

ные объемы были найдены в монофазной области по уравнению состояния, а в двухфазной области — по параметрам линии равновесия. Путем их интегрирования были определены границы двухфазной области, когда давление в центральной зоне постоянно и равно 60 бар. Результаты сравнения обоих расчетов приведены в таблице.

	Границы двухфазной области, м		Объемы двухфазной области, 10^3 м^3	
	G	L	G	L
Сквозной расчет	17,0	17,9	20,5	23,8
Уточненный расчет	16,3	17,2	18,1	21,1

Как видно из данных таблицы, радиусы границ завышены при сквозном расчете на 4%, а объемы — на 12%. Точность сквозных расчетов может быть существенно повышена при использовании более мелкого пространственного разбиения.

Поступила 8 I 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Гласстоун С. (ред.) Действие ядерного оружия. М., Воениздат, 1971.
2. Альтшулер Л. В., Балабанов А. В., Баталов В. А. и др. Камуфлетный взрыв в жидких и упругоэластических средах. — ДАН СССР, 1970, т. 193, № 6.
3. Шуршалов Л. В. Расчет мощных подводных взрывов. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 5.
4. Стернберг Г. М., Уолкер В. А. Расчет течения и распределения энергии при подводной детонации пентолитовой сферы. — В кн.: Подводные и подземные взрывы. М., Мир, 1974.
5. Кот К. А. Мощные подводные взрывы. — В кн.: Подводные и подземные взрывы. М., Мир, 1974.
6. Альтшулер Л. В., Кругликов Б. С. Математическое моделирование сильной ударной волны в воде с учетом испарения. — В кн.: Тезисы докладов II Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям. М., 1976.
7. Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В., Шарипджанов И. И. Построение уравнения состояния химических соединений. Препринт № 43. М., изд. Ин-та прикл. математики АН СССР, 1976.
8. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М., Мир, 1972.
9. Баканова А. А., Сутулов Ю. Н., Трунин Р. Ф. Исследование динамической сжимаемости льда при высоких давлениях. — В кн.: Доклады I Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям. М., 1974.
10. Ривкин С. Л., Александров А. А. Термодинамические свойства воды и водяного пара. М., Энергия, 1975.
11. Уилкинс М. Л. Расчет упругоэластических течений. — В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., Мир, 1967.

УДК 624.131+539.215

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ВЗРЫВНЫХ ВОЛН В ПЛОТНЫХ СРЕДАХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СХЕМАХ ДЕТОНАЦИИ

Е. Г. Баранов, В. А. Коваленко, Е. А. Коваленко,
Г. М. Ляхов

(Днепропетровск, Фрунзе, Москва)

При исследовании волн, создаваемых взрывом заряда ВВ в плотных средах, применяются реальная, мгновенная волновая и мгновенная безволновая схемы детонации.

При инициировании в центре сферического заряда конденсированного ВВ образуется сферическая детонационная волна. В момент прихода ее фронта на поверхность заряда в окружающей среде возникает сферическая ударная волна

(скачок), а по продуктам детонации к центру начинает двигаться сходящаяся сферическая волна, которая может быть как волной разрежения, так и ударной в зависимости от характеристик взрывчатого вещества и среды. В результате сложения элементарных волн, движущихся от границы газовой камеры, в центре создается расходящаяся волна. В процессе многократных движений волн происходит расширение газовой камеры, выравнивание и уменьшение давления в продуктах детонации. Схема реальной детонации учитывает эти волновые процессы.

Более простой является схема мгновенной волновой детонации. Принимается, что весь заряд детонирует мгновенно. В окружающей среде возникает ударная волна, а к центру заряда от контактного разрыва по области постоянного давления движется волна разрежения. В центре, как и в схеме реальной детонации, элементарные волны взаимодействуют и возникает новая сферическая расходящаяся волна. Процесс смены волн повторяется, давление в газовой камере выравнивается и уменьшается, фронт ударной волны удаляется от границы газовой камеры.

