

дов тротила и угленита. Из приведенных зависимостей видно, что процесс формирования поверхностных волн зависит от особенностей источника. После того как поверхностная волна сформировалась и вышла на прямую с $n=1$, амплитуда поверхностных волн не зависит от свойств взрывчатых веществ.

Анализ выполненных исследований в мягких грунтах показал независимость размеров полости взрыва и параметров сейсмических волн от характеристик взрывчатых веществ. Отмечено влияние свойств источника на формирование поверхностных волн.

В заключение автор благодарит С. С. Григоряна за обсуждение работы и ценные замечания.

*Поступила в редакцию
3/XII 1969*

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Харин, Н. В. Кузьмина, Г. И. Данилова. ФГВ, 1966, 2, 4.
2. С. С. Григорян, Г. М. Ляхов и др. ПМТФ, 1963, 4.

УДК 532.593

ЗАТУХАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В ТРУБАХ ПРИ ПОДВОДНОМ ВЗРЫВЕ

*Б. Д. Христофоров
(Москва)*

Пьезоэлектрические измерения параметров ударных волн в стальных трубах при подводном взрыве перед трубами проводились в бассейне с водой размером $2 \times 1,5 \times 1$ м³. Стальные трубы диаметром $d=0,078$ и $0,052$ м, длиной $1,2$ м и отношением диаметра к толщине стенок около 15 располагались в бассейне на глубине $0,3$ м. Микросферические заряды из тэна весом $S=0,2$ и $0,9$ г взрывались перед трубой на расстояниях от ее торца $r=0; 5; 10; 15; 25 \cdot 10^{-2}$ м. Разбрасываемый слой таких зарядов мал, и действие их взрыва подобно взрыву зарядов большого веса [1].

Параметры ударной волны измерялись турмалиновыми датчиками давления с диаметром кристаллов $1,5-3$ мм с регистрацией на двухлучевых осциллографах ОК-24МА. На каждый канал осциллографов обычно подавались сигналы от двух датчиков, расположенных в трубе на различных расстояниях x от торца (рис. 1, а). Измерения проводились на расстояниях от $0,1$ до 1 м. Заряды и датчики устанавливались вдоль оси трубы.

На приборе СФР-2М получены высокоскоростные фотографии процесса затекания ударной волны в трубу методом Теплера (см. рис. 1, б). Погрешность отдельного измерения параметров ударной волны турмалиновыми датчиками обычно меньше $\pm 10\%$. Однако разброс результатов измерений от их среднего значения иногда достигал $+15\%$, что

связано с особенностями исследованного явления. Средние значения экспериментальных данных не менее 5 измерений приведены ниже на графиках.

Из осциллограмм (рис. 2) можно понять процесс формирования волны в трубе из затекающей туда сферической ударной волны. Вблизи начала трубы вслед за прямой волной распространяется цуг волн, являющийся результатом многократного отражения входящей волны от стенки. Отраженная волна, возникающая при вхождении ударной волны в трубу, видна на рис. 1, б. В результате суперпозиции отраженных волн

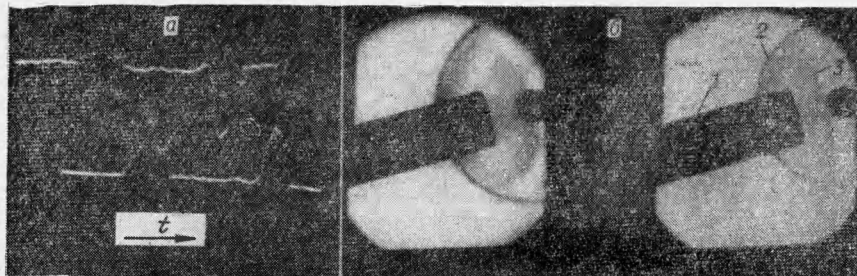


Рис. 1. Осциллограмма ударных волн в трубе (а) ($r=0,1$ м, $C=0,86$ г, $d=0,052$ м) и теплеровская фотография процесса затекания ударной волны в трубу (б).

1 — труба; 2, 3 — прямая и отраженная волны соответственно.

