

стического материала ( $a = 0$ ) вычисления проводились для значений  $z_1 = z_2 = 1$ ,  $\nu = 0,25$ ,  $\alpha = \pi/4$ . Граничные условия (2.10) при этом имеют следующие значения:  $\bar{\sigma}_{11} = \bar{\sigma}_{22} = 3,46$ ,  $\bar{\sigma}_{12} = \bar{v}_2 = \bar{e}_{ij}^p = \bar{\kappa} = 0$ ,  $\bar{\sigma}_{33} = 1,73$ ,  $\bar{v}_1 = -3,675$ ,  $\varphi_1 = 2,77$ . Результаты численных расчетов для некоторых искомых величин, характеризующих изменение напряженно-деформированного состояния среды в пластическом веере третьей зоны, представлены на фиг. 3 (сверху вниз:  $\bar{\sigma}_{22}$ ,  $\bar{\sigma}_{11}$ ,  $\bar{e}_{33}^p$ ,  $\bar{e}_{11}^p$ ,  $\bar{v}_1$ ). При этом  $\varphi_2 = 3,51$ , т. е., как и ожидалось, пластическая область симметрично расположена по отношению к отрицательной оси  $x$ . В более общем случае ( $z_1 \neq z_2$ ) она может располагаться как угодно по отношению к этой оси.

Поступила 24 XI 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ивлев Д. Д., Быковцев Г. И. Теория упрочняющегося пластического тела. — М., «Наука», 1971.
2. Томас Т. Пластическое течение и разрушение в твердых телах. — М., «Мир», 1964.
3. Чернышов А. Д. Отражение безвихревой ударной волны от жесткой стенки и свободной поверхности упругого полупространства. Задача о движении ступенчатой нагрузки со сверхсейсмической скоростью по границе полупространства. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 8. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики, 1971.
4. Блейх Г. Г., Мэтьюс А. Т. Движение со сверхсейсмической скоростью ступенчатой нагрузки по поверхности упругопластического полупространства. — Сб. пер. Механика, 1968, № 1 (107).
5. Баскаков В. А., Быковцев Г. И. Об отражении плоскополяризованной волны от свободной поверхности в упрочняющейся упругопластической среде. — ПММ, 1971, т. 35, вып. 1.
6. Баскаков В. А. К задаче отражения безвихревых ударных волн от границы упругопластического полупространства. — «Труды ф-та ПММ ВГУ», Воронеж, 1971, вып. 1.
7. Баскаков В. А. Влияние упрочнения на пластическое деформирование материала при взаимодействии ударных волн с границей раздела двух упругопластических полупространств. — В кн.: Методы математической физики в механике структурных сплошных сред. Воронеж, изд. ВГПИ, 1976, т. 189.

УДК 534.222

### ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ ПРИ ВЗРЫВЕ В ПОРИСТОЙ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

*Е. Е. Ловецкий, А. М. Масленников, В. С. Фетисов*

(Москва)

Значительная доля энергии взрыва в твердой среде диссипируется в веществе, окружающем заряд. Диссипация энергии взрыва происходит на фронте ударной волны, при пластическом течении вещества за фронтом ударной волны. Часть энергии переходит в энергию остаточных упругих деформаций. Небольшая доля от общей энергии взрыва излучается в виде упругих волн.

Многие реальные горные породы являются пористыми с той или иной степенью газодонасыщенности. Поэтому вопрос об энергетических потерях при взрыве в пористых насыщенных средах представляет значительный интерес [1].

Теоретическое изучение вопроса о диссипации энергии при взрыве в пористой среде, деформирование которой происходит пластически, проводилось в работах [2, 3]. Рассмотрение, проведенное в этих работах, ограничивается случаем полного захлопывания пустых пор на ударном фронте. Вещество за фронтом ударной волны считалось несжимаемым.

В данной работе исследуется перераспределение энергии камуфлетного взрыва в насыщенной пористой среде. Исследование проводится с помощью численного решения системы уравнений гидродинамики, учитывающих сдвиговую прочность пористого вещества. Рассмотрение ограничивается предположением о равенстве давлений в скелете и насыщающем газе или жидкости. Многокомпонентность среды учитывается с помощью модельного уравнения состояния.

