УДК 539.374

РАСШИРЕНИЕ ГАЗОВОЙ ПОЛОСТИ В ПЕРЕМЕННО УПЛОТНЯЮЩЕЙСЯ ДИЛАТИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

А. А. Зверев, В. С. Фетисов

(*Москва*)

Вопросам механического действия камуфлетного взрыва в дилатирующих средах посвящено значительное количество работ [1—4]. Отличительной особенностью этих работ является учет дилатансии, приводящий к необратимому изменению плотности за фронтом ударной волны. Дилатансионное разрыхление среды, полученное в [2—4], приводит к монотонной зависимости остаточной плотности от радиуса. Оказывается, что плотность среды после взрыва монотонно возрастает от стенок полости к периферии. В расчетах [1—4] уплотнение среды на ударном фронте предполагалось постоянным и не зависящим от интенсивности ударной волны. Однако известно, что ударное уплотнение пористой среды зависит от интенсивности ударной волны [5]. В [5] приведены расчеты расширения полости в среде с переменным уплотнением на фронте для случая, когда дилатансия за ударным фронтом отсутствует. В этом случае остаточная плотность монотонно убывает с расстоянием от стенок полости. В данной работе рассматривается расширение полости в среде, которая переменно уплотняется на фронте ударной волны. Затем на фронте происходит хрупкое разрушение среды и последующее ее пластическое течение сопровождается дилатансией. Кроме того, в работе учитывается выход газов из полости в образующиеся в результате дилатансии за фронтом волны поры. Установлено, что это ведет к уменьшению механического действия подземного взрыва, т. е. к уменьшению максимального радиуса полости и размера фронта разрушений. Показано, что в переменно уплотняющейся дилатирующей среде остаточный профиль плотности имеет максимум.

Источником движения является шаровая полость начального радиуса $a_н$, заполненная расширяющимся газом с показателем адиабаты γ и начальным давлением p_0. В момент времени $t=0$ от полости начинает распространяться сферическая волна разрушения. Начальная пористость среды равна m_0. Предполагается, что за фронтом волны выполнено условие пластичности Прандтля

$$\sigma_r - \sigma_\varphi = k + m_1(\sigma_r + 2\sigma_\varphi),$$

где σ_r и σ_φ — компоненты тензора напряжений; k и m_1 — коэффициенты сцепления и трения соответственно. По предположению на фронте ударной волны происходит хрупкое разрушение среды, поэтому в дальнейшем область за фронтом, охваченную пластическим течением, будем называть зоной разрушения.

Движение среды между полостью и фронтом волны описывается уравнениями сохранения импульса, массы и уравнением дилатансии [1]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{2}{\rho}(\sigma_r - \sigma_\varphi)/r; \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u\frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho\left(\frac{\partial u}{\partial r} + 2\frac{u}{r}\right) = 0; \tag{2}$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} + 2\frac{u}{r} = \Lambda(\rho, \sigma_r)\left|\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r}\right|, \tag{3}$$

где ρ — плотность среды; u — массовая скорость; Λ — скорость дилатансии. На фронте разрушения выполнены условия сохранения массы и импульса:

$$u(R) = \varepsilon(R)\dot{R},\ \sigma_r(R) = -\rho_0\varepsilon(R)\dot{R}^2 - \sigma^*,$$

где σ^* — величина напряжения, с которого начинается фаза необратимого разрушения; $\dot{R}$ — скорость фронта ударной волны; $\varepsilon(R)$ — уплотнение на фронте ударной волны, равное

$$\varepsilon(R) = 1 - \rho_0/\rho(R) = \varepsilon_0(a_н/R)^\lambda,\ \lambda > 0. \tag{4}$$

Выражение (4) использовалось в работе [5]. В лагранжевых переменных уравнения (1)—(3) имеют вид

$$\rho_0 r_0^2 r^{\alpha-2}\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r_0}\left[r^{\alpha}\left(\sigma_r(r) + \frac{k}{3m_1}\right)\right]; \tag{5}$$

$$\frac{\partial r}{\partial r_0} = \frac{r_0^2}{r^2}\frac{\rho_0}{\rho}; \tag{6}$$

$$\Lambda\frac{\partial}{\partial t}\ln(\rho r^3) + \frac{\partial}{\partial t}\ln\rho = 0, \tag{7}$$

