

считать «тангенс угла боковой разгрузки» $\operatorname{tg} \alpha = \sqrt{\left(\frac{c}{D}\right)^2 - \left(\frac{D-u}{D}\right)^2}$ [7],

то полученная величина составит 0,9—1,0, что значительно превышает известные значения (0,7) для ряда металлов [7] и NaCl [8] и в то же время хорошо согласуется с аналогичными величинами, полученными для парафина, полиэтилена, плексигласа и фторопласта-4 [8]. По-видимому, столь высокие скорости распространения волн разрежения и соответственно этому высокие значения $\operatorname{tg} \alpha$ являются характерными для полимерных материалов.

Поступила 5 X 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.
2. Калашников Н. Г., Кулешова Л. В., Павловский М. Н. Ударное сжатие политетрафторэтилена до давлений $\sim 1,7$ Мбар.— ПМТФ, 1972, № 4, с. 187.
3. Кулешова Л. В. Электропроводность нитрида бора, хлористого калия и фторопласта-4 за фронтом ударных волн.— ФТТ, 1969, т. 11, вып. 5, с. 1085.
4. Маслов Н. Г. Зависимость теплоемкости алкилциклоалканов от температуры и длины линейной углеродной цепочки.— «Докл. АН СССР», 1952, т. 86, с. 767.
5. Зельдович Я. Б., Кормер С. Б., Синицын М. В., Курянин А. И. Температура и теплоемкость плексигласа, сжатого ударной волной.— «Докл. АН СССР», 1958, т. 122, с. 48.
6. Симаков Г. В., Павловский М. Н., Калашников Н. Г., Трунин Р. Ф. Ударная сжимаемость двенадцати минералов.— «Изв. АН СССР. Физика Земли», 1974, № 8, с. 11.
7. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Бражник М. И., Владимиров Л. А., Сперанская М. И., Фунтиков А. И. Изэнтропическая сжимаемость алюминия, меди, свинца и железа при высоких давлениях.— ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 4, с. 1061.
8. Павловский М. Н. Измерения скорости звука в ударно-сжатых кварците, доломите, ангидрите, хлористом натрия, парафине, плексигласе, полиэтилене и фторопласте-4.— ПМТФ, 1976, № 5, с. 136.

УДК 624.131+532.529

ПЛОСКИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ В СРЕДАХ С ОБЪЕМНОЙ ВЯЗКОСТЬЮ

Г. М. Ляхов, В. Н. Охитин

(Москва)

Распространение плоских волн в средах с объемной вязкостью при линейных диаграммах динамического и статического сжатия рассматривалось в работах [1—3]. При большом перепаде давления следует учитывать нелинейность этих диаграмм, а в случае сферических волн в твердых средах — условие пластичности. Для грунтов и горных пород предложено условие пластичности Мизеса—Шлейхера [4]. В многокомпонентных средах (водонасыщенные грунты, вода с пузырьками газа и др.) сферические взрывные волны рассчитывались без учета вязкости при нелинейной диаграмме сжатия [5], а плоские волны — с учетом вязкости, но для случая ударной стационарной нагрузки [6].

Ниже методом характеристик получено решение задачи о распространении плоской волны, создаваемой ударной нестационарной нагрузкой в среде с объемной вязкостью при нелинейных диаграммах динамического (ударного) и статического (соответствующего равновесному состоянию) сжатия. Для счета на ЭВМ

выбрана модель многокомпонентной среды [3]. Одновременно расчеты проведены для той же среды без вязкости, с диаграммой сжатия, соответствующей статическому сжатию.

При изучении волн в вязких средах применяются также другие модели [7—14]. В уравнения среды [7] включены упруговязкие члены, соответствующие модели Максвелла. В [8] вязкостный член введен в условие пластичности Мизеса—Шлейхера. В [9] среда при одноосном напряженном состоянии подчиняется модели Кельвина — Фойгта, в сложном напряженном состоянии — не сжимаема, условие пластичности зависит от скорости деформации. В [10] учитывается влияние скорости деформирования на сжимаемость, рекомендуется условие пластичности Мизеса—Шлейхера. В [11] применена модель Максвелла при коэффициенте вязкости, зависящем от температуры. Согласно [12], связь между девиаторами напряжений и деформаций вязкоупругая. В [13] к грунту применена модель Кельвина — Фойгта. В соответствии с [14] при всестороннем сжатии среда упругая, а при сдвиге проявляет вязкие свойства.

