

## ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В., Крупников К. К., Леденев Е. Н., Жучихин В. И., Бражник М. И. Динамическая сжимаемость и уравнение состояния железа при высоких давлениях. ЖЭТФ, 1958, т. 34, вып. 4.
2. Альтшулер Л. В., Крупников К. К., Бражник М. И. Динамическая сжимаемость металлов при давлениях от четырехсот тысяч до четырех миллионов атмосфер. ЖЭТФ, 1958, т. 34, вып. 4.
3. Дремин А. Н., Ададуров Г. А. Ударная аднабата мрамора. ДАН, 1959, т. 128, № 2.
4. Walsh John M., Rice M. H. Dynamic compression of liquids measurements on strong shock waves. J. Chem. Phys., 1957, vol. 26, № 4.
5. Walsh John M., Russell H. Christian. Equation of state of metals from shock wave measurements. Phys. Rev., 1955, vol. 97, № 6.
6. Дремин А. Н., Похил П. Ф. Ширина зоны химической реакции детонационной волны тротила. ДАН, 1959, т. 127, № 6.

### ВОЗДУШНАЯ УДАРНАЯ ВОЛНА ПРИ ВЗРЫВЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА БОЛЬШОЙ ДЛИНЫ

М. А. Цикунин

(Москва)

Приведены результаты лабораторных опытов по измерению основных параметров воздушной ударной волны цилиндрического заряда большой длины. В качестве источника использовались цилиндрические заряды длиной до 1200 диаметров, которые инициировались с одного конца. Скорость детонации ВВ зарядов составляла 7,0 км/сек.

В опытах влияния краевых эффектов от концов заряда и отражающих поверхностей исключались, так что результаты измерений фактически относятся к зарядам бесконечной длины в свободном пространстве.

Измерение параметров воздушной ударной волны от зарядов столь большого калибра (большие значения  $l/d$ ) представляет прежде всего непосредственный интерес, поскольку существующие данные недостаточно полны.

Результаты, полученные в настоящей работе, можно применить для описания баллистической ударной волны в воздухе, образующейся при полете тел с большой сверхзвуковой скоростью. Измерения представляют также интерес как определенное приближение к цилиндрическому взрыву.

Фронт ударной волны на каждом участке, удаленном от источника настолько, чтобы угол между фронтом и осью симметрии был достаточно мал, можно рассматривать как результат цилиндрического (с бесконечной скоростью распространения) взрыва.

В каждой плоскости, перпендикулярной оси, картина распространения ударной волны будет такая же, как при цилиндрическом взрыве. В двух плоскостях, отстоящих одна от другой на расстоянии  $\Delta z$ , картина распространения ударной волны одинакова, но сдвинута по времени на величину, равную времени распространения источника от одной плоскости до другой, т. е. на  $\Delta z/V$ , где  $V$  — скорость детонации.

Напишем формулы подобия для параметров воздушной ударной волны цилиндрического взрыва. Основным определяющим параметром, характеризующим источник взрыва, является количество выделяющейся энергии на единицу длины  $q_l$ . Это вытекает из так называемого энергетического принципа подобия при взрывах, основанного на большом опытном материале. Как показывает опыт, для случая взрыва ВВ параметры воздушной ударной волны на расстоянии свыше нескольких диаметров заряда зависят только от энергии взрыва и не зависят от свойств ВВ — от его плотности, скорости детонации и т. д.

В качестве параметров, характеризующих среду — воздух, в котором распространяется ударная волна, достаточно выбрать начальное давление  $p_0$  и скорость звука  $c_0$ . Определяющим параметром является также расстояние до оси взрыва  $r$ .

Если исследовать параметры ударной волны на таких расстояниях от оси взрыва, где выполняется условие применимости закона плоских сечений, то скорость распространения источника (скорость детонации) не войдет в число определяющих параметров.

