Записки Ленинградского горного института им.Г.В.Плеханова.
Т. 125. Л., 1991

УДК 622.235

ВЛИЯНИЕ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ НА ЗАКОНЫ ИЗМЕНЕНИЯ МАКСИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ВОЛН НАПРЯЖЕНИЙ

М.Г.МЕНЖУЛИН, А.Н.ШИШОВ

В задаче о распространении волн напряжений при взрывах ВВ в конденсированных средах модель среды, замыкая систему уравнений движения, в значительной степени определяет способ ее решения. Если для линейно-упругой модели среды удается получить решение в конечном виде [2,4], то усложнение этой модели, направленное на учет нелинейных свойств среды, приводит к необходимости численного решения системы [5]. Это, в свою очередь, затрудняет исследование решения при изменении параметров модели в достаточно широком диапазоне. Здесь предлагается приближенный способ построения решения с учетом нелинейных эффектов для оценки параметров волн напряжений при взрыве на основе расчета диссипации энергии. Представленный вариант решения выполнен для одномерного случая взрыва сферического заряда в безграничной скальной породе типа гранита.

Расчет энергии диссипации основан на том, что при воздействии на частицы среды зависимости напряжения от деформации при нагрузке и разгрузке не совпадают. В результате часть энергии взрыва остается в частицах среды в общем виде как энергия диссипации, равная разности энергии нагрузки и разгрузки. Эта энергия может реализоваться в конкретном виде как остаточная тепловая энергия, поверхностная энергия вновь образовавшихся микротрещин и магистральных трещин, энергия пластического течения, трения между частицами и т.д. Каждый из этих процессов влияет прежде всего на ход кривой разгрузки. Поэтому модель среды должна содержать или описание всех этих механизмов, или обобщенное описание поведения среды при разгрузке.

Воспользуемся обобщенным описанием поведения среды при разгрузке с помощью уравнения Ми-Грюнайзена, удовлетворительно описывающего поведение скальных пород [5], в которо" "холодная" часть имеет вид уравнения Тэта

$$P=P_x(\rho)+\Gamma\rho(e-e_x);\quad e_x=-\int\frac{P_x(\rho)}{\rho^2}d\rho; \qquad (1)$$

$$P_x=\frac{\rho_0 a_0^2}{m}\left(\bar{\rho}^m-1\right), \qquad (2)$$

где ρ и ϵ – плотность и удельная энергия рассматриваемой частицы; P – величина среднего нормального напряжения, в сферическом случае $P=-(\sigma_1+2\sigma_2)/3$; σ_1 и σ_2 – главные напряжения; ρ_0 – плотность невозмущенной среды; $\bar{\rho}=\rho/\rho_0$; a_0 – скорость звука в невозмущенной среде, связанная со скоростями продольных (C_p) и поперечных (C_S) волн соотношением

$$\frac{3}{a_0^3}=\frac{1}{C_S^3}+\frac{2}{C_p^3}. \qquad (3)$$

Коэффициент Грюнайзена можно задавать при начальных нагрузках, не превышающих 100 ГПа, постоянной величиной $\Gamma = 1$. При $\Gamma = 0$ уравнение (1) переходит в уравнение Тэта (2). В этом случае удельная энергия разгрузки

$$e_p=-\int_{\rho_{max}}^{\rho_0}\frac{P\,d\rho}{\rho^2}$$

или

$$e_p=\frac{a_0^2}{m}\left[\frac{\bar{\rho}^{m-1}}{m-1}-1+\frac{1}{\bar{\rho}}\right]. \qquad (4)$$

В ближней зоне взрыва процесс нагрузки может быть описан в гидродинамическом приближении, и удельная энергия нагрузки из условий динамической совместности

$$e_н=\frac{1}{2}P_{max}\left(\frac{1}{\rho_0}-\frac{1}{\rho_{max}}\right). \qquad (5)$$

где P_{max} и ρ_{max} – максимальные значения давления и плотности на фронте ударной волны.