1. Исходная система уравнений, описывающая камуфлетный взрыв в предположении сферической симметрии, записанная в лагранжевых переменных, имеет вид

$$(1.1) \quad \frac{\partial v}{\partial t} = v \left( \frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{u}{r} \right),$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = v \left( \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + 2 \frac{\tau}{r} \right), \quad \frac{\partial e}{\partial t} + p \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{2}{3} v \left( \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right) \tau,$$

где  $v$  и  $e$  — удельный объем и удельная энергия среды в целом;  $u$  — скорость;  $\tau = \sigma_r - \sigma_\varphi$ ;  $\sigma_r$  и  $\sigma_\varphi$  — радиальная и тангенциальная компоненты тензора напряжений;  $p = -\frac{1}{3}(\sigma_r + 2\sigma_\varphi)$  — давление  $e$ . Эйлера координата  $r$  связана с лагранжевой  $r_0$  соотношением

$$r = r_0 + \int_0^t u(r_0; t') dt'.$$

Тензор  $\sigma_{ij}$  представляет собой полный тензор напряжений, действующих на элемент пористой среды. В свою очередь  $\sigma_{ij}$  можно связать с напряжениями  $\sigma_{ij}^{(1)}$ , действующими в твердом компоненте, и давлением газа или жидкости  $p_1$ , заполняющих поры [4]:

$$\sigma_{ij} = (1 - m) \sigma_{ij}^{(1)} - m p_1 \delta_{ij}$$

( $m$  — пористость,  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера).

Далее вводится допущение о равенстве давлений в скелете и веществе в порах, т. е. будем считать, что  $\sigma_{ii}^{(1)} = -3p_1$ . Такое предположение хорошо оправдано в области высоких давлений ( $\geq 10$  кбар). При меньших внешних нагрузках давления в скелете и насыщенных порах будут различны. В дальнейшем пренебрегается этим различием. Изучение случая  $\sigma_{ii}^{(1)} \neq -3p_1$  составляет предмет отдельного исследования.

Течение пористого вещества описывается следующими соотношениями: в упругой области

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = 2G \left( \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right);$$

в пластической области

$$|\tau| = \sigma^* + kp,$$

где  $G$  — модуль сдвига;  $\sigma^*$  — сцепление;  $k$  — коэффициент сухого трения.

Система уравнений (1.1) замыкается термодинамическим уравнением состояния. Для многокомпонентной среды уравнение состояния выберем в виде [5, 6]

$$(1.2) \quad e = \sum_{i=1}^3 R_i e_i, \quad v = \sum_{i=1}^3 R_i v_i,$$

где  $e_i$  и  $v_i$  — удельные энергии и объемы соответствующих компонентов;  $R_i$  — их весовые содержания  $\left( \sum_{i=1}^3 R_i = 1 \right)$ .

Уравнения состояния для твердого компонента и вещества в порах (газ или жидкость) брались в форме Ми—Грюнайзена [7]

$$p = B_i \left[ \left( \frac{v_{0i}}{v_i} \right)^{n_i} - 1 \right] + \frac{\Gamma_i c_i (T - T_0)}{v_i}, \quad (1.3)$$

$$e_i = B_i v_{0i} \left\{ \frac{1}{n_i - 1} \left[ \left( \frac{v_{0i}}{v_i} \right)^{n_i - 1} - 1 \right] - \left[ 1 - \frac{v_i}{v_{0i}} \right] \right\} + c_i (T - T_0).$$

При проведении конкретных расчетов константы, входящие в (1.3), определялись на основе данных, приведенных в [8].

Вода:  $B_1 = 3,2 \cdot 10^3$  бар;  $v_1^{-1} = 1$  г/см<sup>3</sup>;  $n_1 = 7$ ;  $\Gamma_1 = 0,6$ ;  $T_0 = 273$  К;  $c_1 = 3,72 \cdot 10^3$  кДж/т·град.