где $\alpha = 6m_1/(2m_1+1)$; $p(r_0, t) = -\sigma_r(r_0, t)$. Перейдем в системе уравнений (5)—(7) к безразмерным величинам. Переход осуществляется по следующим формулам: $x = a/a_{\text{н}}$, $R' = R/a_{\text{н}}$, $\tau = t\sqrt{p_0/\rho_0}/a_{\text{н}}$, $p' = p/p_0$, $\rho' = \rho/\rho_0$, $\sigma_r' = \sigma_r/p_0$, $\sigma_\varphi' = \sigma_\varphi/p_0$, $r' = r/a_{\text{н}}$, $r_0' = r_0/a_{\text{н}}$. Как известно [2], за фронтом ударной волны, распространяющейся в среде, пластическое течение которой происходит с дилатансией, плотность за фронтом уменьшается по сравнению с плотностью, достигаемой на ударном фронте. Другими словами, дилатансия приводит к росту пористости, оставшейся после прохождения ударного скачка. Эксперимент [6] показывает, что газы из полости могут проникать в пустоты, образующиеся за фронтом ударной волны уже на динамической стадии взрыва. Как отмечается в [6], проникновение газов из полости в поры может снизить эффективность взрыва за счет уменьшения давления газов в полости. Кроме того, абсорбция газов в носике трещин может приводить к уменьшению эффективной прочности среды по Гриффитсу. Учет конечного давления газов в порах может приводить к уменьшению эффективной прочности среды. Одновременный учет всех этих факторов составляет предмет самостоятельного исследования. В данной работе учитывается только прорыв газов из полости в предположении их мгновенного выхода и заполнения пор.

Будем считать, что газ в полости расширяется по закону $pV_{\text{эфф}}^{\gamma} = \text{const}$, где $V_{\text{эфф}}$ — объем полости плюс объем пор, образовавшихся в среде после прохождения через нее волны разрушения в результате дилатансии (считается, что газы из полости могут беспрепятственно проникать в эти поры). Таким образом, $p_0\left(\frac{4\pi}{3}a_{\text{н}}^3\right)^{\gamma} = -\sigma_r(a)\left(\frac{4\pi}{3}a^3 + V_f\right)^{\gamma}$, где V_f — объем пор, заполняемых газом из полости. В обезразмеренном виде $\sigma_r'(x) = -(x^3 + v_f)^{-\gamma}$, $v_f = V_f\Big/\frac{4\pi}{3}a_{\text{н}}^3$. Проинтегрировав (2) с учетом сферической симметрии при $\Lambda = \text{const}$, получим $u(r) = c(t)/r^n$, а из граничных условий находим $u(r) = a^n\dot{a}/r^n$ [2], $n = (2-\Lambda)/(1+\Lambda)$. Значение $V_f(t)$ вычисляется следующим образом. Объем пор в сферическом слое радиуса r и толщины dr равен $dV_f = 4\pi r^2 dr m(r)$, где $m(r)$ — пористость среды на расстоянии r от центра взрыва, равная $m(r) = 1 - (1 - m_0)\rho/\rho_0$. После интегрирования и обезразмеривания имеем

$$v_f = R'^3 - x^3 - 3(1-m_0)\int_x^{R'}\rho'(r')r'^2 dr'.$$

Выражение для $\rho'(r'(r_0', \tau))$ можно найти аналогично работе [3]. Вычисления дают

$$\rho'(r'(r_0', \tau)) = \frac{1}{1-\varepsilon_0 r_0'^{-\gamma}}\left(\frac{r_0'}{r'}\right)^{2-n}.$$