По схеме мгновенной безволновой детонации заряд детонирует мгновенно, давление во всем объеме полости взрыва одинаково (выравнивается мгновенно) и изменяется только со временем [1—5].

В рассматриваемых схемах реальной и мгновенной волновой детонации примем одно изэнтропическое уравнение состояния продуктов взрыва. Широкое применение находит одночленное уравнение [6]

$$(1) \quad p = p_n (\rho / \rho_n)^k,$$

где p_n и ρ_n — давление и плотность на фронте детонационной волны.

Более точно свойства продуктов детонации описывает двучленное уравнение [1, 2, 7]

$$(2) \quad p = A \rho^n + B \rho^{\gamma+1}.$$

Принимается, что при большом давлении это уравнение переходит в (1), а при малом имеет вид

$$(3) \quad p = p_0 (\rho / \rho_0)^{k_0},$$

где p_0 — атмосферное давление; ρ_0 — соответствующая ему плотность продуктов взрыва.

На фронте детонационной волны внутренняя энергия продуктов детонации E равна сумме теплоты взрыва Q и энергии ударного перехода

$$E = Q + (p_n - p_0)(V_n - V_0)/2.$$

Величины A , B , n и γ определяются из условий: при давлении, соответствующем фронту детонационной волны, кривые (1) и (2) имеют общую касательную и общую точку, при $\rho \rightarrow 0$ имеют общую касательную кривые (1), (3), при расширении от p_n до p_0 продукты детонации совершают работу, равную E .

Из этих условий вместе с (2) получим систему для определения A , B , n , γ

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

$$Q + (p_n - p_0)(V_n - V_0)/2 = \frac{p_n}{\rho_n (n-1)} + \frac{B \rho_n^{\gamma} (n-1-\gamma)}{\gamma (n-1)}.$$

Воспользуемся переменными Лагранжа r (пространственная координата в единицах длины) и t (время).

В этих переменных основные уравнения движения сплошной среды имеют вид

$$(4) \quad \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{R}{r} \right)^{\nu} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{\nu u V}{R} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{R}{r} \right)^{\nu} \frac{\partial p}{\partial r} = 0,$$

где R — эйлерова координата; $\nu = 2$.

Система (4) замыкается уравнением (2) для области продуктов детонации и уравнением, определяющим поведение окружающей среды (воды или водонасыщенного грунта), для области ударной волны. Решение определяется в среде и в продуктах детонации.

Граничные условия: на фронте ударной волны в среде

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

на контактном разрыве (граница газовой камеры) давление и скорость частиц в ПД и в среде равны, в центре симметрии скорость частиц равна нулю.

Расчеты проведены для пентолита и тротила. При этом принято: для тротила $D = 6950$ м/с, $\rho_0 = 1600$ кг/м³, $Q = 10^6$ кал/кг, $k = 3$, $k_0 = 1,25$; для пентолита $D = 7650$ м/с, $\rho_0 = 1650$ кг/м³, $Q = 1,218 \cdot 10^6$ кал/кг, $k = 2,94$, $k_0 = 1,26$ (D — скорость детонационной волны, $p_n = \rho_0 D / (k + 1)$).

Рассматриваются волны в воде и водонасыщенном грунте как баротропных средах (энтропия в явном виде не входит). К воде применено уравнение сжимаемости Тэта. К водонасыщенному грунту — уравнение трехкомпонентной среды без вязкости [2]

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \left[\frac{\gamma_i (p - p_0)}{\rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{-\frac{1}{\gamma_i}},$$

$$\rho_0 = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \rho_{i0}, \quad \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1,$$

где величины с индексом 1 относятся к заземленному в порах грунта воздуху, 2 — к поровой воде и 3 — к твердому компоненту (кварцу); α_i — содержание i -го компонента по объему; ρ_{i0} — плотность; c_{i0} — скорость звука в i -м компоненте при $p = p_0$.