Твердый скелет:  $B_2 = 10^5$  бар;  $v_2^{-1} = 2,65$  г/см<sup>3</sup>;  $n_2 = 3$ ;  $\Gamma_2 = 1$ ;  $T_0 = 273$  К;  $c_2 = 10^3$  кДж/т·град;  $G = 10^5$  бар.

Газообразный компонент считался идеальным газом с показателем адиабаты  $\kappa = 1,4$ . Отметим, что температура всех компонентов предполагалась одинаковой. Соответствующие оценки приведены в [9]. Система уравнений (1.1)—(1.3) заменялась системой уравнений в конечных разностях. Разностная схема, аналогичная схеме [10], имела второй порядок точности по времени и координате в силу использования равномерной лагранжевой сетки, которая оставалась неизменной в течение всего процесса счета. Для размазывания гидродинамических разрывов вводилась искусственная линейно-квадратичная вязкость [10]. Устойчивость счета обеспечивалась соответствующим выбором временного шага  $\Delta t$ . Использование псевдовязкости дало возможность сквозного численного счета от центра газовой полости до невозмущенной среды.

Взрыв моделировался расширением газовой полости радиуса  $a_0$  с начальным давлением 400 кбар. Счетные точки внутри полости позволили учитывать сложное газодинамическое движение газа внутри полости, который считался идеальным с показателем адиабаты 1, 2.

2. Энергетические характеристики среды при камуфлетном взрыве для различных просчитанных вариантов приведены в таблице,

где 
$$E_1 = 4\pi \int \rho \frac{u^2}{2} r^2 dr$$

— кинетическая энергия среды (интегралы в  $E_1$  и  $E_2$  берутся по возмущенной области);

$$E_2 = 4\pi \int dt \int \frac{2}{3} \tau \left( \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right) r^2 dr$$

— энергия, диссипированная за счет пластического течения;

$$E_3 = \pi \int p_H (v - v_H) r^2 dr$$

— энергия, диссипированная на ударном фронте ( $p_H$ ,  $v_H$  — давление и объем на ударном фронте);

$$E_4 = 4\pi \int \left( \frac{\tau^2}{2G} + \frac{p^2}{2K} \right) r^2 dr$$

— энергия упругих деформаций, включающая как сдвиговые, так и объемные обратимые деформации ( $K$  — модуль объемного сжатия многокомпонентной среды);  $E_5$  — энергия газов внутри полости. В таблице верхние цифры каждой строки обозначают долю соответствующей энергии по от-

Вариант	Тип среды	$\sigma^*$ , бар	$k$	Начальная пористость, %	$E_1$	$E_2$	$E_3$	$E_4$	$E_5$
1	Среда с нулевой пористостью	150	—	—	0,061 0,094	0,280 0,432	0,133 0,205	0,165 0,254	0,351
2	»	300	—	—	0,056 0,092	0,318 0,525	0,102 0,168	0,130 0,214	0,394
3	»	150	0,5	—	0,030 0,056	0,370 0,695	0,070 0,130	0,062 0,117	0,468
4	Водонасыщенная среда	150	—	12,5	0,030 0,046	0,282 0,432	0,230 0,353	0,122 0,187	0,348
5	Газонасыщенная среда	150	—	2,67	0,0092 0,0141	0,254 0,390	0,356 0,539	0,037 0,057	0,351
6	»	300	—	2,67	0,0090 0,014	0,328 0,528	0,266 0,430	0,036 0,061	0,382
7	»	150	—	6,00	0,0084 0,0130	0,180 0,281	0,458 0,707	0,025 0,039	0,352

ношению к полной энергии взрыва. Нижние цифры указывают долю соответствующей энергии по отношению к энергии, переданной окружающей полости среде, т. е. к полной энергии взрыва за вычетом энергий взрывных газов внутри полости. В дальнейшем сопоставление будет вестись, если специально не оговорено, по нижним цифрам.