Аналогичный вид имеет и выражение для удельной энергии деформирования линейно-упругой среды:

$$e_{упр}=\int_{\rho_0}^{\rho_{max}}\frac{\sigma}{\rho_0}d\varepsilon=\int_{\rho_0}^{\rho_{max}}\frac{E\varepsilon}{\rho_0}d\varepsilon=\frac{\sigma_{max}}{2}\left(\frac{1}{\rho_{max}}-\frac{1}{\rho_0}\right),$$

где ε – относительная объемная деформация; σ_{max} – соответствующее максимальное напряжение; E – модуль Юнга.

Учитывая, что при динамическом нагружении для горных пород типа гранита зависимость напряжения от деформации близка к линейной [6], будем описывать удельную энергию нагрузки выражением (5) во всем диапазоне нагружения, использовав в качестве адиабаты нагрузки уравнение Ми-Грюнайзена (1). Тогда удельная энергия нагрузки

$$e_н=\frac{\left(1-\frac{1}{\rho_{max}}\right)\left(\frac{P_x}{\rho_0}-\bar{\rho}\Gamma e_x\right)}{2\left(1-\frac{\Gamma}{2}\left(\bar{\rho}_{max}-1\right)\right)}, \qquad (6)$$

где в соответствии с формулой (1)

$$e_x = \frac{a_0^2}{m}\left[\frac{\bar{\rho}^{m-1}-1}{m-1} - 1 + \frac{1}{\bar{\rho}}\right].$$

Удельная энергия диссипации представляет собой разность удельных энергий нагрузки и разгрузки:

$$e_{дисс} = e_н - e_р, \tag{7}$$

а полная энергия диссипации, определяемая по всем частицам внутри возмущенной области,

$$E_{дисс} = 4\pi\rho_0 \int_{R_{0з}}^{r} e_{дисс} r^2 dr, \tag{8}$$

где $R_{0з}$ - начальный радиус заряда; r - расстояние до рассматриваемой частицы.

Для процесса распространения волны напряжения важно, что в механической работе участвует не вся выделенная при взрыве энергия, а только ее часть, которая остается после диссипации. Поэтому энергию, приобретаемую каждой частицей при нагрузке, можно разделить на две части: участвующую в дальнейшей механической работе и остающуюся в частице энергию диссипации. Очевидно, что в отсутствии диссипации энергии течение является идеально-упругим. Следовательно, весь процесс распространения волны напряжений в реальной среде можно считать идеально-упругим, но для каждой последующей частицы с новой эффективной энергией $E_{эф}$

$$E_{эф}(r) = E_0 - E_{дисс}(r), \tag{9}$$

где E_0 - полная выделившаяся энергия.

Решение для волны напряжений в идеально-упругой среде от сосредоточенного взрыва получено, например, в работе [4] и имеет вид

$$\sigma_{r\,max} = \frac{E}{(1+\nu)(1+2\nu)}\left[(1-\nu)\frac{f''(\xi)}{a_0^2 r} + 2(1-2\nu)\frac{f'(\xi)}{a_0 r^2} + 2(1-2\nu)\frac{f(\xi)}{r^3}\right];$$

$$f(\xi) = -\frac{R_{0з}P_0}{2\rho a_0^2}\,\frac{1-\nu}{1-2\nu}\left[1-(C_1\sin\omega\xi + C_2\cos\omega\xi)e^{-\frac{a_0}{R_{0з}}\frac{1-2\nu}{1-\nu}\xi}\right] \tag{10}$$

где $\sigma_{r\,max}$ - максимальное радиальное напряжение в волне; ν - коэффициент Пуассона;

$$\omega = \frac{\sqrt{1-2\nu}}{1-\nu}\,\frac{a_0}{R_{0з}};$$

$R_{0з}$ - радиус сферического заряда; P_0 - начальное давление на стенке зарядной полости; C_1 и C_2 - постоянные, определяемые из начальных и граничных условий.

Анализ этого решения показывает, что член $\sim 1/r^3$ имеет значение на небольших расстояниях от заряда, а член $\sim 1/r$ на расстояниях, меньших $100\,\bar{r}$, имеет малую величину по сравнению с членом $\sim 1/r^2$ вследствие того, что $f'' \ll f'$. Поэтому в первом приближении можно считать, что в упругой среде

$$\sigma_{r\,max} = A/\bar{r}^{\,n},$$

где A – постоянный коэффициент для данной среды и данного типа ВВ; $n = 2$.

