

3. Терцаги К. Теория механики грунтов. М., Госстройиздат, 1961.
4. Николаевский В. Н., Лившиц Л. Д., Сизов И. А. Механические свойства горных пород. — В сб.: Итоги науки и техники ВИНТИ. Сер. Механика деформируемого твердого тела, 1978, т. 11, с. 123.
5. Garg S. K., Nur A. Effective stress law for fluid-saturated porous rock. — J. Geophys. Res., 1973, vol. 78, N 26.
6. Dropek R. K., Johnson J. N., Walsh J. N. The influence of pore pressure on the mechanical properties of kayenta sandstone. — J. Geophys. Res., 1978, vol. 83, N 6.
7. Handin J., Hager R. V., Friedman M., Feather J. N. Experimental deformation of sedimentary rocks under confining pressure: pore pressure tests. — Bull AAPG, 1963, vol. 47, p. 715.
8. Martin J. S. The effect of fluid pressure on the effective stresses and induced faulting. — J. Geophys. Res., 1975, vol. 80, N 26.
9. Рупнейт К. В. Некоторые вопросы механики горных пород. М., Углетехиздат, 1954.
10. Добрынин В. М. Деформации и изменения физических свойств коллекторов нефти и газа. М., Недра, 1970.
11. Николаевский В. Н. О связи объемных и сдвиговых пластических деформаций и об ударных волнах в мягких грунтах. — ДАН СССР, 1967, т. 177, № 3.
12. Николаевский В. Н., Басычев В. К., Горбунов А. Т., Зотов Г. А. Механика насыщенных пористых сред. М., Недра, 1970.
13. Баренблатт Г. И. Математическая теория равновесных трещин, образующихся при хрупком разрушении. — ПМТФ, 1964, № 4.
14. Henry J. P., Raquet J., Taneres J. P. Experimental study of crack propagation in calcine rock. — Int. J. Rock. Mech. and Min. Sci., 1977, vol. 4, N 2.
15. Желтов Ю. П., Христианович С. А. О гидравлическом разрыве нефтеносного пласта. — Изв. АН СССР. ОН, 1955, № 5.
16. Бабалян Г. А. О факторах, обуславливающих аномально высокие давления в пластах. — Труды нефт. экспед. Баку, 1953, № 1.
17. Riecker R. E. Penrose conference-fracture mechanics and earthquake source mechanisms. — Geotimes, 1972, N 4.
18. Койфман М. И., Ильницкая Е. И. Влияние влажности на прочность горных пород при растяжении и сжатии. — В сб.: Исследование механических свойств и взрывного способа разрушения горных пород. М., Наука, 1970.
19. Чирков С. Е., Мельников А. Н. Комплексные исследования физико-механических свойств песчаников в сухом и водонасыщенном состоянии. — Там же.
20. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1975.
21. Ловецкий Е. Е., Масленников А. М., Фетисов В. С. Расширение газовой полости в газоводонасыщенной упругопластической среде. — ПМТФ, 1979, № 1.

УДК 534.222

## МЕХАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ И ДИССИПАТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЗРЫВЕ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

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

(Москва)

Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что наличие газа или жидкости в горных породах существенно влияет на динамику явлений при расширении камуфлетной полости, возникающей в результате подземного взрыва. В данной работе на основе численного и приближенного аналитического решения задач представлены количественные характеристики этого эффекта.

**1. Расширение газовой полости в насыщенной пористой среде с необратимой объемной деформацией.** В работе [1] с помощью водоподпорной модели исследовано влияние воды на механический эффект подземных взрывов. Установлено, что увеличение количества воды в горных породах приводит к заметному усилению пиковых давлений на фронте волны сжатия. В работе [2] изучалось расширение полости в газоводонасыщенной

упругопластической среде в предположении равных давлений во всех компонентах. В то же время экспериментальные и теоретические исследования [3—6] указывают, что подобное предположение хорошо оправдывает себя при давлениях выше нескольких килобар. Начиная с малых напряжений, картина объемного деформирования среды, по-видимому, выглядит следующим образом. Первоначально при возрастании напряжений, прикладываемых к пористой среде, основную нагрузку воспринимает твердый скелет. На этой стадии давление в нем существенно выше, чем в насыщающем поры веществе, и модуль объемного сжатия среды в целом близок к модулю объемного сжатия твердого компонента. При дальнейшем росте нагрузки твердый скелет начинает разрушаться и происходит процесс затекания пор. При этом может резко (на порядок) возрасти сжимаемость пористой среды. Модели горных пород, основывающиеся на предположении пластического затекания пор [4—6], дают удовлетворительное согласие с экспериментальными данными по всестороннему сжатию пористых горных пород [4, 5]. Затекание пор продолжается до момента, пока возрастающее внутривещное давление и давление в матрице при мерно не выравниваются с приложенной нагрузкой. (Давления полностью выравниваются не могут из-за наличия прочностных свойств матрицы [4—6], однако  $\Delta p/p \ll 1$ , где  $\Delta p$  — разность давлений в матрице и поре,  $p$  — приложенное к среде внешнее давление.) Дальнейший рост нагрузки равномерно воспринимается поровым веществом и матрицей. Это приводит к росту модуля объемного сжатия среды. Согласно работам [4—6], учет различного давления в поре и матрице на всех стадиях нагрузки и разгрузки приводит к необратимому уплотнению среды, наблюдаемому на эксперименте [3, 4]. При этом на стадии разгрузки поровое вещество за счет прочностных свойств матрицы оказывается пересжатым по сравнению с самой матрицей. Отметим, что модель среды с равными давлениями в компонентах, использованная в работах [1,2], необратимого характера объемного деформирования пористых сред не описывает.

В данном пункте проведено численное решение задачи о расширении взрывной камуфлетной полости в газодонасыщенной упругопластической среде, обладающей описанным выше свойством необратимого объемного сжатия. Необратимость сжатия достигается учетом различных давлений в поре и в твердой матрице как при нагрузке, так и при разгрузке среды. Следует отметить, что имеющаяся необратимость объемного деформирования связана с процессом всестороннего сжатия пористой среды. Учет возможных объемных деформаций, обусловленных пластическим сдвигом среды (дилатансионный эффект), представляет предмет самостоятельной задачи и в данной работе не исследуется.

Получены зависимости пиковых напряжений от расстояния до центра взрыва, зависимости максимального радиуса полости и радиуса пластичности от пористости, профили ударных волн. Показано, что в пористой среде происходит трансформация ударной волны в волну непрерывного сжатия. Для водонасыщенной среды получено распределение остаточного порового давления.

Пусть в пространстве, занятом насыщенной пористой средой, в начальный момент времени имеется сферическая полость радиуса  $a_0$ , в которой мгновенно выделяется энергия взрыва  $W$ . Начальное давление в полости примем равным 700 кбар. Вещество в полости будем считать идеальным газом с показателем адиабаты  $\gamma = 1,4$ . Вообще говоря, в процессе расширения полости показатель адиабаты изменяется. Однако будем пренебрегать изменением величины  $\gamma$ , обращая внимание прежде всего на качественную сторону поведения насыщенной пористой среды при взрыве и на динамику его развития. Для описания сферически-симметричного движения среды воспользуемся гидродинамическими уравнениями, учитывая прочностные эффекты. Исходные уравнения в эйлеровых

переменных имеют вид

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

$$\frac{\partial e}{\partial t} + u \frac{\partial e}{\partial r} + p \frac{\partial v}{\partial t} + pu \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{2}{3} \tau v \left\{ \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right\}.$$

Первое уравнение системы (1.1) представляет собой уравнение непрерывности, второе и третье — уравнения движения и энергии соответственно. Здесь  $v$  и  $e$  — удельный объем и удельная энергия многокомпонентной среды;  $u$  — скорость;  $\sigma_r$  и  $\sigma_\varphi$  — радиальная и угловая компоненты тензора напряжений;  $\tau = \sigma_r - \sigma_\varphi$  — напряжение сдвига;  $p = -(\sigma_r + 2\sigma_\varphi)/3$  — давление;  $t$  — время;  $r$  — эйлерова координата.

Система уравнений (1.1) замыкается упругопластическими соотношениями и уравнением состояния пористой среды. Механические свойства среды в упругой области будем описывать законом Гука

$$(1.2) \quad \frac{\partial \tau}{\partial t} + u \frac{\partial \tau}{\partial r} = 2G \left\{ \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right\},$$

где  $G$  — модуль сдвига пористой среды. В пластической зоне воспользуемся законом течения Треска

$$(1.3) \quad |\tau| = \sigma^* = \text{const},$$

$\sigma^*$  — предел текучести. Описывая пластические свойства среды в рамках модели идеальной пластичности (1.3), тем самым не учитываем явление сухого трения, присущего грунтам. Однако учет пластических свойств материала в форме (1.3) наиболее прост и позволяет выявить основные качественные закономерности динамики развития взрыва в газодонасыщенной среде. По поводу тензора напряжений  $\sigma_{ij}$ , используемого в (1.1)–(1.3), сделаем следующее замечание. Величина  $\sigma_{ij}$  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  $q$ , заполняющих поры [7]:

$$(1.4) \quad \sigma_{ij} = (1 - m) \sigma_{ij}^{(1)} - mq \delta_{ij},$$

где  $m$  — пористость;  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера. Произведя свертку в тензорном соотношении (1.4), получим, что полное давление в среде  $p$  связано с давлением в матрице  $p^{(1)}$  и в поре  $q$  соотношением

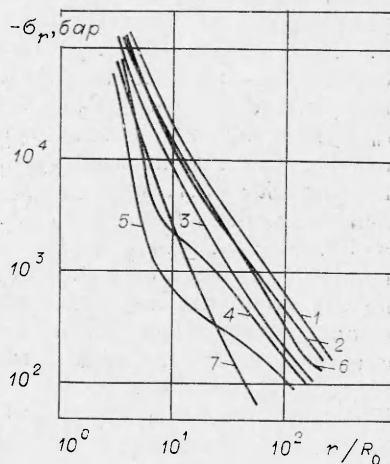
$$(1.5) \quad p = (1 - m)p^{(1)} + mq.$$

Расширение газовой полости при камуфлетном взрыве в предположении  $p^{(1)} = q = p$  исследовалось в работе [2]. Однако, как было указано выше, при низких давлениях для правильного описания деформации среды следует учитывать различие между  $p^{(1)}$  и  $q$ , приводящее к необратимости деформаций объемного сжатия. В данной работе для описания необратимого характера объемных деформаций среды с учетом соотношения (1.5) использовалась модель многокомпонентной среды, предложенная в работе [6], которая является обобщением работ [4, 5] на случай сжимаемых матрицы и вещества, заполняющего поровое пространство. Согласно работе [6], эта модель среды удовлетворительно описывает поведение пористых газодонасыщенных горных пород при нагрузке и разгрузке. Для уравнения состояния пористой среды [6] необходимо задать ряд параметров, характеризующих материал матрицы и насыщающие поры жидкость или газ. Были выбраны следующие микроскопические параметры матрицы: плотность  $2,65 \text{ г/см}^3$ ; пластическая скорость звука  $c_0 = 4500 \text{ м/с}$ ; модуль сдвига  $G_m = 100 \text{ кбар}$ , прочность на сдвиг  $Y = 1 \text{ кбар}$ . В качест-

ве поровой жидкости была взята вода с параметрами уравнения состояния из [8]. Согласно [4—6], параметры  $G_m$  и  $Y$  описывают деформацию среды в окрестности поры, размеры которой будем считать много меньшими среднего размера кусков, на которые разрушается среда при макроскопическом пластическом сдвиге, и являются характеристиками микрочастиц или зерен, из которых состоит среда. Согласно [9], для большинства возможных масштабов взрывов такая оценка оправдана. Сдвиговая деформация среды в непосредственной окрестности поры в общем случае может быть и не связана со сдвиговыми деформациями среды как целого (например, при всестороннем сжатии), поэтому макроскопическое пластическое течение следует описывать константами, отличными от  $G_m$  и  $Y$ . Согласно работе [10], где проведено экспериментальное изучение зависимости параметров динамического сжатия NaCl от пористости, макроскопическая прочность среды уменьшается с ростом пористости. Поэтому величина  $\sigma^*$ , входящая в (1.3), выбиралась при расчетах меньшей, чем  $Y$ . Отметим, что при сделанных предположениях о размерах кусков разрушенной породы упругопластическое поведение среды как целого не будет оказывать существенного влияния на изменение пористости (выборка пор при макроскопическом сдвиге будет происходить вдоль границ разрушенных кусков, размеры которых принимаются значительно большими, чем средний размер пор). Поэтому можно предположить, что уравнение состояния среды не зависит от сдвиговых деформаций среды как целого.

