

ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УПРУГОЙ ВОЛНЫ, ИЗЛУЧАЕМОЙ ПРИ КАМУФЛЕТНОМ ВЗРЫВЕ

А. А. ЗВЕРЕВ, Е. Е. ЛОВЕЦКИЙ, В. С. ФЕТИСОВ

(Москва)

Одна из особенностей воздействия взрыва на среду — излучение упругих волн взрывным источником. Этот процесс интересен тем, что область воздействия упругих волн на среду существенно превышает размеры зоны разрушений, образующейся при взрыве. Информация о взрыве, переносимая упругими волнами, может быть принята на больших расстояниях от центра взрыва. Носитель информации — упругая волна, спектр которой, как правило, характеризуется некоторой основной частотой. Характерная частота упругого сигнала определяется размерами источника упругих волн R_y : $\omega_0 = c_l/R_y$, где c_l — скорость звука во вмещающей среде. Спектральные характеристики упругой волны содержат информацию о свойствах среды, окружающей заряд [1]. Поэтому представляет интерес вопрос о влиянии параметров среды в окрестности взрыва на частотно-временные характеристики излучаемой волны, а также на сейсмическую эффективность подземного взрыва.

Будем рассматривать взрывной процесс с момента формирования ударной волны. Считаем, что на фронте ударной волны происходит сжатие среды за счет схлопывания пор. Затем среда дробится и за фронтом происходит разрыхление раздробленной среды благодаря эффекту дилатансии [2]. На этой стадии скорость фронта ударной волны или волны разрушения превышает скорость распространения продольных волн сжатия в данной среде. После того как скорость фронта сравнивается со скоростью продольных волн, с фронта волны разрушения начинается излучение упругих волн, которое продолжается и после остановки фронта.

В начальный момент времени от сферической полости радиуса a_0 , заполненной газом, давление которого равно p_0 , отрывается ударная волна. Уплотнение среды на фронте определяется величиной [3]

$$(1) \quad \varepsilon(R) = 1 - \rho_0/\rho(R) = \varepsilon_0(a_0/R)^\lambda,$$

где R — радиус фронта ударной волны; ρ_0 — начальная плотность среды; $\rho(R)$ — плотность на фронте. Задание такой зависимости уплотнения от радиуса фронта моделирует затухание с расстоянием от центра взрыва величины уплотнения среды. Как будет показано ниже, параметр λ существенно влияет на механическое действие взрыва и на амплитуду излучаемой упругой волны.

Зафронтовое движение среды описывается уравнениями движения, непрерывности и дилатансии:

$$(2) \quad \rho \frac{du}{dt} - \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + 2 \frac{\bar{\sigma}_r - \sigma_r}{r};$$

$$(3) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{u}{r} \right) = 0;$$

$$(4) \quad \frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{u}{r} = \Lambda(\rho, \sigma_r) \left| \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right|.$$

Здесь u — массовая скорость среды; ρ — плотность; r — координата; t — время; Λ — скорость дилатансии, которая в последующих расчетах считается постоянной. Связь компонент тензора напряжений σ_r и σ_φ дается соотношением Прандтля

$$(5) \quad \sigma_r - \sigma_\varphi = k + s(\sigma_r + 2\sigma_\varphi),$$

где k и s — параметры.

Условия сохранения массы и импульса на фронте ударной волны запишем как

$$(6) \quad u(R) = \varepsilon(R)\dot{R}, \quad \sigma_r(R) = -\sigma^* - \rho_0\varepsilon(R)\dot{R}^2,$$

где σ^* — прочность среды на раздавливание; точка означает дифференцирование по времени.

Система уравнений (2)–(4) в лагранжевых переменных примет вид

$$(7) \quad \rho_0 r_0^2 r^{\alpha-2} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r_0} \left[r^\alpha \left(\sigma_r(r) + \frac{k}{3s} \right) \right];$$

$$(8) \quad \frac{\partial r}{\partial r_0} = \frac{r_0^2}{r^2} \frac{\rho_0}{\rho};$$

$$(9) \quad \Lambda \frac{\partial}{\partial t} \ln(\rho r^3) + \frac{\partial}{\partial t} \ln \rho = 0,$$

где $\alpha = 6s/(2s + 1)$; $p(r_0, t) = -\sigma_r(r_0, t)$. Интегрируя (7), получим камуфлетное урав-

нение, описывающее распространение волны разрушений и расширение взрывной полости.

