

СФЕРИЧЕСКИЕ ВЗРЫВНЫЕ ВОЛНЫ В МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СРЕДАХ

Г. М. Ляхов, В. Н. Охитин

(Москва)

Приводится решение задачи о распространении в грунтах волны, создаваемой при взрыве сферического заряда взрывчатого вещества (ВВ), полученное при помощи ЭВМ методом характеристик. Грунты рассматриваются как многокомпонентные среды, состоящие из твердых частиц, воды и воздуха, в соответствии с моделью, предложенной в [1, 2]. Определена зависимость давления, скорости частиц и плотности на фронте волны от расстояния, а также изменение этих параметров со временем в фиксированных точках среды. Проведено сопоставление полученных данных с результатами опытов [1, 2]. Их близкое соответствие при разном содержании компонентов свидетельствует о применимости к грунтам модели многокомпонентной среды. Определены границы применимости модели.

Распространение плоской волны при тех же предпосылках рассмотрено в [3].

1. Модель грунта и схема процесса. Грунты являются многокомпонентными средами, имеющими жесткий скелет. Поэтому одновременно существуют два механизма сжимаемости. Первый связан с передачей нагрузки через контакты между твердыми зёрнами, их смещением и переукладкой (сжимаемость скелета), второй — со сжимаемостью воздуха, воды и материала твердого компонента (сжимаемость трехкомпонентной среды). Влияние этих механизмов на общую сжимаемость в разных грунтах и в одном и том же грунте, но при разных нагрузках, различно. При малых нагрузках основное противодействие сжатию оказывает скелет. В этих условиях применяются модели упругопластических или вязкопластических сред. При достаточно больших нагрузках $p > p^*$, когда объемные деформации несколько превышают содержание в грунте газообразного компонента, основное противодействие сжатию грунт оказывает как многокомпонентная среда. Величина p^* существенно зависит от содержания компонентов — с увеличением содержания газообразного компонента величина p^* возрастает. У водонасыщенных грунтов с содержанием газа, равным тысячным долям объема, p^* соответствует нескольким атмосферам, у неводонасыщенных грунтов — сотням, тысячам и десяткам тысяч атмосфер.

В соответствии с моделью многокомпонентной среды [1, 2] деформации протекают мгновенно в момент приложения нагрузки, касательные напряжения пренебрежимо малы, а уравнение сжатия и разгрузки имеет вид

$$(1.1) \quad \frac{p_0}{p} = \alpha_1 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-1/\gamma_1} + \alpha_2 \left[\frac{\gamma_2 (p - p_0)}{p_2 c_2^2} + 1 \right]^{-1/\gamma_2} + \alpha_3 \left[\frac{\gamma_3 (p - p_0)}{p_3 c_3^2} + 1 \right]^{-1/\gamma_3}$$

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1, \quad \rho_0 = \alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2 + \alpha_3 \rho_3$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ — содержание по объему воздуха, воды и твердого компонента, ρ_1, ρ_2, ρ_3 — их плотность, c_1, c_2, c_3 — скорость звука в них, ρ_0 — плотность трехкомпонентной среды. Все эти величины относятся к атмосферному давлению p_0 .

При решении волновых задач применяются различные схемы взрыва. При инициировании в центре сферического заряда возникает сферическая

детонационная волна, которая отражается от границы со средой. В дальнейшем по продуктам детонации происходит движение сходящихся и расходящихся волн сжатия и разрежения. Эти процессы обычно не рассматриваются, детонация принимается мгновенной, а расширение продуктов детонации — происходящим по изэнтропическому закону [4, 5]. На достаточном удалении от места взрыва при максимальных давлениях порядка тысячи атмосфер и меньше параметры волны при таком подходе практически такие же, как и при более сложной схеме, учитывающей волновые процессы в продуктах детонации. Воспользуемся этой схемой.

Примем в соответствии с [6], что изэнтропическое уравнение продуктов детонации имеет вид

$$(1.2) \quad p = A\rho^n + B\rho^{\gamma+1}$$

При больших и малых давлениях (1.2) переходит соответственно в уравнения [7]

$$(1.3) \quad p = p_n (\rho / \rho_n)^{k_n}$$

$$(1.4) \quad p = p_0 (\rho / \rho_0)^{k_0}$$

Давление p_n и плотность ρ_n соответствуют мгновенной детонации, p_0 и ρ_0 — атмосферному давлению.