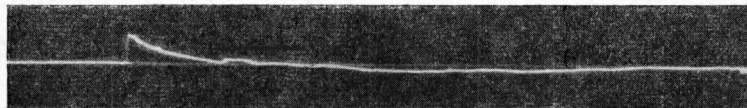
Из четырех параметров, три из которых имеют независимые размерности, можно составить только один безразмерный параметр

$$\xi = \frac{r}{\lambda} \quad \left( \lambda = \sqrt{\frac{q_l}{\rho_0}} \right) \quad (1)$$

Величину  $\lambda$  назовем характерным размером цилиндрического взрыва. Тогда все безразмерные комбинации, составленные из неизвестных величин и определяющих параметров, будут функциями только одного безразмерного параметра  $\xi$ . Для трех измеренных в опытах величин: избыточного давления  $\Delta p$ , времени действия  $\tau$  и удельного (на единицу площади) импульса  $J$  получим

$$\frac{\Delta p}{p_0} = f_1(\xi), \quad \frac{c_0 \tau}{\lambda} = f_2(\xi), \quad \frac{c_0 J}{\rho_0 \lambda} = f_3(\xi) \quad (2)$$

В соответственных точках (при одинаковых  $\xi$ ) давление одинаково, а время действия  $\tau$  и импульс  $J$  пропорциональны характерному размеру  $\lambda$ , т. е.  $\sqrt{q_1}$ . Расстояния, на которых наблюдаются одинаковые давления, изменяются пропорционально  $\sqrt{q_1}$ .



Фиг. 1. Типичная форма записи  $\Delta p(t)$  ударной волны от взрыва цилиндрического заряда  $\Delta p_1 = 0.87 \text{ кг/см}^2$

Использовались следующие виды цилиндрических зарядов.

1°. Литой заряд из ТГ 50/50 диаметром 8 мм без оболочки. Вес вещества на единицу длины  $q_1$  изменялся от 84,5 до 88,0 г/м,  $\lambda = 1.95 \text{ м}$ . При подсчете энергии на единицу длины и значения  $\lambda$  учитывался разбрасываемый слой, равный 0,2 мм, что составляет по энергии уменьшение на 10%.

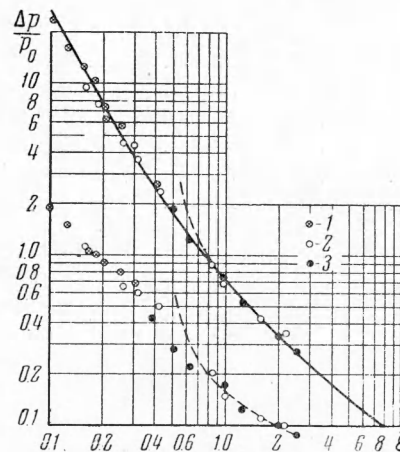
2°. Детонирующий шнур (ДШ) — тэновый и гексогеновый. Вес вещества на единицу длины шнура от 10,5 до 15,2 г/м. При подсчете значения  $\lambda$  разбрасываемый слой не учитывался, так как шнур имеет оболочку, которая составляет по массе 6,0 г/м (первая оболочка) и 19,0 г/м (вся оболочка). Диаметр заряда 3 мм. Значения  $\lambda$  (при теплоте взрыва тэна 1,36 ккал/г и гексогена 1,29 ккал/г) изменялись от 0,79 до 0,94 м.

Измерения производились в диапазоне давлений  $\Delta p$  от 23,5 до 0,3 кг/см<sup>2</sup>.

Непосредственно в опытах измерялось изменение давления в данной точке во времени  $\Delta p(t)$ , которое записывалось на установке ПИД-9, снабженной пьезокварцевыми ножевыми датчиками. Датчик представляет собой диск, укрепленный на стержне достаточной длины. Конструкция датчиков позволила измерять параметры ударной волны в пространстве над поверхностью земли. Градуировка датчиков производилась по ударной волне известной интенсивности регулярно перед сериями опытов. Ошибку измерений в общем следует оценить как 5—10% среднего арифметического.

Типичная форма записи  $\Delta p(t)$  ударной волны от взрыва цилиндрического заряда показана на фиг. 1. Характерной особенностью всех записей является наличие второй ударной волны в фазе сжатия за фронтом первой. Начиная с расстояния  $\xi = 0,8$ , где избыточное давление на фронте первой волны около  $\Delta p_1 \approx 1,0 \text{ кг/см}^2$ , вторая волна начинает перемещаться вверх по профилю первой волны, т. е. вторая волна начинает догонять первую.

