

В случае, когда в выражении (3.10) $\sin \omega(t_{10} + t_{20}) \sim 1$, то очевидно, что момент исчезновения двухфазной области характеризуется условием $\tau_0 = t_{10}$. Тогда с принятой точностью $\sin \omega t_{20} \approx 0$ получим из (3.10) при условии $c_1 \approx c_2$

$$w = c_2,$$

это означает (в рассматриваемом приближении), что при дальнейшем распространении форма волны сжатия (разрежения) остается неизменной, так как следующая за скачком простая волна распространяется со скоростью c_2 .

Поступила 25 X 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Карпман В. И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М., «Наука», 1973.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1954.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
4. Каменский В. Г., Покровский В. Л. Звук конечной амплитуды вблизи критической точки.— ЖЭТФ, 1969, т. 56, вып. 6.

УДК 624.131 + 532.529

СФЕРИЧЕСКИЕ ВЗРЫВНЫЕ ВОЛНЫ В СРЕДАХ С ОБЪЕМНОЙ ВЯЗКОСТЬЮ

Г. М. Ляхов, В. Н. Охитин

(Москва)

Многие твердые и жидкие среды обладают объемной вязкостью, проявляющейся в динамических процессах, связанных с изменением объема. Ниже рассматриваются взрывные волны в среде с объемной вязкостью, определяемой моделью [1], предназначенной для описания водонасыщенных грунтов, жидкостей с пузырьками газа и других многокомпонентных сред. В этих средах объемные деформации практически обратимы, а касательные напряжения пренебрежимо малы, что позволяет исследовать влияние объемной вязкости, не осложняемое действием других факторов, на закономерности распространения сильных волн.

Различия диаграмм, соответствующих ударному (динамическому) сжатию и равновесному состоянию (статическому сжатию), а также время установления равновесия в этих средах малы.

В данной работе с помощью ЭВМ получено решение задачи о распространении сферической волны, создаваемой взрывом заряда ВВ, в среде с объемной вязкостью, а также для среды без вязкости с диаграммой сжимаемости, соответствующей равновесному состоянию. Подобные результаты для плоских волн получены в [1—3]. В случае сферических волн в неводонасыщенных грунтах необходимо привлечь условие пластичности Мизеса — Шлейхера [4].

Для описания динамических процессов в твердых средах рекомендуются также модели, где вязкостный член вводится в условие пластичности [5] и др.

1. Рассматриваются волны в водонасыщенном грунте — трехкомпонентной среде (твердые частицы, вода, пузырьки газа) на основе модели [1]. Обозначим через $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ содержание по объему газообразного жид-

кого и твердого компонентов, V_{10} , V_{20} , V_{30} — их удельный объем, ρ_{10} , ρ_{20} , ρ_{30} — плотность, c_{10} , c_{20} , c_{30} — скорость звука в них, ρ_0 — плотность трехкомпонентной среды, V_0 — ее удельный объем. Все величины относятся к атмосферному давлению p_0 , $\rho_0 = \alpha_1 \rho_{10} + \alpha_2 \rho_{20} + \alpha_3 \rho_{30}$, $\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1$.

При давлении p эти параметры среды обозначены как V_1 , V_2 , V_3 ; ρ_1 , ρ_2 , ρ_3 ; ρ , V соответственно. В воде с пузырьками газа $\alpha_3 = 0$.

Принято, что в свободном состоянии все компоненты сжимаются, согласно уравнению

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

(i — номер компонента), которое соответствует адиабате Пуассона для газа и уравнению Тэта для жидкого и твердого компонентов.

Газ в среде находится в виде мелких пузырьков, изолированных друг от друга остальными компонентами. При действии нагрузки жидкий и твердый компоненты сжимаются мгновенно, а газообразный компонент — в конечное время, так как его сжатие обуславливается смещением остальных компонентов и заполнением ими начального объема пузырьков. Поэтому сжатие воздуха в среде вместо (1.1) определяется уравнением

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

η — коэффициент объемной вязкости).

Уравнение сжатия и разгрузки трехкомпонентной среды при этих предположениях имеет вид

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

где

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

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

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

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

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

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

Статическая сжимаемость относится к равновесному состоянию, когда все компоненты сжаты до предела, соответствующего действующему давлению, динамическая — сжатию только твердого и жидкого компонентов. Уравнение (1.4) совпадает с уравнением сжимаемости ранее пред-

ложенной модели многокомпонентной среды, не учитывающей объемной вязкости [6]. В соответствии с этой моделью проведены решения задач о распространении и отражении плоских [7, 8, 1] и сферических волн [9]. В [10] предложена модель, несколько иначе учитывающая сжимаемость газа. В модели [11] учитывается релаксация касательных напряжений.

Водонасыщенные грунты широко распространены в природе. Содержание газообразного компонента обычно лежит в пределах $0 \leq \alpha_1 \leq 0,05$, радиус пузырьков газа $0,001 \text{ см} \leq r_* \leq 0,05 \text{ см}$, содержание жидкого компонента $0,2 \leq \alpha_2 \leq 0,5$. По гранулометрическому составу водонасыщенные грунты могут быть песчаными и глинистыми. Объемные деформации обратимы, касательные напряжения пренебрежимо малы.