Величины A , B , n и γ определяются из условий, что кривые (1.2) и (1.3) должны иметь общую точку $p_n \rho_n$ и общую касательную в этой точке, кривые (1.2) и (1.4) должны иметь общую касательную при $\rho \rightarrow 0$, при расширении от $p_n \rho_n$ продукты детонации совершают работу, равную теплоте взрывчатого превращения Q .

Из этих условий вместе с (1.2) получим систему четырех уравнений для определения A , B , n , γ

$$(1.5) \quad k_n = n + \frac{B\rho_n^{\gamma+1}}{p_n} (\gamma + 1 - n), \quad \gamma = k_0 - 1$$

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

Воспользуемся переменными Лагранжа: r — пространственная координата, t — время. В этих переменных основные уравнения движения имеют вид

$$(1.6) \quad \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{R}{r} \right)^\nu \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{vuV}{R}, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{R}{r} \right)^\nu \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial R}{\partial t} = u, \quad V = \frac{1}{\rho}$$

Здесь R — эйлерова координата, $\nu = 2$.

Система (1.6) имеет два семейства характеристик

$$(1.7) \quad \frac{dp}{\rho c} + du + \frac{vuc}{R} dt = 0 \quad \text{при} \quad dr = \frac{c\rho}{\rho_0} \left(\frac{R}{r} \right)^\nu dt$$

$$\frac{dp}{\rho c} - du + \frac{vuc}{R} dt = 0 \quad \text{при} \quad dr = -\frac{c\rho}{\rho_0} \left(\frac{R}{r} \right)^\nu dt$$

Система (1.6) замыкается уравнением (1.1). Граничные условия на контактном разрыве T , т. е. при $r = r_0$ и на фронте ударной волны

$$(1.8) \quad \rho / \rho_n = (r_0 / R)^3$$

$$(1.9) \quad p - p_0 = \rho_0 u D, \quad (\rho - \rho_0) D = \rho u$$

Перейдем к безразмерным величинам и безразмерным переменным Лагранжа

$$(1.10) \quad p^\circ = p / p_n, \quad \rho^\circ = \rho / \rho_n, \quad c^\circ = c / c_n, \quad u^\circ = u / c_n \\ D^\circ = D / c_n, \quad R^\circ = R / r_0, \quad x = r/r_0, \quad \tau = tc_n / r_0$$

где r_0 — радиус заряда ВВ.

В новых переменных изэнтропа (1.2) продуктов детонации

$$(1.11) \quad p^\circ = A^\circ (\rho^\circ)^n + B^\circ (\rho^\circ)^{\gamma+1}, \quad A^\circ = A \rho_n^n / p_n, \quad B^\circ = B \rho_n^{\gamma+1} / p_n$$

Величины A° , B° , n , γ определяются из уравнений, следующих из (1.5) и (1.2)

$$A^\circ + B^\circ = 1, \quad k_n = n + B^\circ (\gamma - n + 1), \quad \gamma = k_0 - 1$$

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

Граничные условия

$$(1.12) \quad \rho^\circ = (R^\circ)^{-3} \quad \text{при} \quad x = 1 \\ p^\circ - p_0^\circ = k_n \rho_0^\circ D^\circ u^\circ, \quad (\rho^\circ - \rho_0^\circ) D^\circ = p^\circ u^\circ$$

на фронте волны.

Уравнение сжимаемости многокомпонентной среды в безразмерном виде

$$(1.13) \quad \frac{\rho_0^\circ}{\rho^\circ} = \alpha_1 \left(\frac{p^\circ}{p_0^\circ} \right)^{-1/\gamma_1} + \alpha_2 \left[\frac{\gamma_2 (p^\circ - p_0^\circ)}{k_n \rho_2^\circ c_2^{\circ 2}} + 1 \right]^{-1/\gamma_2} + \alpha_3 \left[\frac{\gamma_3 (p^\circ - p_0^\circ)}{k_n \rho_3^\circ c_3^{\circ 2}} + 1 \right]^{-1/\gamma_3}$$