Расчеты приведены при $\alpha_1 = 0,04$, $\alpha_2 = 0,36$, $\alpha_3 = 0,60$, что соответствует водонасыщенному грунту со средним содержанием заземленного воздуха [3]. Принято $\rho_{10} = 1,29$ кг/м³, $\rho_{20} = 1000$ кг/м³, $\rho_{30} = 2650$ кг/м³, $c_{10} = 330$ м/с, $c_{20} = 1480$ м/с, $c_{30} = 4500$ м/с, $\gamma_1 = 1,4$, $\gamma_2 = 7,15$, $\gamma_3 = 4$. В уравнении Тэта те же значения величин γ_2 , c_{20} и ρ_{20} .

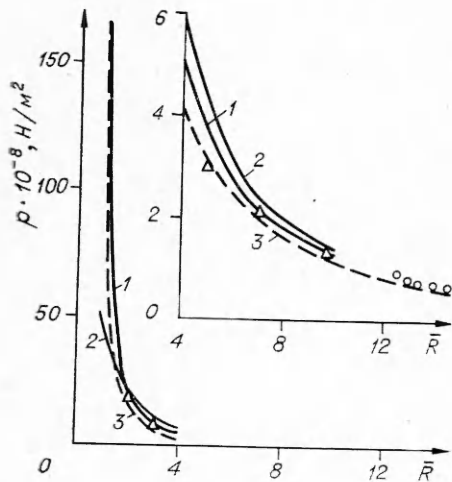
Решение выполнено методом характеристик, ранее применявшимся в работах [1, 2, 8]. В рассматриваемой задаче в плоскости R, t имеется несколько типов точек, в каждом из которых расчет ведется по своему алгоритму: на фронте ударной волны S в среде, между S и контактными разрывом T (граница газовой камеры), на T , в продуктах детонации и в центре симметрии. Шаг по пространственной координате принимается в соответствии с критерием Куранта.

По обеим принятым схемам рассчитаны параметры волны в воде при взрыве заряда пентолита с тем, чтобы сопоставить их с результатами работы [9], где решение выполнено методом конечных разностей с искусственной вязкостью при схеме реальной детонации и небаротропном уравнении состояния продуктов взрыва. К воде применено небаротропное уравнение

$$p = f_1/V + f_2/V^3 + f_3/V^5 + f_4/V^7,$$

где f_1, f_2, f_3 и f_4 — полиномиальные функции от внутренней энергии.

В соответствии со схемой реальной детонации в момент времени, когда фронт детонационной волны подходит к граничной поверхности, распределение параметров за фронтом характеризуется двумя зонами: зоной



Фиг. 1

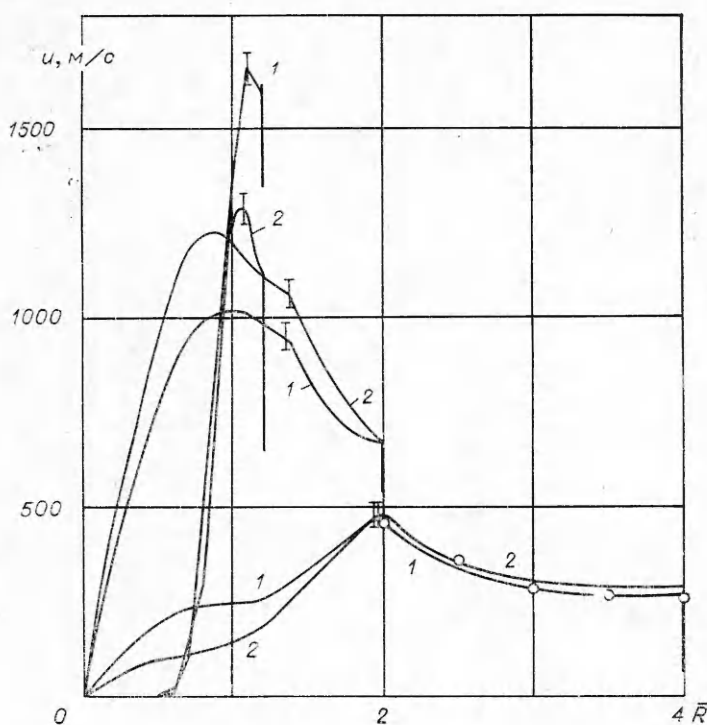
продуктов взрыва со средней давление падает до $165,5 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ по первой и до $49,8 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ по второй схеме. Скорость частиц равна 2662 и 1263 м/с соответственно. Схема реальной детонации приводит к существенно большим значениям параметров. По мере распространения волны максимальное давление убывает при разных схемах с разной интенсивностью. На расстоянии $\bar{R} = 2$ кривые максимального давления при сравниваемых схемах пересекаются и большими становятся параметры, рассчитанные по схеме мгновенной детонации. Различие максимальных давлений, рассчитанных по двум схемам, уменьшается от 70% на границе газовой камеры до 8% на расстоянии $\bar{R} = 10$. На фиг. 1 кружками отмечены экспериментальные данные [11], соответствующие взрывам заряда тротила в воде, треугольниками — экспериментальные данные [12] при зарядах т.н. Результаты экспериментов удовлетворительно согласуются с расчетами по обеим схемам, но ближе соответствуют схеме реальной детонации.