1. В соответствии с моделью [3] в трехкомпонентной среде при атмосферном давлении p_0 содержание по объему газообразного, жидкого и твердого компонентов $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, их удельный объем V_{10}, V_{20}, V_{30} , плотность $\rho_{10}, \rho_{20}, \rho_{30}$, скорость звука в каждом из них c_{10}, c_{20}, c_{30} , плотность среды ρ_0 , удельный объем V_0 ; при давлении p — $V_1, V_2, V_3, \rho_1, \rho_2, \rho_3, c_1, c_2, c_3$ соответственно; ρ — плотность среды, V — удельный объем

$$\rho_0 = \alpha_1 \rho_{10} + \alpha_2 \rho_{20} + \alpha_3 \rho_{30}, \quad \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1.$$

Принимается, что в свободном состоянии для всех компонентов имеют место уравнения

$$(1.1) \quad p = p_0 + \frac{\rho_{i0} c_{i0}^2}{\gamma_i} \left[\left(\frac{V_{i0}}{V_i} \right)^{\gamma_i} - 1 \right],$$

i — номер компонента.

Уравнение (1.1) для газа соответствует адиабате Пуассона, для остальных компонентов — уравнению Тета. Газ в среде находится в виде пузырьков. Сжатие пузырьков, изолированных остальными компонентами, при действии нагрузки протекает в конечное время в результате смещения остальных компонентов и заполнения ими начального объема пузырьков. Принимается поэтому, что сжатие газа в пузырьках (в среде) происходит по закону

$$p = p_0 + \frac{\rho_{10} c_{10}^2}{\gamma_1} \left[\left(\frac{V_{10}}{V_1} \right)^{\gamma_1} - 1 \right] - \eta \frac{\dot{V}_1}{V_{10}}$$

(η — коэффициент объемной вязкости среды). Остальные компоненты сжимаются, как и в свободном состоянии.

Уравнение сжимаемости трехкомпонентной среды при этих предположениях имеет вид [3]

$$(1.2) \quad \dot{V}/V_0 = \varphi(p) \dot{p} - \alpha_1 \psi(p, V)/\eta,$$

где

$$\varphi(p) = - \sum_{i=2}^3 \frac{\alpha_i}{\rho_{i0} c_{i0}^2} \left[\frac{\gamma_i (p - p_0)}{\rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{-(1+\gamma_i)/\gamma_i};$$

$$\psi(p, V) = p - p_0 \alpha_1 \gamma_1 \left\{ \frac{V}{V_0} - \sum_{i=2}^3 \alpha_i \left[\frac{\gamma_i (p - p_0)}{\rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{-\gamma_i} \right\}.$$

Уравнение динамической сжимаемости (при $\dot{V} \rightarrow \infty, p \rightarrow \infty$)

$$(1.3) \quad \frac{V_D}{V_0} = \alpha_1 + \sum_{i=2}^3 \alpha_i \left[\frac{\gamma_i (p - p_0)}{\rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{-1/\gamma_i}, \quad \varphi(p) = \rho_0 \frac{dV_D}{dp}.$$

Уравнение статической сжимаемости (при $\dot{V} \rightarrow 0$, $\dot{p} \rightarrow 0$)

$$(1.4) \quad \frac{V_S}{V_0} = \sum_{i=2}^3 \alpha_i \left[\frac{\gamma_i (p - p_0)}{\rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{-1/\gamma_i}.$$

Для воды с пузырьками газа динамическая сжимаемость соответствует сжимаемости воды, для водонасыщенного грунта — сжимаемости двухкомпонентной среды, состоящей из твердых и жидких компонентов. Газ при ударном сжатии среды не сжимается. Статическая диаграмма соответствует равновесному состоянию, когда все компоненты сжаты до предела, соответствующего действующему давлению (по уравнениям (1.1)).

Воспользуемся переменными Лагранжа: r — пространственная координата, t — время.