Характеристические соотношения

$$(1.14) \quad \frac{dp^\circ}{k_n \rho^\circ c_0^\circ} \pm du^\circ + \frac{v u^\circ c^\circ}{R^\circ} d\tau = 0 \quad \text{при} \quad dx = \pm \frac{c^\circ \rho^\circ}{\rho_0^\circ} \left(\frac{R^\circ}{x} \right) d\tau$$

Решение задачи проведено для ВВ типа тротила, пяти водонасыщенных грунтов, отличающихся содержанием газообразного компонента и воды. Расчетные характеристики ВВ и сред приводятся в таблице для $k_n = 3$, $k_0 = 1.25$, $p_n = 96\,000$ кг/см², $\rho_n = 1.6$ г/см³, $Q = 1000$ кал/г.

Пористость грунтов одинакова, $n = 0.4$, $\rho_1 = 12 \cdot 10^{-4}$ г/см³, $\rho_2 = 1$ г/см³, $\rho_3 = 2.65$ г/см³, $c_1 = 330$ м/сек, $c_2 = 1500$ м/сек, $c_3 = 4500$ м/сек, $\gamma_1 = 1.4$, $\gamma_2 = 7$, $\gamma_3 = 4$. Здесь $n = \alpha_1 + \alpha_2$.

В рассматриваемой задаче в плоскости $x\tau$ имеются три типа точек (в каждом из которых параметры рассчитываются по своим алгоритмам): на фронте ударной волны S , в среде между S и контактным разрывом T , на контактном разрыве T .

Шаг по пространственной координате Δx принимается постоянным. Величина шага зависит от требуемой точности расчета. Шаг по времени меняется от слоя к слою в соответствии со схемой [8].

Рассмотрим последовательность расчета параметров на фронте S . Пусть точки A и B лежат на одном временном слое. Параметры в них известны. Точки B и K лежат на фронте ударной волны. Определяются па-

№ среды	α_1	α_2	α_3
1	0	0.4	0.6
2	0.0005	0.3995	0.6
3	0.01	0.39	0.6
4	0.02	0.38	0.6
5	0.04	0.36	0.6
6	0	1	0

параметры в точке K . Для начала счета в точку K заносятся значения параметров p° и u° точки B . Затем из точки K на предыдущий временной слой опускается характеристика. Обозначим через L точку ее пересечения с линией AB . Координата этой точки

$$x_L = x_K - \left[\frac{c^\circ \rho^\circ}{\rho_0^\circ} \left(\frac{R^\circ}{x} \right)^{\nu} \right]_{KL} \Delta \tau, \quad R_K^\circ = x_K = R_B^\circ + \Delta x$$

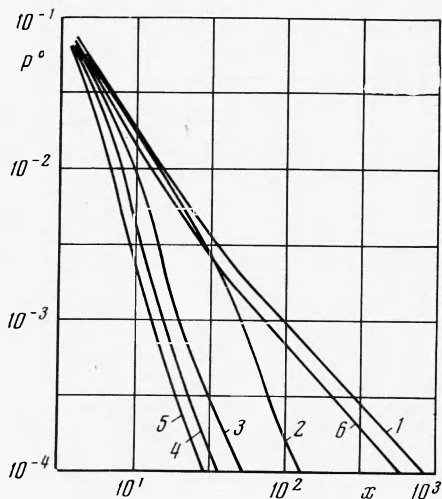
Индекс KL указывает, что величины в скобках принимаются средними между K и L . В первом счете они соответствуют точке K . По найденной координате x_L определяются величины p_L° , u_L° , R_L° при помощи интерполяции по параметрам в точках A и B . При этом $\rho^\circ = \rho^\circ(p_L)$, $c_L^\circ = c^\circ(\rho_L)$.

По найденным значениям p_L° , u_L° , R_L° определяются уточненные значения u° , p° , D° и ρ° в точке K с помощью соотношений на фронте ударной волны и условия, выполняющегося на характеристике

$$p_K^\circ - p_0^\circ = k_n \rho_0^\circ D_K^\circ u_K^\circ, \quad (\rho_K^\circ - \rho_0^\circ) D_K^\circ = \rho_K^\circ u_K^\circ \\ [1/k_n \rho^\circ c^\circ]_{KL} (p_K^\circ - p_L^\circ) + (u_K^\circ - u_L^\circ) - [\nu u^\circ c^\circ / R^\circ]_{KL} \Delta \tau = 0$$

Совместно с (1.13) получаем систему четырех уравнений для определения четырех неизвестных.