На фиг. 2 представлено распределение скорости частиц $u = u(\bar{R})$ за фронтом ударной волны в воде и в газовой камере для принятых схем детонации в моменты времени, когда фронты достигают расстояний, равных 1, 2; 2 и 4. По схеме 1, когда фронт находится в точке $\bar{R} = 1, 2$, скорость частиц от фронта до контактного разрыва возрастает почти линейно, в газовой камере она падает при $\bar{R} = 0,5$ до нуля и далее сохраняет это значение. Когда фронты достигнут $\bar{R} = 2$, скорость после скачка возрастает, максимум ее находится в пределах газовой камеры. Затем она убывает до нуля. Когда фронты волн находятся в точке $\bar{R} = 4$, различия уменьшаются до нескольких процентов, за исключением небольшой области в газовой камере. Скорости фронта волны по сравниваемым схемам различны вблизи и практически одинаковы на удалении от заряда.

Распределение давления $p = p(\bar{R})$ за фронтом волны в воде и в газовой камере представлено на фиг. 3. По схеме 1, когда фронт волны достигает $\bar{R} = 1, 2$, за скачком происходит падение давления, затем в пределах газовой камеры нарастание и новое падение до области постоянного давления. По продуктам детонации к центру симметрии распространяется волна разрежения, фронт которой в этот момент времени достигает $\bar{R} = 0,8$. Начиная с этого расстояния и до центра симметрии, влияние окружающей

покою, от центра симметрии до $\bar{R} = 0,458 \bar{R}_0$, где скорость частиц равна нулю, а давление — $56,9 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$, и нестационарным участком от зоны покоя до фронта детонационной волны. Скорость частиц на фронте 1942 м/с, а давление — $250,15 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$. По схеме мгновенной волновой детонации давление по всей взрывной полости равно $125 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$, скорость частиц — нулю [10].

На фиг. 1 представлены графики зависимости максимального давления волны от безразмерного расстояния $\bar{R} = R/R_0$ (R_0 — радиус заряда ВВ) в воде. Здесь и далее кривая 1 соответствует схеме реальной, 2 — мгновенной волновой детонации, 3 — расчетам [9]. При взаимодействии про-