возникает характерный волновой профиль, состоящий из прямой волны и следующего за ней «горба». С расстоянием давление в области «горба» затухает слабее, чем на фронте, и, начиная с некоторого критического расстояния, превосходит фронтовое. Это критическое расстояние возрастает с уменьшением веса заряда и увеличением диаметра трубы и расстояния r от ее торца до места взрыва.

Перед фронтом волны наблюдается волновое поле, связанное с преломлением в воду возмущений, распространяющихся в стенках трубы. На рис. 3, а, б приведена зависимость максимального давления p в волне, распространяющейся по трубе, от расстояния до места взрыва $R=r+x$. До области, где образуется интенсивный «горб» $x=x_1$, максимальное давление уменьшается с расстоянием, как и при взрыве в безграничной жидкости. На больших расстояниях ударная волна затухает по закону, характерному для плоской асимптотики. Максимальное давление уменьшается в этой области с увеличением диаметра трубы при взрывах вблизи ее торца и практически не зависит от диаметра при взрывах на больших расстояниях. На рис. 3, II приведены результаты решения плоской задачи о затухании импульса давления, приходящего к торцу трубы при взрыве сферического заряда в безграничной жидкости. Рассчитанное давление тем больше измеренного, чем меньше вес заряда и чем дальше от трубы производился взрыв.

На рис. 4 приведены зависимости удельного импульса I волны от расстояния x при взрывах зарядов разного веса на различных расстояниях r от трубы. Величина удельного импульса слабо уменьшается с расстоянием, что, видимо, связано с потерями на деформацию трубы и трение, и близка к его значению на входе в трубу, определяемую формулами для взрыва в безграничной жидкости [1]. С увеличением диаметра трубы удельный импульс несколько возрастает. Время действия ударной волны в трубе растет с увеличением расстояния x от торца

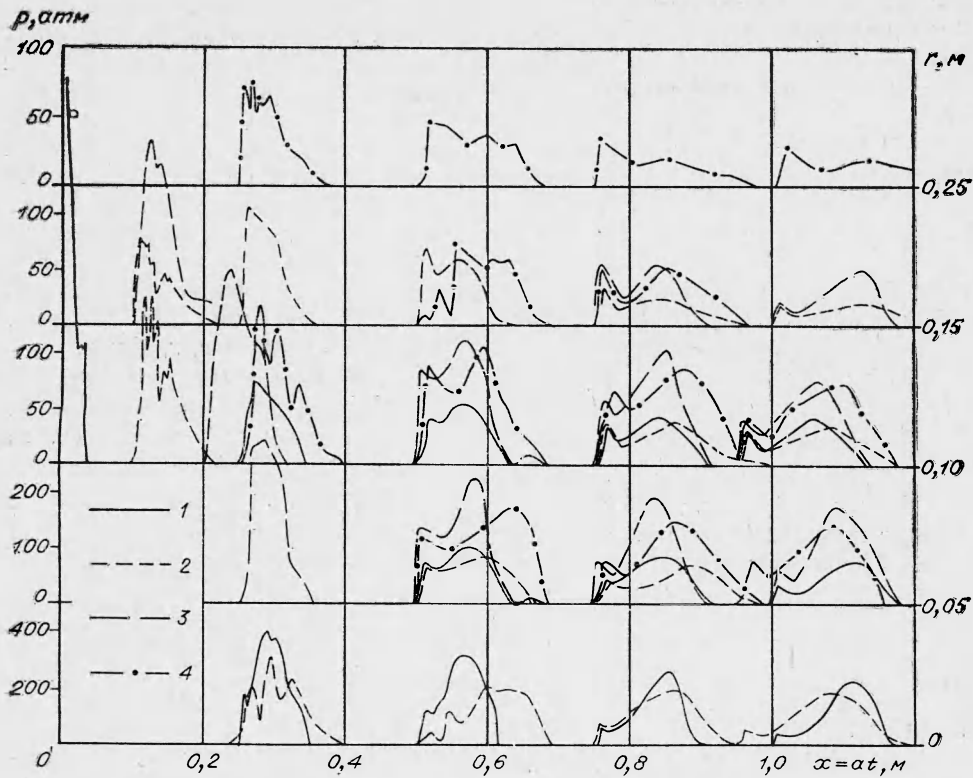


Рис. 2. Копии осциллограмм ударной волны в трубе. Время отсчитывается от момента вхождения ударной волны в трубу; $a=1500$ м/сек.
 1 — $C=0,21$ г, $d=0,052$ м; 2 — $C=0,21$ г; $d=0,078$ м; 3 — $C=0,86$ г, $d=0,052$ м; 4 — $C=0,86$ г; $d=0,078$ м.