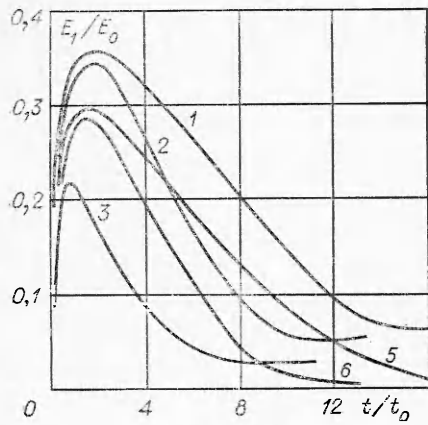
Данные таблицы приведены на момент времени, когда полость достигла максимального радиуса. Однако, так как возвратное движение полости для выбранных параметров прочности (см. таблицу) невелико (менее 5% во всех вариантах), цифры, характеризующие распределение энергий, слабо меняются при возвратном движении полости.

При проведении расчетов по указанной выше методике варьировались прочностные параметры: сцепление  $\sigma^*$  и коэффициент сухого трения  $k$ , исходная пористость среды и характер насыщения порового пространства (газ или вода).

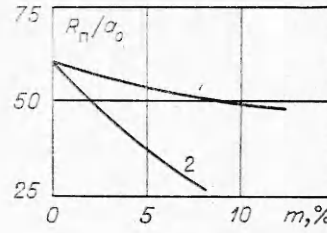
Варианты расчетов 1—3 относятся к случаю монолитной среды. Они показывают, что основная доля энергии диссипируется при пластическом течении. С ростом прочностных параметров среды  $\sigma^*$  и  $k$  эта доля возрастает. Таким образом, этот механизм диссипации энергии взрыва является доминирующим для случая среды с нулевой пористостью. Отметим, что этот результат совпадает с выводами работ [2, 3].

Значительная часть энергии (10—20%) диссипируется за счет ударного сжатия. Кроме того, заметная часть энергии оказывается запасенной в виде упругой энергии сдвига и сжатия. С ростом прочности значения  $E_3$  и  $E_4$  существенно уменьшаются. Уменьшение  $E_3$  связано с уменьшением области существования ударно-волнового режима,  $E_4$  — с уменьшением размера области больших деформаций, которое происходит из-за уменьшения радиуса полости с увеличением  $\sigma^*$  и  $k$ . Важно отметить уменьшение кинетической энергии среды  $E_1$  с ростом параметров прочности. На фиг. 1 изображена зависимость  $E_1/E_0$  от времени, где  $E_0$  — полная энергия взрыва (нумерация кривых на всех фигурах совпадает с номером варианта в таблице). Видно, что с ростом прочностных параметров среды взрывным газам труднее привести окружающую среду в движение, в результате чего и происходит указанный спад конечного значения  $E_1$ .

Варианты расчетов 5—7 относятся к сухой газонасыщенной среде с различной прочностью и пористостью. Из данных таблицы видно, что ос-