Для уточнения расчет повторяется заданное число раз.



Фиг. 1

Аналогично проводится расчет в остальных типах точек, исходя из характеристических соотношений в среде и уравнений (1.8) и (1.11) на контактном разрыве.

2. Результаты расчета. Рассмотрим параметры на фронте ударной волны. Графики безразмерных величин — давления и скорости фронта — представлены на фиг. 1—2. Нумерация кривых здесь и далее соответствует последовательности сред в таблице. Расчетные графики — сплошные, экспериментальные — пунктирные. Из сопоставления кривых на фиг. 1 следует, что с повышением содержания в грунте газообразного компонента интенсивность угасания максимального давления с расстоянием существенно возрастает.

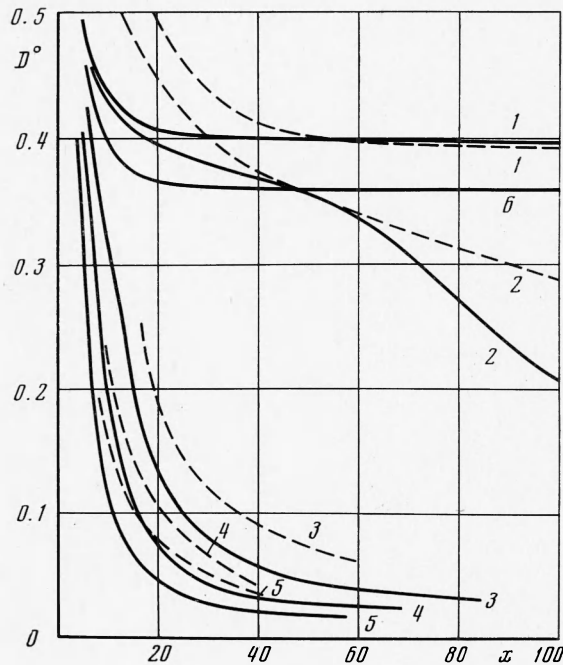
При $\alpha_1 = 0.04$ давление на достаточном удалении от места взрыва почти на два порядка меньше, чем при $\alpha_1 = 0$. В воде (график б) давление угасает немного интенсивнее, чем в грунте с $\alpha_1 = 0$, но существенно медленнее, чем в средах, содержащих воздух.

Зависимость скорости фронта волны D° от расстояния представлена на фиг. 2. Интенсивность падения скорости существенно возрастает с увеличением содержания воздуха. Наиболее интенсивное изменение D° во всех средах происходит вблизи от места взрыва. Затем падение скорости существенно замедляется и ее размерное значение постепенно приближается к скорости звука c , определяемой уравнением, следующим из (1.1)

$$(2.1) \quad c_0^2 = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\alpha_1}{\rho_1 c_1^2} + \frac{\alpha_2}{\rho_2 c_2^2} + \frac{\alpha_3}{\rho_3 c_3^2} \right)^{-1}$$

При $n = 0.4$ и α_1 , равных соответственно 0, 0.005, 0.01, 0.02, 0.04, значения $c_0 = 1620, 355, 85, 58$ и 41 м/сек. При $\alpha_1 = 0$ скорость D отличается от c_0 на несколько процентов уже на расстоянии $x \sim 30$, при $\alpha_1 = 0.04$ — на большем удалении (при $x \sim 100$).

Расчеты показывают, что интенсивность падения скорости частиц u° не возрастает монотонно с увеличением α_1 , как это имеет место в случае D° . На близких расстояниях u° уменьшается с возрастанием α_1 , но затем