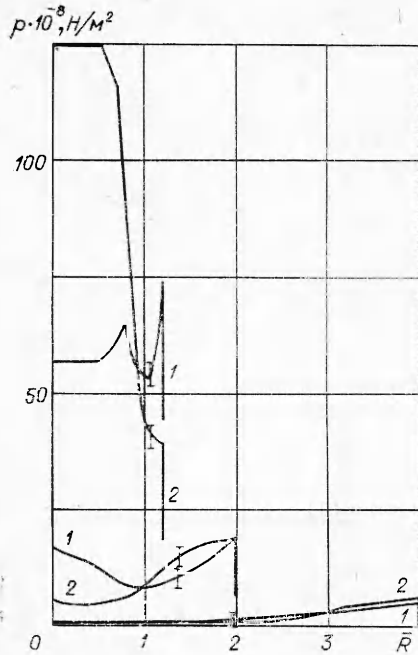


Ф и г. 2

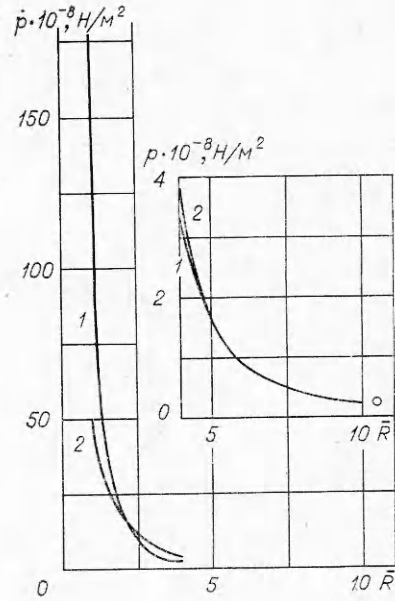
среды не сказывается. По схеме 2, когда фронт достигает $\bar{R} = 1,2$, за скачком происходит непрерывное нарастание давления как в среде, так и в газовой камере до значения, соответствующего начальному давлению. По продуктам детонации распространяется волна разрежения, фронт которой находится на расстоянии $\bar{R} \cong 0,5$. Когда фронты волн достигают $\bar{R} = 2$, распределение давлений по двум схемам становится близким, за исключением газовой камеры. При достижении фронтами $\bar{R} = 4$ давление в воде и в продуктах взрыва по обеим схемам отличается на несколько процентов.

Величины давления и скорости частиц на фронте волны и на контактном разрыве, когда фронты волн достигают расстояний от 1,2 до 10, приведены в табл. 1. Верхние значения соответствуют схеме 1, нижние — 2. Из данных фиг. 1—3 и табл. 1 следует, что параметры волны, рассчитанные по схемам реальной и мгновенной волновой детонации, сильно отличаются в ближней зоне, но при $\bar{R} = 10$ имеют практически одинаковые значения. Принятое приближение приводит к незначительным отклонениям от результатов, полученных по более сложным уравнениям состояния продуктов взрыва и воды [9].

Рассмотрим результаты расчета параметров волн при взрыве тротилового заряда в водонасыщенном грунте. На фиг. 4 приведены графики изменения максимального давления с расстоянием при реальной и мгновенной волновой схемах детонации (кривые 1 и 2 соответственно). Точкой отмечены результаты расчета по схеме мгновенной безволновой детонации для того же грунта и того же ВВ [2]. Различие начальных значений максимального давления велико. С удалением от источника взрыва различие уменьшается.



Ф и г. 3



Ф и г. 4

В табл. 2 приведены параметры волны в водонасыщенном грунте. Верхние значения соответствуют реальной, а нижние — мгновенной детонации. При распространении волны значения параметров, соответствующих этим схемам, сближаются несколько быстрее, чем при взрыве пентолита в воде. Когда фронт достигает расстояний, равных 4—6, они практически совпадают.

Графики изменения давления со временем $p(t)$ в водонасыщенном грунте на расстояниях, равных 1,5; 3 и 5, для обеих схем приведены на фиг. 5. На расстоянии $\bar{R} = 1,5$ различие кривых велико, при $\bar{R} = 3$ существенно меньше, а при $\bar{R} = 5$ практически отсутствует.