В начальном сечении $r = 0$ при $t = 0$ давление скачком возрастает от p_0 до p , а затем меняется по закону

$$(1.5) \quad p = p_0 + p_m e^{-t/\theta}.$$

Определяются параметры волны в среде, создаваемой этой нагрузкой. Основные уравнения движения

$$(1.6) \quad \frac{\partial u}{\partial r} - \rho_0 \frac{\partial V}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r} = 0.$$

Решение сводится к интегрированию системы (1.6), замыкаемой уравнением (1.2), при граничных условиях в начальном сечении (1.5) и на скачке (предвестник)

$$p - p_0 = \rho_0 u D, \quad (\rho - \rho_0) D = \rho u.$$

Для определения влияния на параметры волн объемной вязкости решение той же задачи выполнено для среды без вязкости с уравнением сжимаемости и разгрузки, совпадающим с уравнением статической сжимаемости вязкой среды (1.4).

Перейдем к безразмерным величинам и безразмерным переменным Лагранжа

$$p^0 = p/p_0, \quad V^0 = V/V_0, \quad u^0 = u/c_n, \\ D^0 = D/c_n, \quad x^0 = Ar/3\eta, \quad t^0 = Ac_n t/3\eta.$$

В этих переменных основные уравнения

$$\frac{\partial u^0}{\partial x^0} - \frac{\partial V^0}{\partial t^0} = 0, \quad \frac{\partial u^0}{\partial t^0} + \frac{p_0}{\rho_0 c_n^2} \frac{\partial p^0}{\partial x^0} = 0;$$

нагрузка в начальном сечении

$$p^0 = 1 + p_m^0 e^{-t^0/\theta^0}, \\ \theta^0 = Ac_n \theta/3\eta = \lambda \theta, \quad \lambda = Ac_n/3\eta;$$

уравнение, определяющее поведение среды,

$$\frac{\partial V^0}{\partial t^0} = \varphi^0(p^0) \frac{\partial p^0}{\partial t^0} - \alpha_1 \psi^0(p^0, V^0),$$

$$\varphi^0(p^0) = - \sum_{i=2}^3 \frac{\alpha_i p_0}{\rho_{i0} c_{i0}^2} \left[\frac{\gamma_i (p^0 - 1) p_0}{\rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{-\frac{1+\gamma_i}{\gamma_i}},$$

$$\psi^0(p^0, V^0) = \frac{3p_0}{Ac_n} \left[p^0 - \alpha_1^{\gamma_1} \left\{ V^0 - \sum_{i=2}^3 \left[\frac{\gamma_i (p^0 - 1) p_0}{\rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{-1/\gamma_i} \right\}^{\gamma_1} \right],$$

$$A = \left(\frac{\alpha_2 \rho_{20} + \alpha_3 \rho_{30}}{1 - \alpha_1} \right)^{1/2} \left(\frac{\alpha_2}{\rho_{20} c_{20}^2} + \frac{\alpha_3}{\rho_{30} c_{30}^2} \right)^{-1/2}$$

(A — акустическое сопротивление (импеданс) двухкомпонентной среды, окружающей пузырьки газа). Коэффициент вязкости η определяется экспериментально. Приближенные значения η можно найти в соответствии с [3] из уравнения

$$\eta = Ar_0/3.$$

Вычисленные значения η для пузырьков газа радиусом $r_0 = 10^{-3}$ м приведены в табл. 1. В этом случае безразмерные переменные принимают вид

$$x^0 = r/r_0, \quad i^n = c_n t/r_0, \quad \theta^0 = c_n \theta/r_0.$$

В новых переменных задача содержит на один параметр меньше, чем в старых. Решение определяется произведением $\lambda\theta$. Это позволяет результаты одного расчета применять к ряду сред (с разными η) или нагрузок (с разными θ).

Безразмерное уравнение, определяющее поведение среды без вязкости, в соответствии с (1.4) имеет вид

$$V^0 = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \left[\frac{\gamma_i (p^0 - 1) p_0}{\rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{-1/\gamma_i}.$$

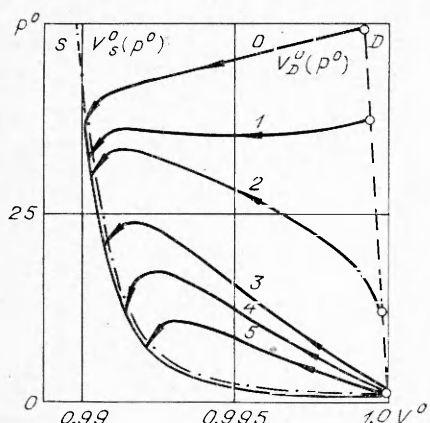
Решение проведено на ЭВМ методом характеристик, применение которого излагалось ранее к средам без вязкости [15, 5] и к средам с объемной вязкостью [3, 6]. В расчетах принято $\rho_{10} = 1,29$ кг/м³, $\rho_{20} = 10^3$ кг/м³, $\rho_{30} = 2,65 \cdot 10^3$ кг/м³, $c_{10} = 330$ м/с, $c_{20} = 1500$ м/с, $c_{30} = 4500$ м/с, $\gamma_1 = 1,4$, $\gamma_2 = 7$, $\gamma_3 = 4$, $c_n = 4250$ м/с.