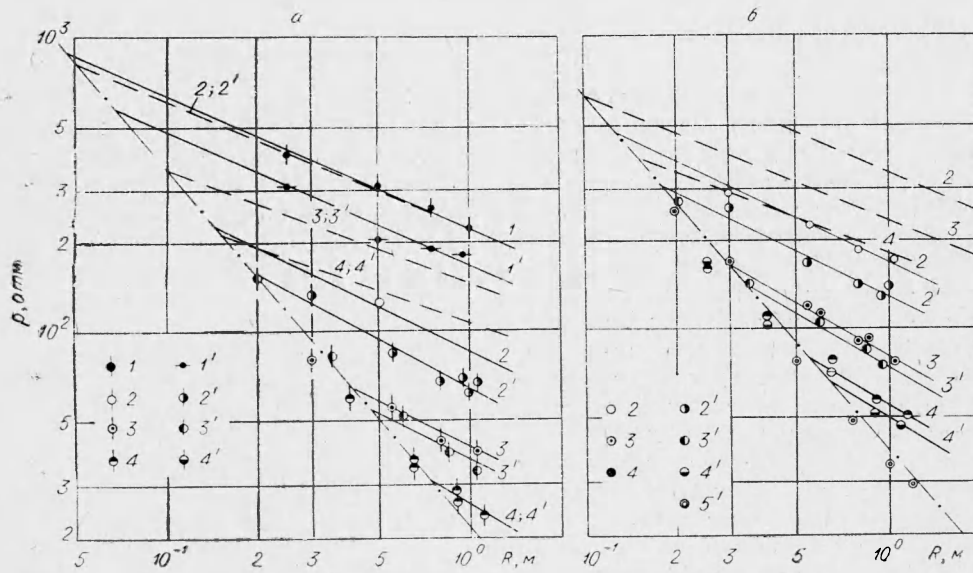
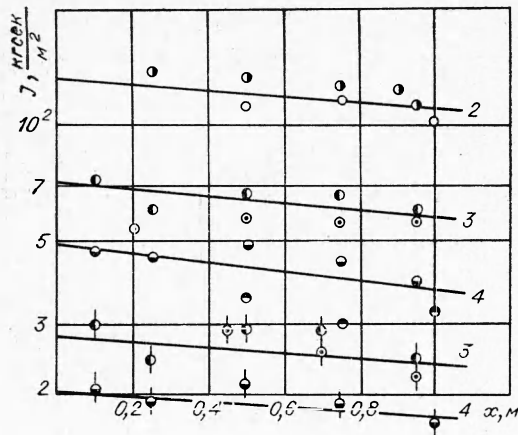


Рис. 3. Зависимость максимального давления ударной волны от расстояния до заряда:
 а) $C=0,21$ г; б) $C=0,86$ г, $d=0,52$ м; 1 — $r=0$, 2 — $r=0,05$ м, 3 — $r=0,1$ м; 4 — $r=0,15$ м; $d=0,078$ м. 1' — $r=0$, 2' — $r=0,05$ м, 3' — $r=0,1$ м; 4' — $r=0,15$ м. 5' — $r=0,25$ м. взрыв заряда в безграничной жидкости; ---- решение плоской задачи.



трубы и ее диаметра и практически не зависит от веса заряда и расстояния до взрыва r (рис. 5).

Экспериментальные данные обрабатывались методом теории подобия и размерностей для определения эмпирических зависимостей максимального давления, времени действия и удельного импульса волны от определяющих параметров задачи, в качестве которых были выбраны ϵ , r , d и x .

Рис. 4. Зависимость удельного импульса ударной волны от расстояния до начала трубы (обозначения см. на рис. 3).