Подобное решение справедливо до тех пор, пока скорость фронта \dot{R} превышает скорость распространения продольных возмущений в данной среде c_l . Когда же $\dot{R} < c_l$, перед зоной разрушений образуется сферически-симметричная область упругих деформаций, передний фронт которой распространяется со скоростью c_l . Физические величины в этой области выражаются через потенциал приведенных смещений [4]

$$\varphi(\tau - r) \left(\tau = \frac{t}{t_0} = \frac{t}{a_0} \sqrt{\frac{p_0}{\rho_0}}, r = \frac{r}{a_0} \right):$$

$$(10) \quad \sigma_r^y = -\rho_0 c_l^2 \left[\frac{\varphi''}{r} + 2 \frac{1-2\nu}{1-\nu} \left(\frac{\varphi'}{r^2} + \frac{\varphi}{r^3} \right) \right] - p_h,$$

$$\sigma_\varphi^y = -\rho_0 c_l^2 \left[\frac{\nu}{1-\nu} \frac{\varphi''}{r} - \frac{1-2\nu}{1-\nu} \left(\frac{\varphi'}{r^2} + \frac{\varphi}{r^3} \right) \right] - p_h,$$

$$\rho^y = \rho_0 (1 + \varphi''/r), v^y = c_l \left(\frac{\varphi''}{r} + \frac{\varphi'}{r^2} \right), w^y = a_0 \left(\frac{\varphi'}{r} + \frac{\varphi}{r^2} \right).$$

Здесь индекс y означает, что данная величина относится к упругой зоне; p_h — литостатическое давление; v^y — массовая скорость; w^y — упругие смещения. На границе зоны разрушений и упругой области выполнено условие разрушения среды раздавливанием $\sigma_r^y(\tau - R(\tau)) = -\sigma^*$. Это дает уравнение для потенциала

$$(11) \quad \frac{\varphi''}{R} = \frac{\sigma^* - p_h}{\rho_0 c_l^2} - 2 \frac{1-2\nu}{1-\nu} \left(\frac{\varphi'}{R^2} + \frac{\varphi}{R^3} \right).$$

В дальнейшем все величины, имеющие размерность длины, обезразмериваются величиной a_0 , напряжения нормируются на p_0 , скорости — на $\sqrt{p_0/\rho_0}$, плотность — на ρ_0 . Когда волне разрушений предшествует упругий предвестник, условия на фронте (6) имеют вид

$$(12) \quad u(R) = \dot{R}\varepsilon(R) + (1-\varepsilon)v^y(R), \sigma_r(R) = \sigma_r^y(R) - \rho_0 \varepsilon [\dot{R} - v^y]^2.$$

В этом случае камуфлетное уравнение, полученное путем интегрирования (7) с граничными условиями (12), запишем как

$$(13) \quad A\ddot{R} + B\dot{R}^2 + C\dot{R} = D, \quad A = \varepsilon(R)Y,$$

$$B = \left(\frac{n}{R}\varepsilon(R) + \frac{\partial\varepsilon}{\partial R} \right) Y - nR^n \varepsilon^2 X + \varepsilon \rho^y(R) R^{\varepsilon-n},$$

$$C = v(1-\varepsilon) \left[\frac{n}{R} - \frac{\dot{v}}{v} - \frac{1}{1-\varepsilon} \frac{\partial\varepsilon}{\partial R} \right] Y - 2nR^n v \varepsilon (1-\varepsilon) X - 2v\varepsilon R^{\varepsilon-n},$$

$$D = \frac{k}{3s} (\ddot{R}^\alpha - x^\alpha)/R^n - x^\alpha R^{-n} \sigma_r(x) - \sigma^* R^{\alpha-n},$$

$$X = \int_1^R r_0^2 r^{\alpha-3-2n}(r_0) dr_0, Y = \int_1^R r_0^2 r^{\alpha-2-n}(r_0) dr_0, x = \frac{a}{a_0}, \sigma_r(x) = -p(x).$$

Напряжение на стенке полости $\sigma_r(x)$ находится из условия адиабатичности расширения взрывных газов

$$(14) \quad pV_\Pi^\gamma = \text{const},$$

где p — давление газов; V_Π — объем полости; γ — показатель адиабаты. Совместное численное решение уравнений (11) и (13) дает описание движения упругой волны и волны разрушений.

