

УДК 539.37

ВОПРОСЫ ПОДОБИЯ ВОЛН В ПОРИСТЫХ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СРЕДАХ

ГРИГОРЯН С. С., КРЫМСКИЙ А. В., ЛЯХОВ Г. М.

Грунты, горные породы, лед, снег и другие пористые многокомпонентные среды обладают вязкими свойствами, что должно приводить к нарушению подобия при распространении волн.

В публикуемой работе на основе модели твердой пористой многокомпонентной среды [1], учитывающей объемную вязкость, исследуются величины отклонения от подобия параметров сферической взрывной волны в грунте. На ЭВМ проведено решение задачи при изменении массы заряда взрывчатого вещества на девять порядков. Показано, что при этом на расстояниях, не превышающих три-четыре радиуса r_0 заряда, подобие практически соблюдается. На расстоянии $10r_0$ основные параметры (максимальное напряжение и максимальная скорость частиц) отличаются в 1,8–2 раза. С удалением от места взрыва отклонение от подобия увеличивается.

Расчеты показывают, что при увеличении массы заряда монотонное возрастание или убывание максимальных значений напряжения и скорости частиц на подобных расстояниях не наблюдается. С возрастанием массы заряда значения этих величин сначала уменьшаются, а затем растут. При изменении массы заряда на два-три порядка различия значений основных параметров волны на подобных расстояниях $\sim 10r_0$ могут достигать 30–50%, что близко к разбросу, связанному с естественной неоднородностью грунта.

1. Неводонасыщенный грунт в соответствии с моделью [1] рассматривается как твердая пористая трехкомпонентная среда, содержащая свободное поровое пространство, заполненное воздухом, воду и минеральные зерна, образующие скелет. Объемная деформация среды ϵ складывается из деформации свободного порового пространства ϵ_1 , возникающей за счет переукладки твердых и жидких частиц, и деформаций ϵ_2 и ϵ_3 материала жидкого и твердого компонентов $\epsilon = \alpha_1 \epsilon_1 + \alpha_2 \epsilon_2 + \alpha_3 \epsilon_3$, $\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1$, где α_1 , α_2 , α_3 — объем свободного порового пространства, воды и твердого компонента в единице объема среды.

Деформация свободного порового пространства, связанная с переукладкой твердых и жидких частиц при нагрузке, протекает не мгновенно, а в малое, но конечное время. Это приводит к различию предельных диаграмм объемного сжатия среды — статической при $\epsilon \rightarrow 0$, $\sigma \rightarrow 0$ и динамической при $\epsilon \rightarrow \infty$ и $\sigma \rightarrow \infty$ и обуславливает вязкость среды.

Состояние среды при нагрузке постепенно переходит с динамической на статическую диаграмму сжатия. Интенсивность перехода определяется коэффициентом объемной вязкости η . Уравнения объемного статического сжатия компонентов приняты в виде уравнений Тета $p - p_0 = f_{s_i}(\epsilon_i) = = k_i [(\epsilon_i + 1)^{-\tau_i} - 1] / \gamma_i$ ($i = 1, 2, 3$).

Уравнения объемного динамического сжатия материала жидкого и твердого компонентов — такие же. Уравнение объемного динамического сжатия свободного порового пространства иное: $p - p_0 = f_{D_1}(\epsilon_1) = f_{s_1}(\epsilon_1) + k\epsilon_1$ ($k < 0$), где k_i — модули объемного статического сжатия компонентов при $p - p_0 \rightarrow 0$.

Сжимаемость свободного порового пространства существенно меньше сжимаемости заключенного в нем воздуха. В рассматриваемой модели она

определяется сцеплением и трением между твердыми частицами грунта при переукладке, а не только сжимаемостью воздуха.

При сделанных предположениях уравнение объемного сжатия среды имеет вид

$$\varepsilon = \frac{V}{V_0} = \varphi(p, V) p^{-1} - \frac{\alpha_1 \lambda(p, V) \psi(p, V)}{\eta} \quad (1.1)$$

$$\varepsilon = \frac{V - V_0}{V_0}, \quad \varphi(p, V) = \alpha_1 \left(\frac{df_{D1}}{d\varepsilon_1} \right) - \sum_{i=2}^3 \frac{\alpha_i}{k_i} \left[\frac{\gamma_i(p - p_0)}{k_i} + 1 \right]^{-\alpha_i}$$

$$\lambda(p, V) = \frac{df_{S1}}{d\varepsilon_1} \left(\frac{df_{D1}}{d\varepsilon_1} \right)^{-1}, \quad \psi(p, V) = p - p_0 - f_{S1}(\varepsilon_1)$$