Для численного счета система уравнений (1.1)—(1.3), переписанная в лагранжевых координатах, заменялась системой уравнений в конечных разностях. Разностная схема, аналогичная схеме [11], имела второй порядок точности на равномерной лагранжевой сетке. Для сглаживания гидродинамических разрывов в разностные уравнения вводилась линейно-квадратичная искусственная вязкость, обеспечивающая возможность сквозного счета. Устойчивость счета обеспечивалась соответствующим выбором временного шага счета. В качестве начальных условий задавались давление в первоначальной полости и значения  $v$ ,  $p$ ,  $e$  в окружающем грунте. Скорость  $u$  при  $t = 0$  всюду полагалась равной нулю. Граничные условия задавались в центре (при  $r = 0$ ) и перед фронтом ударной волны. Часть пространственной сетки находилась в газовой полости, что позволяло учитывать сложную газодинамическую картину движения газа в полости.

Численные расчеты проведены для  $G = 100$  кбар,  $\sigma^* = 150$  бар и  $p_\infty = 200$  бар ( $p_\infty$  — фоновое давление в среде). На фиг. 1 изображены зависимости максимального радиального напряжения  $|\sigma_r|$  на фронте ударной волны от расстояния до газовой полости для сред с различной пористостью и характеристикой насыщающего поры вещества (газ или вода). Кривая 1 соответствует случаю непористой среды, 2 и 3 — случаю пористой водонасыщенной среды с пористостью  $m$ , равной соответственно 7 и 23%. Кривые 6 и 7 взяты из работы [2] и нанесены здесь для сравнения с результатами данной работы. Кривая 6 относится к водонасыщенной среде с  $m = 23\%$ , а 7 — к газонасыщенной среде с  $m = 7\%$ , обе кривые получены на основании численных расчетов в предположении равных давлений во всех компонентах среды. Из анализа кривых 1—5 видно, что с ростом

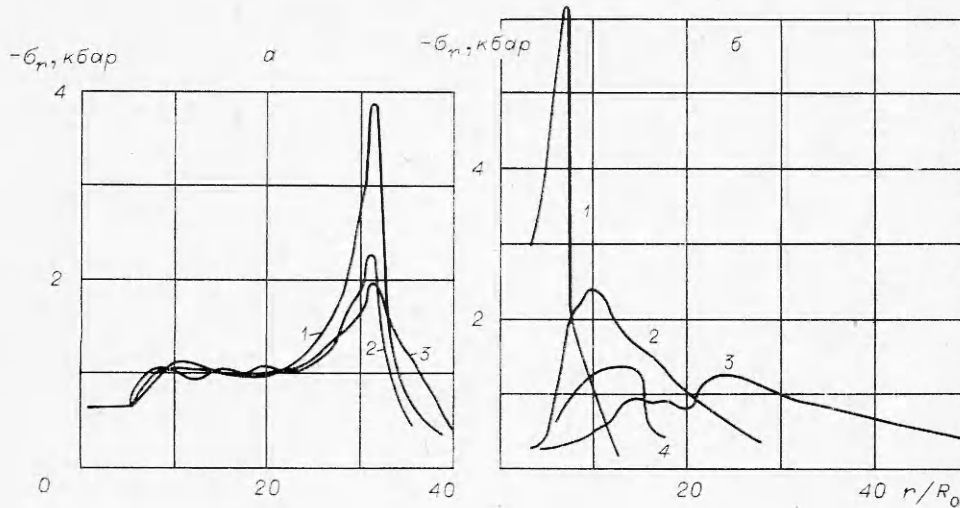


Фиг. 1

пористости амплитуда ударной волны существенно уменьшается. Особенно это заметно в газонасыщенной среде. На кривых, относящихся к среде с газом, имеется характерный излом, приводящий к меньшему затуханию волны при низких амплитудах. Этот излом связан с изменением режима распространения волны. Участок кривой выше излома соответствует случаю, когда на ударном фронте происходит затекание пор. Этот режим, согласно работе [8], характеризуется значительными диссипативными процессами и, в частности, большим ударным нагревом среды. При меньших давлениях, согласно выбранной модели среды [4—6], основную нагрузку воспринимает твердый скелет и затекания пор не происходит. Диссипация энергии при этом резко уменьшается, что приводит к меньшему затуханию самой волны. Аналогичным образом ведут себя и кривые для водонасыщенной среды, однако из-за того, что затекание заполненных водой пор сравнительно невелико, резкого излома не наблюдается. Если сравнить результаты этой работы с кривыми 6 и 7, то можно заметить, что для водонасыщенной среды имеется хорошее согласие между расчетами (кривые 3 и 6) в области напряжений  $|\sigma_r| > 1$  кбар. Для газонасыщенной среды при  $|\sigma_r| > 1,5$  кбар также имеется хорошее согласие расчетов по обеим моделям. При меньших напряжениях кривая 7 с тем же наклоном идет вниз, так как по модели равных давлений режим схлопывания пор будет практически при всех напряжениях из-за малого модуля объемного сжатия газа в порах. Кривая 5 при малых напряжениях идет существенно выше кривой 7. Амплитуда упругой волны при этом в 5—10 раз выше амплитуды, рассчитанной по модели равных давлений. Это говорит о том, что для газонасыщенной среды с высокой прочностью образующих ее микрочастиц и зерен модель равных давлений использовать для описания затухания волн малой амплитуды нельзя.

Следует отметить, что на кривых 4, 5 фиг. 1 сразу после излома имеется участок, где затухание волны слабее, чем даже в упругой зоне при более низких напряжениях. Существование этой особенности связано с перестройкой профиля волны при ее переходе из среды с высокой сжимаемостью в среду с низкой сжимаемостью. Физика этого процесса аналогична физике процесса, подробно описанного в работе [12]. (В данной работе рассматриваются породы, обладающие при низких напряжениях малой сжимаемостью, при более высоких напряжениях из-за затекания пор их сжимаемость может существенно возрасти, что и приводит к существованию в зависимости от давления физической границы в поведении вещества и особенностям волны по мере затухания ее амплитуды.)

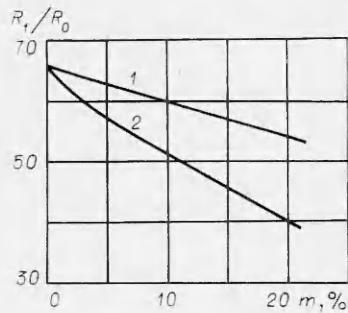
Учет различных давлений в матрице и поре приводит к вырождению ударной волны в волну непрерывного сжатия. Это хорошо видно на фиг. 2, а, б, где изображены профили волн нагрузки соответственно для водонасыщенной и газонасыщенной сред. На фиг. 2, а кривая 1 относится к непористой среде и дана в момент времени  $\lambda = t/t_0 = 3$  ( $t_0 = a_0/c_0$ ,  $c_0$  — пластическая скорость звука в твердом скелете). Кривые 2 и 3 соответствуют водонасыщенной пористой среде с  $m = 7\%$  и даны в момент времени  $\lambda = 3,7$ , причем расчет кривой 2 выполнен по модели равных давлений. Все кривые фиг. 2, а соответствуют расстоянию от центра  $r/a_0 = 32$ . Видно, что с ростом пористости существенно падает амплитуда волны и скорость ее распространения. Учет различных давлений в матрице и в поре (кривая 3) приводит к существенному «размытию» переднего фронта волны. Еще сильнее этот эффект выражен для газонасыщенной среды (фиг. 2, б). Все кривые фиг. 2, б построены для среды с  $m = 7\%$ . Кривая 1 соответствует  $\lambda = 1$ ; 2 —  $\lambda = 2,7$ ; 3 —  $\lambda = 5,4$ ; 4 —  $\lambda = 2,7$ . Кривая 4 является расчетом по модели равных давлений и приведена для сравнения. На кривой 1 четко виден ударный фронт, однако уже в этот момент времени от основания волны вперед начинает вырываться волна нагрузки, соответствующая сжатию среды при малых давлениях. Это свя-



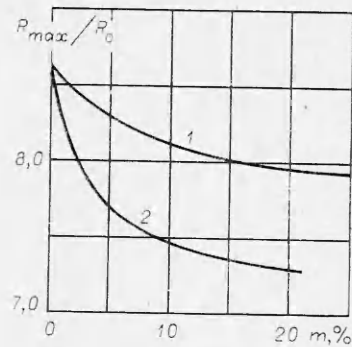
Ф и г. 2

зано с тем, что при малых давлениях основную нагрузку воспринимает скелет, поэтому среда обладает большим модулем объемного сжатия, чем при более высоких нагрузках, когда начинается затекание пор и модуль сжатия резко падает [4—6]. Со временем ударная волна, соответствующая необратимому затеканию пор, затухает, и вперед уходит волна сжатия. Таким образом, происходит переход от режима ударной волны (кривая 1) к волне непрерывного сжатия (кривая 3). Следует отметить, что в модели равных давлений (кривая 4) трансформации профиля волны не происходит, она затухает все время в ударном режиме. Это и приводит к более низким амплитудам упругих волн в этой модели, о чем было сказано выше.