2. Расчеты показывают, что в вязкой среде в момент приложения ударной нагрузки от начального сечения начинает распространяться ударный фронт (предвестник). На близких расстояниях за скачком давление со временем падает, на более удаленных — за скачком происходит дальнейшее нарастание, а затем падение давления, на еще больших расстояниях величина скачка практически равна нулю, возмущение превращается в непрерывную волну сжатия.

Рассмотрим результаты расчетов давления, скорости частиц и объема в трехкомпонентной среде (водонасыщенный грунт) с $\alpha_1 = 0,01$, $\alpha_2 = 0,39$, $\alpha_3 = 0,6$ при нагрузке с $p^0 = 50$ и $\theta^0 = 5000$. На фиг. 1 $V_D^0(p^0)$ и $V_S^0(p^0)$ — диаграммы динамического и статического сжатия этой среды, вычисленные по (1.3), (1.4). Линии 0 — 5 определяют изменение состояния в частицах среды, расположенных на расстояниях x^0 , равных 0; 20; 100; 500; 1000 и 2000 соответственно. При распространении волны на каждом расстоянии после скачка на предвестнике, происходящего по динамической диаграмме, состояние частиц постепенно приближается к ста-

Таблица 1

α_1	α_2	α_3	$A \cdot 10^{-6}$, кг·с ⁻¹ · ·м ⁻²	$\eta \cdot 10^{-3}$, кг·с ⁻¹ · ·м ⁻¹	Среда
0,01	0,39	0,6	3,28	1,09	Водонасыщенный грунт
0,02	0,38	0,6	3,34	1,11	—»—
0,04	0,36	0,6	3,39	1,13	—»—
0,01	0,99	—	1,52	0,51	Вода с пузырьками газа
0,04	0,96	—	1,53	0,52	—»—
0,10	0,90	—	1,58	0,53	—»—



Ф и г. 1

скачка убывает с расстоянием и при $x^0 \geq 500$ практически равна нулю. При $x^0 \leq 20$ давление в вязкой среде имеет два максимума, на больших расстояниях — один. В последнем случае за скачком следует непрерывное нарастание, а затем убывание давления. Наличие двух максимумов вблизи от места приложения нагрузки отмечалось в среде с линейными диаграммами динамического и статического сжатия [16]. Величины скачков отмечены кружками.

Скорость предвестника определяется диаграммой динамического сжатия и вследствие нелинейности диаграммы с расстоянием убывает. Скорость распространения максимума давления меньше скорости предвестника. С расстоянием она сначала возрастает, а затем уменьшается, становится близкой к скорости волны в среде без вязкости, но может принять и меньшие значения.

В среде без вязкости максимальное давление достигнется скачком, вблизи начального сечения оно больше, чем в среде с вязкостью. С удалением величины максимумов в обеих средах сближаются. Давление в среде

без вязкости может стать меньше, чем в среде с вязкостью. Различие максимальных давлений при учете и без учета вязкости невелико, не превышает нескольких процентов. Угасание давления в частицах со временем в обоих случаях вблизи начального сечения различно, на удалении практически одинаково. Объемная вязкость приводит к размы-



Ф и г. 2

ванию волны, изменению ее профиля в основном в период нарастания давления.