Детонация ВВ принимается мгновенной. Изэнтропическое уравнение продуктов детонации имеет вид [1, 9, 12]

$$(1.5) \quad p = A\rho^n + B\rho^{\gamma+1}.$$

При больших и малых давлениях оно переходит в уравнения

$$(1.6) \quad p = p_n (\rho/\rho_n)^{k_n};$$

$$(1.7) \quad p = p_0 (\rho/\rho_0)^{k_0}.$$

Давление p_n и плотность ρ_n соответствуют мгновенной детонации, p_0, ρ_0 — атмосферному давлению. Величины A, B, n, γ находятся из условий, что кривые (1.5), (1.6) имеют общую точку p_n, ρ_n и общую касательную в этой точке, кривые (1.5), (1.7) — общую касательную при $\rho \rightarrow 0$. При расширении от p_n, ρ_n продукты детонации совершают работу, равную теплоте взрывчатого превращения Q .

Из этих условий вместе с (1.5) получим замкнутую систему уравнений для определения A, B, n, γ

$$k_n = n + B\rho_n^{\gamma+1} (\gamma + 1 - n) p_n^{-1}, \quad \gamma = k_0 - 1,$$

$$Q = \frac{p_n}{\rho_n (n-1)} + \frac{R\rho_n^\gamma}{\gamma (n-1)} (n - \gamma - 1).$$

Основные уравнения движения в переменных Лагранжа (r — пространственная координата, t — время) имеют вид

$$(1.8) \quad \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{R}{r} \right)^\nu \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\nu u V}{R}, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{R}{r} \right)^\nu \frac{\partial p}{\partial r} = 0,$$

где R — Эйлера координата; $\nu = 2$; $\partial R/\partial t = u$.

Решение задачи сводится к интегрированию системы (1.8), замыкаемой уравнением (1.2). Граничные условия:

на границе газовой камеры, т. е. при $r = r_0$ вследствие принимаемой схемы мгновенной детонации и мгновенного выравнивания давления при расширении камеры

$$\rho/\rho_n = (r_0/R)^3;$$

на фронте ударной волны в среде (на предвестнике)

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

(r_0 — радиус заряда ВВ, D — скорость фронта ударной волны).

Перейдем к безразмерным величинам и безразмерным переменным Лагранжа:

$$p^0 = p/p_n, p_0^0 = p_0/p_n, \rho_0 = \rho/\rho_n, V^0 = V/V_n,$$

$c^0 = c/c_n, u^0 = u/c_n, D^0 = D/c_n, R^0 = R/r_0, r^0 = r/r_0, t^0 = tc_n/r_0$, где $c_n = \sqrt{k_n \rho_n / \rho_n}$.

В новых переменных уравнения динамической (1.3) и статической (1.4) сжимаемости имеют вид

$$\frac{V_D^0}{V_0^0} = \alpha_1 + \sum_{i=2}^3 \alpha_i \left[\frac{\gamma_i (p^0 - p_0^0)}{k_n \rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{-1/\gamma_i},$$

$$\frac{V_S^0}{V_0^0} = \sum_{i=1}^2 \alpha_i \left[\frac{\gamma_i (p^0 - p_0^0)}{k_n \rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{-1/\gamma_i},$$

а уравнение (1.2), определяющее поведение среды:

$$(1.9) \quad \frac{\partial V^0}{\partial t^0} = - \frac{\partial p^0}{\partial t^0} \left(\frac{\rho_n}{\rho_0} \right) \frac{1}{k_n} \sum_{i=2}^3 \frac{\alpha_i}{\rho_{i0} c_{i0}^2} \left[\frac{\gamma_i (p^0 - p_0^0)}{k_n \rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{-\frac{1+\gamma_i}{\gamma_i}} -$$

$$- \frac{\alpha_1 r_0}{\eta} \left(\frac{\rho_n}{\rho_0} \right) \frac{p_n}{c_n} \left[p^0 - \rho_0^0 \alpha_1^{\gamma_1} \left\{ \frac{V^0}{V_0^0} - \sum_{i=2}^3 \alpha_i \left[\frac{\gamma_i (p^0 - p_0^0)}{k_n \rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{-\frac{1}{\gamma_i}} \right\}^{-\gamma_1} \right].$$

В отличие от (1.2) в (1.9) входит не $1/\eta$, а отношение r_0/η . Коэффициент вязкости η находится экспериментально. Приближенные значения η в соответствии с [1] определяются уравнением

$$(1.10) \quad \eta = Ar_*/3,$$

где A — акустическое сопротивление (импеданс) двухкомпонентной среды (твердые и жидкие частицы), окружающей пузырьки газа,

$$A = \left(\frac{\alpha_2 \rho_{20} + \alpha_3 \rho_{30}}{1 - \alpha_1} \right)^{1/2} \left(\frac{\alpha_2}{\rho_{20} c_{20}^2} + \frac{\alpha_3}{\rho_{30} c_{30}^2} \right)^{-1/2}, \quad \frac{r_0}{\eta} = \frac{Ar_0}{3r_*},$$

r_* — радиус газовых пузырьков (все пузырьки одного радиуса). В среде вода — воздух получим

$$A = \rho_{20} c_{20} / \alpha_2^{1/2}.$$

Из (1.10) следует, что в (1.9) входит отношение r_0/r_* , т. е. решение в новых переменных применимо ко всем средам, где r_0/r_* имеет заданное значение.