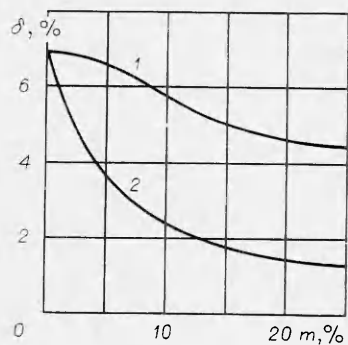
В работе изучено влияние пористости на размеры зоны разрушения и размер полости от взрыва. На фиг. 3 изображена зависимость от пористости  $m$  радиуса пластичности  $R_1$ , который в рамках выбранной модели упругопластического поведения среды (1.2), (1.3) ассоциируется с радиусом зоны разрушения. Кривая 1 относится к водонасыщенной, а 2 — к газонасыщенной среде. С ростом пористости радиус пластичности  $R_1$  уменьшается, причем наиболее заметно это уменьшение для газонасыщенной среды. На фиг. 4 дана зависимость максимального радиуса полости  $a_{\max}/a_0$  от пористости  $m$  (кривая 1 — пористая среда с водой; 2 — с газом). Так же, как и  $R_1$ ,  $a_{\max}$  уменьшается с ростом  $m$ , причем это уменьшение наиболее сильно для среды с газом. Характерной особенностью обеих кривых фиг. 4 является наиболее крутой спад  $a_{\max}$  при малых пористостях ( $m \leq 10\%$ ). Для больших значений  $m$  кривые спадают, но уже более плавно, они как бы выходят на асимптотики. Понять такую зависимость величины  $a_{\max}$  от  $m$  можно, если проанализировать изменение диссипативных процессов при взрыве с ростом пористости  $m$ . Как показывают расчеты, в непористой среде основным механизмом диссипации энергии взрыва (до 50%) является пластическое течение. Большая доля энергии взрыва (до 40%) на начальной стадии расширения полости передается в виде кинетической энергии окружающей полость среде. Результаты расчетов указывают на то, что за счет давления газов полость расширяется лишь в самые начальные моменты времени ( $\lambda < 3$ ). Дальнейшее расширение происходит в основном по инерции, за счет запаса кинетической энергии в окружающей полость среде. По мере диссипации энергии это движение замедляется, пока не наступит остановка полости. При этом полость проскакивает положение равновесия, соответствующее ее квазистатическому расширению. В пористой среде, как показывают проведенные расчеты



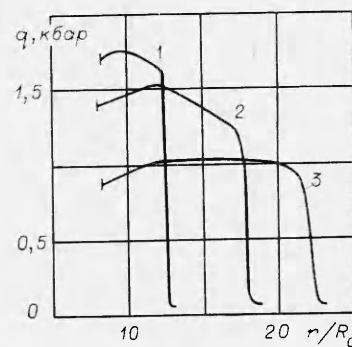
Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

и экспериментальные данные [13], диссипация энергии взрыва в тепло больше, чем в непористой среде, и связана в основном с ударным нагревом вещества. При этом доля кинетической энергии в пористой среде уменьшается. Это уменьшение доли  $\delta = E_{\text{кин}}/W$  кинетической энергии от полной энергии взрыва в момент остановки полости представлено на фиг. 5, где кривая 1 относится к водонасыщенной, а 2 — к газонасыщенной среде. Наиболее сильное уменьшение величины  $\delta$  наблюдается в интервале пористости  $0 < m < 15\%$ , когда происходит смена основных диссипативных механизмов (пластического на ударный). Уменьшение величины  $\delta$  и, следовательно, инерционных сил приводит к меньшим значениям  $R_1$  и  $a_{\text{max}}$ , что и отмечалось выше.

Использованная в работе модель уравнения состояния среды с необратимой объемной деформацией [6] позволяет получить распределение порового давления в моменты времени, когда расширение газовой полости уже закончилось. На фиг. 6 представлена зависимость порового давления  $q$  от расстояния для водонасыщенной среды. Кривая 1 соответствует  $m = 2,7\%$ ; 2 —  $7\%$ ; 3 —  $22\%$ . Как видно из этой фигуры, в результате взрыва образуется зона повышенного порового давления. Согласно работам [4—6], ее происхождение связано с частичным затеканием пор на фазе сжатия при прохождении ударной волны. С левой стороны от области повышенного порового давления находится образовавшаяся при взрыве газовая полость, с правой — среда, не испытывавшая затекания пор, с чем и связан резкий сброс давления на правой границе области. С ростом пористости размер зоны повышенного порового давления увеличивается и одновременно уменьшается величина остаточного порового давления. Наличие описанной выше зоны может оказать важное влияние на фильтрационные процессы после взрыва.

**2. Диссипация энергии взрыва в пористой среде с необратимой объемной деформацией.** 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 газоводонасыщенности. Поэтому вопрос об энергетических потерях при взрыве в пористых насыщенных средах представляет значительный интерес [8].

Теоретическое изучение вопроса о диссипации энергии при взрыве в пористой среде, деформирование которой происходит пластически, проводилось в работах [14, 15]. Рассмотрение, проведенное в этих работах, ограничивается случаем полного схлопывания пустых пор на ударном фронте. Вещество за фронтом ударной волны считалось несжимаемым. Для более полного и точного описания явления взрыва необходимо учитывать переменную сжимаемость среды на ударном фронте и ее разгрузку за фронтом. При этом характерной особенностью пористых сред является необратимость объемных деформаций [3, 16]. В данном пункте исследуется распределение энергии камуфлетного взрыва в насыщенной пористой среде с учетом этой необратимости.

Изучены энергетические характеристики взрыва, влияние прочностных параметров среды, пористости, характера насыщения пор на эти характеристики. Исследование проводится с помощью численного решения системы уравнений гидродинамики (1.1)–(1.3) с учетом сдвиговой прочности среды. Однако в этом пункте в отличие от первого вместо условия (1.3) использовано условие пластичности Кулона

$$(2.1) \quad |\tau| = \sigma^* + kp,$$

где  $\sigma^*$  характеризует сцепление;  $k$  — упрочнение среды при всестороннем сжатии. Согласно [3, 16], соотношение (2.1) удовлетворительно описывает поведение горных пород при сдвиговых деформациях. Многокомпонентность среды учитывается с помощью модельного уравнения состояния, описанного в п. 1.

Энергетические характеристики среды при камуфлетном взрыве для различных просчитанных вариантов приведены в табл. 1. Здесь

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

— кинетическая энергия среды (интегралы в  $E_1, E_2, E_4, E_5$  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;  $\tau$  — напряжение сдвига при пластическом течении среды;  $E_3 = 2\pi \int p_H \epsilon_H r^2 dr$  — энергия, диссипированная в тепло на ударном фронте;  $p_H$  и  $\epsilon_H = 1 - \rho_0/\rho_H$  — давление и уплотнение среды на ударном фронте;  $\rho_H$  — плотность среды на ударном фронте;  $E_4 = E_2 + E_3$  — полная тепловая энергия среды;  $E_5 = \frac{4}{3} \pi \int \frac{\tau^2}{2G} r^2 dr$  — энергия упругих сдвиговых деформаций среды;  $E_6 = 4\pi \int \frac{p^2 - p_\infty^2}{2K} r^2 dr$  — энергия объемного сжатия среды;  $K$  — модуль объемного сжатия многокомпонентной среды;  $p_\infty$  — противодействие;  $E_7 = E_5 + E_6$  — полная упругая энергия, запасенная средой;  $E_8$  — энергия газов внутри полости.

В табл. 1 верхние цифры каждой строки обозначают долю соответствующей энергии по отношению к полной энергии взрыва (все значения



Таблица 1

Номер варианта	Тип среды	m, %	$\sigma^*$ , бар	k	$p_{\infty}$ , бар	$E_1$	$E_2$	$E_3$	$E_4$	$E_5$	$E_6$	$E_7$	$E_8$
						6,3 6,9	36 40	28 31	64 71	6,0 6,6	14 15,4	20 22	9,3
1	Монолит	—	150	—	180	6,3 6,9	36 40	28 31	64 71	6,0 6,6	14 15,4	20 22	9,3
2	»	—	150	—	300	6,0 6,7	32 36	29 32	61 68	5,3 5,9	18 20	23,3 26	10
3	»	—	300	—	300	6,8 7,8	35 40	25 29	60 69	6,7 7,7	14 16	20,7 23,7	12,5
4	»	—	150	0,1	200	4,6 5,2	47 53	21 24	68 77	4,4 5,0	11 12,5	15,4 17,5	11,5
5	»	—	150	0,3	200	4,0 4,7	50 58	22 25	72 83	3,3 3,8	7,3 8,5	10,6 12,3	14
6	»	—	150	0,6	200	4,0 4,7	50 59	21 25	71 84	2,7 3,2	6,3 7,5	9,0 10,7	16
7	Пористая с жид- костью	12	150	—	100	4,7 5,2	32 35	42 47	74 82	5,5 6,1	6,2 6,9	11,7 13	10
8	»	12	300	—	—	5,1 5,8	35 40	38 43	73 83	6,6 7,5	2,6 3,0	9,2 10,5	12,5
9	»	12	300	—	100	5,1 5,9	33 38	38 44	71 82	6,2 7,1	4,4 5,1	10,6 12,2	13
10	»	12	300	—	320	5,0 5,8	28 32	40 46	68 78	5,6 6,4	7,5 8,7	13,1 15,1	13,5
11	»	23	150	—	185	4,0 4,5	28 32	46 52	74 84	4,5 5,1	5,8 6,5	10,3 11,6	11,5
12	Пористая с жид- костью *	23	150	—	185	3,2 3,6	27 31	49 55	76 86	4,5 5,1	4,5 5,1	9,0 10,2	11,5
13	Пористая с газом	2,7	150	—	220	4,2 4,8	25 28	44 50	69 78	4,3 4,8	11,0 12,5	15,3 17,3	11
14	»	2,7	300	—	250	4,3 5,0	26 30	43 50	69 80	4,9 5,7	8,0 9,3	13 15	13,5
15	»	12	150	—	180	1,9 2,2	17 20	62 71	82 94	2,6 3,0	3,6 4,1	6,2 7,1	12,5

\*  $Y=500$  бар.

даны в процентах). Нижние цифры указывают долю соответствующей энергии по отношению к энергии, переданной окружающей полости среде, т. е. к полной энергии взрыва за вычетом энергии взрывных газов внутри полости. В дальнейшем, если специально не оговорено, сопоставление будет вестись именно по нижним цифрам. Данные табл. 1 приведены на момент времени, когда полость достигла максимального радиуса. Однако, так как возвратное движение полости для выбранных параметров прочности (см. табл. 1) невелико (менее 5% во всех вариантах), цифры, характеризующие распределение энергий  $E_1, E_2, E_3, E_4, E_5$ , слабо меняются при возвратном движении полости. Значение  $E_5$  существенно

зависит от возвратного движения, о чем подробнее будет сказано ниже.

При проведении расчетов по указанной выше методике варьировались параметры сцепления  $\sigma^*$  и коэффициент упрочнения  $k$ , величина противодавления  $p_\infty$ , исходная пористость среды и характер насыщения порового пространства (газ или жидкость). Варианты расчетов 1—6 относятся к случаю монолитной среды с нулевой пористостью. Они показывают, что для монолитной среды основная доля энергии взрыва диссипируется при пластическом течении. Увеличение  $\sigma^*$  приводит к слабому росту энергии  $E_2$  и уменьшению  $E_3$ . В целом же величина  $E_4 = E_2 + E_3$  меняется слабо. С ростом параметра  $\sigma^*$  возрастает и доля кинетической энергии  $E_1$ , которую можно ассоциировать с кинетической энергией упругой волны. Возрастание  $E_1$  обусловлено тем, что с ростом  $\sigma^*$  амплитуда упругой волны увеличивается. Упругая энергия объемного деформирования  $E_6$  уменьшается при увеличении  $\sigma^*$ . Как показывают расчеты, это связано с тем, что при увеличении  $\sigma^*$  волна нагрузки становится существенно уже (в ее частотном спектре преобладают более высокие гармоники) при слабо возрастающей амплитуде волны. Это приводит к уменьшению области, где среда испытывает сильное объемное сжатие, и, следовательно, к меньшей величине энергии  $E_6$ . В отличие от  $E_6$  величина  $E_5$  возрастает с увеличением  $\sigma^*$ , так как возрастает величина сдвиговых напряжений.