Результаты измерений сведены в табл. 1. В таблице приведены все временные характеристики, поддающиеся измерению по записи давления во времени. Измеренные величины даны как средние по 3—5 опытам. В таблице обозначено:  $r$  — расстояние от оси взрыва в м;  $\Delta p_1$  и  $\Delta p_2$  — избыточное давление на фронте первой и второй волны;  $\tau_1$  — промежуток времени от фронта первой волны до фронта второй,  $J_1$  и  $J_2$  — удельный импульс положительной фазы (сжатия) избыточного давления первой и второй волн;  $\tau_2$  — промежуток времени от фронта второй волны до точки  $\Delta p = 0$  за ее фронтом;  $J$  — суммарный удельный импульс фазы сжатия в ударной волне.



Фиг. 2. Зависимость избыточного давления на фронте ударной волны от расстояния

Таблица 1

$r, м$	$\xi$	$\Delta p_1 \frac{кг}{см^2}$	$\tau_1$ мсек.	$\frac{J_1}{м^2}$ $\frac{кг \text{ сек}}{м^2}$	$\Delta \bar{p}_2 \frac{кг}{см^2}$	$\tau_2$ мсек.	$\frac{J_2}{м^2}$ $\frac{кг \text{ сек}}{м^2}$	$\frac{J}{м^2}$ $\frac{кг \text{ сек}}{м^2}$
Литой заряд ТГ 50/50 диам. 8 мм, $\lambda = 1.95 м$ , на фигурах точки 1								
0.20	0.102	23,5±1	0.58	12.5	1.9±0.2	0.12	1.14	13.6
0.25	0.128	16.2±1	0.58	12.0	1.5±0.2	0.15	1.12	13.1
0.30	0.154	12.7±0.5	0.61	10.5	1.1±0.2	0.17	1.0	11.5
0.35	0.180	10.5±0.5	0.62	10.0	1.0±0.2	0.20	1.0	11.0
0.40	0.205	7.5±0.5	0.63	9.0	0.9±0.2	0.22	1.0	10.0
0.50	0.257	5.7	0.67	8.1	0.8±0.2	0.24	0.95	9.0
0.60	0.307	4.4	0.77	7.3	0.7±0.2	0.24	0.85	8.1
0.80	0.410	2.6	0.87	6.4	0.4±0.1	0.26	0.55	7.0

ДШ без верхних оболочек,  $\lambda = 0.94 м$ , на фигурах точки 2

0.15	0.160	9.6±0.3	0.31	4.8	1.1±0.2	0.10	0.58	5.4
0.20	0.213	6.4±0.4	0.34	4.1	0.75±0.2	0.11	0.45	4.5
0.25	0.266	4.6±0.2	0.38	3.7	0.65±0.2	0.12	0.40	4.1
0.30	0.319	3.6±0.2	0.42	3.3	0.60±0.2	0.12	0.35	3.6
0.40	0.427	2.4±0.1	0.47	2.9	0.50±0.1	0.13	0.32	3.2
0.80	0.85	0.87±0.03	0.71	—	0.21±0.05	0.25	0.30	2.6
0.92	0.98	0.69±0.03	0.73	—	0.15±0.03	0.25	0.25	2.3
1.50	1.60	0.42±0.01	0.92	—	0.11±0.01	0.36	—	1.82
2.00	2.13	0.35±0.01	1.03	—	0.10±0.02	0.47	—	1.70

ДШ в оболочках,  $\lambda = 0.79 м$ , на фигурах точки 3

0.40	0.507	1.83±0.05	0.49	2.5	0.26±0.02	0.15	0.23	2.7
0.50	0.633	1.21±0.05	0.55	2.2	0.22±0.02	0.21	0.26	2.4
0.79	1.00	0.72±0.05	0.65	—	0.17±0.02	0.26	0.23	2.2
1.00	1.26	0.52±0.03	0.77	—	0.12±0.01	0.27	0.20	1.8
1.60	2.02	0.33±0.02	0.88	—	0.09±0.01	0.40	0.18	1.4
2.00	2.53	0.27±0.02	1.0	—	0.08±0.01	0.48	0.19	1.33