Решение задачи проведено для ВВ типа тротила, водонасыщенного грунта с $\alpha_1 = 0,01$, $\alpha_2 = 0,39$ и $\alpha_3 = 0,6$ и значений $r_0/r_* = 0,01; 0,02; 0,002$. В расчетах принято $k_n = 3, k_0 = 1,25; p_n = 96000 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2, \rho_n = 1600 \text{ кг/м}^3, Q = 1000 \text{ кал/г}, c_n = 4250 \text{ м/с}, \rho_{10} = 1,20 \text{ кг/м}^3, \rho_{20} = 1000 \text{ кг/м}^3, \rho_{30} = 2650 \text{ кг/м}^3, c_{10} = 330 \text{ м/с}, c_{20} = 1500 \text{ м/с}, c_{30} = 4500 \text{ м/с}, \gamma_1 = 1,4, \gamma_2 = 7, \gamma_3 = 4$.

Значения A и η для некоторых сред приведены в табл. 1. Значения η соответствуют $r_* = 0,01 \text{ см}$.

Т а б л и ц а 1

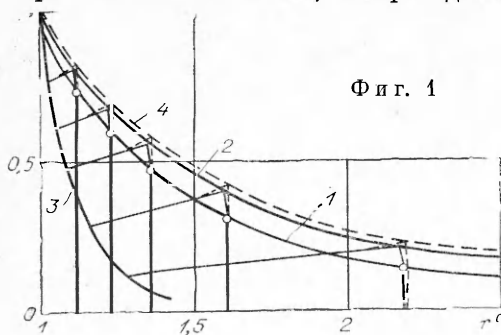
Среды	α_1	α_2	α_3	$A, \text{кг}/(\text{с}\cdot\text{м}^2)$	$\eta, \text{кг}/(\text{с}\cdot\text{м})$
Водонасыщенные	0,01	0,39	0,6	$3,28\cdot 10^6$	$1,09\cdot 10^2$
Грунты	0,04	0,36	0,6	$3,39\cdot 10^6$	$1,13\cdot 10^2$
Вода, газ	0,01	0,99	—	$1,49\cdot 10^6$	$0,495\cdot 10^2$

Решение выполнено с помощью ЭВМ методом характеристик, применение которого к средам с объемной вязкостью излагалось в [1, 2]. Сквозной счет сферической задачи в вязкой среде от момента взрыва до времени, когда фронт волны (предвестник) достигнет расстояний порядка $100r_0$, затруднителен, так как требует большого времени. Это связано с характером профиля волны. Она содержит на достаточном удалении от взрыва участки очень медленного и очень быстрого нарастания давления (переходная зона перед максимумом давления). Для расчета переходной зоны необходимо 10—20 точек. При равномерной сетке это приводит к необходимости вводить десятки тысяч точек. Поэтому был избран упрощенный вариант решения. Волна рассчитывалась последовательно в областях: $1 \leq r^0 \leq 2,5$; $2 \leq r^0 \leq 6$; $5 \leq r^0 \leq 17$; $15 \leq r^0 \leq 30$; $r^0 \geq 30$.

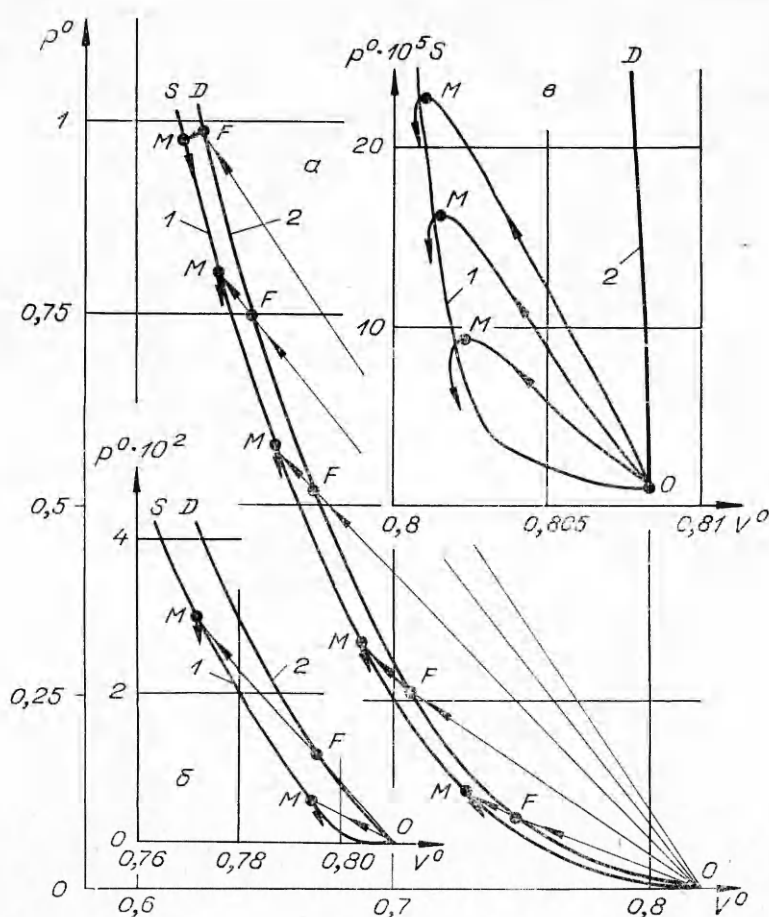
В сечении $r^0 = 1$ давление задавалось в виде $p^0 = p^0(R^0)$, а в последующих положениях — в виде $p^0(t^0)$ с учетом решения в предыдущей области. Перекрытие областей подтвердило точность решения.