Остановимся на результатах расчетов. В случае практического использования взрывов представляет интерес энергия взрыва $E_{\text{упр}}$, передаваемая в упругую область.

На рис. 1 кривая 1 дает зависимость от времени величины $\dot{E}_{\text{упр}}/(E_0/t_0)$ (E_0 — энергия взрыва), 2 соответствует зависимости от времени скорости излучения упругой энергии на бесконечность $\dot{e}_{\text{изл}}(\tau)$. В принятых обозначениях

$$(15) \quad \dot{E}_{\text{упр}} = 4\pi R^2 \sigma^* v^y(R).$$

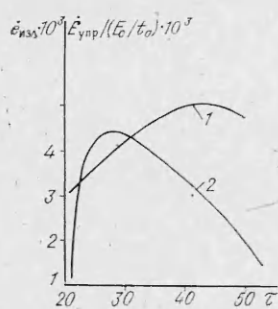


Рис. 1.

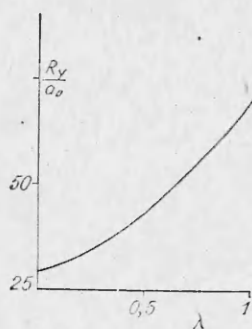


Рис. 2.

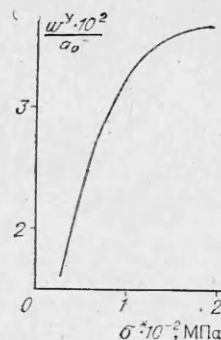


Рис. 3.

Скорость излучения упругой энергии [5]

$$(16) \quad \dot{\epsilon}_{изл} = \frac{d}{d\tau} \left\{ \frac{4\pi\rho_0}{c_l} \int_0^\tau [\dot{\varphi}''(z)]^2 dz \right\}.$$

Из рис. 1 видно, что каждая кривая имеет максимум, правда, эти максимумы соответствуют различным моментам времени. Так как упругая волна излучается с фронта волны разрушения, то с размерами источника упругих волн логично отождествить размеры зоны разрушений в момент, когда достигает своего максимума скорость излучения энергии в упругую область $\dot{E}_{упр}$ или же скорость излучения упругой энергии на бесконечность $\dot{\epsilon}_{изл}$.

По первому критерию радиус излучателя упругих волн R_y равен $42,4a_0$, по второму — $45,7a_0$. Так как максимальный радиус зоны разрушений для данного расчета $46,2a_0$, то видно, что в большинстве случаев можно упругий радиус излучателя принять равным конечному размеру зоны разрушений.

Определим зависимость упругого радиуса сейсмического излучателя от параметров среды. Для выделения влияния того или иного параметра на R_y в соответствующей серии расчетов все остальные параметры сохраняются неизменными. В большинстве расчетов использовались следующие значения физических величин: $p_0 = 0,7 \cdot 10^8$ кПа, $a_0 = 3$ м, $\gamma = 1,4$, $s = 0,1$, $k = -10^4$ кПа, $\rho_T = 2,63$ г/см³ (ρ_T — плотность твердой фазы среды).

В работе исследовалась зависимость радиуса излучателя упругих волн от пористости среды. Пористость — это одна из величин, наиболее существенно влияющих как на размеры источника, так и на величину излучаемой упругой энергии. С возрастанием пористости среды от 1 до 25% радиус излучателя уменьшается с $75a_0$ до $15a_0$, т. е. в 5 раз. Такой результат становится понятным, если учесть, что с увеличением пористости растет энергия, диссипируемая на ударном фронте. Это приводит к уменьшению размеров зоны разрушения и упругого радиуса. Эффект наиболее существен для низких значений пористости (от 1 до 5%).