Параметр ϵ есть энергия части заряда в конусе с вершиной в центре заряда и основанием, равным сечению трубы, отнесенная к площади сечения трубы [2]:

$$\epsilon = \frac{2 C Q [(r^2 + d^2/4)^{1/2} - r]}{\pi d^2 (r^2 + d^2/4)^{1/2}}$$

При $r \gg d$ $\epsilon = \frac{C Q}{4 \pi r^2}$, а при $r=0$ $\epsilon = \frac{2 C Q}{\pi d^2}$ (Q — теплота взрыва, ккал/кг).

Для описания параметров ударной волны получены следующие эмпирические формулы:

$$p = 26 \sqrt{\frac{\epsilon}{x + \alpha}}, \quad (1)$$

$$\frac{\tau}{d} = 0,73 \left(\frac{x + \alpha}{d} \right)^{0,4}, \quad (2)$$

$$I = I_0 e^{-0,01 x/d} \approx k p \tau, \quad (3)$$

$$(x_1 - d)/r = 1,5 r/C^{1/3}, \quad (4)$$

где p — максимальное давление, атм; τ — время действия, мсек; x — расстояние от переднего торца трубы до датчика, м; d — диаметр трубы, м; C — вес заряда, кг; ϵ — энергия части заряда в конусе с вершиной в центре заряда и основанием, равным сечению трубы, отнесенная к площади сечения трубы, ккал/м²; I_0 — удельный импульс ударной волны на входе в трубу, кгсек/м²; $k = 0,5 \pm 0,1$. Малая поправка $\alpha = \epsilon r^{2,4} / 620 C^{0,8}$ определена из условия равенства давления в (1) при $x=0$ давлению на фронте входящей в трубу сферической волны, определяемому формулами для взрыва в безграничной жидкости [1, 3]. В условиях опытов $\alpha < 0,025$ м, и ее можно не учитывать в исследованном

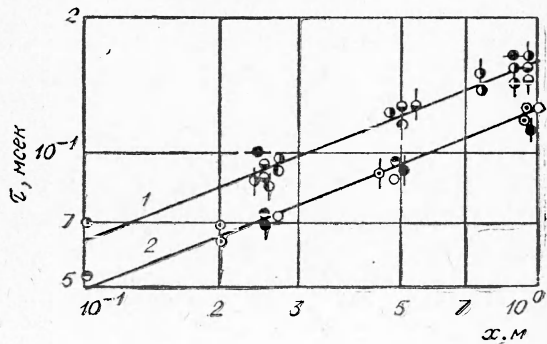


Рис. 5. Зависимость времени действия ударной волны в трубе от расстояния.
1 — $d = 0,078$ м; 2 — $d = 0,052$ м.

диапазоне расстояний. На рис. 6 приведена зависимость максимального давления p волны в трубе от параметра ε/x , которая удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

Ударная волна, обтекающая снаружи трубу, уменьшает ее радиальную деформацию и связанные с ней потери энергии волны в трубе. В опытах, в которых специальный щит препятствовал обтеканию, параметры ударной волны на больших расстояниях были несколько ниже, чем в опытах с обтеканием. Приведенные результаты показывают, что