ДШ в оболочках,  $\lambda = 0.94 м$ , на фигурах точки 3

0.08	0.085	13.0±0.5	0.29	3.5	—	—	—	—
0.10	0.107	10.0±0.5	0.30	4.0	—	—	—	—
0.15	0.160	7.5±0.2	0.42	4.5	—	—	—	—
0.20	0.213	5.0±0.5	0.43	3.7	—	—	—	—

На фиг. 2 дана зависимость избыточного давления на фронте первой ударной волны от расстояния для всех видов зарядов. Во всем диапазоне  $0.1 < \xi < 2.5$  ( $0.3 < \Delta p_1 / p_0 < 23.5$ ) зависимость хорошо описывается эмпирической формулой

$$\frac{\Delta p_1}{p_0} = \frac{0.24}{\xi^2} + \frac{0.48}{\xi^{3/4}} \quad (3)$$

При этом соблюдается подобие при изменении  $\lambda$  от 0.79 до 1.95 м.

Для тротила, подставляя в (3) величину  $q_1 = \varepsilon C$ , где  $C$  — вес заряда тротила на единицу длины,  $\varepsilon = 42.7 \cdot 10^4$  кгм/кг (по теплоте взрыва тротила  $\varepsilon = 1000$  ккал/кг) при нормальных условиях  $p_0 = 10^4$  кг/м<sup>2</sup> получим

$$\Delta p_1 = 10.2 \frac{C}{r^2} + 2.0 \frac{C^{3/4}}{r^{3/4}} \quad (4)$$

где  $\Delta p_1$  выражено в кг/см<sup>2</sup>,  $C$  — в кг тротила на 1 м,  $r$  — в м.

Представляет интерес сравнить полученную эмпирическую зависимость давления на фронте ударной волны тротилового взрыва с результатами теоретического расчета цилиндрического линейного взрыва с целью получить «тротильный эквивалент» такого взрыва. В настоящее время нет данных об ударной волне линейного цилиндрического взрыва с учетом противодействия. Сравнение с результатами решения задачи о сильном взрыве [1] в диапазоне давлений 25—15 кг/см<sup>2</sup>, где можно с известным приближением применить зависимость давления от расстояния и энергии сильного взрыва, показывает, что отношение энергии тротилового взрыва  $q_1$  к энергии сильного взрыва  $E_0$  составляет

$$\frac{q_1}{E_0} = 0.65 - 0.75$$

Это значение согласуется со значением «тротильного эквивалента» точечного взрыва в атмосфере с учетом противодействия [2]. Здесь уместно привести результаты этого сравнения. Соотношение энергии взрыва тротилового сферического заряда  $q = \varepsilon C$  и точечного взрыва  $E_0$  определялось сравнением эмпирической зависимости (5)

$$\Delta p = \frac{0.84}{R^0} + \frac{2.7}{R^{0.2}} + \frac{6.95}{R^{0.3}} \quad \left( R^0 = \frac{R}{C^{1/3}} \right)$$

(формула Садовского), которая справедлива для тротильных зарядов в диапазоне давлений  $10 < \Delta p < 0.1$  кг/см<sup>2</sup> с теоретической зависимостью [2]

$$\frac{\Delta p}{\rho_0} = f(\xi) \quad \left( \xi = \frac{R \rho_0^{1/3}}{E_0^{1/3}} \right)$$

Здесь  $C$  — вес заряда в кг тротила,  $\varepsilon = 42.7 \cdot 10^4$  кгм/кг (по теплоте взрыва тротила 1000 ккал/кг). При одинаковых  $\Delta p$  и  $R$  имеем

$$\frac{q}{E_0} = 1.175 \frac{\varepsilon}{\rho_0} \left( \frac{\xi}{R^0} \right)^3$$

В табл. 2 приведены результаты сопоставления.