В данных расчетах считалось, что уплотнение на фронте волны разрушений $\epsilon(R)$ постоянно, т. е. параметр λ в формуле (1) равен нулю. Если $\lambda > 0$, уплотнение на фронте убывает с расстоянием от центра взрыва по степенному закону (1). Характер зависимости $R_y(\lambda)$ (рис. 2) объясняется аналогично зависимости $R_y(m_0)$. Когда уплотнение на фронте волны разрушений убывает с радиусом, существенно уменьшается суммарный объем схлопнувшихся пор. При этом энергия, диссипируемая на их схлопывание, резко уменьшается, что приводит к увеличению размеров упругого источника и уменьшению характерной частоты сейсмического сигнала. В этом смысле взрыв в пористой среде эквивалентен взрыву в низкопористой среде с постоянным уплотнением на фронте ударной волны.

Из формул (10) и (11) видно, что потенциал приведенных смещений $\varphi(\xi)$ и его производные пропорциональны прочности среды на раздавливание σ^* . Из этого следует, что величины напряжений, скоростей, смещений и плотности в упругой волне также пропорциональны σ^* . На рис. 3 дан график зависимости от прочности упругих смещений на границе зоны разрушений, вычисленных на момент остановки полости и фронта волны разрушений. С ростом прочности среды упругие смещения резко увеличиваются.

Иначе влияет прочность среды на размеры излучателя упругих волн. С ростом прочности возрастает сопротивляемость среды ударному разрушению. В результате при этом уменьшаются размеры зоны разрушений и, следовательно, радиус упругого источника. Зависимость $R_y(\sigma^*)$ показана на рис. 4. С возрастанием σ^* от $0,3 \cdot 10^2$ до $1,5 \cdot 10^2$ МПа величина упругого радиуса уменьшается в 1,5 раза. В расчетах принималось $m_0 = 0,05$, $\lambda = 1$, $\Lambda = 0,07$, $\rho_0 = 2,5$ г/см³. Эта особенность зависимости упругого радиуса излучателя от прочности среды проявляется и в изменении спектраль-

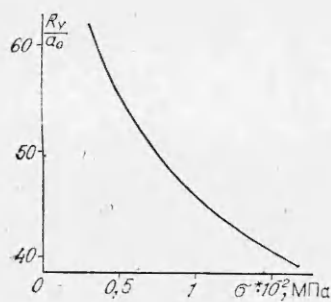


Рис. 4.

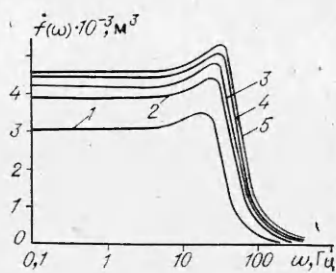


Рис. 5.

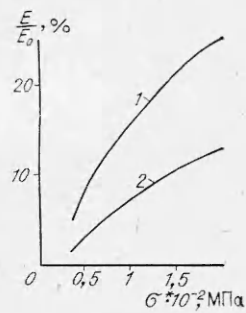


Рис. 6.

ных характеристик источника. В качестве таковой выбирается фурье-образ потенциала приведенных скоростей $\varphi'(\omega)$. Через $\varphi'(\omega)$ может быть определен спектральный состав любой физической величины в упругой волне. В целях нахождения $\varphi'(\omega)$ решалась задача о взрыве с излучением упругой волны. После остановки фронта волны разрушений строилось решение задачи Шарпа [6] об излучении волн нагруженной сферой, на которой задано постоянное давление $p = -\sigma^*$:

$$\varphi(\xi) = R_m^3 \frac{\sigma^*}{\rho_0 c_l^2} \left[1 - (C_1 \sin \tilde{\omega} \xi + C_2 \cos \tilde{\omega} \xi) e^{-\frac{c_l}{2R_m \tilde{\omega} \xi}} \right].$$

