

ную трубу (такая ситуация может иметь место в процессах дополимеризации вещества после выхода его из реактора). Эти кривые отличаются между собой значением параметра σ , т. е. степенью зависимости вязкости от температуры. Сильная зависимость вязкости от температуры (или большая величина начального температурного перепада Θ_1) вызывает повторное падение напорно-расходной характеристики в области больших расходов там, где распределение скоростей течения по сечению реактора близко к параболическому. Кривая Z имеет два максимума. Повторное уменьшение перепада давления с ростом расхода происходит вследствие выноса из трубы более холодной и, следовательно, более вязкой жидкости и заполнения трубы более горячей и менее вязкой жидкостью. При тех расходах, когда падение температуры и изменение вязкости по длине трубы становится незначительным, перепад давления вновь возрастает в силу линейной зависимости от расхода. Поодобное поведение кривой $\Delta p(q)$ для течения инертной жидкости подробно исследовано в работе [7]. Интересно, что в рассматриваемом случае в определенном диапазоне изменения параметров области существенного влияния факторов зависимостей вязкости от температуры и степени полимеризации на напорно-расходные характеристики разделяются и каждый из этих факторов порождает свой максимум на кривой $\Delta p(q)$.

Отметим, что качественно кривая $\Delta p(q)$ не отличается от напорно-расходных характеристик, полученных в работах [4,5] без учета двумерности процесса.

Поступила 7 XII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Sala R., Valz-Gris F., Landerighi L. A fluid-dynamic study of a continuous polymerization reactor.— «Chem. Eng. Sci.», 1974, vol. 29, N 11, p. 2205.
2. Ваганов Д. А. Некоторые двумерные эффекты при течении реагирующей жидкости со свойствами, меняющимися с глубиной превращения.— ПМТФ, 1977, № 1.
3. Бутаков А. А., Максимов Э. И. Экспериментальное исследование тепловых режимов трубчатого реактора.— «Докл. АН СССР», 1973, т. 209, № 3.
4. Боярченко В. И., Жирков П. В., Янков В. И., Керницкий В. И. Теоретическое исследование процессов радикальной полимеризации и растворения полимерных систем.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Минск, 1976.
5. Жирков П. В., Боярченко В. И. Теоретическое исследование напорно-расходных характеристик при течении полимеризующихся масс.— В кн.: Всесоюзный симпозиум «Теория механической переработки полимерных материалов». Тезисы докладов. Пермь, 1976.
6. Бостанджиян С. А., Мержанов А. Г., Пручкина Н. М. Тепловой взрыв при течении вязкой жидкости.— ПМТФ, 1968, № 5.
7. Pearson J. R. A., Shan I. T., Vieira E. S. A. Stability of non-isothermal flow in channels. I. Temperature-dependent Newtonian fluid without heat generation.— «Chem. Eng. Sci.», 1973, vol. 28, N 11, p. 2079.

УДК 534.222

РАСШИРЕНИЕ ГАЗОВОЙ ПОЛОСТИ В ГАЗОВОДОНАСЫЩЕННОЙ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

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

(Москва)

Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что наличие газа и жидкости в горных породах существенно влияет на динамику явлений при расширении камуфлетной полости, возникающей в результате подземного взрыва. В работе [1] с помощью сформулированной автором водоподпорной мо-

дели исследовано влияние воды на механические эффекты мощных подземных взрывов. Установлено, что увеличение количества воды в горной породе приводит к заметному усилению пиковых давлений на фронте волны сжатия. В работе [2] изучалось расширение полости в газоводонасыщенной среде в пренебрежении прочностными эффектами. В то же время экспериментальные исследования показывают, что учет упругопластических свойств газоводонасыщенной среды необходим для правильного теоретического описания процесса взрыва [3].

В данной работе проведено численное решение задачи о расширении взрывной камуфлетной полости в газоводонасыщенной упругопластической среде.