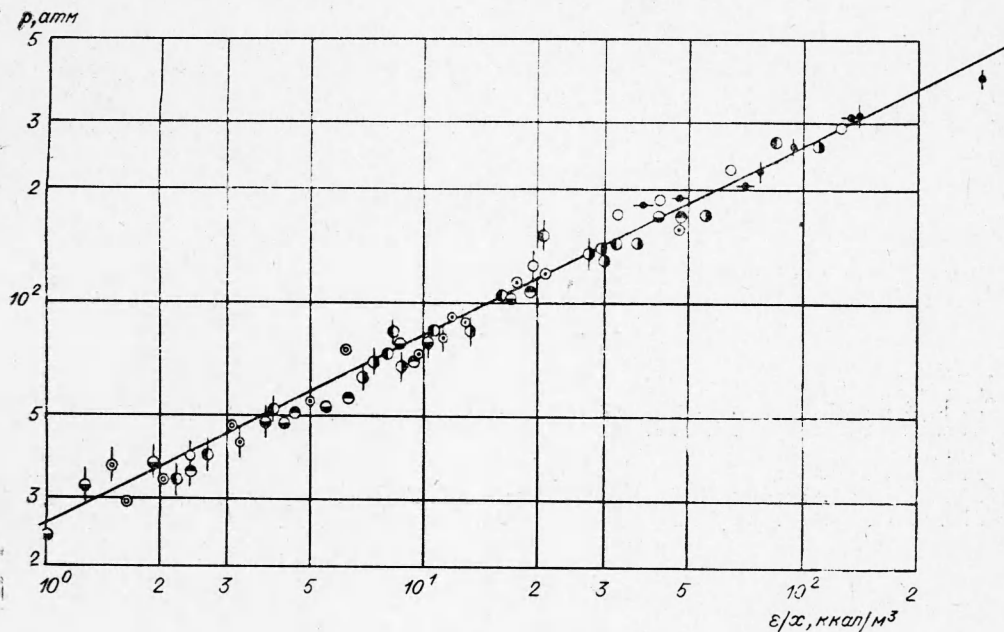


Рис. 6. Зависимость максимального давления в ударной волне от параметра ε/x .

во всем исследованном диапазоне расстояний x (до $20d$) происходит формирование плоской ударной волны из затекающей в трубу сферической. Сделанные оценки [4] показывают, что этот процесс должен заканчиваться на значительно больших расстояниях x , чем исследованные. Образование «горба» на эюре волны связано с суперпозицией отраженных волн, причем расстояние между ними в этом случае значительно меньше их длины. Образование «горба» в волне, а вслед за ним и плоской волны с ударным фронтом в конечном итоге определяется явлением догона следующих друг за другом отраженных волн. Расчет [4] показывает, что этот процесс происходит быстрее при увеличении интенсивности затекающей в трубу ударной волны. Поэтому расстояние x_1 , на котором образуется «горб», уменьшается при увеличении веса заряда и уменьшении r в соответствии с (4). Можно предположить, что пропорционально x_1 будет изменяться и расстояние, на котором образуется плоская ударная волна в трубе. В связи с этим результаты расчета плоской задачи о затухании ударной волны лучше согласуются с экспериментом при взрыве больших зарядов у торца трубы.

Рассчитанная с помощью решения [5] зависимость давления от расстояния на фронте слабой плоской ударной волны с начальным экспоненциальным профилем имеет вид

$$p = \frac{\rho a^3 \theta}{4x} \left(\sqrt{1 + \frac{8\rho_0 x}{\rho a^3 \theta}} - 1 \right),$$

где $\rho_0\theta$ — давление на фронте и постоянная экспоненциального спада ударной волны при $x=0$; $a=1500$ м/сек — скорость звука в воде. В качестве уравнения состояния использовалась ударная адиабата воды [6] в виде линейного соотношения между волновой N и массовой u скоростями:

$$N = a + 2u.$$

В заключение необходимо отметить, что применение труб при подводном взрыве позволяет значительно увеличить давление и время действия волны по сравнению с их значениями при взрыве в безграничной жидкости и передавать импульс взрыва без существенных потерь на значительные расстояния.

Поступила в редакцию
10/11 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1960, 2, 124.
2. Ю. Н. Рябинин, В. Н. Родионов, Ю. С. Вахрамеев. Сб. «Физика взрыва», М., Изд-во АН СССР, 1965, 5.
3. Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1961, 4.
4. М. А. Цикулин. ПМТФ, 1960, 2, 132.
5. В. Н. Кондратьев, И. В. Немчинов, Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1968, 4.
6. Ю. С. Яковлев. Гидродинамика взрыва. Л., Судпромгиз, 1961.

УДК 534.222.2

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ

С. А. Лесняк, Я. К. Трошин

(Москва)

Известно [1—6], что если трубу заполнить газообразным окислителем (кислородом или воздухом), а ее стенки покрыть слоем жидкого горючего, даже с крайне низкой упругостью пара, то в такой гетерогенной системе при определенных условиях может распространяться гетерогенная детонация (ГД). Толщины h слоев горючего (с упругостью пара $\sim 10^{-3}$ мм рт. ст.), при которых возможна ГД, приведены в таблице.

Систематические экспериментальные данные по ГД в таблице отсутствуют и при ее рассмотрении возникает вопрос: почему в одних случаях ГД оказывается возможной при таких слоях горючего, что если бы все это горючее испарить и перемешать, то образовалась бы смесь состава, не сильно отличающегося от стехиометрического (в том числе и при микронных толщинах пленок)? В то же время в других — предель-