Здесь R_m — максимальный радиус зоны разрушений; $\tilde{\omega} = \frac{\sqrt{1-2\nu}}{1-\nu} \frac{c_l}{R_m}$; C_1, C_2 — постоянные. После проведения фурье-преобразования найденных потенциалов получены кривые 1—5 (рис. 5), соответствующие прочности среды $\sigma^* = 30; 70; 110; 150; 190$ МПа. Видно, что с ростом прочности максимум спектра смещается в сторону более высоких частот и соответствует приблизительно частоте $\tilde{\omega} = \frac{\sqrt{1-2\nu}}{1-\nu} \frac{c_l}{R_m}$, близкой к характерной частоте задачи $\omega_0 = c_l/R_m$. С увеличением прочности R_m уменьшается (см. рис. 4), это приводит к возрастанию характерной частоты упругого сигнала. Амплитуда $\varphi'(\omega)$ пропорциональна $R_m^3 \frac{\sigma^*}{\rho_0 c_l^2}$. Несмотря на то что в соответствии с рис. 4 величина R_m уменьшается с прочностью, рост σ^* превалирует над уменьшением $R_m^3(\sigma^*)$. В результате спектральная амплитуда потенциала приведенных скоростей $R_m^3 \frac{\sigma^*}{\rho_0 c_l^2}$ увеличивается с ростом прочности среды для всех значений σ^* . Амплитуда потенциала упругих смещений уменьшается с увеличением пористости среды, так как оно приводит к резкому уменьшению амплитуды ударной волны, а следовательно, и амплитуды порождаемой ею упругой волны.

Как известно из эксперимента [7, 8], на определенной стадии взрыва возможен прорыв газов из взрывной полости в поровое пространство среды, разрушенной ударной волной. Очевидно, что это явление должно приводить к уменьшению механического действия взрыва. В данной работе аналогично [3] проведена мажорантная оценка влияния выхода газов из полости на взрывной процесс. Иными словами, считалось, что на стадии расширения полости газы мгновенно заполняют весь объем пор и трещин в зоне разрушений. Изменение прочности среды при заполнении пор газом не учитывалось. Условие расширения взрывных газов (14) теперь преобразуется к виду

$$(17) \quad p(V_{\Pi} + V')^{\gamma} = \text{const},$$

где V' — полный объем пор в зоне разрушений. Он складывается из объема пор среды, поджатых на фронте ударной волны, и из пустот, возникших в результате дилатационного разрыхления среды. Вычисления показывают, что этот объем, нормированный на начальный объем взрывной полости, $V'(\tau) = m_0(R^3(\tau) - 1) - (x^3(\tau) - 1)$. Из расчетов, проведенных с граничным условием на стенках полости вида (17), видно, что учет прорыва газов из полости приводит к существенному уменьшению размеров упругого излучателя. Для пористости среды порядка 15% упругий радиус уменьшается в 2 раза, для $m_0 = 2\%$ — в 2,8 раза, что объясняется более существенным расширением полости и падением давления газов при взрыве в высокопористой среде. В этом случае изменение давления в полости слабее влияет на развитие взрыва. Кроме того, учет выхода газов из полости приводит к значительному уменьшению энергии упругой волны и упругой энергии, излучаемой на бесконечность. Однако для реальных подземных взрывов прорыв газов может иметь место только на конечной стадии взрыва,

газы заполняют часть объема порового пространства, так что эти цифры на самом деле несколько ниже. Для взрывов малой мощности учет сообщения взрывной полости с поровым пространством немаловажен.

Полная упругая энергия и энергия, излучаемая на бесконечность, определялись интегрированием по времени величин, задаваемых формулами (15) и (16). На рис. 6 показаны зависимости $E_{\text{упр}}(\sigma^*)$ (кривая 1) и $\epsilon_{\text{изл}}(\sigma^*)$ (кривая 2). Обе величины выражены в процентах к полной энергии взрыва, т. е. кривая 2 соответствует сейсмической эффективности упругого источника. Когда $\sigma^* = 30$ МПа, излучаемая упругая энергия составляет 32% полной энергии упругой волны. С ростом σ^* она увеличивается, и при $\sigma^* = 190$ МПа на бесконечность излучается 52,5% упругой энергии.