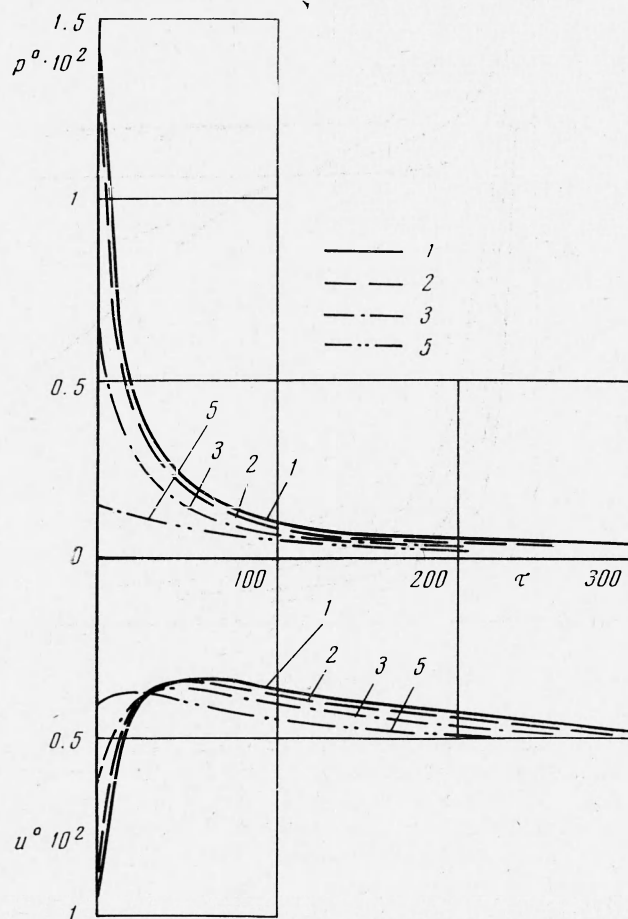
Фиг. 2

кривые $u^\circ(x)$, соответствующие разному содержанию воздуха, могут пересекаться. Так, при $x = 10$ величина u° больше в среде с $\alpha_1 = 0.01$, чем в среде с $\alpha_1 = 0.04$, а при $x > 10$ наблюдается обратное соотношение. При $x < 86$ скорость в среде с $\alpha_1 = 0.0005$ больше, чем в среде с $\alpha_1 = 0.04$, при $x > 86$ зависимость становится обратной. В воде скорость частиц больше, чем в остальных средах. Подобный характер изменения u° получен и в случае плоских волн [3].

Рассмотрим изменение параметров со временем в фиксированных точках среды. На фиг. 3 и 4 представлены графики $p^\circ(\tau)$ и $u^\circ(\tau)$ в точках с координатами x , равными 11.1 и 37. Из графиков следует, что при возрастании α_1 давление уменьшается не только на фронте волны, но и за фронтом. При увеличении τ значения давления во всех рассматриваемых средах сближаются. Так, например, в средах с $\alpha_1 = 0.01$ и 0.04 давление на фронте вблизи места взрыва отличается в десятки раз, при $\tau > 200$ — только на несколько процентов.

Для сопоставления интенсивности угасания давления за фронтом волны в разных средах введем величину θ_* , равную времени, за которое давление в фиксированной точке убывает в e раз и соответствующую безразмерную величину $\theta_*^\circ = \theta_n c_n / r_0$. Значение θ_*° во всех средах растет с удалением от места взрыва. Интенсивность возрастания θ_*° с увеличением содержания воздуха увеличивается. При $\alpha_1 = 0$ и $x = 7.64, 19.11, 50$

и 300 значения $\theta_*^\circ = 4.9, 7.9, 11.4, 19.5$ соответственно. При $\alpha_1 = 0.01$ и $x = 8.25, 10, 20, 30, 50$ $\theta_*^\circ = 5.5, 6.7, 9.3, 280, 1000$ соответственно. При $\alpha_1 = 0.04$ и $x = 4, 7.69, 17.6, 30$ соответственно $3, 18.5, 206, 820$. Зависимость $\theta_*^\circ(x)$ представлена на фиг. 5. График 6 построен по экспериментальным данным для воды [9]. Расчетный график для воды не приведен, так как он практически совпадает с 6. (При $x = 4, 10, 21, 26.9, 120$ и 300 получены значения $\theta_*^\circ = 2.4, 4.8, 8, 12.5, 19.1$).



Фиг. 3

Увеличение содержания газообразного компонента приводит к значительному снижению интенсивности убывания давления за фронтом волны и к возрастанию величины θ_*° . В воде и в двухкомпонентной среде значения θ_*° практически совпадают.