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{\alpha_1} \left\{ \frac{V}{V_0} - \sum_{i=2}^3 \alpha_i \left[\frac{\gamma_i(p - p_0)}{k_i} + 1 \right]^{-\alpha_i} \right\} - 1, \quad \alpha_i = \frac{1 + \gamma_i}{\gamma_i}, \quad \nu_i = \frac{1}{\gamma_i}$$

Уравнения разгрузки жидкого и твердого компонентов совпадают с уравнениями нагрузки. Разгрузка свободного порового пространства происходит по другому уравнению. Расчеты проведены при линейной аппроксимации уравнения статической разгрузки свободного порового пространства. При максимальных деформациях $|\varepsilon_1| > |\varepsilon_{im}|$ уравнения разгрузки и нагрузки одинаковые. При меньших ε_1 линия статической разгрузки принимается параллельной касательной к кривой статического сжатия в точке $\varepsilon = \varepsilon_{im}$. Уравнение объемной разгрузки среды при этих предположениях имеет вид (1.1), где

$$\varphi(p, V) = \alpha_1 (k - k_R)^{-1} - \sum_{i=2}^3 \frac{\alpha_i}{k_i} \left[\frac{\gamma_i(p - p_0)}{k_i} + 1 \right]^{-\alpha_i}$$

$$\lambda(p, V) = k / (k - k_R) \quad \psi(p, V) = p - p_0 - f_R(\varepsilon_1)$$

$$f_R(\varepsilon_1) = k_R \{ \varepsilon_1 - [\gamma_1(p_m - p_0) / k_1 + 1]^{-\nu_1} - (p_m - p_0) / k_R + 1 \}$$

Величина p_m определяется из условия $1 + \varepsilon_{im} = [\gamma_1(p_m - p_0) / k_1 + 1]^{-\nu_1}$. Принято условие пластичности Мизеса — Шлейхера. При этом учтено, что коэффициент бокового давления $k_\tau = \sigma_0 / \sigma_r$ с возрастанием напряжения растет от значения $k_{\tau 0}$ при $p - p_0 \rightarrow 0$ до единицы при $p - p_0 \rightarrow \infty$. В соответствии с этим условие пластичности имеет вид

$$S_r = \frac{k^*(p - p_0)}{1 + k^*(p - p_0) / (p^* - p_0)}, \quad S_r = \sigma_r + p - p_0 \quad (1.2)$$

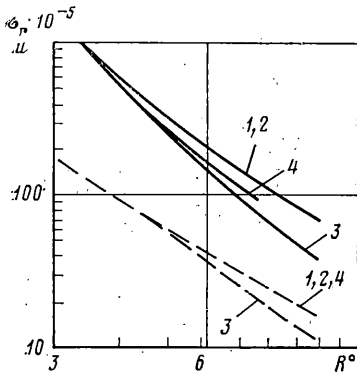
При $p - p_0 \rightarrow 0$, $p - p_0 = p^* - p_0$ и $p - p_0 \rightarrow \infty$ коэффициент k_τ равен $0,5(2 - k^*) / (k^* + 1)$, $0,5(2 + k^*) / (2k^* + 1)$ и единице соответственно. Зная из опыта зависимость $k_\tau = k_\tau(p - p_0)$ по величине $k_{\tau 0}$ при $p - p_0 \rightarrow 0$, найдем k^* . Величина $p^* - p_0$ определяется из условия, что при этом давлении $0,5(2 + k^*) / (2k^* + 1) = k_{\tau 0}$.

Изэнтропическое уравнение состояния продуктов детонации берется в виде [1-3]:

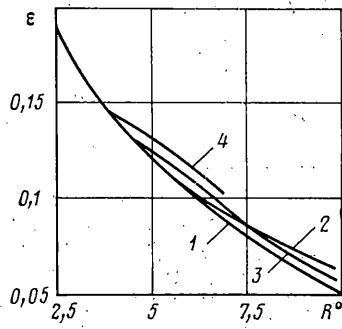
$$p = A \rho^{\gamma_a} + B \rho^{\gamma_b} \quad (1.3)$$

Принята схема мгновенной волновой детонации [1]. Уравнения движения в переменных Эйлера в случае сферической симметрии будут

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u\rho}{r} &= 0 \\ \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} - \frac{2(\sigma_r - \sigma_0)}{r} &= 0 \end{aligned} \quad (1.4)$$



Фиг. 1



Фиг. 2

Решение задачи сводится к интегрированию уравнений движения (1.4), замыкаемых уравнениями модели среды (1.1) и (1.2) и изэнтропическим уравнением состояния продуктов детонации (1.3).