2. Рассмотрим результаты расчетов параметров волны в вязкой среде при $r^*/r_0 = 0,01$ и в среде без вязкости. На фиг. 1 кривые 1—3 показывают в зависимости от расстояния в вязкой среде давление на фронте волны (предвестнике), максимальное давление и давление на границе газовой камеры соответственно. Кривая 4 соответствует максимальному давлению в среде без вязкости. Приведено также распределение давления $p^0(r^0)$ в этих средах для пяти моментов времени. Здесь и далее сплошные линии относятся к вязкой среде, штриховые — к среде без вязкости. Максимальное давление в вязкой среде на 5—7% меньше, чем в среде без вязкости. На рассмотренных расстояниях в обеих средах давление нарастает скачком, однако в вязкой среде скачок меньше. При $r^0 = 2$ величина скачка составляет в вязкой среде около 0,75 его значения в среде без вязкости. За скачком в вязкой среде давление до максимума нарастает непрерывно.

На фиг. 2, а представлено изменение состояния частиц среды при прохождении волны на расстояниях $r^0 = 1; 1,1; 1,3; 1,7; 2,8$. Кривые 1, 2 соответствуют диаграммам динамического и статического сжатия среды. Видно, что после ударного сжатия на предвестнике OF , происходящего по динамической диаграмме, состояние приближается к статической диаграмме по линиям FM , которые для всех точек, кроме первой, являются



продолжением прямой OF . Разгрузка происходит практически по статической диаграмме. На этих расстояниях в вязкой среде минимальное значение объема достигается при максимальном давлении. Аналогичный характер изменения состояния сохраняется при средних давлениях (см. фиг. 2, б). При относительно малых давлениях (см. фиг. 2, в) линии FM



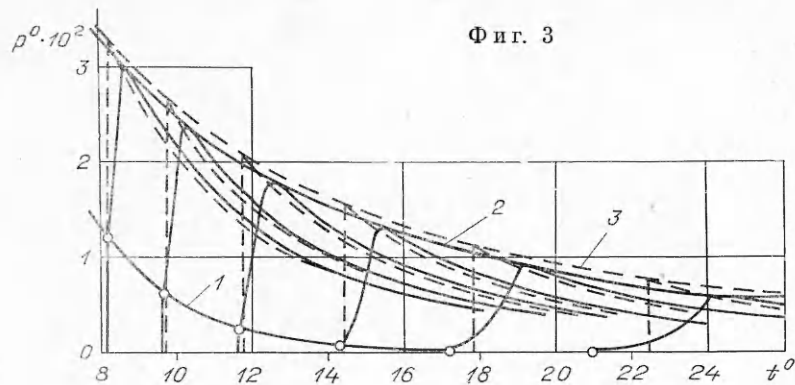
Фиг. 2

не прямолинейны, минимум объема достигается в период уменьшения давления, разгрузка среды происходит по кривым, лежащим за диаграммой статического сжатия.

На фиг. 3 показаны зависимости давления от времени $p^0(t^0)$ в частицах с $r^0 = 5,7; 6,3; 7,1; 8,1; 9,3; 10,7$ в средах с вязкостью и без вязкости. В вязкой среде вперед выдвигается предвестник, величина скачка быстро убывает до нуля (обозначена кружками). Кривая 1 определяет изменение давления на предвестнике, 2 — максимальное давление в вязкой среде, 3 — максимальное давление в среде без вязкости. Различие максимальных давлений в средах с вязкостью и без вязкости не превышает 8%. Давление на предвестнике практически равно p_0^0 при $r^0 > 9$, где максимальное размерное давление в волне $p \sim 800 \cdot 10^5$ Н/м². Время нарастания давления до максимума при удалении волны от места взрыва увеличивается.