При расчете взрывов в монолитной среде варьировался параметр упрочнения среды  $k$ . Результаты расчетов показывают, что наиболее резкое влияние на диссипативные процессы оказывают малые значения  $k$  (ср. варианты 1 и 4 в табл. 1). Сравнение вариантов 4 с 5 и 6 показывает, что дальнейшее увеличение  $k$  оказывает менее заметное влияние на картину диссипативных процессов. Результаты расчетов показывают, что величина расширения полости определяется двумя механизмами. Первый, назовем его квазистатическим, связан с расширением полости за счет давления газов, имеющих в полости. Это расширение продолжается до тех пор, пока прочностные силы окружающей полость среды не уравновесят давление газов в ней. Второй механизм, будем называть его динамическим, обусловлен имеющимся запасом кинетической энергии у среды вокруг полости. Двигаясь от центра, среда способствует расширению полости. Чем выше первоначальный запас кинетической энергии в среде, тем больше будет размер полости при прочих неизменных параметрах задачи. В работе [17] дана временная зависимость энергии  $E_1$ . Показано, что максимальное значение  $E_1$  формируется в самые начальные моменты расширения полости за счет энергии ее газов. В дальнейшем диссипативные процессы в среде уменьшают величину  $E_1$ , и по тому, как идет эта диссипация, определяется эффективность динамического механизма расширения полости. В целом учет величины  $k$  приводит к меньшим значениям энергии  $E_1$  как в начальные моменты расширения полости, так и в последующие (высокая прочность в начальные моменты расширения полости, когда высокое давление приводит к меньшему разгону среды, окружающей полость) и к большей пластической диссипации энергии. Это приводит к снижению эффективности динамического механизма расширения полости (следовательно, к меньшей величине ее радиуса) и к уменьшению  $E_5$  и  $E_6$ . Результаты расчетов для среды с нулевой пористостью указывают на то, что доминирующим механизмом диссипации энергии в ней является пластическое течение. Отметим, что этот результат совпадает с выводами работ [14, 15, 17].

Варианты расчетов 7—12 относятся к случаю пористой среды, насыщенной жидкостью. Все сделанные выводы о зависимости диссипации энергии взрыва от параметра  $\sigma^*$  справедливы и для насыщенных пористых сред с той лишь разницей, что эти зависимости выражены слабее. Расчеты для пористой насыщенной жидкостью породы показывают, что значительная доля энергии взрыва диссипируется на ударном фронте (примерно

40—55%). Энергия  $E_3$  превышает на 10—15% значение энергии  $E_2$ , которое определяло диссипацию в среде с нулевой пористостью. На примере расчетов 8—10 можно понять влияние противодействия  $p_\infty$  на диссипативные процессы при взрыве. Из этих расчетов видно, что наиболее сильно противодействие влияет на величину  $E_6$ , что становится понятным, если учесть, что энергия  $E_6$  в основном связана с фронтом волны и пропорциональна разности  $p^2 - p_\infty^2 = (p + p_\infty)(p - p_\infty)$ , а превышение давления  $p$  над противодействием  $p_\infty$  в волне, как показывают проведенные расчеты, практически не зависит от величины  $p_\infty$ . Для фиксированной пористости и характера насыщения порового пространства зависимость энергии  $E_6$  от величины  $p_\infty$  носит линейный характер. Для расчетов 8—10 ее можно представить в виде

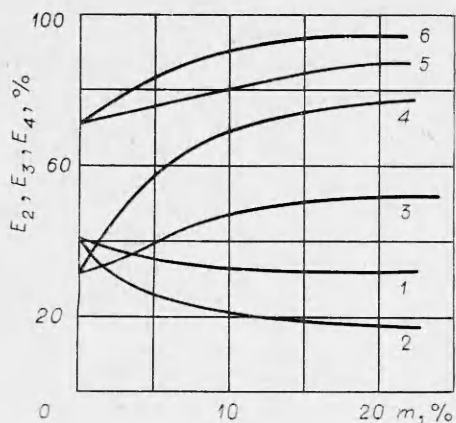
$$E_6 = 3,0 + 18,3p_\infty,$$

где  $E_6$  выражена в процентах, а  $p_\infty$  — в килобарах. Следует отметить, что результаты расчетов показывают также, что величина энергии  $E_6$  связана в основном с фронтом упругой волны. Если учесть, что полная энергия упругой волны складывается из кинетической энергии и энергии объемного сжатия в волне (вклад сдвиговой энергии мал из-за малых сдвиговых деформаций в упругой волне), можно сделать вывод, что с ростом величины противодействия существенно возрастает энергия упругих волн, излучаемых взрывом (для вариантов 8 и 10 сумма  $E_1 + E_6$  увеличилась в 1,5 раза).

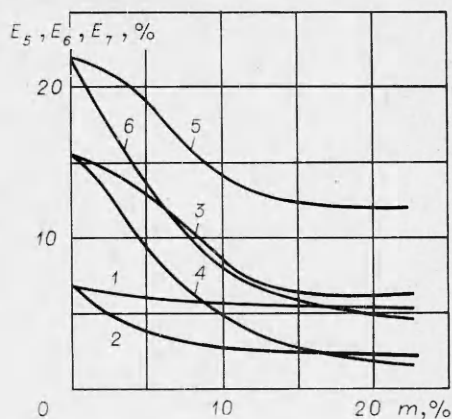
Варианты расчетов 11 и 12 позволяют выяснить влияние параметра  $Y$  на диссипацию энергии взрыва. Расчет 12 соответствует среде с меньшей прочностью образующих ее микрочастиц при прочих равных условиях. Из результатов табл. 1 видно, что вариация  $Y$  оказывает слабое влияние на диссипативные процессы. Лишь значения энергий  $E_1$  и  $E_5$  уменьшаются заметно с уменьшением величины  $Y$ . По-видимому, это связано с несколько большей диссипацией энергии на ударном фронте. В пористой насыщенной жидкостью среде тепловая диссипация энергии в целом выше, чем в непористой среде. Для газонасыщенной среды значение энергии  $E_4$  становится еще выше и может достигать 95% энергии, отданной полостью окружающей ее среде.

Варианты 13—15 представляют расчеты в газонасыщенной среде. Из них видно, что газонасыщенная среда характеризуется меньшей кинетической энергией и меньшей, даже по сравнению с насыщенной жидкостью средой, пластической диссипацией. Основным механизмом диссипации для нее — диссипация энергии на ударном фронте за счет необратимого схлопывания пор. Зависимости от параметров  $\sigma^*$  и  $p_\infty$  носят те же характерные черты, что и для непористой или насыщенной жидкостью среды.

Одним из результатов работы является построение зависимости каждой из входящих в табл. 1 диссипированных энергий от пористости среды. Подобные зависимости представлены на фиг. 5, 7, 8. Все кривые построены для значений  $\sigma^* = 150$  бар,  $k = 0$ ,  $p_\infty = 180$  бар и характеризуют диссипативные процессы по отношению к излученной энергии (нижние цифры каждой строки в табл. 1). На фиг. 5 кривые 1 и 2 изображают зависимость  $E_1$  от пористости  $m$  соответственно для насыщенной жидкостью и газонасыщенной пористой среды. Наиболее сильное уменьшение  $E_1$  для кривой 1 происходит в интервале пористости от 5 до 15% по объему. Малые пористости почти не влияют на величину излученной кинетической энергии. Для газонасыщенной среды спад энергии  $E_1$  происходит во всем интервале пористости, причем наиболее быстрое падение происходит при малых значениях пористости. Обе кривые 1 и 2 для  $m > 15\%$  спадают сравнительно слабо. Это говорит о том, что  $E_1$  становится практически неизменной для высоких пористостей как для насыщенной жидкостью, так и для



Ф и г. 7



Ф и г. 8

газонасыщенной среды. На фиг. 7 изображены зависимости энергий  $E_2$ ,  $E_3$ ,  $E_4$  от пористости  $m$  (кривые 1 и 2 относятся к  $E_2$ ; 3 и 4 — к  $E_3$ ; 5 и 6 — к  $E_4$  соответственно для насыщенной жидкостью и газом среды). Результаты расчетов показывают, что для газонасыщенной среды наиболее резко выражено уменьшение значения  $E_2$  и возрастание значений энергий  $E_3$  и  $E_4$ . Характерной особенностью всех кривых на фиг. 7 является то, что они асимптотически не зависят от пористости. Эти асимптотики равны: для кривой 1 — 31—30%; 2 — 15—16%; 3 — 52—53%; 4 — 79—80%; 5 — 86—87%; 6 — 94—95%. Это говорит о том, что при высокой пористости среды диссипативные процессы протекают одинаково и зависят главным образом от характера насыщения порового пространства (газ или жидкостью). Возрастание величины  $E_3$  связано с необратимым частичным или полным схлопыванием пор на ударном фронте. Большая диссипация энергии на ударном фронте приводит к снижению эффективности динамического механизма расширения полости, что в свою очередь приводит к меньшему максимальному радиусу полости и меньшим сдвиговым деформациям и, следовательно, меньшему значению энергии  $E_2$ . На фиг. 8 представлены зависимости упругих энергий  $E_5$ ,  $E_6$ ,  $E_7$  от пористости (кривые 1 и 2 относятся к  $E_5$ ; 3 и 4 — к  $E_6$ ; 5 и 6 — к  $E_7$  соответственно для насыщенной жидкостью и газом среды). Как видно из фиг. 8, значение сдвиговой энергии  $E_5$  для среды, насыщенной жидкостью, практически не зависит от пористости, а для газонасыщенной среды существенный спад наблюдается лишь для малых пористостей. Объемная упругая энергия  $E_6$  и полная упругая энергия  $E_7$  сильно уменьшаются с ростом пористости. Как показывают расчеты, основная доля энергии  $E_5$  сосредоточена в непосредственной окрестности полости. Поэтому она может явиться источником вторичных упругих волн. Частично энергия  $E_5$  переходит в энергию полости  $E_3$  при ее возвратном движении.

Рассмотрение диссипации энергии в насыщенной пористой среде приводит к следующим результатам. В отличие от среды с нулевой пористостью, где основным механизмом диссипации энергии взрыва является пластическое течение, в пористой среде диссипация энергии происходит главным образом на ударном фронте. Вывод о существенном росте величины энергии  $E_3$  с ростом пористости подтверждается результатами экспериментальных исследований [13]. Значительная доля энергии взрыва оказывается запасенной в упругой энергии деформации сжатия и сдвига, причем последняя является обратимой и, по-видимому, может стать источником вторичных упругих волн в последующие после взрыва моменты времени. С ростом противодавления возрастает упругая энергия объемного

сжатия, которая сконцентрирована на фронте упругой волны, что приводит к увеличению энергии этой волны. По сравнению с газонасыщенной средой насыщение пор жидкостью приближает энергетические характеристики взрыва к взрыву в среде с нулевой пористостью, т. е. к усилению механического эффекта взрыва. Результаты данной работы согласуются качественно с основными выводами работы [17]. Заметное различие наблюдается лишь в уменьшении величины энергии  $E_1$  с ростом пористости. В [17] это уменьшение занижено в силу использования физической модели среды с равными давлениями во всех компонентах, которая при низких давлениях не описывает того, что основную нагрузку несет твердый скелет пористой среды.

### 3. Диссипация энергии в ближней зоне при взрыве в пористой среде.

Так как амплитуда ударной волны в непосредственной близости от центра взрыва велика ( $\geq 100$  кбар), диссипация энергии в ближней зоне является существенной. Она приводит к образованию зон испарения и расплава среды и оказывает значительное влияние на характер дальнейшего распространения волны и ее затухание.

При решении подобной задачи важно отметить, что при таких напряжениях на ударном фронте прочностными свойствами среды можно пренебречь и тогда единственным механизмом тепловых потерь энергии взрыва будет являться ударный нагрев среды.

Исходная система уравнений гидродинамики, описывающая взрыв в предположении сферической симметрии, имеет в эйлеровых координатах следующий вид:

$$(3.1) \quad \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} = v \left\{ \frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{u}{r} \right\};$$

$$(3.2) \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = -v \frac{\partial p}{\partial r};$$

$$(3.3) \quad \frac{\partial e}{\partial t} + u \frac{\partial e}{\partial r} + p \left( \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} \right) = 0,$$

где  $v$  и  $e$  — удельный объем и удельная внутренняя энергия среды;  $u$  — скорость;  $p$  — давление;  $r$  — эйлерова координата. Замыкается система уравнений (3.1)—(3.3) уравнением состояния среды типа Ми-Грюнаизена.