Начальные условия: $u=0$, $p=p_n$, $\rho=\rho_n$ при $0 \leq r \leq r_0$, $\rho=\rho_0$, $u=0$, $p-p_0=0$ при $r_0 < r$, где r_0 — радиус заряда, u — скорость частиц, ρ — плотность.

2. Принятые в расчетах характеристики среды соответствуют песчаному грунту средней плотности и влажности [1, 4]: $\alpha_1=0,28$, $\alpha_2=0,2$, $\alpha_3=0,52$, $\rho_0=1540$ кг/м³, $k_1=30 \cdot 10^5$ Н/м², $k=150 \cdot 10^5$ Н/м², $k_R=100$ Н/м², $\epsilon_{1m}=-0,15$, $\gamma_1=6$, $\gamma_2=7$, $\gamma_3=5$, $k_2=-22 \cdot 500 \cdot 10^5$ Н/м², $k_3=66 \cdot 000 \cdot 10^5$ Н/м², $\eta=2000$ Нс/м², $k_{r0}=0,38$.

Расчеты проведены для тротила: $\rho_n=1600$ кг/м³, $Q=1000$ кал/кг, $\gamma_a=3,12$, $\gamma_b=-1,25$, $A=0,88$ (Н/м²)/(кг/м³)^{1/2}, $B=0,62 \cdot 10^5$ (Н/м²)/(кг/м³)^{1/2}.

Решение задачи выполнено на ЭВМ при четырех значениях радиуса заряда взрывчатого вещества, равных 0,001; 0,01; 0,1 и 1 м. Введено безразмерное расстояние $R^0=r/r_0$ и размерное время t/r_0 (с/м).

Используется лагранжева схема счета с искусственной вязкостью [5]. При этом соотношения на скачке учитываются неявно. Это приводит к искусственному размыванию волны — превращению ее из ударной в непрерывную волну сжатия. Расчет с повышенной точностью позволяет отличать искусственное размывание от естественного, следующего из вязких свойств среды, учитываемых моделью.

На фиг. 1 представлена сплошными линиями 1–4 зависимость максимального радиального напряжения σ_r и штриховыми линиями 1–4 — зависимость максимальной скорости частиц u взрывной волны от безразмерного расстояния R^0 . В обоих случаях графики 1–4 относятся к зарядам взрывчатого вещества радиусом 0,001; 0,01; 0,1 и 1 м соответственно.

Сопоставление показывает, что на малых расстояниях от места взрыва $R^0 < 4-5$ все графики практически совпадают. На больших расстояниях значения максимального напряжения с увеличением радиуса заряда сначала убывают, а затем возрастают, т. е. монотонное возрастание или убывание напряжения σ_r не происходит. Величина возрастания меньше, чем убывания. На расстоянии $R^0=10$ при возрастании радиуса r_0 на три порядка значения σ_r уменьшаются примерно в 1,6 раза, а при изменении на два порядка — в 1,8 раза.

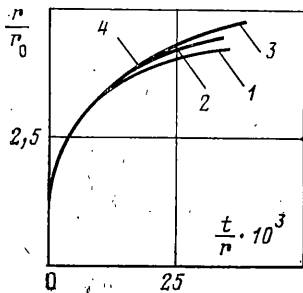
Скорость частиц u на малых расстояниях R^0 при всех значениях радиуса r_0 одинакова. На больших расстояниях с увеличением r_0 скорость частиц сначала убывает, а потом возрастает. Величина возрастания практически равна величине убывания — при наименьшем и наибольшем радиусах заряда скорость частиц на подобных расстояниях практически одинакова.

На расстоянии $R^0=10$ при увеличении радиуса заряда на два порядка, когда различия скорости наибольшие, ее значение меняется примерно в 1,6 раза. При максимальном и минимальном значениях радиуса скорости практически совпадают.