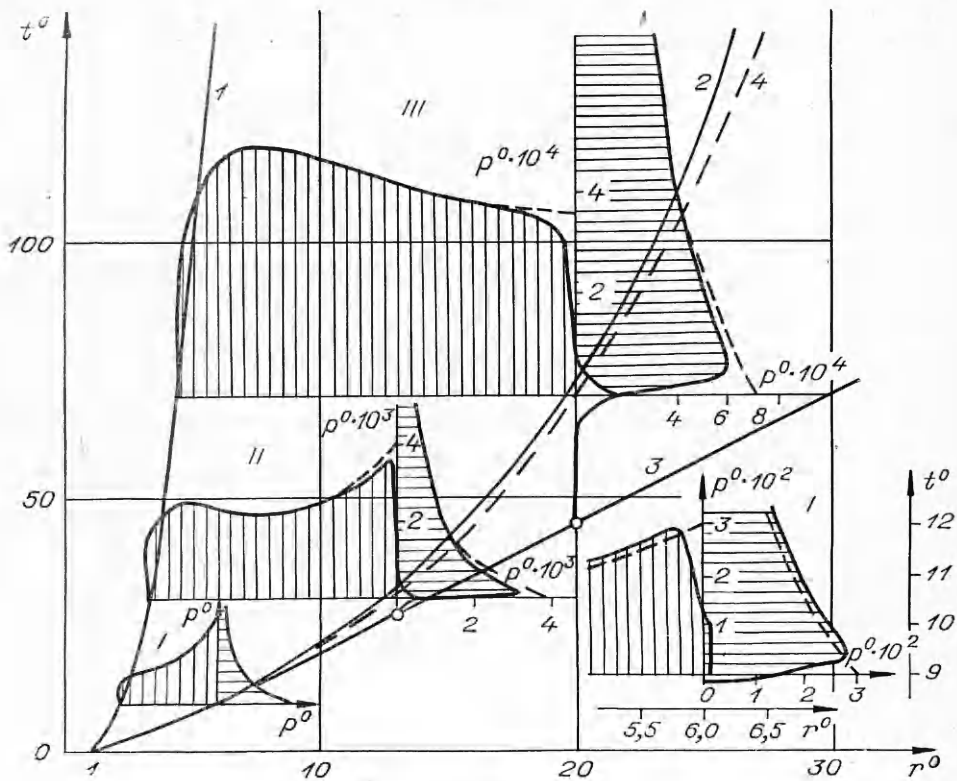
На фиг. 4 приведены результаты расчета давления в среде с вязкостью (при $r^*/r_0 = 0,01$) и без вязкости. Линии 1—3 определяют траекторию движения в вязкой среде границы газовой камеры, максимума давления и предвестника соответственно, линия 4 соответствует максимуму давления в среде без вязкости. Максимум давления в вязкой среде движется со скоростью, близкой к скорости максимума в среде без вязкости, т. е. к скорости, определяемой статической диаграммой сжатия; I—III соответ-

9*

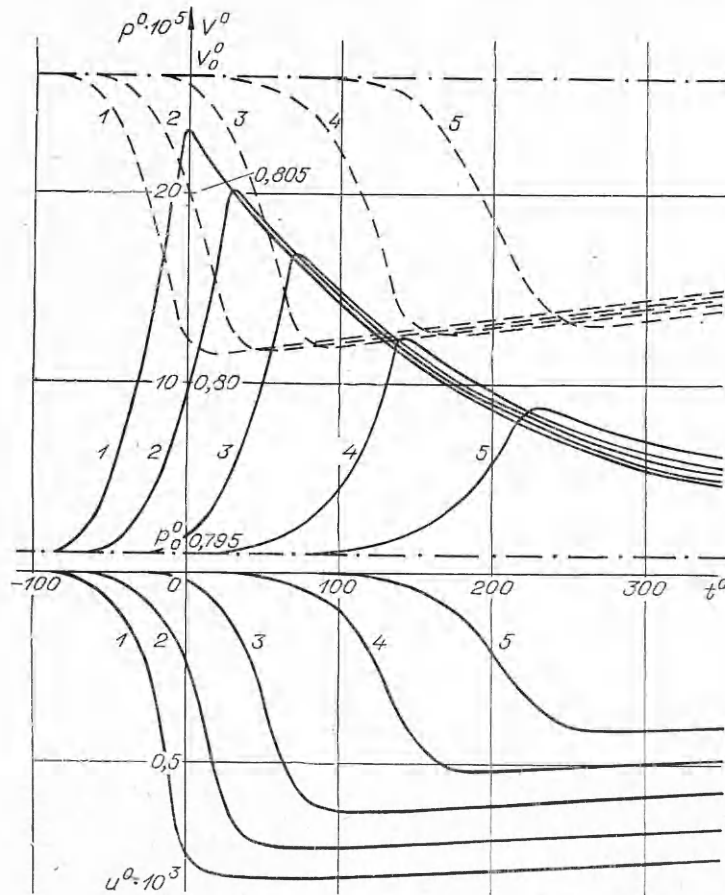


ствуют распределению давления в среде (заштриховано вертикально) в моменты времени, равные 9,5; 30; 70; фронт ударной волны в среде без вязкости при этом достигает расстояний $r^0 = 6; 13; 20$. Для тех же расстояний построены графики изменения давления от времени $p^0(t^0)$ (заштриховано горизонтально). В правом нижнем углу представлена часть позиции I в укрупненном масштабе.