Таким образом, в диапазоне применимости эмпирической формулы Садовского для тротила сферического взрыва имеем соотношение энергии тротилового и точечного взрыва

$$q / E_0 = 0.71 \pm 0.04$$

Как показали измерения, параметры второй ударной волны, важные для практики, такие, как давление на фронте и импульс давления в фазе сжатия, по сравнению с теми же параметрами первой ударной волны меньше примерно в 10 раз. Зависимость от расстояния суммарного импульса обеих волн в пределах диапазона измерений выражается эмпирической формулой

$$\frac{c_0 J}{\rho_0 \lambda} = \frac{0.08}{\sqrt{\xi}} \quad (6)$$

При  $\xi > 1$  измеренные значения импульса несколько выше, чем по (6). Для тротильных зарядов при нормальных условиях, производя такие же преобразования, как при выводе формулы (4), получим

$$J = 39.7 \frac{C^{3/4}}{r^{1/2}} \quad (7)$$

Здесь  $J$  выражено в кг·сек/м<sup>2</sup>,  $C$  — в кг тротила на 1 м,  $r$  — в м.

Продолжительность процессов за фронтом первой ударной волны в зависимости от расстояния  $\xi$  представлена на фиг. 3; верхняя серия экспериментальных точек дает промежутки времени  $\tau = \tau_1 + \tau_2$  от фронта первой ударной волны до точки  $\Delta p = 0$  за фронтом второй волны; нижняя серия точек — зависимость от  $\xi$  промежутка времени  $\tau_2$  от фронта второй волны до той же точки  $\Delta p = 0$ . С увеличением расстояния промежутки времени между фронтами волн возрастает. Как будет показано ниже, этот факт не противоречит тому, что происходит процесс догона второй ударной волной первой.

Существенное влияние на параметры ударной волны вблизи оси взрыва оказывает оболочка цилиндрического заряда. Из приведенных в табл. 1 данных видно, что на-

Таблица 2

$\Delta p$ кг/см <sup>2</sup>	$\xi$	$R$ м/кг <sup>1/3</sup>	$\frac{q}{E_0}$
14.152	0.219	0.891	0.725
8.155	0.268	1.103	0.699
5.259	0.317	1.315	0.680
2.877	0.405	1.690	0.669
1.540	0.536	2.235	0.670
0.952	0.680	2.808	0.691
0.596	0.876	3.580	0.712
0.381	1.138	4.600	0.733
0.248	1.490	5.988	0.749
0.174	1.882	7.576	0.745
0.111	2.587	10.471	0.733
0.070	3.632	15.038	0.685

личие оболочки приводит к тому, что в ближней зоне взрыва наблюдается существенное занижение максимального давления и импульса давления фазы сжатия по сравнению с параметрами от взрыва заряда без оболочки. В нашем случае при оболочке 19 г/м (вес вещества 14,2 г/м) занижение достигает по давлению 2.5 раза ( $35/13 \text{ кг/см}^2$ ) и по импульсу 1.8 раза ( $6.5/3.5 \text{ кг·сек/м}^2$ ).

На поздней стадии развития ударной волны взрыва цилиндрического заряда наиболее существенным является процесс догона, когда вторая волна догоняет первую. Интенсивности волн в начале процесса невелики и при распространении уменьшаются, поэтому процесс занимает довольно большой отрезок времени, т. е. догон совершается на большом расстоянии от оси взрыва, где интенсивность волны мала. К моменту начала догона (при  $\xi = 0.8$ ,  $\Delta p_1 = 1.0 \text{ кг/см}^2$ ) обе волны по форме не намного отличаются от треугольной. Интенсивность второй волны в этот момент составляет около  $\Delta p_2 = 0.2 \text{ кг/см}^2$ , т. е. вторая волна достаточно слаба. Поэтому процесс догона с достаточной точностью можно описать, исходя из законов распространения слабых волн.

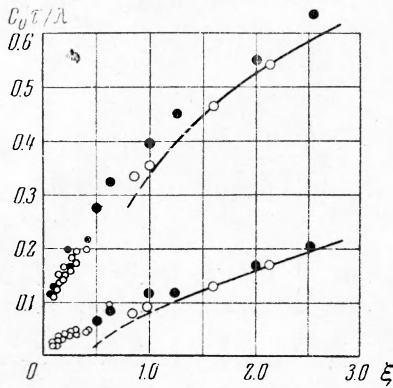
В работе [3] дано решение задачи о догоне одной слабой ударной волны, с треугольным профилем давления, другой волной. Применим полученные результаты к рассматриваемому случаю распространения ударных волн цилиндрической симметрии.

