*/\ln\xi \tag{21}$$

Решение задачи о развитии взрыва в такой среде полностью совпадает с полученным выше решением в схеме [3].

Приближенное решение, найденное в [5], не может нас удовлетворить с точки зрения вопроса, поставленного в начале статьи. Действительно, выражение для максимального радиуса полости в [5] имеет вид

$$\frac{a_к}{a_0} = \left[\frac{3m\mu'}{\mu'-3\gamma}\,\frac{1}{\xi^{-\alpha/3}-1}\,\frac{p_0}{|k|}\right]^{\frac{1}{3\gamma}} \tag{22}$$

Отсюда следует

$$\frac{p_к}{p_0} = \left(\frac{a_0}{a_к}\right)^{3\gamma} = \frac{\mu'-3\gamma}{3m\mu'}\,\frac{|k|}{p_0}\left(\xi^{-\frac{\alpha}{3}}-1\right) \tag{23}$$

и $\varkappa = 1$, согласно (2). Таким образом, в этом приближении рассматриваемый случай сводится к [2]. Выражение (22) получено в [5] в предположении, что $\mu' - 3\gamma > 0$, а область, близкая к единице в интеграле (16) работы [5], не дает существенного вклада. Для уравнения (8), представляющего точное решение в схеме [3], это означает $b > 1$ и $p_0\,/\,p_к \gg 1$.

Тогда, действительно, из (8) имеем

$$\frac{p_к}{p_*} = \frac{b-1}{b} = \frac{\mu-3\gamma}{\mu} \tag{24}$$

Отсюда

$$\frac{a_\text{к}}{a_0} = \left(\frac{p_0}{p_\text{к}}\right)^{\frac{1}{3\gamma}} = \left(\frac{\mu}{\mu - 3\gamma}\,\frac{p_0}{p_*}\right)^{\frac{1}{3\gamma}} \tag{25}$$

Этот результат, если учесть (18) и (19), совпадает с (22). Значения $(\mu - 3\gamma) / \mu$ для различных величин ξ приведены в табл. 1. Как видно, приближение работы [5] в данном случае очень грубое, а для значений $0 \leqslant \xi \leqslant 0.3$, определяющих наибольший практический интерес, вообще не подходит. Однако в схеме [5] величина μ' зависит не только от ξ, но и от α. По экспериментальным данным [6,7] значение $\mu_1 = 1.38$, а величина $|k| = 0.28$ *кГ / см*^{2}. При этих значениях α и $|k|$ рассмотрим решение для двух случаев: $\xi = 0.1$ и $\xi = 0.2$.

Таблица 2

ξ	$\dfrac{\mu' - 3\gamma}{\mu'}$	$\dfrac{p_\text{к}}{p_*'}$	$\dfrac{p_0}{p_*'}$	p_0 *кГ/см*^{2}	p_0 по [6] *кГ/см*^{2}
0.1	0.28	0.33	12	5.02	5.95
0.2	0.29	0.34	9.5	2.3	3.62

Уравнения (8) и (11) вследствие изменившегося начального условия (5) (давление перед фронтом равно нулю) имеют вид

$$\left(c' - \frac{b'}{b'-1}\right)\frac{p_0}{p_*'} - \left(1 - \frac{b'}{b'-1}\,\frac{p_\text{к}}{p_*'}\right)\left(\frac{p_0}{p_\text{к}}\right)^{b'} + 1 = 0$$

$$\frac{p_\text{к} / p_0 + c'(b'-1) - b'}{b'(1 - p_\text{к} / p_*')\,[c'(b'-1) - b' + (b'+1)\,p_*' / p_0]} = \gamma\left[1 - \left(\frac{p_\text{к}}{p_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}}\right] \tag{26}$$

где μ' и c' определены (18). Результаты расчета даны в табл. 2. Значения p_0 получены из (2) и (23), т. е. при $\varkappa = 1$. При бо́льших значениях α (а следовательно, и μ') приближение работы [5] будет, по-видимому, более оправданным.

Как видно из табл. 2, оптимальная величина p_0 для грунта, исследованного в [6,7], очень мала, т. е. воздушный зазор, обеспечивающий максимальный к. п. д. взрыва, велик. Если принять, что начальное давление продуктов взрыва $5 \cdot 10^4$ *кг / см*^{2}, то объем полости должен при $\xi = 0.1$ в $10^{3.2}$, а при $\xi = 0.2$ в $10^{3.4}$ превышать объем ВВ.

В работах [6,7], из которых взяты значения α и $|k|$, исследовался мягкий, песчаный грунт. В скальных грунтах величина оптимального зазора должна быть значительно меньше. Неточность в определении величины воздушного промежутка может привести к тому, что вместо увеличения к. п. д. взрыва произойдет его резкое уменьшение. В этом смысле учет инерционности движения среды при взрыве необходим.

Поступила 16 I 1962

ЛИТЕРАТУРА

1. Мельников Н. В., Марченко Л. Н. К вопросу о работе и механизме действия взрыва в твердых средах. Сб. «Взрывное дело» 45/2. Новое в теории и практике взрывных работ. Гостехиздат, 1960.
2. Родионов В. Н. К вопросу о повышении эффективности взрыва в твердой среде. Изд-во Ин-та горн. дела АН СССР, 1962.
3. Ишлинский А. Ю., Зволинский Н. В., Степаненко И. З. К динамике грунтовых масс. Докл. АН СССР, 1954, т. 95, № 4.
4. Григорян С. С. О постановке динамических задач для идеально-пластических сред. ПММ, 1955, вып. 6.
5. Компанеец А. С. Ударные волны в пластической уплотняющейся среде. Докл. АН СССР, 1956, т. 109, № 1.
6. Алексеенко В. Д., Григорян С. С., Новгородов А. Ф., Рыков Г. В. Некоторые экспериментальные исследования по динамике мягких грунтов. Докл. АН СССР, 1960, т. 133, № 6.
7. Рыков Г. В. Исследование модели мягкого грунта при действии взрыва. Уч. совет по народнохоз. использованию взрыва. Изд-во СО АН СССР, 1960, № 14.