В отсутствии диссипации параметры волны напряжений рассчитываются в функции приведенного расстояния $\bar{r} = r/R_{оз}$. При наличии диссипации энергии введем понятие эффективного радиуса сферического заряда

$$R_{оз}^{эф} = \sqrt[3]{\frac{3E_{эф}}{4\pi\rho_{вв}Q_{вв}}} \qquad (11)$$

(здесь $\rho_{вв}$ и $Q_{вв}$ – плотность и удельная теплота ВВ) и будем использовать упругое решение с приведенным эффективным радиусом заряда $\bar{r} = r/R_{оз}^{эф}$.

Уравнения (3)–(5), (6)–(10) и (11) образуют замкнутую систему уравнений, которая поддается решению методом последовательных приближений. Для последовательного ряда значений r находят корень уравнения (9) с использованием ρ_{max} в качестве параметра итерационного процесса. В результате получают ряд зависимостей $P_{max}(r), R_{оз}^{эф}(r)$, $e_{дисс}(r), E_{дисс}(r), \rho_{max}(r)$.

Для решения этой системы были составлены алгоритм и программа на языке PASCAL для ПЭВМ "Искра 1030" и проведен вычислительный эксперимент по определению зависимости решения от свободных параметров A, m, n, некоторые результаты которого для взрыва заряда Тэна ($\rho_{вв} = 1500$ кг/м^3; $Q_{вв} = 1400$ кал/г) в граните ($\rho_0 = 2700$ кг/м^3, $C_p = 5100$ м/с, $C_s = 2690$ м/с) представлены на рис.1–3.

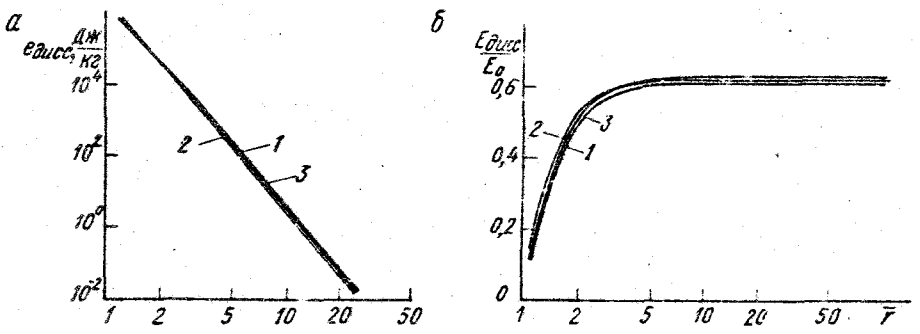


Рис.1. Зависимость удельной (а) и полной (б) энергии диссипации в частицах среды от приведенного расстояния
1 и 2 – расчет с использованием уравнения состояния Ми-Грюнайзена при $m = 5$ (1) и $m = 3$ (2); 3 – расчет с уравнением состояния Тэта при $m = 5$

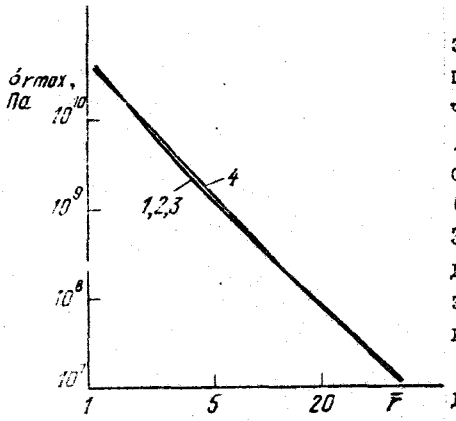


Рис.2. Зависимость максимального радиального напряжения от приведенного расстояния
1-3 - см. обозначения рис.1; 4 - аппроксимация экспериментальных данных [6]