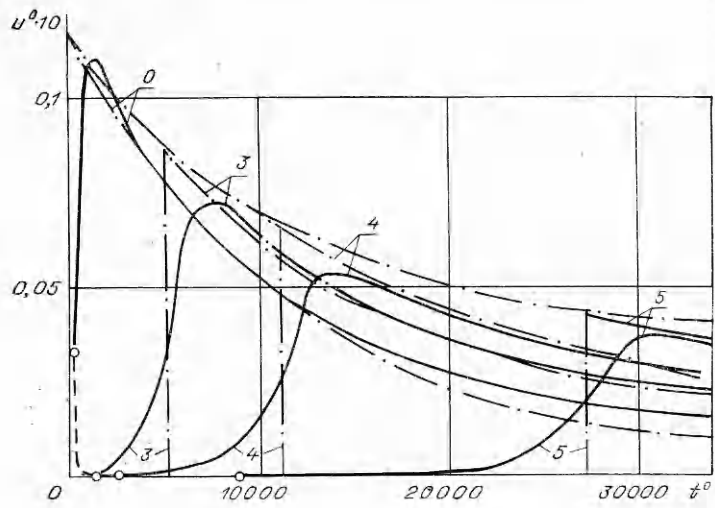
На фиг. 3 показано изменение во времени скорости частиц u^0 на расстояниях x^0 , равных 0; 500; 1000 и 2000 (линии 0; 3—5 соответственно). Обозначения кривых, как и на фиг. 2. В вязкой среде на всех расстояниях после скачка происходит дальнейшее непрерывное нарастание скорости. С удалением скачок стремится к нулю, а время достижения максимума возрастает. Максимум скорости достигается в период уменьшения давления. В вязкой среде максимальная скорость частиц на всех расстояниях меньше, чем в среде без вязкости.

На фиг. 4 показано изменение объема во времени при x^0 , равных 0; 500; 1000 и 2000 (линии 0; 3—5 соответственно). В вязкой среде объем уменьшается скачком (на предвестнике) с дальнейшим убыванием до минимума и последующим возрастанием до начального значения. Величина скачка объема с расстоянием убывает до нуля. В среде без вязкости объем меняется скачком, а его экстремальное значение на несколько процентов больше, чем в вязкой среде.

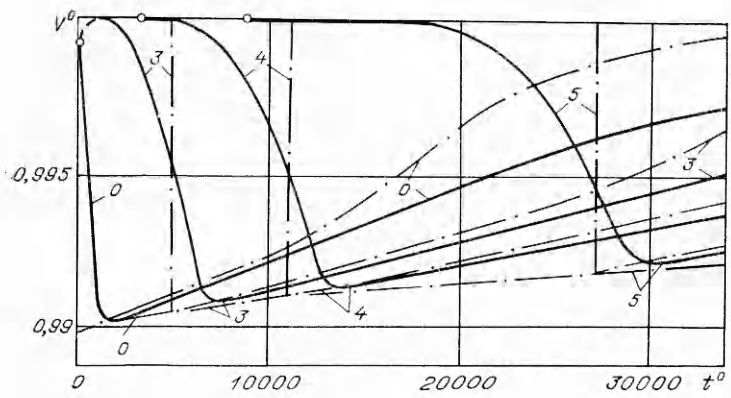
На фиг. 5 приведены графики, иллюстрирующие зависимость максимального давления в волне от расстояния в той же трехкомпонентной вязкой среде при нагрузке $p^0 = 50$, но при разных θ^0 . При постоянном коэффициенте вязкости это эквивалентно разным значениям θ . Линии 1—3 относятся к θ^0 , равным ∞ (стационарная нагрузка), 5000 и 500 соответственно, линия 0 определяет давление на предвестнике. В области, где волна ударная, максимум давления достигается на предвестнике. При $\theta^0 = \infty$ линии 1 и 0 исходят из одной точки. Давление на предвестнике не зависит от значения θ^0 . С уменьшением θ^0 интенсивность угасания максимального давления с расстоянием возрастает. На фиг. 5 также даны траектории движения предвестника и максимума давления. Скорость распространения максимума D^0 на всех расстояниях уменьшается с уменьшением θ^0 . С удалением от начального сечения D^0 сначала возрастает, а затем уменьшается. При $\theta^0 = \infty$ скорость после периода нарастания и убывания становится постоянной. При конечных θ^0 скорость с расстоянием убывает до значения, соответствующего скорости звука, вычисляемой при $p^0 \rightarrow 1$ по статической диаграмме. При $p^0 = 50$ и θ^0 , равных ∞ , 5000 и 500, наибольшее значение D^0 составляет около 0,14; 0,12 и 0,08 соответственно. Максимум D^0 при $\theta^0 = 500$ достигается на расстоянии $x^0 \cong 100$. Максимальные значения D^0 заметно убывают с уменьшением θ^0 . Максимальная скорость предвестника при этом достигает примерно 0,4.