На фиг. 2 представлена зависимость максимальных значений объемной деформации ϵ от безразмерного расстояния R^0 . Как и в случае напряжения и скорости частиц, на малых расстояниях деформация при всех значениях радиуса заряда одинакова. На больших наблюдается увеличение ϵ с ростом радиуса r_0 . Однако это возрастание происходит немонотонно — линии $\epsilon(R^0)$ при разных значениях r_0 на некоторых расстояниях пересекаются. При $R^0=10$ возможное изменение деформации составляет около 40%.

Графики развития во времени безразмерного радиуса r_p/r_0 камуфлетной полости (камеры), возникающей при взрыве заряда, даны на фиг. 3 (r_p — размерный

радиус полости, t — размерное время). Кривые 1–4 относятся к зарядам радиусом 0,001; 0,01; 0,1 и 1 м соответственно. Сначала расширение камуфлетной полости протекает подобно — в одинаковые моменты времени t/r_0 значения радиуса r_p/r_0 совпадают. В дальнейшем возникает отклонение от подобия. С увеличением радиуса заряда r_0 сначала значение r_p/r_0 возрастает, а затем незначительно убывает. Предельные значения радиуса полости достигаются практически за t/r_0 , равные $60-80 \cdot 10^{-3}$ с/м, и составляют примерно 5–6 радиусов заряда.



Фиг. 3

В процессе распространения взрывная волна размывается, превращаясь из ударной в непрерывную волну сжатия. Состояние среды на ударном фронте соответствует предельной динамической диаграмме сжатия. По мере размывания длительность нарастания напряжения до максимума растет, режим нагружения приближается к статическому. Проведенные расчеты позволяют проследить переход состояния с динамической на статическую диаграмму.

На фиг. 4 и 5 кривые D и S определяют предельные диаграммы динамического и статического объемного сжатия среды. Остальные кривые $p=p(V)$ соответствуют диаграммам сжатия и разгрузки, реализуемым в частях среды при прохождении взрывной волны. На фиг. 4 кривые 1–4 относятся к заряду радиусом $r_0=0,001$ м и расстояниям R^0 от центра взрыва, равным 4,27; 5,0; 7,0; 10,0. Кривые 1–4 на той же фигуре соответствуют заряду радиусом $r_0=1$ м и тем же безразмерным расстоянием R^0 . На фиг. 5 кривые 1–4 соответствуют заряду радиусом $r_0=0,1$ м и тем же расстояниям R^0 .

Состояние среды, определяемое кривыми $p(V)$, при прохождении волны во всех случаях постепенно приближается от динамической к статической диаграмме сжатия. Однако интенсивность перехода существенно зависит от длины волны, определяемой радиусом заряда. При наименьшем радиусе $r_0=0,001$ м вследствие малой длительности волны не успевает далеко отойти от динамической диаграммы. Кривые сжатия и разгрузки $p_i(V)$ на всех расстояниях лежат вблизи динамической диаграммы. Максимальные давления и максимальные деформации достигаются одновременно.

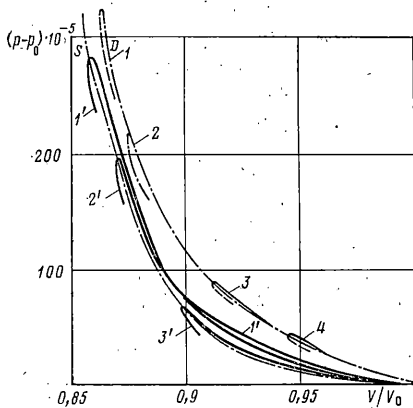
При большем радиусе заряда $r_0=0,1$ м, а следовательно, и большей длительности волны кривые сжатия и разгрузки частиц на тех же расстояниях R^0 существенно дальше отходят от предельной динамической диаграммы сжатия и ближе подходят к предельной статической диаграмме. С удалением от места взрыва процесс приближения этих кривых к статической диаграмме продолжается. Кривые $p(V)$ на всех расстояниях R^0 пересекают диаграмму статического сжатия и переходят в область меньших давлений. Различие между предельными диаграммами сжатия и разгрузки среды приводит к сохранению остаточных деформаций — кривые $p(V)$ не приходят в точку $p-p_0=0$, $V=V_0$, а пересекают ось абсцисс при конечном значении деформации.

При наибольшем радиусе заряда ($r_0=1$ м), т. е. при наибольшей длине волны, приближение кривых $p(V)$ к статической диаграмме наиболее. С удалением от места взрыва кривые $p(V)$ все ближе подходят к статической диаграмме. На достаточном удалении кривые $p(V)$ при нагрузке практически совпадают со статической диаграммой.