Различие в значениях максимального давления в среде с вязкостью и без вязкости на всех расстояниях не превышает 12%. Профили волн $p^0(t^0)$ существенно различны. В среде без вязкости волна остается ударной, в вязкой среде скачок размывается. На достаточном удалении от места



Фиг. 4



Фиг. 5

взрыва давление (после прихода предвестника) некоторое время остается практически равным нулю и лишь затем начинает возрастать до максимума. Длительность τ_* этой переходной зоны интенсивного возрастания составляет на расстоянии $r^0 = 20$ меньше половины времени τ от прихода предвестника до прихода максимума давления. С удалением τ и τ_* возрастает, но τ_* существенно медленнее. Зависимость $p^0(t^0)$ после достижения максимума в обеих средах практически одинакова. Таким образом, заметные различия в профиле волны при учете и без учета вязкости наблюдаются в основном в период времени, предшествующий достижению максимума давления в частице.

Различия в экстремальных значениях объема и скорости частиц, вычисленных с учетом и без учета вязкости, как и в случае давления, не превышают нескольких процентов. Основное различие зависимостей $V^0(t^0)$ и $u^0(t^0)$ в этих средах — наличие скачка при отсутствии вязкости и непрерывность изменения в вязкой среде. Экстремальные значения скорости частиц, объема и давления в вязкой среде достигаются на этих расстояниях практически одновременно.

На фиг. 5 даны графики зависимостей $p^0(t^0)$, $u^0(t^0)$ (сплошные линии) и $V^0(t^0)$ (штриховые линии) на расстояниях $r^0 = 30; 32; 35; 40; 45$ в вязкой среде. Графики охватывают область нарастания параметров, в которой их значения заметно отличаются от начальных (для давления — это вре-

мя τ^*), и область спада. Период времени непосредственно после прихода предвестника, когда параметры практически равны начальным, не включен. С удалением от взрыва экстремальные значения параметров уменьшаются, а время их достижения растет. Объем и скорость частиц на этих расстояниях достигают экстремума не при максимальном давлении, как вблизи от взрыва, а в период его убывания. С удалением от взрыва различие в длительности нарастания давления, скорости частиц и объема увеличивается. С удалением интенсивность спада значений всех трех параметров уменьшается, а общая длительность волны возрастает.

Рассмотрим результаты исследования зависимости параметров волны от значения коэффициента вязкости, или, что то же самое, от радиуса пузырька. Для вязкой среды с $\alpha_1 = 0,01$ и $r_*/r_0 = 0,01$ получена зависимость $p^0(t^0)$ при $r^0 = 30$, с учетом которой просчитаны параметры волны на больших расстояниях в среде без вязкости и в вязкой среде при $r_*/r_0 = 0,02; 0,01; 0,02$.

Расчеты показали, что максимальное давление можно аппроксимировать зависимостью

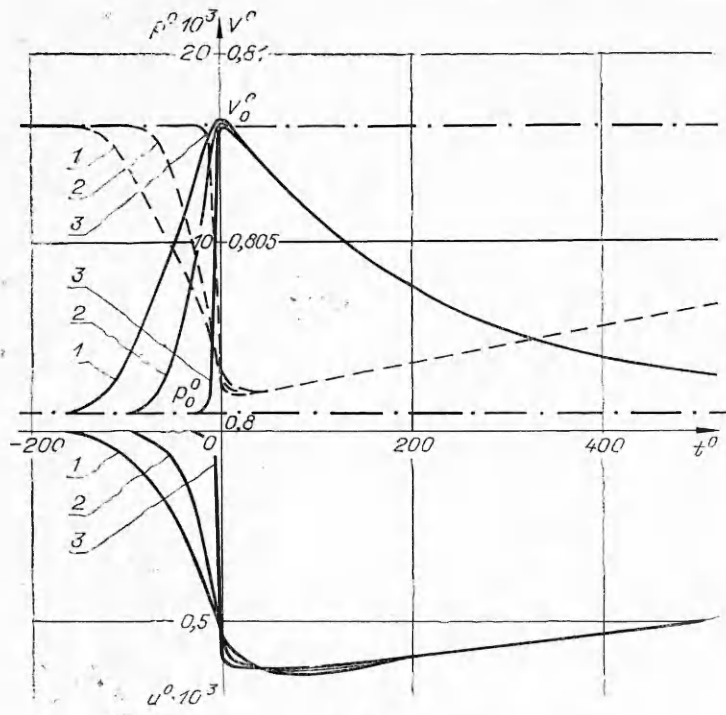
$$p_m^0 = p_1^0 (r_1^0/r^0)^\beta, \quad r^0 \geq r_1^0,$$

где $r_1^0 = 30$; $p_1^0 = 22,3 \cdot 10^{-5}$ (максимальное давление) при r_1^0 . Величина β в среде без вязкости и в вязкой среде при $r_*/r_0 = 0,02; 0,01; 0,002$ составляет 2,55; 2,52; 2,43 и 2,37 соответственно. Наиболее интенсивно давление угасает в среде без вязкости. В вязкой среде с увеличением радиуса пузырька, т. е. с увеличением коэффициента вязкости η интенсивность угасания уменьшается. Различие невелико: на расстоянии $r^0 = 50$ в среде без вязкости и в вязкой среде при $r_*/r_0 = 0,02$ оно менее 5%.

Таким образом, на близких расстояниях от взрыва максимальное давление более интенсивно убывает в вязкой среде, а на дальних — в среде без вязкости. Ранее подобная закономерность отмечалась в случае плоских волн [3].