При расчетах источник взрыва моделировался расширяющейся по адиабатическому закону газовой полостью начального размера  $a_0$  с начальным давлением  $p_0$ . При этом в качестве  $a_0$  принимался радиус формирования ударной волны (за момент формирования ударной волны можно принять [18] ее отрыв от фронта тепловой волны). При этом давление  $p_0$  составляло 8 мбар. Вещество в полости принималось идеальным газом с постоянным показателем адиабаты  $\gamma = 1,4$ .

Точное решение системы уравнений (3.1)—(3.3) возможно лишь численными методами. Однако для качественного понимания эффектов, сопровождающих взрыв, указанная система может быть решена в рамках модели [14] без учета прочностных свойств среды. Следуя работе [14], предположим, что на ударном фронте происходит необратимое сжатие вещества от плотности  $\rho_0$  до плотности  $\rho_1$ . Это сжатие характеризуется параметром  $\varepsilon = 1 - \rho_0/\rho_1$ . Среда за ударным фронтом считается несжимаемой. Поэтому уравнение состояния среды и уравнение (3.3) непосредственно для описания динамики взрыва в рамках данной модели не требуются. Граничные условия на полости  $a(t)$  и на ударном фронте  $R(t)$  выглядят следующим образом:

$$(3.4) \quad u(R) = \varepsilon \dot{R}, \quad u(a) = \dot{a}, \\ p(R) = (1/\varepsilon)\rho_0 u^2(R), \quad p(a) = p_0(a_0/a)^{3\gamma}.$$

В формулах (3.4) опущено противодавление, так как при рассмотрении начального этапа взрыва им можно пренебречь. С учетом условия несжимаемости за ударным фронтом из уравнения (3.1) следует

$$u = \dot{a}a^2/r^2.$$

Подставляя это соотношение в (3.2), интегрируя по  $r$  и используя граничные условия (3.4) на полости, получаем распределение давления за ударным фронтом

$$(3.5) \quad p(r, t) = \rho_1 \left( \frac{\ddot{a}a^2 + 2a\dot{a}^2}{r} - \frac{\dot{a}^2 a^4}{2r^4} \right) + p_0 \left( \frac{a_0}{a} \right)^{3\gamma} - \rho_1 \left( \ddot{a}a + \frac{3}{2} \dot{a}^2 \right).$$

Зная закон распространения ударной волны  $R(t)$  и закон расширения полости  $a(t)$ , с помощью (3.5) можно рассчитать давление в зоне  $a \leq r < R$ . Зависимость  $a(t)$  находится из решения камуфлетного уравнения, которое получается, если в (3.5) подставить граничное условие на ударном фронте (3.2). Камуфлетное уравнение имеет вид

$$(3.6) \quad \frac{dy}{dx} = \frac{1}{x \left( 1 - \frac{a}{R} \right)} \left\{ \frac{2p_0}{\rho_1 a_0^2 x^{3\gamma}} - 2y \left[ \frac{3}{2} - 2 \frac{a}{R} + \frac{2-\varepsilon}{2\varepsilon} \left( \frac{a}{R} \right)^4 \right] \right\},$$

$$\frac{dt}{dx} = 1/\sqrt{y}, \quad x = a/a_0, \quad y = \dot{x}^2, \quad \frac{a}{R} = \frac{\varepsilon^{1/3}}{[x^3 - (1-\varepsilon)]^{1/3}}.$$

Начальными условиями для уравнения (3.6) при  $t_0 = 0$  будут  $x_0 = 1$  и  $y_0 = p_0 \varepsilon / \rho_0 a_0^2$ .

В работе [14] найдено асимптотическое решение (3.6) для  $x \gg 1$ . В этом случае  $a/R = \varepsilon^{1/3}$  и уравнение (3.6) легко интегрируется. Поскольку рассматриваем ближнюю зону ( $x \sim 1$ ), подобное решение не подходит. Камуфлетное уравнение (3.6) решается численно на ЭВМ, однако возможно и приближенное аналитическое решение. Для решения камуфлетного уравнения (3.6) неинтегрируемые комбинации в нем заменялись интерполяционными интегрируемыми выражениями. Эти выражения подбирались таким образом, чтобы асимптотики точного решения уравнения (3.6) и интерполяционного решения совпадали при  $x \gg 1$  и при  $x = 1$ . Построенное таким образом интерполяционное решение камуфлетного уравнения (3.6) имеет вид

$$(3.7) \quad y(x) = \frac{2(1-\varepsilon)p_0}{\rho_0 a_0^2} \left( \frac{x-1+\varepsilon}{x-1} \right)^2 \left\{ x^{-3\gamma} \left[ \frac{1}{\varepsilon x^{1/\varepsilon}} \left( \frac{x}{2\mu - 3\gamma - \frac{1}{\varepsilon} + 1} - \frac{1}{2\mu - 3\gamma - 1/\varepsilon} \right) + \frac{1}{1 - \varepsilon^{1/3}} \left( \frac{1}{2\mu - 3\gamma} - \frac{1}{x^3 (2\mu - 3\gamma - 3)} \right) \right] + \right.$$

$$\left. + x^{-2\mu} \left[ \frac{1}{\varepsilon} \frac{1}{\left( 2\mu - 3\gamma - \frac{1}{\varepsilon} + 1 \right) \left( 2\mu - 3\gamma - \frac{1}{\varepsilon} \right)} + \frac{3}{(1 - \varepsilon^{1/3})(2\mu - 3\gamma)(2\mu - 3\gamma - 3)} \right] \right\},$$

$$\mu = \frac{3/2 - \varepsilon^{1/3} - \frac{1}{2} \varepsilon^{4/3}}{1 - \varepsilon^{1/3}}.$$

Сравнение решения (3.7) с точным численным решением уравнения (3.6) указывает на их удовлетворительное согласие (отклонение интерполяционного решения от точного не превышает 15% во всем диапазоне изменения  $x$ ). При  $x \gg 1$  решение (3.7) переходит в решение, полученное в ра-

боте [14]. Используя решение (3.7), получаем закон затухания амплитуды ударной волны

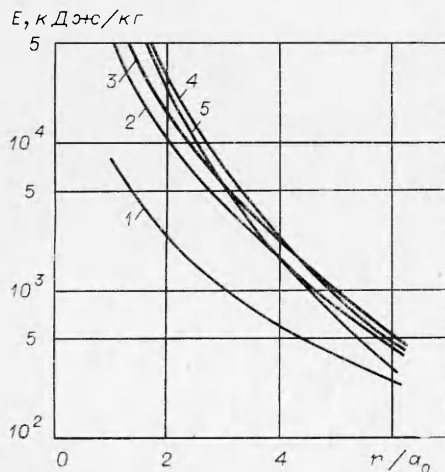
$$(3.8) \quad p(R) = \frac{\rho_0 a_0^2}{\varepsilon} \left(\frac{a}{R}\right)^4 y(x) = \frac{\rho_0 a_0^2 \varepsilon^{1/3} x^4 y(x)}{[x^3 - (1 - \varepsilon)]^{4/3}}$$

и энергию, диссипируемую на ударном фронте,

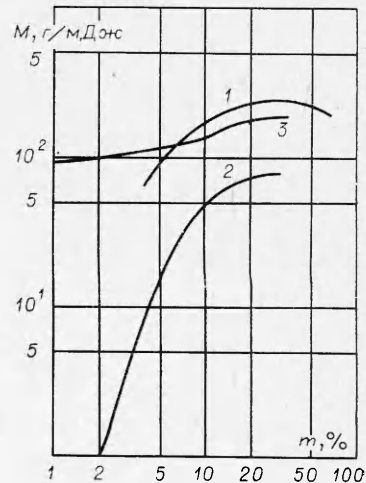
$$(3.9) \quad E(x) = \frac{1}{2} p(x) \frac{\varepsilon}{\rho_0} = \frac{a_0^2 \varepsilon^{4/3} x^4 y(x)}{2 [x^3 - (1 - \varepsilon)]^{4/3}}.$$

Для физической интерпретации результатов расчетов по выбранной модели [14] предполагается: что уплотнение  $\varepsilon$  связано с необратимым схлопыванием пор. При этом получается, что  $\varepsilon = m$ , где  $m$  — исходная пористость. Среда за ударным фронтом во всех расчетах прижималась непористой с плотностью  $\rho_1 = 2,65$  г/см<sup>3</sup>; при этом  $E(x)$ , определяемая из выражения (3.9), будет представлять внутреннюю тепловую энергию среды. Согласно [18], критерием фазовых переходов твердое тело — расплав и расплав — испаренное вещество является величина удельной внутренней тепловой энергии. Смешанному состоянию фаз соответствует некоторый диапазон в этой энергии. Пусть  $E_v$  — верхняя граница энергетического интервала для фазового перехода твердое тело — расплав, т. е.  $E_v$  — минимальная удельная энергия, при которой вещество может существовать полностью расплавленным, а  $E_n$  — нижняя граница для фазового перехода расплав — газ. Конкретные значения этих величин были взяты следующими:  $E_v = 500$  кДж/кг,  $E_n = 4000$  кДж/кг.

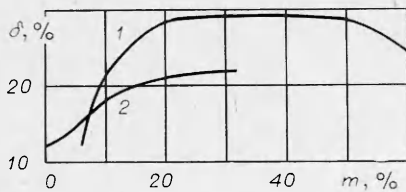
На фиг. 9 приведены зависимости внутренней тепловой энергии среды от величины  $r/a_0$  для различных пористостей (кривая 1 соответствует  $m = 6\%$ ; 2 — 20%; 3 — 30%; 4 — 50%; 5 — 60%), рассчитанные по формуле (3.9). Если сравнить взаимное расположение кривых 1—3, то видно, что первоначально с ростом пористости величина тепловой энергии монотонно возрастает. Для пористостей  $m \geq 50\%$  тепловая энергия вблизи полости продолжает расти, а при больших значениях радиуса ( $r/a_0 \sim 3-4$ ) вследствие сильного затухания ударной волны величина тепловой энергии становится ниже, чем для пористостей  $m < 50\%$ . Зависимости, изображенные на фиг. 9, позволяют определить массу расплава и долю полной энергии взрыва  $\eta$ , содержащуюся в нем, как функции пористости. Эти зависимости показаны соответственно на фиг. 10 и 11 (кривые 1 на обеих фигурах). Кривая 1 на фиг. 10 указывает на то, что масса расплава



Фиг. 9



Фиг. 10

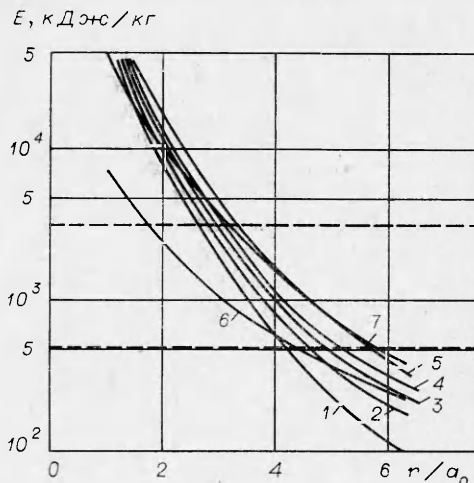


Ф и г. 11

сильно растет с ростом пористости в интервале  $0 < m < 20\%$ . Для  $20\% < m < 40\%$  масса расплава остается практически неизменной, а для  $m > 40\%$  начинает падать. Существование такой зависимости можно объяснить противодействием двух механизмов. Энергия ударного сжатия пропорциональна произведению амплитуды ударной волны  $p(R)$  и уплотнения на ударном фронте  $\epsilon$ . С ростом пористости увеличивается  $\epsilon$ , и вследствие увеличения диссипации энергии уменьшается  $p(R)$ . Для малых пористостей увеличение  $\epsilon$  превалирует над уменьшением  $p(R)$ , для высоких — наоборот. Аналогичный вид с максимумом имеет кривая 1 на фиг. 11. Расчеты по модели [14] дают максимально возможное значение тепловой энергии расплава, равное примерно 30%. Это значение достигается при  $m \approx 20\%$  и остается неизменным до  $m \approx 50\%$ .