Для расчета развития во времени полости и волны разрушения проинтегрируем обезразмеренное уравнение (5) в пределах от r_0' до $R'(\tau)$. При этом учтем граничные условия и неадиабатичность газов в полости. В итоге получим камуфлетное уравнение

$$dy/dx + N(x)y = M(x), \tag{8}$$

Номер варианта	Λ	λ	Расширение газов	ε_0	Номер варианта	Λ	λ	Расширение газов	ε_0
1	0,2	0	*Н*	0,1	6	0,2	0,5	*Н*	0,1
2	0,2	0,5	*Н*	0,1	7	0,07	1	*Н*	0,1
3	0,2	0	*А*	0,1	8	0	0	*А*	0,2
4	0,07	1	*Н*	0,1	9	0,2	0	*А*	0,2
5	0	0,5	*Н*	0,1					

где $y = \dot{x}^2$; $\ddot{x} = (1/2)dy/dx$; $y(x = 1) = \varepsilon_0$;

$$M(x) = 2\,\frac{(R'^{\alpha} - x^{\alpha})\dfrac{1}{3m_1}\dfrac{k}{p_0} - x^{\alpha}\sigma_r'(x) - R'^{\alpha}\sigma^*/p_0}{x^n Y};$$

$$N(x) = \frac{2n}{x} - 2\,\frac{x^n\left[nX - R'^{\alpha-2(n-\lambda)}\varepsilon_0^{-2}\varepsilon(R')\right]}{Y};$$

$$X = \int_1^{R'} r_0'^2 r'^{\alpha-3-2n}(r_0')\,dr_0'; \quad Y = \int_1^{R'} r_0'^2 r'^{\alpha-2-n}(r_0')\,dr_0'.$$

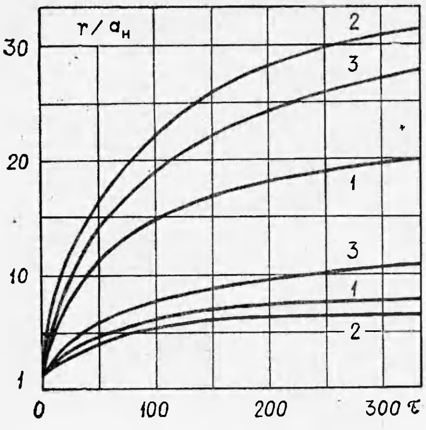
Общее решение уравнения (8) находится методом вариации постоянных:

$$y(x) = \left\{\varepsilon_0 + \int_1^x \left[M(x')\,e^{\int_1^{x'} N(x'')dx''}\right]dx'\right\} e^{-\int_1^x N(x')dx'}. \tag{9}$$

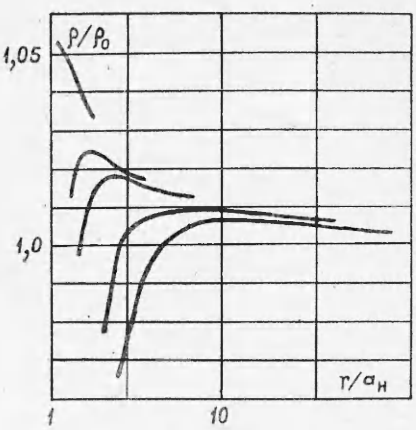
Окончательное решение (9) проводится численно на ЭВМ.

Перейдем к обсуждению результатов численного решения. В таблице даны варианты наборов параметров, использовавшихся в расчетах. Здесь символ A соответствует адиабатическому расширению взрывных газов, а в случае, обозначенном символом H, газы могут проникать в поры, ε_0 — уплотнение на фронте (при $\lambda = 0$) или уплотнение на фронте волны в начальный момент времени (при $\lambda > 0$). При расчете всех вариантов использовались следующие значения постоянных: $p_0 = 0{,}7\cdot10^8$кПа, $a_н =$ $= 3$ м, $\gamma = 1{,}4$, $m_1 = 0{,}1$, $|k| = 10^3$ кПа, $\sigma^* = 10^4$ кПа, $\rho_0 = 3{,}5$ г/см^3, $m_0 = 0{,}2$.