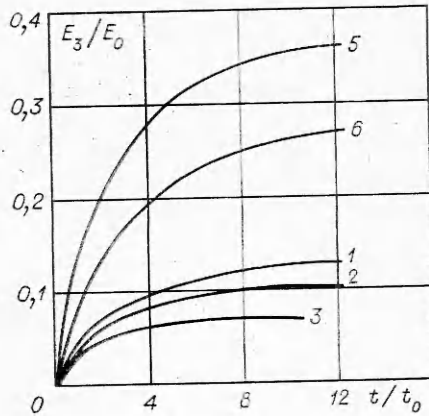
Ф и г. 1



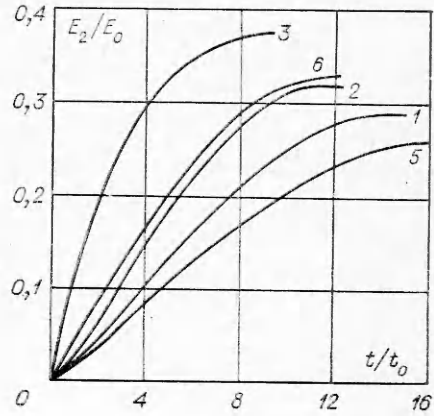
Ф и г. 2

новная диссипация энергии происходит при пластическом течении и за счет сжатия на ударном фронте. Для слабо сцементированных сред ( $k = 0$ ,  $\sigma^* = 150$  бар (вариант 5)) превалирует последний способ диссипации. С ростом прочности пластическая диссипация возрастает и может превысить диссипацию на ударном фронте (вариант 6). Однако для сред со средней и высокой пористостью (вариант 7) диссипация на ударном фронте будет всегда основной. Расчеты показывают также, что доля упругой энергии  $E_4$  значительно снижается с ростом пористости и менее сильно — с ростом прочности. Это происходит, по-видимому, из-за того, что зона больших сдвиговых напряжений существенно уменьшается с ростом пористости. Это видно из фиг. 2, где изображена зависимость максимального радиуса зоны пластических деформаций  $R_n$  от пористости среды при неизменной мощности взрыва (кривая 1 соответствует случаю водонасыщенной среды, 2 — газонасыщенной среды). Вывод о существенном росте  $E_3$  с ростом пористости подтверждается результатами экспериментальных исследований [11]. Конечное значение кинетической энергии  $E_1$  в газонасыщенной среде примерно на порядок меньше соответствующей кинетической энергии в среде с нулевой пористостью. Подобный факт важен при рассмотрении упругих или сейсмических характеристик взрыва.

Для водонасыщенной пористой среды характерны те же тенденции, что и для сухой пористой среды, однако они имеют слабо выраженный характер. При этом энергетическое распределение приближается по своим параметрам к энергетическому распределению взрыва в непористой сре-



Ф и г. 3



Ф и г. 4

де. Поэтому при насыщении предварительно сухой пористой среды водой будет наблюдаться усиление механического эффекта взрыва.

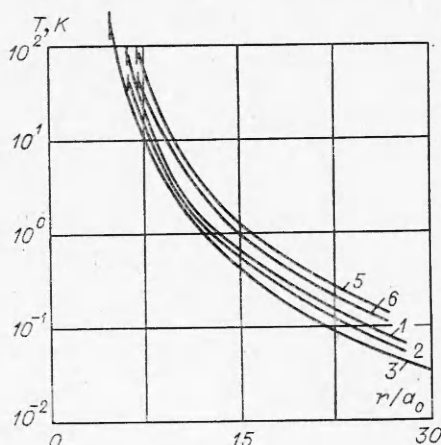
Результаты, представленные на фиг. 3, показывают, что наиболее интенсивно процесс диссипации на ударном фронте происходит на начальном этапе развития взрыва. Затем возрастание кривых происходит плавно, и в заключительной стадии они выходят на постоянные значения. Пластическая диссипация (фиг. 4) характеризуется тем, что кривые  $E_2(t)$  с увеличением влияния прочностных параметров делаются более выпуклыми. Выход кривых на асимптотики связан с окончанием фазы пластического течения.

Зависимость температуры среды от радиуса на момент остановки полости показана на фиг. 5. Видно, что температура резко убывает с увеличением расстояния от стенки полости. Заметный нагрев среды происходит лишь в узкой области, непосредственно прилегающей к полости. Этот результат согласуется с выводами работы [12]. Результаты, представленные на фиг. 5, показывают, что с ростом пористости в газонасыщенной среде температура среды увеличивается за счет более сильного разогрева, происходящего на ударном фронте.

В заключение отметим следующее. Для среды с нулевой пористостью основная диссипация энергии связана с пластическим течением. Значительная доля энергии оказывается запасенной в упругой энергии деформации сдвига и сжатия, которая является обратимой и которая, по-видимому, может стать источником вторичных упругих волн в последующие после взрыва моменты времени. С ростом прочности эта энергия уменьшается, уменьшается также и значение кинетической энергии среды, которую на последних этапах развития взрыва можно ассоциировать с энергией, излучаемой в упругом предвестнике.