На фиг. 6 показаны зависимости $p^0(t^0)$, $u^0(t^0)$ (сплошные линии) и $V^0(t^0)$ (штриховые линии) в вязкой среде на расстоянии $r^0 = 35$ при разных радиусах пузырька. Кривые 1—3 относятся к значениям $r_*/r_0 = 0,02; 0,01; 0,002$ соответственно. Максимальное давление на участке $\Delta r^0 = 5$ при увеличении радиуса пузырька на порядок меняется незначительно (на 1—2%). Профиль волны при этом меняется существенно — длительность переходной зоны интенсивного возрастания параметров увеличивается в 5—7 раз. Объем и скорость частиц достигают экстремума в период убывания давления. С увеличением радиуса пузырька время запаздывания увеличивается. Характер спада значений параметров после экстремума при изменении радиуса пузырька на порядок практически не меняется. Увеличение коэффициента вязкости приводит к увеличению интенсивности размывания волны.

Проведем сопоставление значений параметров волны в вязкой среде и в среде без вязкости, но при расчете по динамической диаграмме вязкой среды. В табл. 2 приведены значения p^0 , D^0 , u^0 , вычисленные по модели без вязкости при $\alpha_1 = 0$ и 0,01. В первом случае диаграмма сжатия практически совпадает с динамической диаграммой вязкой среды, а во втором — со статической. Результаты расчета по статической диаграмме, как отмечалось выше, лишь на несколько процентов отличаются от данных для вязкой среды. Из табл. 2 следует, что максимальное давление в вязкой среде уже при $r^0 = 20$ на порядок меньше, чем при расчетах по динамической диаграмме, скорость частиц и скорость максимума D^0 при этом отличаются в 3 раза. В дальнейшем различие возрастает. Таким образом,



Фиг. 6

параметры волны в вязкой среде существенно отличаются от параметров, вычисленных по динамической диаграмме.

3. Опыты показывают, что в грунтах для взрывных волн существует подобие, с другой стороны, в среде, обладающей объемной вязкостью, подобие не должно соблюдаться. Проведенные расчеты позволяют объяснить это кажущееся противоречие. Пусть в среде с $\alpha_1 = 0,01$ радиус газовых пузырьков равен 0,05 см. Тогда кривая 1 на фиг. 6 относится к заряду ВВ радиусом $r_0 = 2,5$ см, а кривая 3 — радиусом $r_0 = 25$ см. При изменении радиуса на порядок, т. е. массы заряда на три порядка, экстремальные значения давления, скорости частиц и объема взрывной волны меняются на подобных расстояниях лишь на несколько процентов. Уловить такое различие в опытах, учитывая естественный разброс свойств грунта (например, содержания α_1), не представляется возможным. Принцип подобия в точности не соблюдается, однако отклонения от него экстремальных значений параметров волн малы и не поддаются экспериментальной проверке. Расчеты показывают, что время нарастания значений параметров волны до экстремума существенно зависит от масштаба явления. С увеличением массы заряда на три порядка на расстоянии $r^0 = 35$ время нарастания увеличивается в 5—7 раз. Этот результат можно проверить экспериментально. С увеличением массы заряда увеличивается также время запаздывания достижения минимума объема относительно максимума давления.

В работе [9] получено решение задачи о распространении сферической взрывной волны в среде без вязкости на основе модели [6]. Расчеты проведены для пяти водонасыщенных грунтов с содержанием газообразного компонента, менявшимся от нуля до 0,04. Показано, что параметры волны существенно зависят от α_1 . На достаточном удалении от места взры-

Т а б л и ц а 2

r^0	α_1		p^0		D^0		u^0	
	0	0,01	0	0,01	0	0,01	0	0,01
5	$0,52 \cdot 10^{-1}$	$0,43 \cdot 10^{-1}$	0,502	0,452	$0,27 \cdot 10^{-1}$	$0,26 \cdot 10^{-1}$		
10	$0,17 \cdot 10^{-1}$	$0,93 \cdot 10^{-2}$	0,434	0,323	$0,1 \cdot 10^{-1}$	$0,77 \cdot 10^{-2}$		
20	$0,66 \cdot 10^{-2}$	$0,68 \cdot 10^{-3}$	0,407	0,131	$0,43 \cdot 10^{-2}$	$0,14 \cdot 10^{-2}$		
30	$0,40 \cdot 10^{-2}$	$0,24 \cdot 10^{-3}$	0,400	0,080	$0,26 \cdot 10^{-2}$	$0,75 \cdot 10^{-3}$		
40	$0,28 \cdot 10^{-2}$	$0,13 \cdot 10^{-3}$	0,396	0,057	$0,19 \cdot 10^{-2}$	$0,48 \cdot 10^{-3}$		
50	$0,21 \cdot 10^{-2}$	$0,9 \cdot 10^{-4}$	0,394	0,046	$0,15 \cdot 10^{-2}$	$0,36 \cdot 10^{-3}$		

ва с увеличением α_1 в этих пределах максимальное давление убывает на два порядка, скорость распространения максимального давления и скорость частиц — на порядок. Сопоставление расчетных данных с результатами опытов, проведенных в водонасыщенных грунтах в полевых условиях при массе заряда ВВ, менявшейся от 1 до 100 кг, показало их хорошую сходимость.