Из расчетов, проведенных при одинаковых нагрузках в начальном сечении и разном содержании газообразного компонента в среде, следует, что с возрастанием α_1 повышается интенсивность угасания волны с расстоянием, как это и следует из опытов [3]. Возрастание α_1 эквивалентно увеличению различия между динамической и статической диаграммами, что приводит к возрастанию потерь энергии при распространении волны.

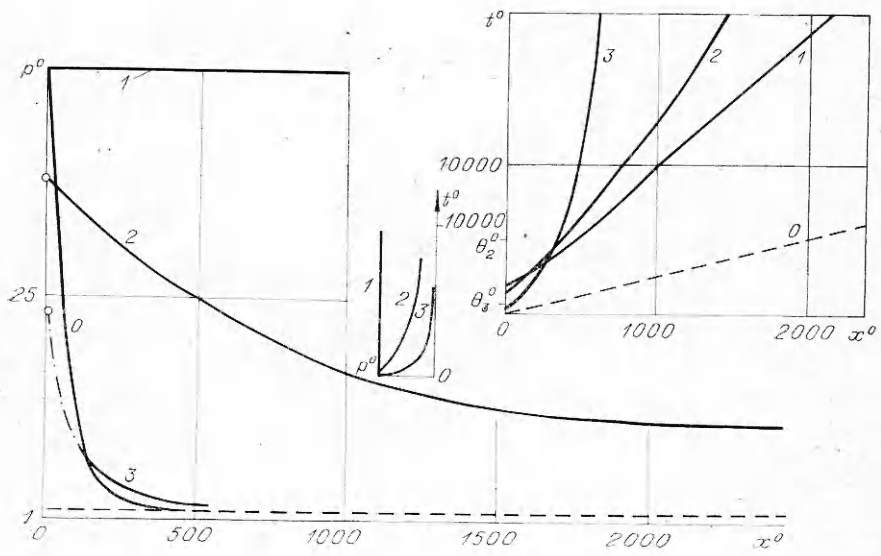
Графики зависимости $p^0(t^0)$ в вязкой среде с $\alpha_1 = 0,01$; $\alpha_2 = 0,39$; $\alpha_3 = 0,6$ при $p^0 = 10^4$ и $\theta^0 = 100$ приведены на фиг. 6. Максимальная нагрузка в начальном сечении в 200 раз больше, а время θ^0 в 50 раз меньше, чем в случае волны, профиль которой дан на фиг. 2. Линии 0—6 относятся к расстояниям x^0 , равным $0,5 \cdot 10^3$; 10^4 ; $2 \cdot 10^4$; $3 \cdot 10^4$; $4 \cdot 10^4$ и $5 \cdot 10^4$ соответственно. На расстоянии $5 \cdot 10^4$ максимальное давление уменьшается примерно в десять раз по сравнению с начальным сечением. Время нарастания давления до максимума составляет около 230, т. е. больше, чем θ^0 . На фиг. 2 на расстоянии $2 \cdot 10^3$ давление уменьшилось примерно в 5 раз, а время нарастания составило больше 10 000, т. е. значительно превысит



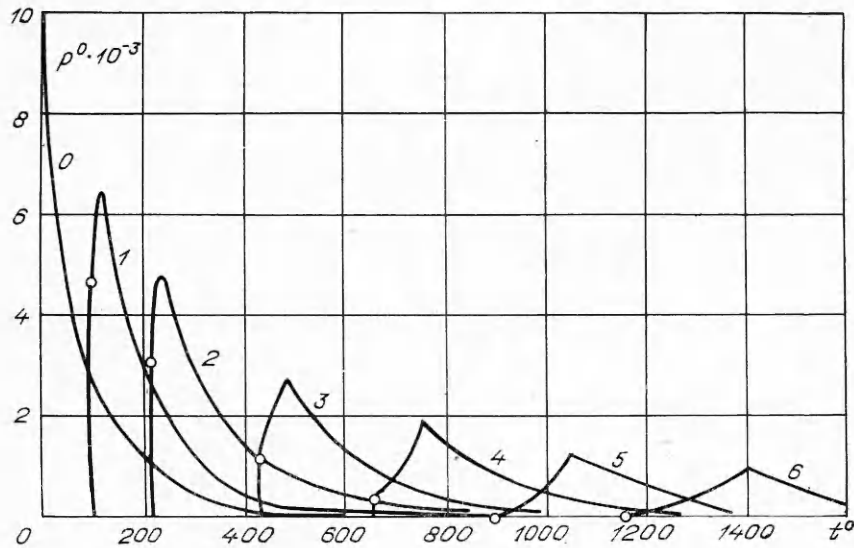
Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

ло θ^0 . В обоих случаях происходит существенное изменение профиля волны.