Давление на фронте ударной волны в первые моменты времени в случае пентолита и воды меньше, чем в случае тротила и водонасыщенного

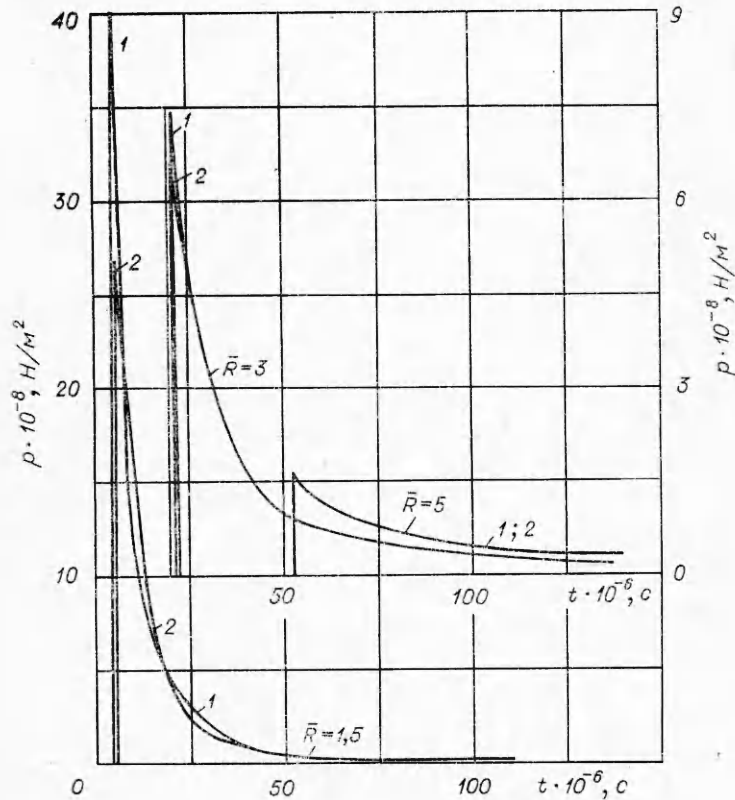
Т а б л и ц а 1

Время, мс	Координата \bar{R}		Давление $p \cdot 10^{-5}$, Н/м ²				Скорость частиц u , м/с		Время, мс	Координата \bar{R}		Давление $p \cdot 10^{-5}$, Н/м ²				Скорость частиц u , м/с	
	фронта	контактного разрыва	на контактом разрыве	на фронте	на контактом разрыве	на фронте	фронта	контактного разрыва		на контактом разрыве	на фронте	на контактом разрыве	на фронте				
3,5	1,2	1,08	45 931	73 971	1668	1498	47,6	6,0	2,36	320	2690	321	148				
3,5		1,07	40 386	39 602	1294	1091	47,1		2,39	303	3046	331	164				
8,2	2,0	1,36	10 200	19 108	950	670	70,5	8,0	2,68	155	1772	255	102				
8,7		1,38	14 394	19 006	1067	668	69,5		2,72	153	1960	263	112				
25,8	4,0	1,98	1 221	5 151	472	253	95,0	10,0	2,97	98	1287	218	77				
26,1		1,99	1 106	6 002	485	286	93,4		3,01	102	1400	224	83				
—	—	—	—	—	—	—	—	10,0[9]	—	—	1184	250	70				

Таблица 2

Время, мкс	Координата \bar{R}		Давление $p \cdot 10^{-5}$, Н/м ²			Скорость частиц u , м/с			Время, мкс	Координата \bar{R}		Давление $p \cdot 10^{-5}$, Н/м ²			Скорость частиц u , м/с		
	фронта	контактного разрыва	на контактом разрыве	на фронте	на контактом разрыве	на фронте	на контактом разрыве	на фронте		фронта	контактного разрыва	на контактом разрыве	на фронте	на контактом разрыве	на фронте		
3,7		1,05	58 230	88 605	1037	1074		72,1									
4,2	1,2	1,04	38 680	37 060	741	596		71,9	6,0	2,40	321	939	236	49			
9,6		1,28	10 996	17 499	668	357	122,9			2,90	135	420	175	30			
10,8	2,0	1,29	13 109	16 607	668	345	122,7		8,0	2,91	125	425	176	31			
33,3		1,84	1 022	3 469	352	118	209,5			3,54	55	214	120	21			
33,4	4,0	1,84	958	3 661	356	120	209,3		10,0	3,54	56	213	121	21			