Результаты расчетов по модели [14] дают лишь правильное качественное понимание диссипативных процессов в ближней зоне взрыва, так как не учитывают переменного уплотнения среды на ударном фронте и последующего расширения среды за ударным фронтом, что наиболее существенно для малых пористостей. Для учета этих факторов необходимо решить систему уравнений (3.1)—(3.3) численно на ЭВМ. В данной работе эта система уравнений решалась численно с помощью разностной схемы, описанной в п. 1. Среда до взрыва принималась пористой с порами, насыщенными газом. При сжатии на ударном фронте происходит выборка порового пространства и дальнейшее сжатие уже сплошного материала. Сплошной материал описывался уравнением состояния типа Ми—Грюнайзена [18] со следующими параметрами: начальной плотностью  $2,65 \text{ г/см}^3$ , пластической скоростью звука  $4500 \text{ м/с}$ , коэффициентом Грюнайзена, равным 1.

Расчитанные численно зависимости тепловой энергии ударного сжатия от расстояния представлены на фиг. 12 (кривая 1 соответствует  $m = 0$ ; 2 — 6%; 3 — 10%; 4 — 20%; 5 — 30%). Кривые 6 и 7 представляют кривые 1 и 2 фиг. 9 и нанесены для сравнения. Штриховые линии выделяют зону расплава. Выше верхней штриховой линии находится зона частично или полностью испаренной породы, которую можно принять в качестве образующейся при взрыве газовой полости. Расширяясь, эта газовая полость передает часть своей энергии окружающей среде в виде кинетической энергии и работы по преодолению прочностных сил. Однако, как показывают численные расчеты, существенное расширение испаренной породы будет происходить уже после того, как ударная волна пройдет границу всей зоны расплава. При дальнейшем расширении газовой полости увеличения зоны расплава происходить не будет, так как плавление связано с ударным нагревом, а амплитуда ударной волны будет к этому времени меньше требуемой для плавления.



Ф и г. 12



Из фиг. 12 видно, что в исследованном интервале пористостей ( $0 < m < 30\%$ ) величина тепловой энергии возрастает с ростом  $m$ . Сравнение кривых 2 и 6, а также 4 и 7 указывает на то, что расчеты по модели [14] при малых пористостях дают заниженную диссипацию энергии, а при больших пористостях завышают ее. Это же видно из результатов, представленных на фиг. 11, где кривая 2 обозначает долю  $\eta$  тепловой энергии расплава от полной энергии взрыва. С ростом пористости при  $m > 25\%$  эта кривая выходит на асимптотику, равную примерно 22%. Таким образом, максимально возможная тепловая энергия, переданная в расплав, может составить 22% от общей энергии взрыва. Кривая 2 на фиг. 10, изображающая приращение массы расплава по сравнению с непористой средой (т. е.  $M - M_0$ , где  $M_0$  — масса расплава при  $m = 0$ ), также при больших пористостях выходит на горизонтальную асимптотику. Анализ численных расчетов указывает на то, что при малых пористостях  $0 < m < 8\%$  количество расплава растет по степенному закону

$$(3.10) \quad M = 98 + 0,25m^2.$$

Кривая 3 изображает зависимость полного количества расплава от пористости, полученную с помощью численных расчетов. Сравнение кривых 1 и 3 указывает, что модель [14] дает заниженную массу расплава при малых значениях  $m$  и завышенную — при больших пористостях.

Сформулируем кратко основные результаты. Решение системы уравнений (3.1) — (3.3) с помощью модели [14] и ее численное интегрирование дает качественно совпадающие зависимости массы расплава и его тепловой энергии от пористости. Характерной чертой обеих зависимостей является наличие экстремума при  $m \sim 20-40\%$ . Согласно численным расчетам, величина тепловой энергии расплава не может превышать 22% полной энергии взрыва. При малых пористостях масса расплава растет по степенному закону (3.10).

**4. Взрыв в среде с радиально-неоднородными прочностными свойствами.** При проведении взрывов в массивах горных пород часто имеет место пространственная неоднородность прочностных свойств горных пород. Эта неоднородность может быть связана как с изменением физико-механических свойств породы (например, из-за различия в пористости или характера насыщения порового пространства: газ или жидкость), так и с изменением ее химического состава. В естественных условиях такая неоднородность обычно имеет слоистую пространственную структуру, т. е. представляет чередующиеся пласты разных пород или одной породы, но с разными механическими свойствами. Однако неоднородность физико-механических свойств может иметь и радиальный характер. Например, радиальная неоднородность возникает после проведения подземного камуфлетного взрыва. Если провести в одном и том же месте два последовательных взрыва, то возникающая при втором взрыве волна напряжений будет распространяться по полностью или частично разрушенной первым взрывом среде, что оказывает определенное влияние на динамику развития второго взрыва. В этом пункте рассматривается влияние радиальной неоднородности физико-механических свойств среды вблизи камуфлетной полости, созданной первым взрывом, на процесс развития повторного взрыва.

Будем считать, что радиальная неоднородность создается в результате проведения первого взрыва в среде, насыщенной в основном жидкостью и имеющей некоторую газовую пористость. Предположим, что на фронте пластической волны происходит разрушение материала среды [14]. Через некоторое время после первого взрыва поровая жидкость смачивает контакты между разрушенными кусками и уменьшает сцепление. Поэтому в зоне пластического течения от первого взрыва, которую будем называть зоной разрушения среды, сцепление будет существенно ниже, чем у неразрушенной среды. К тому же известно [19], что насыщенная жидкостью

среда практически не проявляет упрочняющихся свойств типа сухого трения. Поэтому можно считать, что в зоне разрушения, возникающей при первом взрыве, касательные напряжения при втором взрыве отсутствуют. Эту зону назовем первой (зона 1). Ее начальный и текущий радиус обозначим через  $b_0$  и  $b$  соответственно. В неразрушенной зоне (зона 2) касательные напряжения при проведении вторичного взрыва отличны от нуля. Образовавшуюся после первого взрыва полость будем считать заполненной поровой жидкостью и кусками разрушенной породы.

Теперь в этой заранее подготовленной среде проводится вторичный взрыв, который будем описывать следующим образом. Пусть в начальный момент времени в сферической области размером  $a_0$  мгновенно выделяется энергия вторичного взрыва  $W$ . Вещество в полости будем считать идеальным газом с постоянным показателем адиабаты  $\gamma = 1,4$ . Для описания движения среды следует воспользоваться системой гидродинамических уравнений (1.1), (1.2), учитывающей прочностные эффекты. Пластические свойства среды учитывались в рамках закона Кулона (2.1).

Точное решение указанной системы уравнений возможно лишь численными методами. Однако для качественного понимания эффектов, сопровождающих повторный взрыв, она может быть решена в рамках модели [14]. Следуя [14], предположим, что на ударном фронте происходит необратимое сжатие вещества от плотности  $\rho_0$  до плотности  $\rho_1$ . Это сжатие характеризуется параметром  $\varepsilon = 1 - \rho_0/\rho_1$ . Среда за ударным фронтом считается несжимаемой и пластической. Поэтому уравнение энергии в (1.1) и уравнение (2.1) можно опустить. Граничные условия на полости вторичного взрыва  $a(t)$  и на ударном фронте  $R(t)$  имеют вид

$$(4.1) \quad u(R) = \dot{R}\varepsilon, \quad u(a) = \dot{a}, \quad \sigma_r(R) = -\rho_0 u^2(R)/\varepsilon - p_\infty, \\ \sigma_r(a) = -p_0(a_0/a)^{3\gamma},$$

где  $p_\infty$  — противодействие;  $p_0$  — начальное давление в полости;  $a_0$  — начальный размер газовой полости ( $a_0 \sim W^{1/3}$ ). Отметим, что уплотнение  $\varepsilon$ , возникающее на фронте пластической волны, связано с закрытием газонасыщенных пор. Жидкость, содержащаяся в порах, считается несжимаемой.

С учетом условия несжимаемости за ударным фронтом из уравнения непрерывности следует, что в обеих зонах

$$(4.2) \quad u = \dot{a}a^2 / r^2.$$

Подставляя это соотношение в уравнение движения в системе (1.1), интегрируя по  $r$  и используя граничные условия (4.1) на полости, получаем распределение напряжений в зоне 1:

$$(4.3) \quad a \leq r \leq b, \quad -\sigma_r(r) = -\sigma_\varphi(r) = p(r) = \rho_1((\ddot{a}a^2 + 2\dot{a}^2\dot{a})/r - \\ - \dot{a}^2a^4/2r^4) + p_0(a_0/a)^{3\gamma} - \rho_1(\ddot{a}a + (3/2)\dot{a}^2).$$

Интегрируя уравнение движения в системе (1.1) с учетом (2.1), (4.1) и (4.2), для  $b \leq r$  получим аналогичное распределение напряжений в зоне 2:

$$(4.4) \quad \sigma_r(r) = \frac{\sigma^*}{k} + \rho_2 \left\{ \frac{\ddot{a}a^2 + 2\dot{a}^2\dot{a}}{(\alpha-1)r} - \frac{2\dot{a}^2a^4}{(\alpha-4)r^4} \right\} - \left( \frac{R}{r} \right)^\alpha \left\{ \frac{\sigma^*}{k} + \rho_{20} \frac{\dot{a}^2}{\varepsilon_2} \left( \frac{a}{R} \right)^4 + \right. \\ \left. + p_\infty + \rho_2 \left[ \frac{\ddot{a}a + 2\dot{a}^2}{\alpha-1} \frac{a}{R} - \frac{2\dot{a}^2}{\alpha-4} \left( \frac{a}{R} \right)^4 \right] \right\}, \\ \alpha = \frac{6k}{3+2k}, \quad \tau = -\frac{3\sigma^*}{3+2k} + \frac{3k}{3+2k} \sigma_r.$$

Зная закон распространения ударной волны  $R(t)$  и закон расширения полости  $a(t)$ , с помощью (4.3) и (4.4) можно рассчитать напряжения в зоне

$a \leq r \leq R$ . Зависимость  $a(t)$  находится из решения камуфлетного уравнения. Для  $R(t) \leq b_0$  камуфлетное уравнение получится, если в (4.3) подставить граничное условие на ударном фронте (4.1), а для  $R(t) > b_0$ , если использовать условие непрерывности величины  $\sigma_r$  при  $r = b$ . Итоговое камуфлетное уравнение имеет следующий вид:

для  $R(t) \leq b_0$

$$(4.5) \quad \frac{dy}{dx} = \frac{1}{x \left(1 - \frac{a}{R}\right)} \left\{ \frac{2p_0}{\rho_1 a_0^2} \frac{1}{x^{3\gamma}} - \frac{2p_\infty}{\rho_1 a_0^2} - 2y \left[ \frac{3}{2} - 2 \frac{a}{R} + \frac{2 - \varepsilon_1}{2\varepsilon_1} \left(\frac{a}{R}\right)^4 \right] \right\},$$

$$\frac{dt}{dx} = \frac{1}{\sqrt{y}}, \quad x = \frac{a}{a_0}, \quad y = x^2, \quad \frac{a}{R} = \frac{\varepsilon_1^{1/3} x}{[x^3 - (1 - \varepsilon_1)]^{1/3}}$$