Скорость частиц за фронтом волны (фиг. 3 и 4) в точках, расположенных на малых расстояниях ($x = 11.1$), с течением времени сначала убывает, а затем немного возрастает. При $x = 37$ подобная зависимость сохраняется в случае $\alpha_1 = 0$ и 0.005 , но в средах с большим содержанием воздуха возрастание скорости начинается сразу же за фронтом волны. С течением времени значения скорости частиц во всех средах сближаются.

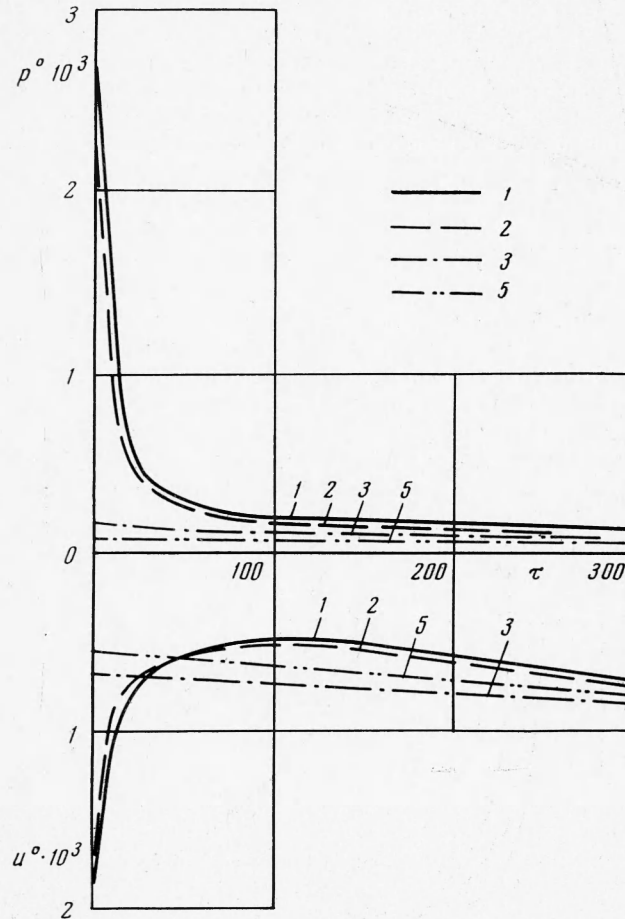
При взрыве возникает поток, распространяющийся от газовой камеры. Скорость его во всех средах убывает с расстоянием, но в фиксиро-

ванных точках с течением времени она может и возрастать, и уменьшаться. В дальнейшем скорость потока в результате сокращения размера газовой камеры станет убывать.

Изменение давления за фронтом волны в рассматриваемых средах приближенно описывается уравнениями

$$(2.2) \quad \begin{aligned} p^\circ &= p_m^\circ e^{-\tau/\theta_*^\circ} && \text{при } \tau \leq \theta_*^\circ \\ p^\circ &= p_m^\circ \theta_*^\circ / e\tau && \text{при } \tau \geq \theta_*^\circ \end{aligned}$$

где τ — время, отсчитываемое от момента прихода фронта волны в рассматриваемую точку, p_m° — давление на фронте волны.



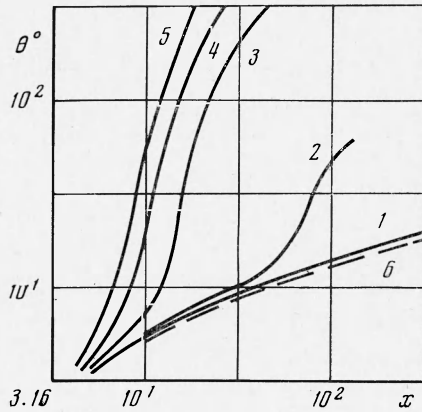
Фиг. 4

В средах с $\alpha_1 \leq 0.005$ графики, построенные по этим уравнениям, практически совпадают с расчетными. С увеличением α_1 различия кривых возрастают.

Сравнение параметров волн в воде и в двухкомпонентной среде (кварц—вода) показывает, что наличие в воде твердых частиц обуславливает возрастание давления и скорости фронта волны и снижение скорости частиц. Физически это объясняется уменьшением сжимаемости среды и возрастанием ее плотности.