Значения максимального давления в водонасыщенном грунте и в воде с пузырьками газа при одинаковом содержании газообразного компонента $\alpha_1 = 0,01$, давления $p^0 = 50$ и времени $\theta^0 = 5000$, вычисленные при учете вязкости, даны в табл. 2. В воде давление с расстоянием x^0 падает медленнее, чем в водонасыщенном грунте.

Таким образом, объемная вязкость при нелинейных предельных диаграммах сжатия среды приводит к размыванию ударной волны, как это было ранее установлено для случая линейных диаграмм [1,3]. Впереди движется предвестник, скорость которого убывает с расстоянием в соответствии с динамической диаграммой до скорости звука. Величина скачка на предвестнике при этом стремится к нулю. Скорость распространения максимума давления с расстоянием сначала возрастает, а потом убывает, постепенно приближаясь к значению, определяемому статической диаграммой. В пределе скорость максимума убывает до скорости звука, вычисляемой по статической диаграмме. Величина максимального давления при этом стремится к нулю.

Экстремальные значения давления, объема и скорости частиц, вычисленные с учетом и без учета вязкости, близки, различия составляют несколько процентов. Это показывает, что экстремальные значения параметров на достаточном удалении от места приложения нагрузки могут определяться приближенно без учета вязкости по статической диаграмме. В то же время профили волн при учете и без учета вязкости существенно различны. Профиль волны, время нарастания давления до максимума,

Т а б л и ц а 2

x^0	250	500	1000	1500	2000	Среда
p^0	34	29	21	15	13	Вода с пузырьками газа
p^0	28	24	17	13	9	Водонасыщенный грунт

а также время запаздывания скорости частиц и объема по сравнению с давлением можно рассчитать лишь по модели с вязкостью. Волны с одинаковым максимальным давлением, но с разным временем его нарастания создают различные нагрузки. Это надо учитывать при выборе модели для решения задач. Отметим также, что рассмотренные среды характеризуются относительно малым различием диаграмм динамического и статического сжатия и значением коэффициента объемной вязкости, обеспечивающим быстрый переход состояния среды с динамической на статическую диаграмму. Возможность расчета экстремальных значений по статической диаграмме относится к подобным средам.

Объемная вязкость — общее свойство плотных сред — грунтов, горных пород, металлов, пластмасс и др. Количественное проявление вязкости определяется степенью различия динамической и статической диаграмм, а также значением коэффициента вязкости. В горных породах малой пористости и металлах различия предельных диаграмм малы, переход состояния среды на статическую диаграмму происходит быстро. В этом случае, как и в водонасыщенном грунте, учет объемной вязкости приведет к размыванию волны, а экстремальные значения параметров изменятся мало, их можно рассчитывать приближенно по статической диаграмме. В горных породах большой пористости и неводонасыщенных грунтах различия предельных диаграмм велики. В этом случае учет объемной вязкости приводит к более интенсивному размыванию волны и изменению экстремальных значений параметров [3]. Общие закономерности деформирования плотных сред при динамических нагрузках существенно зависят от объемной вязкости и не могут быть описаны только одной предельной диаграммой объемного сжатия и разгрузки.