В то же время из расчетов следовало, что волна на всех расстояниях при всех α_1 ударная. В опытах при $\alpha_1 = 0$ волна действительно ударная, а при $\alpha_1 > 0$ наблюдается размывание. С возрастанием α_1 время нарастания давления до максимума увеличивается и при $\alpha_1 = 0,04$ достигает десятка миллисекунд. Расчеты, проведенные на основе модели многокомпонентной среды с объемной вязкостью, показывают, что она точнее и полнее отражает свойства реальных сред, чем модель без вязкости. Экстремальные значения параметров существенно зависят от содержания газобразного компонента и заметно слабее от значения коэффициента вязкости η . Изменение η на порядок меняет их значения на несколько процентов. Размывание взрывной волны, превращение ее из ударной в непрерывную волну сжатия существенно зависит как от α_1 , так и от η . С увеличением α_1 и η интенсивность размывания увеличивается. Экстремальные значения скорости частиц и объема на удалении от взрыва достигаются в период уменьшения давления. Экстремальные значения параметров могут быть приближенно рассчитаны на основе модели без вязкости по статической диаграмме модели вязкой среды, а для определения временных характеристик, т. е. времени достижения этих значений и профиля волны $p^0(t^0)$, $u^0(t^0)$ и $V^0(t^0)$, необходимо применение модели среды с объемной вязкостью.

Авторы выражают благодарность Л. И. Седову и С. С. Григоряну за обсуждение работы.

Поступила 5 XI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М., «Недра», 1974.
2. Ляхов Г. М., Охитин В. Н. Плоские волны в нелинейных вязких многокомпонентных средах. — ПМТФ, 1977, № 2.
3. Ляхов Г. М., Охитин В. Н. Плоские нестационарные волны в средах с объемной вязкостью. — ПМТФ, 1977, № 5.
4. Григорян С. С. Об основных представлениях динамики грунтов. — ПММ, 1960, т. 24, вып. 2.
5. Кошелев Э. А. О развитии камуфлетной полости при взрыве в мягком грунте. — ПМТФ, 1975, № 2.

6. Ляхов Г. М. Ударные волны в многокомпонентных средах.—«Изв. АН СССР. Механ. и машиностр.», 1959, № 1.
7. Legowski Z., Wlodarczyk E. Regular reflection of an oblique stationary shock wave from an indeformable plane partition in saturated soil.—«Proc. Vibr. Probl. Pol. Acad. Sci.», 1974, vol. 15, N 2.
8. Schwaleczyk F., Wlodarczyk E. O pewnej metodzie konstrukcji rozwiazania problemu propagacji plaskiej niestacjonarnej fali uderzeniowej w osrodkach niesprezystych. Biul. Woisk. akad. tech. im. J. Dabrowskiego, 1971, N 4.
9. Ляхов Г. М., Охитин В. Н. Сферические взрывные волны в многокомпонентных средах.— ПМТФ, 1974, № 2.
10. Рахматуллин Х. А. О распространении волн в многокомпонентных средах.— ПММ, 1969, т. 33, вып. 4.
11. Годунов С. К., Козин Н. С. Структура ударных волн в упруговязкой среде.— ПМТФ, 1974, № 5.
12. Каширский Л. В., Орленко Л. П., Охитин В. Н. Влияние уравнения состояния на разлет продуктов детонации.— ПМТФ, 1973, № 2.

УДК 534.231+539.121.7

ОБ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ ИМПУЛЬСНЫМ ИОНИЗИРУЮЩИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. Д. Воловик, С. И. Иванов

(Харьков)

Исследования упругих колебаний, сопровождающих взаимодействие импульсного ионизирующего излучения с твердыми телами, показали, что возникающие в них механические напряжения создаются нестационарной термоупругой объемной силой $F(\mathbf{r}, t)$ [1, 2]

$$(1) \quad \mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = -\Gamma \nabla E(\mathbf{r}, t),$$

где Γ — параметр Грюнайзена вещества мишени; $E(\mathbf{r}, t)$ — плотность поглощенной энергии пучка ионизирующего излучения в мишени.

Обычно задачи нестационарной термоупругости требуют совместного решения волнового уравнения и уравнения теплопроводности. Если же импульсный пучок заряженных частиц, взаимодействующий с твердой мишенью, имеет длительность τ_b , удовлетворяющую условию

$$(2) \quad \tau_{ei} \ll \tau_b \ll \tau_T \simeq r_b^2/\kappa,$$

то температурное расплывание зоны можно не учитывать за времена порядка действия пучка. Здесь τ_{ei} — время установления однотемпературного режима в электронной и ионной подсистемах материала; τ_T — характерное время диффузии тепла из зоны нагрева цилиндрическим пучком, радиус поперечного сечения которого r_b ; κ — коэффициент теплопроводности материала мишени.

Если совместно с условием (2) удастся выполнить также и условие $\tau_s = r_b/s \ll \tau_T$, то можно считать постоянной температуру нагретой пучком зоны мишени даже за время τ_s — время ухода акустической волны, распространяющейся со скоростью s в среде, из этой зоны. В этом случае решение задачи о величине смещения упругих волн \mathbf{u} , возбуждаемых им-