Включение газообразного компонента незначительно уменьшает плотность и существенно увеличивает сжимаемость. Это приводит к возрастанию кривизны диаграммы сжатия и увеличению потерь на фронте ударной волны.

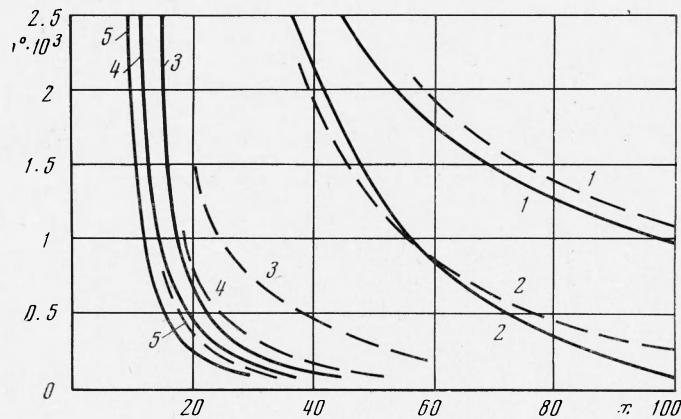
3. Сопоставление расчетных и опытных данных. Процесс динамического деформирования среды, состоящей из твердого скелета, поры которого заполнены жидкостью и мелкими пузырьками газа, сложен. В рассматриваемой модели принято, что распространение взрывных волн в первую очередь определяется процентным содержанием компонентов и их сжимаемостью. Кроме того, может быть учтено различие скоростей смещения компонентов и напряжений в них, процентное содержание пузырьков газа разного радиуса, поверхностное натяжение, сжимаемость скелета, наличие касательных напряжений в скелете, фазовые переходы в твердом компоненте, изменение температуры при ударном сжатии и др. Влияние некоторых из этих факторов рассмотрено в [10-14]. Их учет приводит к чрезвычайному усложнению модели, что не позволяет при этих пред-



Фиг. 5

посылках получить решение задачи о взрыве.

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных имеет целью установить применимость рассматриваемой модели к водонасыщенным грунтам, где содержание газообразного компонента мало и не превышает обычно 4-5% общего объема.



Фиг. 6

На фиг. 6 приведены графики зависимости давления на фронте волны от расстояния. Сплошные кривые построены по расчетным, а пунктирные — по экспериментальным данным. Опыты [2] проводились при камуфлетных взрывах сосредоточенных тротильных зарядов весом 1.6, 5 и 40 кг в водонасыщенных песчаных грунтах (кривые 1, 2, 3, 5) и зарядов весом 5 и 25 кг в водонасыщенных глинистых грунтах (кривая 4). Пори-

стость песчаных грунтов $n \sim 0.4$, глинистых ~ 0.2 . Среды были мелкодисперсными, радиус пузырьков газа от 0 до 0.05 см.

Содержание заземленного воздуха на одних и тех же опытных площадках не было одинаковым. Отклонения достигали 50% среднего значения. Расчетные величины α_1 взяты по средним значениям.

Наблюдается хорошее соответствие хода экспериментальных и расчетных кривых. Несколько большее, чем в других средах расхождение графиков 3 и 4 и следует объяснить возможным превышением истинного значения α_1 по сравнению с принятым в расчетах. Для грунта с $\alpha_1 = 0.02$ в расчетах принималось $n = 0.4$. В действительности грунт был плотнее ($n = 0.2$). Это также должно приводить к отличию графиков. Расхождение экспериментальных и расчетных кривых в грунтах, содержащих воздух, возрастает с удалением от места взрыва. При этом во всех случаях экспериментальные значения превышают расчетные.

Зависимость скорости фронта волны от расстояния дана на фиг. 2. Как и в случае давления, наблюдается соответствие хода расчетных и опытных кривых. С расстоянием расчетные значения D стремятся к расчетной скорости звука. При $\alpha_1 \geq 0.01$ экспериментальные значения D не опускаются ниже 150–200 м/сек, что соответствует скорости, определяемой сжимаемостью скелета грунта.