На фиг. 1 изображены графики развития во времени взрывной полости $x(\tau)$ и зоны разрушения $R'(\tau)$ в среде с дилатансией. Здесь и далее номер кривой соответствует номеру варианта набора параметров, приведенных в таблице. Отметим, что кривые *1* и *2* для $x(\tau)$ и $R'(\tau)$ построены для случаев, учитывающих выход газов из полости на стадии ее расширения. Для кривой *1* сжатие на фронте считается постоянным ($\lambda = 0$), а для кривой *2* $\lambda = 1/2$, т. е. уплотнение на фронте переменно и равно $\varepsilon(R') =$ $= \varepsilon_0(1/R')^{1/2}$. Из сравнения кривых *1* и *2* для $x(\tau)$ и $R'(\tau)$ видно, что увеличение показателя сжимаемости на фронте λ приводит к заметному уменьшению размера полости и к сильному увеличению радиуса зоны разрушений. Это происходит потому, что в случае убывающего уплотнения на фронте уменьшается доля энергии, диссипируемой при захлопывании пор. Размеры полости уменьшаются вследствие того, что в нашей модели полость расширяется за счет схлопывания пор. При уменьшающемся с расстоянием от центра уплотнении схлопывается меньшая часть объема пор, что и приводит к уменьшению размера полости. Кривые *1* и *3* для $x(\tau)$ и $R'(\tau)$ соответствуют дилатирующей равномерно уплотняющейся среде. Для случая, соответствующего кривым *1*, газы из полости проникают в образовавшиеся на стадии расширения полости поры, а кривым *3* — газы в полости расширяются адиабатически. Выход газов из полости приводит к уменьшению размеров полости $x(\tau)$ и зоны разрушения $R'(\tau)$, т. е. к уменьшению механического действия взрыва. Эти результаты подтверждаются экспериментально [6].



Фиг. 1

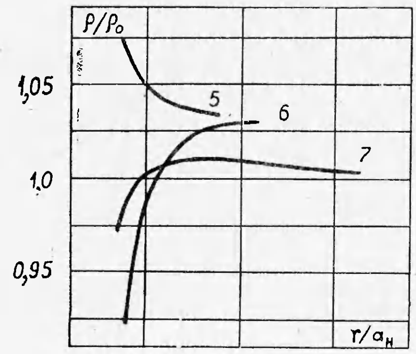


Фиг. 2

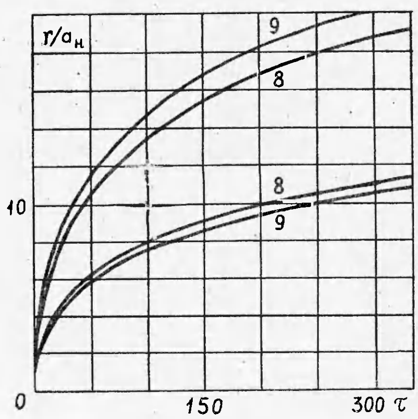
Кривые на фиг. 2 показывают изменение во времени пространственного профиля плотности среды, охваченной движением для различных моментов времени. Кривые на фиг. 2 соответствуют варианту 4. Как видно из результатов фиг. 2, в момент времени $\tau_1 = 0{,}4$ плотность $\rho'(r')$ убывает с расстоянием от стенок полости для всех r'. На кривой, соответствующей моменту времени $\tau_2 (\tau_2 = 2{,}2)$, уже существует максимум, на третьей кривой ($\tau_3 = 4{,}6$) плотность у стенок полости благодаря дилатансионному разрыхлению ниже фоновой. Со временем максимум плотности, не исчезая, сглаживается и удаляется от стенок полости.

Механизм образования этого максимума показан на фиг. 3. Все кривые приведены на момент времени $\tau = 18{,}1$, газы в полости неадиабатичны. В отсутствие дилатансии благодаря убывающему с расстоянием от центра взрыва уплотнению на фронте ударной волны плотность среды убывает (кривая *5*). В случае сильной дилатансии ($\Lambda = 0{,}2$) и слабопеременного уплотнения на фронте (кривая *6*) среда разуплотняется, плотность у стенок полости меньше фоновой и возрастает с расстоянием от центра. В результате взаимодействия конкурирующих эффектов дилатансионного разрыхления и убывающего с расстоянием от центра взрыва уплотнения на фронте волны профиль плотности в зависимости от радиуса становится немонотонным, в результате чего появляется максимум (кривая *7*). Со временем качественная картина, представленная на фиг. 3, сохраняется.