Поступила 16 VIII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Ляхов Г. М., Тропин И. Т. Плоские волны в грунтах и горных породах как вязкоупругих средах. — Изв. АН СССР. МТТ, 1973, № 3.
2. Ляхов Г. М., Наченский Я. А. Об учете вязких и пластических свойств при решении волновых задач. — ПМТФ, 1973, № 2.
3. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М., «Недра», 1974.
4. Григорян С. С. Об основных представлениях динамики грунтов. — ПММ, 1960, т. 24, вып. 6.
5. Ляхов Г. М., Охитин В. Н. Сферические взрывные волны в многокомпонентных средах. — ПМТФ, 1974, № 2.
6. Ляхов Г. М., Охитин В. Н. Плоские волны в нелинейных вязких многокомпонентных средах. — ПМТФ, 1977, № 2.
7. Годунов С. К., Козин Н. С. Структура ударных волн в упруговязкой среде с нелинейной зависимостью максвелловской вязкости от параметров вещества. — ПМТФ, 1974, № 5.
8. Бабе Г. Д., Бондарева Э. А., Канибельский М. А., Шевченко Н. В. О сферическом взрыве в вязкопластической среде. — Изв. АН СССР. МТТ, 1975, № 4.
9. Кошелев Э. А. О развитии камуфлетной полости при взрыве в мягком грунте. — ПМТФ, 1975, № 2.
10. Зубкова А. Н., Рыков Г. В. Распространение одномерных волн напряжения в вязкопластической среде. — В кн.: Материалы V Всесоюз. симпоз. по распространению упругих и упругопластических волн. Алма-Ата, «Наука», 1973.
11. Ting Edward C. Wave propagation in a viscoelastic rod with temperature dependent properties. — «J. Acoust. Soc. Amer.», 1975, vol. 58, N 2.
12. Aki Koichi, Hori Masayuki. Consideration on wave propagation characteristics through soils as viscoelastic materials. — In: Proc. 16th Jap. Congr. Mater. Res. Kyoto, 1973.

13. Jong Raymond N., Dutertre Jean C., Krizek Raymond J. Stress propagation in frequency-dependent clay soil.— «Trans. Soc. Rheol.», 1974, vol. 18, N 3.
14. Zabinski M. P., Phillips A. Spherical wave propagation in viscoplastic medium — the case of unloading.— «Acta mech.», 1974, vol. 20, N 3—4.
15. Хоскин Н. Э. Метод характеристик для решения уравнений одномерного неустановившегося течения.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., «Мир», 1967.
16. Ляхов Г. М., Султанов К. С. Вопросы подобия и дисперсии волн в вязкопластических средах.— ПМТФ, 1975, № 6.

УДК 624.042.8 : 546.3.004.12

О СООТНОШЕНИИ МЕЖДУ СТАТИЧЕСКИМИ МЕХАНИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ И ИМПУЛЬСНЫМ НАПРЯЖЕНИЕМ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕРЖНЯХ

В. М. Глазков, Л. А. Кудрявцева, В. И. Сухин

(Томск)

Основная трудность в создании методов расчета на динамическую прочность систем и конструкций состоит в недостаточной изученности механических свойств используемых конструкционных материалов при динамическом нагружении. В имеющихся работах [1—6] чаще всего определяют значение динамического предела текучести $\sigma_s^{\text{дин}}$, т. е. то напряжение, по достижении которого начинаются необратимые пластические деформации. Однако динамический предел текучести зависит от состояния материала, от его статических механических характеристик. Для исследования взяты различные материалы в состоянии поставки и различных термообработок (см. таблицу).

Статические механические характеристики определялись на прессе Гагарина и машине растяжения Р-10 с записью диаграммы растяжения.

Материал	$\sigma_{0,2}$	σ_B	S_K	$\sigma_s^{\text{дин}}$	$\sigma_s^{\text{дин}}/\sigma_{0,2}$
	кг/мм ²				0,2
Алюминий (отжиг 300°C)	4,3	8,4	31,2	18	4,2
Медь (отжиг 500°C)	7,1	22,4	76,3	32	4,5
— » — (поставка)	9,2	23,7	69,4	30	3,3
Никель (отжиг 800°C)	11,5	45	215	43	3,8
Никель (поставка)	—	47	208	55	—
Сплав Д1 (поставка)	15,5	23,2	36,7	23	1,5
Бр. А7 (поставка)	20,3	48	122,6	51	2,5
110Г13БЛ (упрочненная ударом)	86	112	125	93	1,1
Ст. 3 (отжиг 700°C)	20,9	40,6	96	80	3,83
Сталь 45 (отжиг 700°C)	35,5	65,4	113,1	62	1,75
Сталь 45 (поставка)	41,2	74,8	117,3	82	1,99
4Х13 (закалка + отжиг 500°C)	102	127,8	160,4	109	1,07
ШХ15 (поставка)	44,4	71,7	131	55	1,2
ШХ15 (закалка + отпуск) HR _C 35—40	163	171,7	220,2	161	0,99
ШХ15 (закалка + отпуск) HR _C 45—50	174	183,5	225,4	170	0,98
ШХ15 (закалка) HR _C 60—62	195,5	211,1	224,5	194	0,99