1. Пусть в пространстве, занятом многокомпонентной средой, в начальный момент времени имеется сферическая полость радиуса R_0 , в которой мгновенно выделяется энергия взрыва W . 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 γ , обращая внимание прежде всего на качественную сторону поведения многокомпонентной среды при взрыве. Для описания сферически-симметричного движения среды воспользуемся гидродинамическими уравнениями, учитывающими прочностные эффекты. Исходные уравнения в лагранжевых переменных имеют вид

$$(1.1) \quad \begin{aligned} \partial v / \partial t &= v \{ \partial u / \partial r + 2u / r \}, \\ \partial u / \partial t &= v \{ \partial \sigma_r / \partial r + 2\tau / r \}, \\ \partial e / \partial t + p \partial v / \partial t &= (2/3) \tau \{ \partial u / \partial r - u / r \}. \end{aligned}$$

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; v_0 — начальный удельный объем; u — скорость; σ_r и σ_φ — радиальная и тангенциальная компоненты тензора напряжений; $\tau = \sigma_r - \sigma_\varphi$ — сдвиговое напряжение; $p = -(1/3)(\sigma_r + 2\sigma_\varphi)$ — давление; t — время; r — эйлерова координата. Правая часть последнего уравнения в (1.1) связана с работой сил пластических деформаций, возникающих при движении среды.

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

$$(1.2) \quad \partial \tau / \partial t = 2G(\partial u / \partial r - u / r),$$

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

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

(σ^* — 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 газоводонасыщенной среды.

Для учета газовлагонасыщенности среды был выбран подход, развитый в работах [2, 4] и предполагающий учет многокомпонентности с помощью модельного уравнения состояния при равенстве давления и температуры во всех компонентах. Из определения полной удельной энергии и полного удельного объема для смеси вытекают следующие соотношения:

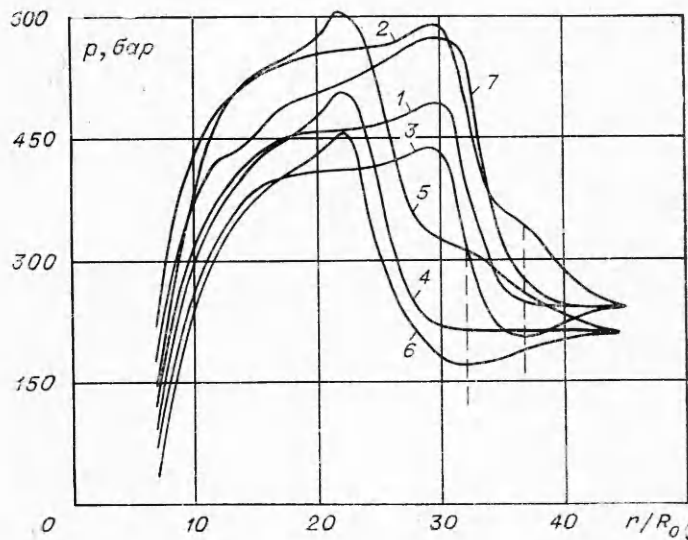
$$(1.4) \quad e = \sum_{i=1}^3 R_i e_i, \quad v = \sum_{i=1}^3 R_i v_i,$$

где R_i — весовые содержания соответствующих компонентов (индекс 1

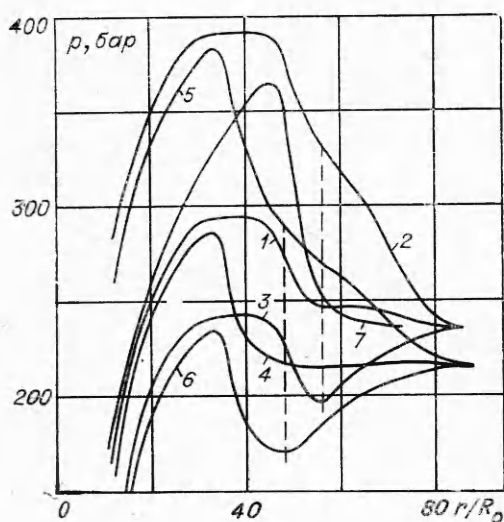
соответствует твердому компоненту, 2 — водному, 3 — газовому); e_i — удельные внутренние энергии; v_i — удельные объемы компонентов. Уравнения состояния твердой и жидкой составляющих смеси брались в форме Ми—Грюнайзена [5]. Газ в смеси считался идеальным с $\gamma_1 = 1,7$.