Для сухих пористых сред основным становится механизм диссипации энергии, связанный с ударным сжатием, т. е. с необратимым нагревом среды во фронте ударной волны. Кинетическая энергия на порядок меньше, чем в монолите, и уменьшается с ростом прочности. Упругая энергия также меньше, что связано с уменьшением зоны больших деформаций.

Насыщение сухих сред водой приближает энергетические характеристики взрыва к взрыву в непористой среде, т. е. к усилению механического эффекта взрыва.



Фиг. 5

Поступила 27 XI 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Физика взрыва. М., «Наука», 1975.
2. Компанец А. С. Ударные волны в пластической уплотняющейся среде. — ДАН СССР, 1956, т. 109, № 1.
3. Кошелев Э. А. О диссипации энергии при подземном взрыве. — ПМТФ, 1972, № 5.
4. Николаевский В. Н., Басниев К. С., Горбунов А. Т., Зотов Г. А. Механика насыщенных пористых сред. — М., «Недра», 1970.
5. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М. «Недра», 1974.

6. Ляхов Г. М., Охитин В. Н. Сферические волны в многокомпонентных средах.— ПМТФ, 1974, № 2.
7. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.
8. Кривцов В. А. Уравнение состояния водонасыщенного песка и границы его применимости.— ПМТФ, 1974, № 4.
9. Буткович Т. Р. Влияние воды в горных породах на эффекты подземных ядерных взрывов.— В кн.: Подводные и подземные взрывы. М., «Мир», 1974.
10. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений.— В сб. Вычислительные методы в гидродинамике. М., «Мир», 1967.
11. Белинский И. В., Христофоров Б. Д. О диссипации энергии при подземном взрыве.— В сб. Взрывное дело, 76/33, 1976.
12. Кошелев Э. А. Тепловое поле подземного взрыва.— В сб. Использование взрывов в народном хозяйстве, 4.3. Киев, 1970.

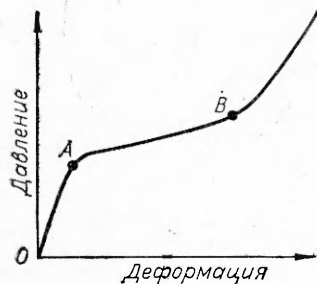
УДК 678.632+620.178.7

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В ПЕНОПОЛИСТИРОЛЕ

*С. И. Бодренко, Ю. А. Крысанов, С. А. Новиков*  
(Москва)

При ударном сжатии пенополистирола в области давления меньше 1 ГПа нельзя принимать обычную схему ударного сжатия пористых веществ, предполагающую, что до величины плотности, соответствующей плотности сплошного материала (для полистирола эта плотность равна  $1046 \text{ кг/м}^3$ ), сжатие происходит без сопротивления. Типичная диаграмма ударного сжатия пенополистирола [1, 2] по форме соответствует диаграмме, получаемой при квазистатическом сжатии, приведенной на фиг. 1. Участок упругой деформации  $OA$  характеризуется линейной зависимостью давления от деформации, небольшой участок резкого изгиба диаграммы в районе точки  $A$  соответствует пределу текучести. Участок  $AB$  слабой зависимости давления от деформации соответствует пластической деформации с некоторым упрочнением. При дальнейшей деформации наблюдается резкое возрастание давления при сжатии до плотности, близкой к плотности сплошного материала.

Следовательно, ударное сжатие пенополистирола должно сопровождаться распространением по образцу системы двух волн сжатия: первой ударной волны (УВ) с постоянными для данной плотности образца давлением и скоростью и следующей за ней волны пластического сжатия с параметрами, меняющимися во времени. Обычно скорость ударной волны принимается равной скорости распространения продольных колебаний, определяемой ультразвуковым методом [1, 2]. В литературе отсутствуют прямые измерения давления в УВ в пенополистироле, а измерения предела текучести при динамическом сжатии без учета волнового характера деформации дают противоречивые результаты. Так, в [1—3] утверждается, что динамический предел текучести возрастает более чем в 1,5 раза по сравнению со



Фиг. 1