(начальными условиями для уравнения (4.5) при  $t_0 = 0$  будут  $x_0 = 1$  и  $y_0 = p_0 \varepsilon_1 / \rho_0 a_0^2$ );  
для  $R(t) \geq b$

$$(4.6) \quad \frac{dy}{dx} = \left\{ x \left[ \rho_1 \left(1 - \frac{a}{b}\right) + \rho_2 \left(\frac{R}{b}\right)^\alpha \frac{1}{\alpha - 1} \frac{a}{R} - \frac{\rho_2}{\alpha - 1} \frac{a}{b} \right] \right\}^{-1} \left\{ \frac{2p_0}{a_0^2} \frac{1}{x^{3\gamma}} - \right.$$

$$- 2 \frac{p_\infty}{a_0^2} \left(\frac{R}{b}\right)^\alpha - \frac{2}{a_0^2} \frac{\sigma^*}{k} \left[ \left(\frac{R}{b}\right)^\alpha - 1 \right] - 2y \left[ \rho_1 \left(\frac{3}{2} - 2 \frac{a}{b} + \frac{1}{2} \left(\frac{a}{b}\right)^4 \right) - \right.$$

$$- \rho_2 \left(\frac{2}{\alpha - 1} \frac{a}{b} - \frac{2}{\alpha - 4} \left(\frac{a}{b}\right)^4 \right) + \left(\frac{R}{b}\right)^\alpha \frac{\rho_{20}}{\varepsilon_2} \left(\frac{a}{R}\right)^4 +$$

$$\left. \left. + \left(\frac{R}{b}\right)^\alpha \rho_2 \left(\frac{2}{\alpha - 1} \frac{a}{R} - \frac{2}{\alpha - 4} \left(\frac{a}{R}\right)^4 \right) \right] \right\},$$

$$\frac{dt}{dx} = \frac{1}{\sqrt{y}}, \quad \frac{a}{b} = \frac{x}{\left\{ (1 - \varepsilon_1) \left[ \left(\frac{b_0}{a_0}\right)^3 - 1 \right] + x^3 \right\}^{1/3}},$$

$$\frac{a}{R} = \frac{\varepsilon_2^{1/3} x}{\left[ x^3 - (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \left(\frac{b_0}{a_0}\right)^3 - (1 - \varepsilon_1) \right]^{1/3}}, \quad \frac{b}{R} = \left(\frac{a}{R}\right) \left(\frac{b}{a}\right).$$

Начальными условиями для уравнения (4.6) при  $t = t_1$  будут  $y = y_1$  и  $x = x_1 = \left[ \varepsilon_1 \left(\frac{b_0}{a_0}\right)^3 + (1 - \varepsilon_1) \right]^{1/3}$ , где  $t_1$  — момент времени прихода ударной волны на границу зоны 2 ( $R = b_0$ ), а  $y_1$  — значение  $y$  на этот момент времени, получаемое из решения (4.5). В уравнениях (4.5) и (4.6)  $\varepsilon_1, \rho_{10}, \rho_1, \varepsilon_2, \rho_{20}, \rho_2$  — уплотнение, плотность перед фронтом и за фронтом ударной волны в зоне 1 и 2 соответственно, которые могут быть, вообще говоря, различными. Уравнения (4.5) и (4.6) решались численно на ЭВМ со следующими исходными параметрами:  $p_0 = 800$  кбар,  $\sigma^* = 500$  бар,  $k = 0$ ,  $p_\infty = 200$  бар. Плотности за ударным фронтом в зонах 1 и 2 брались одинаковыми  $\rho_1 = \rho_2 = 2,7$  г/см<sup>3</sup>.

Результаты расчетов приведены в табл. 2, где  $R_1$  — радиус зоны разрушения. В рамках выбранной модели [14] положение фронта разрушения отождествляется с положением ударного фронта. Поэтому положение ударного фронта в момент остановки полости дает максимальную границу зоны разрушения. Как видно из табл. 2, при расчетах варьировались параметры уплотнения в зонах 1 и 2 и приведенный радиус зоны пониженой прочности  $b_0/a_0$ . Вариация параметра  $b_0/a_0$  может быть связана с разномасштабностью первого и второго взрывов, так как  $b_0$  дает размер зоны с нулевыми прочностными свойствами, которая создается в результате действия первого взрыва. Вариант с  $b_0/a_0 = 0$  можно представить как одиночный взрыв, проводимый в однородной по радиусу среде с пара-

метрами зоны 2. Видно, что с увеличением  $b_0/a_0$  (т. е. с увеличением масштаба первого взрыва относительно второго) во всех сериях расчетов монотонно увеличиваются максимальный радиус полости и радиус зоны разрушения. На фиг. 13 изображены зависимости максимального размера полости  $a_{max}/a_0$  и границы зоны разрушения  $R_1/a_0$  от величины  $b_0/a_0$ . Номер кривой на фиг. 13 соответствует номеру серии в табл. 2. Кривые 1а, 2а, 3а относятся к радиусу полости, 1б, 2б, 3б — к границе разрушенной зоны. Из фиг. 13 видно, что наиболее сильный рост размеров полости (кривая 3а) имеет место для случая большего уплотнения в зоне 2 по сравнению с зоной 1 (серия 3, табл. 2). Анализ результатов, представленных на фиг. 13, позволяет сделать вывод, что при повторном взрыве максимальный размер полости будет в 1,3—1,5 раза, а ее объем в 2,2—2,3 раза больше, чем при первом взрыве той же мощности. Заметим, что в упрощенной постановке не учитывается возвратное движение полости. Сопоставление кривых 1б—3б показывает, что наибольшие размеры зоны разрушения от второго взрыва имеют место для сред с малой исходной газовой пористостью. Это связано с меньшей диссипацией энергии на ударном фронте из-за малого значения пористости. С ростом  $b_0/a_0$  значение  $R_1/a_0$  монотонно возрастает. По сравнению с первичным взрывом ( $b_0/a_0 = 0$ ) это увеличение может достигать 30—50%.

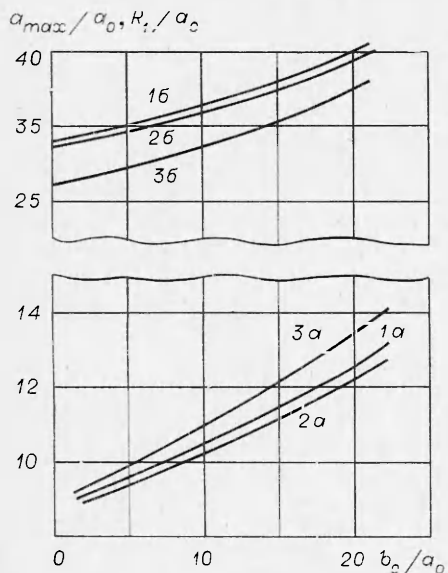
Решение задачи о взрыве в рамках модели, предложенной в [14],

дает лишь правильное качественное понимание основных эффектов, сопровождающих повторный взрыв: увеличение максимального радиуса полости и увеличение зоны разрушения. Более полное представление о взрыве в среде с радиально-неоднородными прочностными свойствами дает лишь численное решение исходной системы уравнений с уравнением состояния среды [6], отражающим необратимый характер объемных деформаций [3—6], которое было использовано в п. 1, 2.

Для уравнения состояния насыщенной пористой среды [6] необходимо задать ряд параметров, характеризующих материал матрицы и насыщающую жидкость. Микроскопические параметры выбирались следующими: плотность матрицы 2,65 г/см<sup>3</sup>, пластическая скорость звука в ней 4500 м/с, модуль сдвига  $G_m = 100$  кбар, прочность на

Т а б л и ц а 2

Номер серии	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$	$\frac{b_0}{a_0}$	$\frac{a_{max}}{a_0}$	$\frac{R_1}{a_0}$
1	0,01	0,02	20	12,3	45,0
			10	10,5	37,5
			5	9,65	35,0
			—	9,1	33,6
2	0,02	0,02	20	12,0	44,3
			10	10,2	37,5
			5	9,4	34,5
			—	9,1	33,6
3	0,01	0,04	20	13,2	40,0
			10	11,0	32,5
			5	10,0	29,3
			—	9,25	27,0



Ф и г. 13

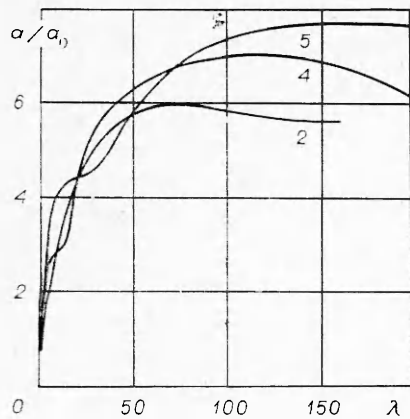
Таблица 3

Номер расчета	$\frac{W}{W_0}$	$\frac{d}{a_0}$	$\frac{b_0}{a_0}$	$\frac{a_{\max}}{a_0}$	$\frac{R_1}{a_0}$	$E_1$	$E_2$	$E_3$	$E_4$	$E_5$	$E_6$	$E_7$	$E_8$
1	1	—	—	6,0	26,3	4,2 5,0	25 30	43 51	68 81	4,9 5,8	7,2 8,6	12,1 14,4	16
2	10	—	—	6,0	27,8	4,8 5,7	25 30	42 50	67 80	5,3 6,3	7,1 8,4	12,4 14,7	16
3	1	6,0	26	7,7	34	3,3 3,9	2,4 2,9	57 67	59 70	8,1 9,6	13,5 16,0	21,6 25,6	16
4	10	2,7	13,5	7,1	32,4	5,1 6,2	13 16	44 54	57 70	8,5 10,5	11 13,5	19,5 24	18
5	10	6,0	27,2	7,8	35,1	3,3 3,9	1,4 1,7	58 68	59 70	8,0 9,5	13 15,5	21 25	16

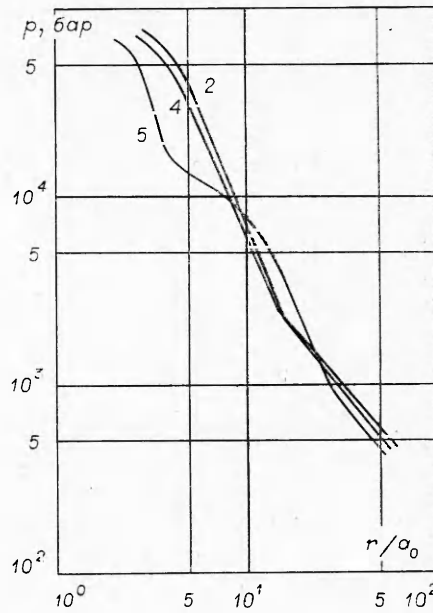
сдвиг  $Y = 1$  кбар. Для поровой жидкости были выбраны следующие параметры: плотность  $0,85$  г/см<sup>3</sup>, скорость звука  $1000$  м/с. Для описания макроскопического упругопластического поведения пористой среды как целого значения констант, входящие в (1.2), (2.1), были взяты следующими:  $G = 50$  кбар,  $\sigma^* = 0,5$  кбар,  $k = 0$ . Противодействие во всех расчетах полагалось равным  $500$  бар.

Результаты численных расчетов представлены в табл. 3. Здесь расчеты 1 и 2 представляют результаты первичных взрывов в однородной по радиусу среде с энергией  $W_0$  и  $10W_0$  соответственно. Расчеты 3 и 4 дают результаты проведения вторичного взрыва с энергией  $W_0$  и  $10W_0$  соответственно, если энергия первичного взрыва составляла  $W_0$ . Расчет 5 дает результаты вторичного взрыва с энергией  $10W_0$ , если энергия первичного взрыва также составляла  $10W_0$ .