Используя предположение о равенстве давлений между компонентами среды, пренебрегаем эффектами, имеющими характерные времена порядка времени динамической релаксации напряжений между компонентами, которое обычно не превосходит 10^{-4} с. Это предположение оправдано в связи с тем, что характерные времена развития взрыва больше 10^{-3} с. Предположение о равенстве температур компонентов, используемое в данной работе, оправдывается тем обстоятельством, что, согласно [1], характерные времена выравнивания температур составляют 10^{-5} — 10^{-6} с, что также меньше характерных времен развития взрыва. Полагаем, что расширение газа в полости описывается той же системой (1.1) с $\sigma^* = 0$, в качестве уравнения состояния берется уравнение состояния идеального газа с $\gamma = 1,4$. Таким образом, учитывается сложная газодинамическая картина движения газа в полости. Для численного счета система уравнений (1.1)—(1.4) заменялась системой разностных уравнений, аппроксимирующих исходную систему с точностью до членов второго порядка по Δt и Δr , где Δt и Δr — размер временной и пространственной сетки. Для сглаживания гидродинамических разрывов в разностные уравнения вводилась линейно-квадратичная искусственная вязкость, обеспечивающая возможность сквозного счета. Устойчивость счета обеспечивалась соответствующим выбором временного шага Δt . В качестве начальных условий задавалось 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. Была составлена вычислительная программа, реализующая разностный алгоритм на ЭВМ и позволяющая производить соответствующие численные расчеты.

2. Численные расчеты проведены для $G = 100$ кбар, $\sigma^* = 150$ бар, $p_\phi = 200$ бар (p_ϕ — фоновое давление в среде). Кроме того, проведены