грунта. Это связано с различием в характере сжимаемости этих сред. При больших давлениях, соответствующих фронту детонационной волны, влияние заземленного воздуха, составляющего 0,04 объема, на общую сжимаемость грунта мало. Сжимаемость в первую очередь определяется сжимаемостью воды и твердого компонента (кварца). Кварц менее сжимаем, чем вода. Поэтому водонасыщенный грунт оказывается менее сжимаем, чем чистая вода. При малых давлениях кварц и вода малосжимаемы,



Ф и г. 5

общая сжимаемость водонасыщенного грунта определяется сжимаемостью заземленного воздуха и оказывается большей сжимаемости чистой воды.

С возрастанием сжимаемости среды увеличивается интенсивность угасания волны с расстоянием. Ранее подобные результаты получены для тех же сред на основе схемы мгновенной безволновой детонации. Они подтверждаются опытами [1]. Радиус газовой камеры в водонасыщенном грунте растет со временем быстрее, чем в воде.

Анализ результатов расчета показывает, что параметры взрывных волн в плотных средах на близких расстояниях от места взрыва существенно зависят от принимаемой схемы детонации ВВ. Схема мгновенной детонации приводит к меньшим значениям максимального давления и скорости частиц, чем схема реальной детонации. С удалением значения параметров, вычисленные по этим схемам, сближаются. Затем, начиная с некоторого расстояния, большие значения приобретают параметры, определенные по схеме мгновенной детонации. При дальнейшем распространении волны различия параметров снова уменьшаются. Для сочетания пентолит — вода значения давления на фронте волны, вычисленные по двум схемам, отличаются примерно на 5% при $\bar{R} = 12$, а для сочетания тротил — водонасыщенный грунт — при $\bar{R} = 4$.

Применение двучленного изэнтропического уравнения к продуктам взрыва и уравнения Тэта к воде приводит к значениям параметров ударной волны, лишь на несколько процентов отличающимся от расчетов по более сложным небаротропным уравнениям этих сред [9].

Поступила 1 XII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Ляхов Г. М., Охитин В. Н. Сферические взрывные волны в многокомпонентных средах. — ПМТФ, 1974, № 2.
2. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М., Недра, 1974.
3. Григорян С. С. К решению задачи о подземном взрыве в мягких грунтах. — ПММ, 1964, т. 28, вып. 6.
4. Баранов Е. Г., Коваленко В. А. Влияние параметров детонации взрывчатых веществ на распределение энергии взрыва скважинного заряда. — ФТПРПИ. 1975, № 6.
5. Кузнецов В. М. Математические модели взрывного дела. Новосибирск, Наука, 1977.
6. Ландау Л. Д., Станюкович К. П. Об изучении детонации конденсированных ВВ. — ДАН СССР, 1945, т. 46, № 9.
7. Каширский А. В., Орленко Л. П., Охитин В. Н. Влияние уравнения состояния на разлет продуктов детонации. — ПМТФ, 1973, № 2.
8. Хоскин Н. Э. Метод характеристик для решения уравнений одномерного неуставившегося течения. — В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., Мир, 1967.
9. Стернберг Г. М., Уолкер В. А. Расчет течения и распределения энергии при подводной детонации пентолитовой сферы. — В кн.: Подводные и подземные взрывы. М., Мир, 1974.
10. Баранов Е. Г., Коваленко В. А., Коваленко Е. А. Распределение параметров потока за фронтом одномерной детонационной волны. — В кн.: Сейсмика и разрушение горных пород взрывом. Фрунзе, Илим, 1974.
11. Коул Р. Подводные взрывы. М., ИЛ, 1950.
12. Христофоров Б. Д. Параметры ударной волны и газового пузыря при подводном взрыве зарядов различной плотности из тэна и азида свинца. — ПМТФ, 1961, № 4.