Сопоставление расчетных и экспериментальных значений θ_*° показывает их хорошую сходимость в грунтах при $\alpha_1 \leq 0.0005$. По мере увеличения α_1 экспериментальные значения θ_*° возрастают, но в меньшей степени, чем расчетные. Различие увеличивается с удалением от места взрыва. При наибольшем значении $\alpha_1 = 0.04$ на расстоянии $x = 20$ расчетное значение 290, а экспериментальное ~ 200 , при $x = 30$ расчетное значение 820, экспериментальное ~ 380 .

По расчетам волна во всех средах на всех расстояниях остается ударной. В опытах ударная волна с удалением от места взрыва в средах с $\alpha_1 \geq 0.01$ превращается в непрерывную волну сжатия. При $C = 5$ кг заметное размывание скачка наблюдается в среде с $\alpha_1 = 0.01$ на расстоянии $x = 45$, а в среде с $\alpha_1 = 0.04$ при $x = 20$.

Из сопоставления расчетных и экспериментальных данных следует, что рассматриваемая модель отражает основные физические закономерности деформирования многокомпонентных сред, существенные при рассмотрении взрывных волн. В двухкомпонентной среде (твердые частицы — вода) и в трехкомпонентной среде при $\alpha_1 \leq 0.0005$ расчетные и опытные значения параметров практически совпадают. При возрастании содержания газообразного компонента в расчетах, как и в эксперименте, наблюдается значительное изменение давления, скорости фронта и скорости частиц (на один — два порядка). Наблюдаемое в опытах при $\alpha_1 \leq 0.01$ уменьшение скорости фронта до 150–200 м/сек, а также меньшее, чем в расчетах, увеличение длительности волны объясняются тем, что при малых давлениях суммарная сжимаемость компонентов в этих средах начинает превышать сжимаемость скелета.

Размывание скачка на фронте и превращение ударной волны в непрерывную волну сжатия, как показано в [15], обусловлено объемной вязкостью среды, оно следует из модели, учитывающей вязкие свойства. В многокомпонентных средах, содержащих пузырьки газа, вязкие свойства, в первую очередь, связаны с мгновенным сжатием пузырьков при действии нагрузки, что сказывается особенно заметно в области малых давлений.

Поступила 29 V 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ляхов Г. М.* Ударные волны в многокомпонентных средах. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1959, № 1.
2. *Ляхов Г. М.* Основы динамики взрыва в грунтах и жидких средах. М., «Недра», 1964.
3. *Ляхов Г. М., Охитин В. Н., Чистов А. Г.* Ударные волны в грунтах и в воде вблизи от места взрыва. ПМТФ, 1972, № 3.
4. *Григорян С. С.* К решению задачи о подземном взрыве в мягких грунтах. ПММ, 1964, т. 28, вып. 6.
5. *Чедвик П., Кокс А., Гопкинс Г.* Механика глубинных подземных взрывов. М., «Мир», 1966.
6. *Каширский Л. В., Орленко Л. П., Охитин В. Н.* Влияние уравнения состояния на разлет продуктов детонации. ПМТФ, 1973, № 2.
7. *Ландау Л. Д., Станюкович К. П.* Об изучении детонации конденсированных взрывчатых веществ. Докл. АН СССР, 1945, т. 46, № 9.
8. *Хоскин Н. Э.* Метод характеристик для решения уравнений одномерного неустановившегося течения. В сб. «Вычислительные методы в гидродинамике». М., «Мир», 1967.
9. *Коул Р.* Подводные взрывы. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
10. *Рахматулин Х. А.* Основы газодинамики взаимопроницаемых движений сжимаемых сред. ПММ, 1956, т. 20, вып. 2.
11. *Бетчлер Г. К.* Волны сжатия в суспензиях газовых пузырьков. Сб. перев. «Механика», 1968, № 3.
12. *Николаевский В. Н., Басниев К. С., Горбунов А. Т., Зотов Г. А.* Механика насыщенных пористых сред. М., «Недра», 1970.
13. *Нигматулин Р. И.* Модель движения и ударные волны в двухфазных твердых телах с фазовыми переходами. ПМТФ, 1970, № 1.
14. *Копытов Г. Ф.* Затухание ударных волн в газожидкостной среде. Вестн. Ленингр. ун-та, 1968, № 1.
15. *Ляхов Г. М., Пачепский Я. А.* Об учете вязких и пластических свойств при решении волновых задач. ПМТФ, 1973, № 2.