Зависимость давления на фронте первой волны при  $\xi > 1$  удовлетворительно описывается формулой

$$\frac{\Delta p_1}{p_0} = \frac{0.40}{\sqrt{\xi} \sqrt{\sqrt{\xi} - 0.7}} \quad (8)$$

Для времени действия фазы сжатия  $\tau$  при  $\xi > 1$  опытные данные удовлетворительно описываются формулой

$$\frac{c_0 \tau}{\lambda} = 0.65 \sqrt{\sqrt{\xi} - 0.7} + 0.02 \quad (9)$$



Фиг. 3

Кривая по (9) нанесена на фиг. 3 по верхней группе точек. При больших значениях  $\xi$  постоянную можно опустить, но при этом следует увеличить значение коэффициента до 0.68.

Как видно из полученных записей давления, обе волны можно считать подобными по форме. Для давления и времени действия второй волны по [3] на основании опытных данных получены формулы, справедливые при  $\xi > 1$ ,

$$\frac{\Delta p_2}{p_0} = \frac{0.13}{\sqrt{\xi}} \left( 1 + \frac{0.1}{\sqrt{\xi} - 0.7} \right) \quad (10)$$

$$\frac{c_0 \tau_2}{\lambda} = 0.21 (\sqrt{\xi} - 0.7) + 0.02 \quad (11)$$

Кривые по (10) и (11) приведены на фиг. 2 и 3. Как видно из графиков, все формулы достаточно хорошо согласуются с опытными данными. Вычислим координату конца догона  $\xi_k$ . По (9) и (11) имеем

$$0.65 \sqrt{\sqrt{\xi_k} - 0.7} = 0.21 (\sqrt{\xi_k} - 0.7)$$

Отсюда  $\xi_k \approx 100$ . Давление на фронте, равное в этот момент  $0.01 \text{ кг/см}^2$ , повышается на 5%, поскольку импульс второй волны в начальный момент составлял около 10% импульса первой волны. До расстояния  $\xi = 10$  время между фронтами первой и второй волны возрастает, что подтверждается опытными данными, полученными в диапазоне до  $\xi = 2.5$  (фиг. 3). Сокращение промежутка времени между фронтами и собственно догон происходят на участке  $10 < \xi < 100$ .

По результатам измерений параметров ударной волны в двух точках одновременно (в каждом из нескольких опытов) удается построить форму фронта и всю зафронтовую картину в пространстве. Зафиксировав один датчик на расстоянии  $r_1$  от оси, будем изменять расстояние второго датчика до оси  $r_2$  и расстояние от первого датчика вдоль оси  $\Delta z$  таким образом, чтобы моменты прихода фронта волны к обоим датчикам совпали. Тогда зависимость  $\Delta z(r_2)$  будет описывать форму фронта ударной волны в пространстве. Приводим данные измерений формы фронта волны от литого заряда ТГ 50/50 диаметром 8 мм со скоростью  $V = 7.0 \text{ км/сек}$  и  $r_1 = 0.2 \text{ м}$  без верхней оболочки (темные точки на фиг. 4)

$\Delta r_2 = 5$	10	15	20	25	30	(в см)
$\Delta z = 27 \pm 1$	$56 \pm 1$	$86 \pm 1$	$116 \pm 2$	$149 \pm 2$	$184 \pm 2$	(в см)

а также аналогичные данные для детонирующего шнура при  $\lambda = 0.94$  м со скоростью  $V = 7.0$  км/сек и  $r_1 = 0.08$  м (светлые точки на фиг. 4) без оболочки

$\Delta r_2 = 7$	12	17	22	32	(в см)
$\Delta z = 40 \pm 1$	75 ± 1	115 ± 1	155 ± 1	255 ± 1	(в см)