Таким образом, размеры излучателя упругих волн совпадают с максимальным радиусом области разрушений. Эта величина определяет характерную частоту упругой волны на таких расстояниях от центра взрыва, где еще не сказывается изменение спектрального состава вследствие затухания волны. Наиболее существенно характерная частота упругого сигнала зависит от прочности и начальной пористости среды. Кроме того, сильно влияет на размеры сейсмического излучателя характер уплотнения среды на фронте ударной волны. Энергия упругой волны, а также упругая энергия, излучаемая на бесконечность, определяются прежде всего пористостью и прочностью среды на раздавливание. Для более точной оценки излучаемой упругой энергии необходимо учитывать выход взрывных газов из полости на стадии ее расширения.

Авторы выражают благодарность В. К. Сироткину за полезные замечания и обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мюллер Р. А., Мерфи Дж. Р. Сейсмические характеристики подземных ядерных взрывов. Ч. 1. Расчет сейсмического спектра.— В кн.: Подводные и подземные взрывы. М.: Мир, 1974.
2. Николаевский В. И. О связи объемных и сдвиговых деформаций и об ударных волнах в мягких грунтах.— ДАН СССР, 1967, т. 177, № 3.
3. Зверев А. А., Фетисов В. С. Расширение газовой полости в переменнo-уплотняющейся дилатирующей среде.— ПМТФ, 1982, № 4.
4. Дуниин С. З., Нагорнов О. В. Излучение упругих волн при камуфлетном взрыве.— ПМТФ, 1982, № 2.
5. Коган С. Я. Сейсмическая энергия и методы ее определения. М.: Наука, 1975.
6. Механический эффект подземного взрыва/Под ред. М. А. Садовского. М.: Недра, 1971.
7. Губкин К. Е., Кузнецов В. М., Шацкевич А. Ф. О тепломассообмене при взрыве в твердых телах.— ПМТФ, 1978, № 6.
8. Кузнецов В. М., Смирнов А. Г., Шацкевич А. Ф. О механизме отгона воды из ближней зоны при взрыве в водонасыщенных грунтах.— ФТПРПИ, 1982, № 1.

Поступила 5/XII 1984 г.

УДК 622.235 + 622.236.4 + 532.5

О ПРОБИВАНИИ ПРЕГРАДЫ ВЗРЫВОМ В ИМПУЛЬСНО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ПОСТАНОВКЕ

А. В. РУБИНОВСКИЙ

(Устинов)

Для исследования действия взрыва в твердых телах в последнее время применяют импульсную постановку задач гидродинамики (см., например, [1]), считая, что под действием взрыва среда ведет себя как идеальная несжимаемая жидкость.

Существует несколько моделей действия взрыва, в которых используется импульсная постановка. Одна из них — модель взрыва на выброс в грунте [2]; в ней принимается, что при взрыве движется весь грунт, а граница воронки выброса на свободной поверхности определяется из условия равенства на ней скорости некоторой величины v_0 , которую называют критической скоростью. В рамках этой модели О. Е. Власов рассмотрел ряд задач о взрыве на выброс в грунте и пробивании преграды. М. А. Лаврентьев [3] предложил считать, что среда, испытывающая взрывную нагрузку, движется не везде, а только там, где скорости частиц больше v_0 . Там, где скорости меньше v_0 , среда считается твердым телом, а граница раздела — линией тока, на которой $v = v_0$. Такая модель позволяет определить не только ширину воронки выброса, но и всю ее границу. Величина v_0 характеризует прочностные свойства среды. Вопрос об определении v_0 рассматривался в [4, 5]. Модель О. Е. Власова впоследствии получила название жидкостной модели (ЖМ), а модель М. А. Лаврентьева — твердожидкостной модели (ТЖМ).

В [6] в рамках ТЖМ поставлена и решена плоская задача о пробивании тонкой преграды поверхностным шнуровым зарядом (ШЗ) постоянной толщины. В дальнейшем решены и другие интересные задачи о пробивании преград (см., например, [7—9]). Однако до сих пор по задачам пробивания не проводилось сравнения результа-