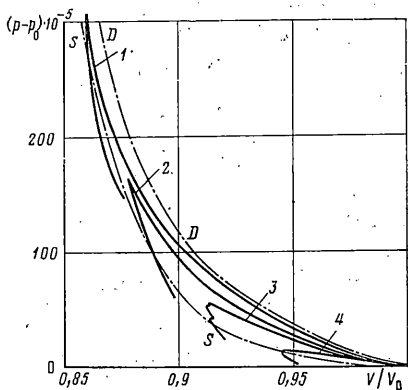
Процесс смещения кривых сжатия и разгрузки частиц от динамической к статической диаграмме при сферическом камуфлетном взрыве в грунте экспериментально исследован в [4]. Показано, что при взрыве заряда массой 0,2 кг при $\sigma_r \sim 10 \cdot 10^5$ Н/м² волна размыта, кривые $p(V)$ лежат между динамической и статической диаграммами и с удалением от места взрыва приближаются к статической диаграмме и пересекают ее.

Потери энергии в частицах вязкой баротропной среды при прохождении взрывной волны определяются площадью фигуры в плоскости p, V , ограниченной кривой сжатия и разгрузки $p(V)$ и осью $p-p_0=0$. Эти потери включают: потери на ударном фронте, потери, связанные с различием предельных диаграмм объемного сжатия среды, и потери, обусловленные различием предельных диаграмм сжатия и разгрузки. Вследствие размывания волны, превращения ее из ударной в непрерывную волну сжатия доли каждого из этих механизмов потерь в процессе распространения волны меняются. Сам процесс размывания зависит от длительности волны, определяемой массой заряда взрывчатого вещества. Поэтому интенсивность угасания волн зависит не только от максимального давления, но и от массы заряда. В упругоэластических средах потери энергии в частице зависят от максимального давления и не зависят от длительности волны.

На рассмотренных расстояниях при минимальном и максимальном радиусах заряда площадь фигур, ограниченных кривыми сжатия и разгрузки частиц, меньше, чем при промежуточном значении $r_0=0,1$ м. В соответствии с этим меньшим оказывается и затухание волны (максимального напряжения и максимальной скорости частиц), как это видно из фиг. 4.



Фиг. 4



Фиг. 5

Возможное возрастание, а затем убывание максимальных значений напряжения и скорости частиц на подобных расстояниях при возрастании массы заряда связано с характером перехода кривых сжатия частиц от динамической к статической диаграмме объемного сжатия. Аналогично протекает переход состояния с динамической на статическую диаграмму и в жидких средах с объемной вязкостью [6].

Таким образом, вязкие свойства среды, учитываемые моделью [1], приводят к нарушению подобия при распространении взрывных волн. При изменении массы заряда на девять порядков максимальные значения напряжения и скорости частиц на одинаковом безразмерном расстоянии $R^0=10$ могут отличаться в 1,8–2 раза, а объемной деформации – на 30–40%.

При проведении опытов с зарядами большой массы трудно обеспечить постоянство свойств грунта на всем протяжении распространения волны. При малой массе становятся заметными искажения записей, связанные с конечной массой и размерами датчиков. В соответствии с этим в экспериментах масса заряда варьируется в пределах 2–3 порядков. Проведенные решения показывают, что в этом интервале изменения массы различия максимальных значений напряжения, скорости частиц и объемной деформации на подобных расстояниях могут составлять 30–50%, что близко к разбросу, связанному с естественной неоднородностью грунта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ляхов Г. М. Волны в грунтах и пористых многокомпонентных средах. М.: Наука, 1982. 286 с.
2. Каширский А. В., Орленко Л. П., Охитин В. Н. Влияние уравнения состояния на разлет продуктов детонации. – ПМТФ, 1973, № 2, с. 165–170.
3. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Чельшев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М.: Наука, 1975. 704 с.
4. Григорян С. С., Ляхов Г. М., Паршук П. А. Сферические взрывные волны в грунтах по измерениям напряжений и деформаций. – ПМТФ, 1977, № 1, с. 142–146.
5. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений. – В кн.: Вычислительные методы в гидромеханике. М.: Мир, 1967, с. 212–263.
6. Ляхов Г. М., Охитин В. Н. Сферические взрывные волны в средах с объемной вязкостью. – ПМТФ, 1977, № 6, с. 126–137.

Москва

Поступила в редакцию
3.VII.1984