На фиг. 4 приведены результаты измерения формы фронта по этим данным. В пределах применимости закона плоских сечений форму фронта легко получить расчетным путем на основе измерений зависимости избыточного давления на фронте волны от расстояния. Если обозначить через  $\alpha$  угол между касательной к фронту волны и осью, тогда

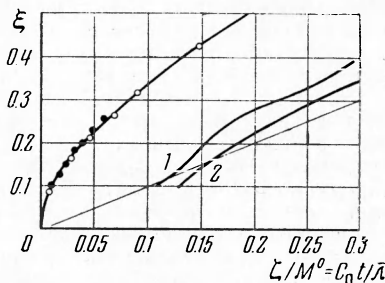
$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{d\xi}{d\zeta} = \frac{M}{M^0} \quad \left( \begin{array}{l} \xi = r / \lambda, \quad M = D / c_0 \\ \zeta = z / \lambda, \quad M^0 = V / c_0 \end{array} \right) \quad (12)$$

с точностью до  $M^2/M^{02} \ll 1$ . Подставляя сюда

$$M = \sqrt{1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{\Delta p}{p_0}}, \quad \frac{\Delta p}{p_0} = f(\xi)$$

получим

$$\frac{\xi - \xi_0}{M^0} = \int_{\xi_0}^{\xi} \frac{d\xi}{\sqrt{1 + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} f(\xi)}} = \Phi(\xi) \quad (13)$$



Фиг. 4. Форма фронта ударной волны и  $r,t$ -диаграмма процессов за фронтом первой ударной волны

Таким образом, в пределах закона плоских сечений существует подобие формы ударной волны как по энергии взрыва, так и по скорости распространения источника взрыва по оси. На фиг. 4 дана форма фронта ударной волны, вычисленная приближенно графическим интегрированием по (13) при подстановке (3). На графике нанесены так же приведенные выше данные с учетом скорости детонации в каждом случае. Как видно из графика, наблюдается хорошее согласие между экспериментальными данными и расчетной кривой, что указывает на применимость закона плоских сечений.

В формуле (13) в левой части стоит величина

$$\frac{\xi}{M^0} = \frac{z c_0}{V \lambda} = \frac{c_0 t}{\lambda} \quad (14)$$

так как  $V$  — постоянная скорость распространения источника по оси. Таким образом, формула (13) представляет собой уравнение ( $rt$ -диаграмму) процесса распространения фронта ударной волны.

Все измерения, которые были проделаны в данной работе, представляют собой запись изменения давления в данной точке во времени. Временные характеристики, указанные в табл. 1, есть промежуток времени от фронта до характерного момента за фронтом: до фронта второй волны (кривая 1 на фиг. 4) до точки  $\Delta p = 0$  за фронтом второй волны (кривая 2 на фиг. 4). При данном  $\xi$  отложим на графике в координатах  $c_0 t / \lambda$  и  $\xi$  эти промежутки времени, отсчитывая их от фронта первой ударной волны (фиг. 4). По существу этот график является одновременно  $rt$ -диаграммой всех процессов взрыва цилиндрического заряда. Поскольку картина в координатах  $\zeta / M^0, \xi$  является как бы мгновенным снимком с ударной волны, то  $rt$ -диаграмма и мгновенный снимок эквивалентны между собой. Такая аналогия является следствием автомодельности ударной волны осевой симметрии при условии выполнения закона плоских сечений, когда можно считать, что каждая частица газа движется по линии, перпендикулярной оси, и повторяет движение частицы из предыдущего слоя с запозданием на  $\Delta z / V$ . Отсюда следует, в частности, что покадровые снимки разлета продуктов и распространения воздушной ударной волны при детонации цилиндрических зарядов являются одновременно и частями  $rt$ -диаграммы.

Поступила  
18 VIII 1960

### ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерностей в механике. Гостехтеоретиздат, М., 1957.
2. Охочимский Д. Е., Кондрашова И. Л., Власова З. П., Казакова Р. К. Расчет точечного взрыва с учетом противодействия. Тр. Матем. ин-та АН СССР, 1957, вып. 50.
3. Циклиин М. А. О догоне одного треугольного профиля давления другим в асимптотике ударных волн. ПМТФ, 1960, № 2.