На фиг. 4 показано влияние дилатансии на размеры полости и зоны разрушений. Обе кривые соответствуют адиабатическому расширению газов в полости и постоянному уплотнению на фронте ударной волны.



Фиг. 3



Фиг. 4

Кривая *8* соответствует бездилатансионному течению за фронтом ($\Lambda = 0$), а *9* — дилатансионному течению ($\Lambda = 0{,}2$). Видно, что учет дилатансии приводит к увеличению размеров зоны разрушения и к уменьшению радиуса взрывной полости. Этот результат соответствует опубликованному в работе [3].

В заключение заметим, что немонотонный ход $\rho(r)$ может быть получен при учете зависимости скорости дилатансии $\Lambda(m_0, \sigma_r(R))$ от пористости и давления, на что обратил наше внимание В. К. Сироткин.

Авторы благодарят В. К. Сироткина и А. М. Масленникова за обсуждение.

Поступила 3 VI 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. **Николаевский В. Н.** О связи объемных и сдвиговых деформаций и об ударных волнах в мягких грунтах.— ДАН СССР, 1967, т. 177, № 3.
2. **Дунин С. З., Сироткин В. К.** Расширение газовой полости в хрупкой породе с учетом дилатансионных свойств грунта.— ПМТФ, 1977, № 4.
3. **Артышев С. Г., Дунин С. З.** Ударные волны в дилатирующих и недилатирующих средах.— ПМТФ, 1978, № 4.
4. **Николаевский В. Н. и др.** Эффекты дилатансии при подземном взрыве.— ДАН СССР, 1980, т. 250, № 1.
5. **Андрианкин Э. И., Корявов В. П.** Ударная волна в переменно уплотняемой пластической среде.— ДАН СССР, 1959, т. 128, № 2.
6. **Губкин К. Е., Кузнецов В. М., Шацукевич А. Ф.** О тепломассообмене при взрыве в твердых телах.— ПМТФ, 1978, № 6.

УДК 532.593

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОТКОЛЬНЫХ РАЗРУШЕНИЙ В МЕДИ

Л. К. Романычева, А. И. Рузанов

(Горький)

В последнее время при исследовании разрушения как в статических, так и в динамических задачах широкое распространение получила концепция накопления повреждений, которая берет в основу изменение структуры материала в течение процесса деформирования. При этом следует иметь в виду, что нельзя описать все процессы в телах просто динамикой напряженного состояния и необходим дополнительный учет процессов, происходящих в теле, дополнительная кинетика, учитывающая обратное влияние разрушения на поля напряжений и деформаций [1]. В условиях разрушения при динамических нагрузках напряженное состояние существенно меняется обычно на расстояниях, значительно превышающих размер несплошностей, образующихся в начальной стадии процесса разрушения, и такую среду можно рассматривать в среднем как сплошную, т. е. не следить за развитием отдельных трещин, а учитывать их суммарное действие. Оно заключается в возникновении большого числа трещин или пор и в уменьшении за счет этого прочности.

В [2] на базе исследований [3, 4] развита модель разрушения, учитывающая образование в материале пор и их дальнейший рост под действием растягивающих напряжений. Ниже эта модель используется для численного анализа откольных разрушений в меди и результаты вычислений сопоставляются с экспериментальными данными [5, 6].

1. Вычислительная модель, развитая в [2], построена из двух составных частей: 1) уравнений, описывающих законы зарождения несплошностей и их развития (принята конкретная структура микродефектов — поры сферической формы); 2) уравнений, определяющих упругопластическое поведение материала с учетом релаксации напряжений и изменения механических свойств (снижение прочности) вследствие появления и роста большого количества полостей (пор).

Уравнение для изменения во времени относительного объема пор может быть приведено к виду [2—4]

$$V_n = V_{n0} \exp \frac{3(p_s - p_{s0})\Delta t}{4\eta} + 8\pi \dot{N} R_n^3 \Delta t, \tag{1.1}$$