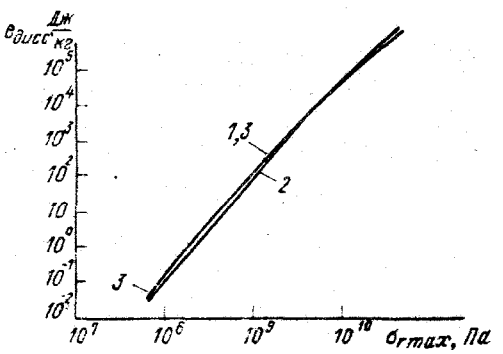


Рис.3. Зависимость удельной энергии диссипации от максимального напряжения в частице
1-3 - см. обозначения рис.1

С увеличением расстояния от центра заряда величина удельной энергии диссипации быстро уменьшается (рис.I,а), так что определяемая ею энергия диссипации $E_{дисс}$ уже на расстояниях $\bar{r}=r/R_{0з} \geq 5 \div 10$ становится практически постоянной (рис.I,б) и составляет примерно 62 % E_0. Это означает, что зона, где происходит диссипация энергии, ограничивается указанным расстоянием и вне ее среду можно считать линейно-упругой.

Результаты расчетов сравнивались с данными работ [I,3], в которых рассматриваются аппроксимационные зависимости максимального радиального напряжения $\sigma_{r_{max}}$ от расстояния до центра сферического заряда при его взрыве в скальных породах (рис.2). Поскольку при $\bar{r} \geq 10$ эффектами диссипации можно пренебречь, в этой области полученное решение должно максимально совпадать с зависимостями $\sigma_{r_{max}}(r)$ [I]. Для выполнения этого условия подбором были определены значения параметров A = 57 ГПа и n = 2, причем в величину A были включены отличия среднего нормального напряжения P от максимального радиального напряжения $\sigma_{r_{max}}$. При этих значениях наблюдается хорошее совпадение результатов расчета $\sigma_{r_{max}}(r)$ и в области диссипации энергии. Полученное для зависимости удельной энергии диссипации от расстояния до центра заряда решение может быть аппроксимировано следующим образом:

$$e_{дисс} = \begin{cases} \rho_0 a_0^2 \dfrac{5{,}46 \cdot 10^{-2}}{\bar{r}^{5{,}6}} & \text{при} \quad \bar{r} \leq 5; \\ \rho_0 a_0^2 \dfrac{3{,}95 \cdot 10^{-2}}{\bar{r}^{5{,}9}} & \text{при} \quad \bar{r} > 5. \end{cases}$$

Отметим также слабую зависимость решения от величины показателя m, входящего в уравнения состояния среды (I) и (2). Использование более простого уравнения состояния Тэта (2), по сравнению с уравнением состояния Ми-Грюнайзена, приводит лишь к несущественным отличиям в решении: стационар-

ное значение $E_{дисс}$ уменьшается примерно на 2%, что объясняется относительно невысоким уровнем нагрузок при взрывах ВВ (рис.3).

Таким образом, предложенный способ построения решения для волны напряжений позволяет учесть диссипацию энергии взрыва, детонационные характеристики ВВ и реальные свойства пород.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Боровиков В.А., Ванягин И.Ф. Техника и технология взрывных работ: Учеб. пособие / Ленинградский горный ин-т. Л., 1985.

2. Вовк А.А. Основы прикладной геодинамики взрыва. Киев: Наукова думка, 1976.

3. К вопросу о распространении волн, обладающих центральной симметрией, в твердых породах / И.Ф.Ванягин, В.М.Гоголев, В.Г.Мыркин, А.Н.Ханукаев // Записки Ленинградского горного ин-та. 1961. Т. 64.

4. Механический эффект подземного взрыва / В.Н.Родионов, В.В.Адушкин, В.Н.Костюченко и др. М.: Недра, 1971.

5. Поведение грунтов под действием импульсных нагрузок / А.А.Вовк, Б.В.Замышляев, Л.С.Евтерев. Киев: Наукова думка, 1984.

6. Ставрогин А.Н., Тарасов Б.Г., Певзнер Е.Д. Влияние скорости деформирования на запредельные характеристики горных пород // ФТПРПИ. 1982. № 5.