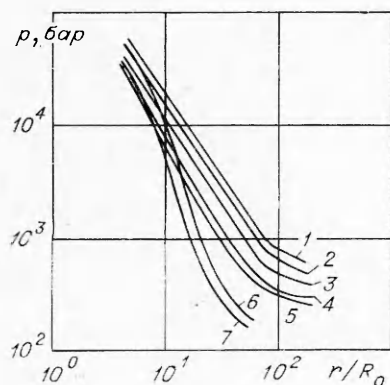
Ф и г. 1



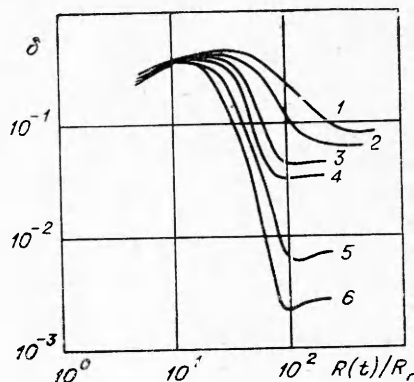
Фиг. 2

будет, поскольку в первую очередь нас интересует поведение окружающей среды. На фиг. 1, 2 приведены радиальные распределения давления, радиальных и тангенциальных напряжений для различных значений параметров в фиксированные моменты времени. По горизонтальной оси отложен безразмерный радиус r/R_0 . Кривые 1—3 изображают p , σ_r и σ_ϕ соответственно для $R_1 = 0,9684$; $R_2 = 0,03$, $R_3 = 0,0016$ при $\lambda = t/t_0 = 32,5$ (где $t_0 = R_0/\sqrt{Gv_0}$) (фиг. 1) и $\lambda = 70,0$ (фиг. 2). Кривые 4—6 изображают p , σ_r , σ_ϕ для $R_1 = 0,8968$, $R_2 = 0,1$, $R_3 = 0,0032$ при $\lambda = 32,5$ (фиг. 1) и $\lambda = 70,0$ (фиг. 2). Кривая 7 показывает результат вычисления p для $R_1 = 0,9684$, $R_2 = 0,03$, $R_3 = 0,0016$ при $\lambda = 32,5$ (фиг. 1) и $\lambda = 70,0$ (фиг. 2) при равной нулю прочности ($\sigma^* = 0$). Эта кривая приведена для сравнения. Видно, что перед ударной волной, фронт которой можно отождествить с положением максимумов, распространяется упругий предвестник. Наличие упругого предвестника приводит к излому на кривых $\sigma_r(r)$ (фиг. 1, кривые 2, 5). Использование в расчетах линейно-квадратичной искусственной вязкости приводит к размазыванию скачков. Поэтому говорить о наличии упругого предвестника можно лишь качественно, поскольку его радиальный профиль определяется псевдовязкостью. Расчеты показывают, что правее вертикальной штриховой линии вещество нагружается упруго в соответствии с формулой (1.2). Затем начинается пластическое течение, продолжающееся вплоть до максимального значения кривых. Сразу по достижении давлением пикового значения происходит разгрузка вещества, которая вначале имеет упругий характер. За зоной упругой разгрузки вещество разгружается пластически. Распределение пиковых давлений от r/R_0 приведено на фиг. 3. Кривая 1 соответствует $R_1 = 1$, $R_2 = 0$, $R_3 = 0$; 2 — $R_1 = 0,99$, $R_2 = 0,01$, $R_3 = 0$; 3 — $R_1 = 0,97$, $R_2 = 0,03$, $R_3 = 0$; 4 — $R_1 = 0,9$, $R_2 = 0,1$, $R_3 = 0$; 5 — $R_1 = 0,85$; $R_2 = 0,15$, $R_3 = 0$; 6 — $R_1 = 0,9968$, $R_2 = 0$, $R_3 = 0,0032$; 7 — $R_1 = 0,991$, $R_2 = 0$, $R_3 = 0,009$. Отметим, что пористость вещества для кривых 2 и 6; 3 и 7 совпадает. Небольшое отличие в весовых содержаниях воды и газа (последнего примерно в 3 раза меньше) связано со значительным фоновым давлением ($p_\phi = 200$ бар). Результаты, представленные на фиг. 3, показывают, что с ростом влагосодержания пиковые давления в волне нагрузк

расчеты с $\sigma^* = 0$ (без учета прочности) с целью выявления влияния прочностных эффектов. Начальное давление в полости во всех просчитанных вариантах было одинаковым и равным 400 кбар. В численных расчетах варьировались величины R_2 и R_3 — изменялась газоводонасыщенность грунта. Численные расчеты показывают, что при $t > 0$ от границы раздела первоначальной полости в окружающей породе распространяется ударная волна. Внутри полости по газу идет волна разрежения, которая доходит до центра, отражается, вновь догоняет стенку полости и т. д. В дальнейшем поведение газа внутри полости обсуждаться не



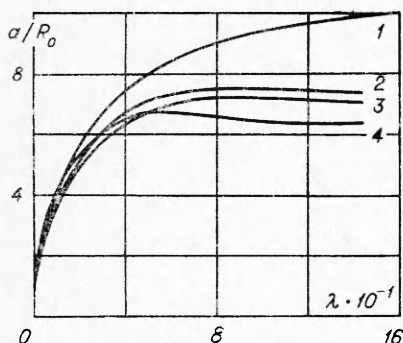
Ф и г. 3



Ф и г. 4

резко уменьшаются. Замена воды газом приводит к еще более сильному затуханию ударной волны. Полученные результаты находятся в качественном согласии с результатами работы [2]. Более резкие изменения в характере затухания пиковых напряжений с ростом газодосодержания, отмеченные в [2], связаны с тем, что расчеты [2] производились при нулевом противодавлении. Зависимость пиковых давлений от радиуса (при $R_3 = 0$) носит степенной характер (на фиг. 3 принят двойной логарифмический масштаб). Отклонения от линейности на кривых 1—5 в области больших r связаны с переходом ударной волны в упругую волну.