При повторном взрыве в начальный момент времени среда в радиальном направлении имеет сложную структуру. Для  $0 \leq r \leq d$  находится полость, созданная первым взрывом ( $d$  — размер полости от первого взрыва; в табл. 3 для расчетов 3 и 4 это —  $a_{\max}$  расчета 1, и для варианта 5 —  $a_{\max}$  от расчета 2). Принимается, что заполняющая эту полость среда состоит из выпавших в полость кусков разрушенной породы и является пористой с объемной пористостью  $75\%$ . Поры полностью насыщены жидкостью. Далее, для  $d \leq r \leq b_0$  находится зона с пониженными прочностными свойствами (зона 1). В ней, как и при упрощенном рассмотрении, полагается  $\sigma^* = 0$  и  $k = 0$ . Для  $r > b_0$  принимается, что среда имеет прочностные свойства ( $\sigma^* = 0,5$  кбар,  $k = 0$ ). В зонах 1 и 2 пористость среды составляет  $11\%$ . Из табл. 3 видно, что при повторном взрыве происходит значительное по сравнению с первым взрывом увеличение размеров зоны разрушения, которую, как и выше, будем связывать с максимальным радиусом зоны пластичности. Это увеличение связано с большими максимальными размерами полости при повторных взрывах и как результат с большими сдвиговыми напряжениями в удаленных от центра взрыва областях. Это следует и из фиг. 14, где изображена временная динамика развития полости (нумерация кривых соответствует нумерации расчетов в табл. 3). Сравнение кривых 4 и 5 указывает на то, что максимальный радиус полости и, следовательно, размер зоны разрушения слабо зависят от масштаба первого взрыва, иными словами, от параметра  $b_0/a_0$ . Волнообразный рост кривых 4 и 5 на фиг. 14 говорит о наличии отраженных волн разрежения, возникающих при прохождении основной ударной волны че-



Ф и г. 14

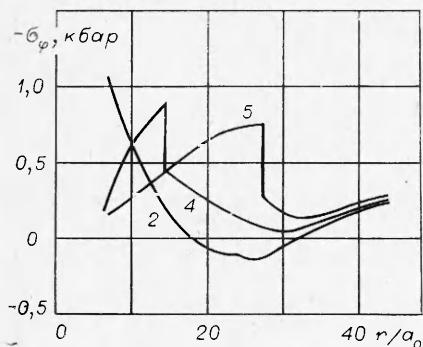


Ф и г. 15

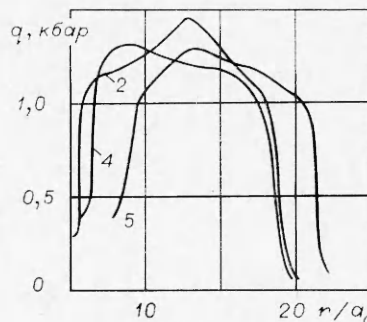
рез границу полости от первого взрыва. Это же приводит, как показывают численные расчеты, к возникновению вторичных ударных волн, распространяющихся вслед за основной волной. При этом в среде, окружающей старую полость, возникают циклические нагрузки, что может привести к еще большему разрушению среды. Следует отметить также, что конечные размеры полости от повторного и первичного взрывов близки из-за сильного возвратного движения при повторном взрыве. Большой максимальный радиус и сильное возвратное движение полости при втором взрыве приводят к суммарным сдвиговым деформациям, на 50% большим, чем при первом взрыве той же энергии. Этот факт существен при изучении процессов, связанных со сдвиговым деформированием среды при взрыве.

Зависимость пикового давления от расстояния для вариантов 2, 4 и 5 (нумерация по табл. 3) приведена на фиг. 15. Характерный излом на кривой 5 связан с переходом ударной волны через границу полости от первого взрыва. Отсутствие ярко выраженного излома на кривой 4 связано с малыми размерами полости от первого взрыва для данного варианта расчета. В зоне 1 амплитуда ударной волны при вторичном взрыве выше, а в зоне 2 ниже, чем от первого взрыва той же мощности. На фиг. 16 приведены зависимости азимутального напряжения  $\sigma_\phi$  от расстояния в момент времени, когда расширение взрывной газовой полости закончилось; видно, что особенностью первого взрыва при выбранных параметрах среды и противодавления является наличие за зоной пластичности зоны растягивающих азимутальных напряжений, которую можно отождествить с зоной радиальной трещиноватости [20, 21]. Результаты расчетов показывают, что при повторных взрывах подобной зоны не образуется из-за наличия области пониженной прочности. Таким образом, появление радиальной трещиноватости при повторном взрыве затруднено. Скачок на кривых 4 и 5 связан с границей между зонами 1 и 2. Анализ кривых 2, 4, 5 показывает, что азимутальные напряжения при повторных взрывах выше, чем при первых.

Использованное в данной работе уравнение состояния среды [6] позволяет получить распределение порового давления после взрыва. На фиг. 17 изображены эти зависимости для взрывов 2, 4 и 5, видно, что в результате взрыва образуется зона повышенного порового давления. Согласно [4—6], ее происхождение связано с частичным затеканием пор на фазе сжатия при прохождении ударной волны. Наличие зоны повышен-



Фиг. 16



Фиг. 17

ного порового давления может оказать важное влияние на фильтрационные процессы после взрыва. Из фиг. 17 видно, что размеры этой зоны при повторном взрыве несколько больше, чем при первом взрыве.

В табл. 3 представлена также характеристика диссипативных процессов для первичных и повторных взрывов. Все значения энергий соответствуют моменту времени, когда расширение полости закончилось. Обозначения энергий такое же, как в табл. 1. Из табл. 3 видно, что доля энергии, диссипированной на ударном фронте, а также кинетическая энергия среды и энергия газов в полости при первом и повторном взрывах близки. Существенно меньше при повторных взрывах значение  $E_2$  и, как следствие,  $E_4$ . Это связано с наличием зоны 1, где касательные напряжения отсутствуют, а сдвиг значительно больший, чем в зоне 2. В результате значительно больше запасается упругой энергии  $E_5$ . Запасенная таким образом энергия возвращается среде в виде кинетической энергии и энергии сжатия газов в полости на стадии ее возвратного движения. Это же является одной из причин сильного возвратного движения полости при повторном взрыве. Таким образом, повторный взрыв характеризуется по сравнению с первичным взрывом меньшей долей энергии, диссипированной в тепло, и большей остаточной упругой энергией. Рассмотрение динамических эффектов повторного взрыва в пористой насыщенной среде приводит к следующим результатам: к увеличению максимального радиуса полости и зоны разрушения; к большим размерам зоны повышенного порового давления; к появлению циклических нагрузок в окрестности полости от первого взрыва и к еще большим разрушениям среды; сдвиговые деформации при повторных взрывах, представленных в табл. 3, на 50% больше деформаций от первого взрыва той же энергии. Расчеты показывают, что при повторном взрыве имеется сильное возвратное движение полости.

В заключение авторы благодарят В. Н. Николаевского за предложение рассмотреть диссипацию энергии в ближней зоне взрыва и В. И. Мусипова за предложение рассмотреть эффекты повторного взрыва в пористой среде. Авторы признательны также С. Э. Дунину и В. В. Суркову за предоставление результатов работы [6] до ее опубликования. Авторы выражают благодарность В. К. Сироткину за ряд полезных замечаний и обсуждение работы.

Поступила 8 II 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Буткович Т. Р. Влияние воды в горных породах на эффекты подземных ядерных взрывов.— В кн.: Подводные и подземные взрывы. М., Мир, 1974.
2. Ловецкий Е. Е., Масленников А. М., Фетисов В. С. Расширение газовой полости в газодонасыщенной упругопластической среде.— ПМТФ, 1979, № 1.
3. Григорян С. С. Об основных представлениях динамики грунтов.— ПММ, 1960, т. 24, № 6.

4. Carroll M. M., Holt A. C. Static and dynamic pore-collapse relation for ductile porous materials.— J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, N 4.
5. Bhatt J. J., Carroll M. M., Shatz J. F. A spherical model calculation for volumetric response of porous rocks.— J. Appl. Mech., 1975, vol. 42, N 2.
6. Дунин С. З., Сурков В. В. Уравнение состояния газонасыщенной среды.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1978, № 11.
7. Николаевский В. Н., Баснев К. С., Горбунов А. Т., Зотов Г. А. Механика насыщенных пористых сред. М., Недра, 1970.
8. Физика взрыва. М., Наука, 1975.
9. Кузнецов В. М. О среднем размере кусков, образующихся при дроблении горных пород взрывом.— ФТПРПИ, 1973, № 2.
10. Христофоров Б. Д., Лифшиц Л. Д., Белинский И. В., Аверин А. Н. Влияние пористости на параметры динамического сжатия NaCl.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1971, № 8.
11. Уилкине М. Л. Расчет упругопластических течений.— В сб.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., Мир, 1967.
12. Ловецкий Е. Е., Масленников А. М., Фетисов В. С. Сферический взрыв в радиально-неоднородной насыщенной пористой среде.— ФГВ, 1979, № 3.
13. Белинский И. В., Христофоров Б. Д. О диссипации энергии при подземном взрыве.— В сб.: Взрывное дело, № 76/33, 1976.
14. Компанец А. С. Ударные волны в пластически уплотняющейся среде.— ДАН СССР, 1956, т. 109, № 1.
15. Кошелев Э. А. О диссипации энергии при подземном взрыве.— ПМТФ, 1972, № 5.
16. Григорян С. С. К решению задачи о подземном взрыве в мягких грунтах.— ПММ, 1964, т. 28, № 6.
17. Ловецкий Е. Е., Масленников А. М., Фетисов В. С. Диссипация энергии при взрыве в пористой упругопластической среде.— ПМТФ, 1979, № 6.
18. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.
19. Николаевский В. П. Механические свойства грунтов и теория пластичности.— Сер. Механика твердых деформируемых тел. Т. 6. ВИНТИ АН СССР, 1972.
20. Корявов В. П. Некоторые представления о зоне и фронте трещин.— ДАН СССР, 1962, т. 114, № 6.
21. Багдасярян А. Б. Точные решения задачи о действии взрыва в хрупкой твердой среде.— Изв. АН Арм ССР. Сер. Механика, 1968, т. 21, № 5—6.

УДК 622.235.5+539.374

## ВЗРЫВ В ЗЕРНИСТОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ С ПЕРЕМЕННОЙ ДИЛАТАНСИЕЙ

*Е. Е. Ловецкий, В. К. Сироткин, Е. В. Сумин*

(Москва)

При рассмотрении взрыва в зернистых или хрупко-разрушаемых породах большее значение имеет правильное описание течения зернистой среды. Наиболее существенной особенностью течения такой среды являются эффекты перепакровки частиц, которые приводят не только к сдвиговым, но и к необратимым объемным деформациям. Обычно эти объемные деформации описываются в рамках дилатансионной модели [1]. Необходимо отметить, что величина и знак скорости дилатансии существенно зависят как от давления, так и от плотности [2—5]. В настоящее время при рассмотрении взрыва в таких средах делается предположение о постоянстве скорости дилатансии [6—9]. Однако такое предположение не позволяет учесть реальный характер динамического поведения среды и рассмотреть роль влияния начального состояния среды на результаты воздействия взрыва.

В настоящей работе на основе обработки экспериментальных данных получено выражение, определяющее зависимость скорости дилатансии от давления и плотности. С использованием этого результата решена задача о расширении сферической газовой полости в упругопластической дилатирующей среде. Основное внимание уделяется конечным характеристикам среды в окрестности полости. При решении этой задачи не учитывалось отличие прочностей неразрушенной и разрушенной среды, что можно сделать, если предположить, что сцепление мало по сравнению с сухим трением.

1. Рассмотрим сферически-симметричное движение в упругопластической пористой дилатирующей среде. Среда сжата литостатическим давлением  $p_h$ . Источником движения является полость начального радиуса