На фиг. 4 представлены кривые, характеризующие отношение полной кинетической энергии всего охваченного движением вещества к полной энергии взрыва ($\delta = e_k/W$) в зависимости от положения границы возмущенного движением вещества $R(t)/R_0$. Кривые 1—6 соответствуют следующему газодосодержанию (1 — $R_1 = 1, R_2 = 0, R_3 = 0$; 2 — $R_1 = 0,97, R_2 = 0,03, R_3 = 0$; 3 — $R_1 = 0,9, R_2 = 0,1, R_3 = 0$; 4 — $R_1 = 0,85, R_2 = 0,15, R_3 = 0$; 5 — $R_1 = 0,9968, R_2 = 0, R_3 = 0,0032$; 6 — $R_1 = 0,991, R_2 = 0, R_3 = 0,009$). Результаты можно интерпретировать следующим образом. Вначале величина δ растет, на этом этапе происходит преобразование энергии газа в полости в кинетическую энергию окружающей среды. По мере движения многокомпонентной среды происходит диссипация энергии как при ударном переходе, так и при пластическом течении. Поэтому параметр δ всегда заметно меньше единицы. С некоторого момента процесс диссипации начинает превалировать над процессом подкачки энергии из полости. В результате по мере распространения ударной волны кинетическая энергия движущейся среды начинает падать. Наконец, при достаточно больших $R(t)$ ($R(t)/R_0 > 100$) все кривые имеют постоянные асимптотики. Это связано с окончанием пластического течения, движение далее носит упругий характер. В предлагаемой модели в упругой области отсутствует диссипация энергии, что и приводит асимптотически к постоянному значению δ . Видно, что это асимптотическое значение δ тем меньше, чем больше водосодержание (кривые 1—4). Для нулевого водосодержания (кривые 5, 6) асимптотическое значение δ падает с увеличением содержания газа. Таким образом, чем выше газодосодержание, т. е. сжимаемость многокомпонентной среды, тем меньшая доля энергии взрыва перейдет в энергию упругих волн и остаточных упругих деформаций. Изменение радиуса полости со временем $a(t)$ показано на фиг. 5 (изображено $a(t)/R_0$ в зависимости от λ). Кривая 1 соответствует $\sigma^* = 0, R_1 = 0,9684, R_2 = 0,03, R_3 = 0,0016$; 2 — $R_1 = 1, R_2 = 0,$



Ф и г. 5

вышло 5—7%. Этот результат находится в соответствии с данными работы [6].

Приведенные выше данные численного решения позволяют проследить тенденции, имеющие место при взрыве в горной породе при изменении степени газоводосодержания. Для одинаковой начальной пористости механический эффект взрыва усиливается с ростом водонасыщенности горной породы: замена газа в порах водой приводит к заметному увеличению пиковых давлений на фронте ударной волны, большей величине энергии, излучаемой в упругие волны, большему размеру полости. Физически это связано с уменьшением сжимаемости сплошной среды при уменьшении газосодержания и соответствующем увеличении водосодержания. Анализ результатов расчета показывает, что учет прочностных эффектов определяет конечный размер полости. При $\sigma^* = 0$ размер полости существенно превышает соответствующий размер при $\sigma^* \neq 0$. При этом разница в значениях пиковых напряжений составляет 20—25%. Рассмотрение энергетических характеристик среды показывает, что диссипация энергии взрыва увеличивается с ростом газоводосодержания.

Поступила в печать 1978

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. Ляхов Г. М., Охитин В. Н. Сферические взрывные волны в многокомпонентных средах. — ПМТФ, 1974, № 2.
3. Физика взрыва. М., «Наука», 1975.
4. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М., «Наука», 1974.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1975.
6. Баталов В. А., Свидицкий В. А. Исследования влияния параметров среды на конечные размеры полости при сильном камуфлетном взрыве. — «Изв. АН СССР. Физика Земли», 1971, № 12.