

ПАРАМЕТРЫ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ВБЛИЗИ ОТ ЗАРЯДА ВВ ПРИ ВЗРЫВЕ В ВОЗДУХЕ

В. В. Адушкин, А. И. Коротков

(Москва)

На основании накопленного за многие годы исследования воздушных ударных волн экспериментального материала М. А. Садовским [1] были выведены основные эмпирические формулы, описывающие изменение максимального давления на фронте ударной волны Δp , удельного импульса давления I и времени действия фазы сжатия τ_+ в зависимости от веса заряда C и расстояния R . Так, для взрыва зарядов из смеси тротил-гексоген (ТГ 50 / 50) в воздухе с нормальными начальными условиями построены следующие формулы для расчета основных параметров ударной волны:

$$\Delta p = 0.85 \frac{C^{1/3}}{R} + 3.0 \frac{C^{2/3}}{R^2} + 8.0 \frac{C}{R^3}, \quad I = 20 \frac{C^{2/3}}{R}, \quad \tau_+ = 1.2 C^{1/6} R^{1/2} \quad (1)$$

где C в кг ВВ, R в м, Δp в кг / см², I в кг·сек / м², τ_+ в мсек. Эти формулы применимы в области

$$0.1 \leq \frac{C^{1/3}}{R} \leq 1.0 \quad \left(0.1 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2} \leq \Delta p \leq 10 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2} \right) \quad (2)$$

Энергетическое представление закона подобия при взрывах, заключающееся в том, что заряд как источник ударной волны характеризуется только энергией E , пропорциональной весу заряда C ($E = C\varepsilon$, где ε — теплота взрыва 1 кг ВВ), и учет химических потерь при взрыве позволяют пересчитывать коэффициенты в этих формулах на случай взрыва любого ВВ по отношению удельных теплот взрыва. При помощи метода подобия и размерностей эти формулы были обобщены на случай взрыва в атмосфере с любыми начальными условиями.

Приведенные формулы (1) согласуются с результатами расчета точечного взрыва в воздухе [2] и широко используются на практике для подсчета максимального давления и других параметров ударной волны на достаточном удалении от места взрыва, где все параметры волны зависят лишь от энергии заряда ВВ.

В области, близкой к заряду, где сказывается влияние продуктов взрыва, эти формулы неприменимы. Вблизи заряда ВВ необходимо учитывать влияние массы заряда, особенности уравнения состояния ВВ, скорость детонации, давление в детонационной волне и другие свойства ВВ и продуктов взрыва. Решение вопроса об изменении параметров ударной волны при приближении к заряду ВВ представляет определенный научный и практический интерес.

Экспериментальными исследованиями в этой области занимались Ю. Н. Рябинин и И. И. Тамм [3]. Они измерили при помощи скоростной фотографии и метода ионизационного зонда скорость фронта ударной волны в начальной стадии разлета сферического заряда. По известной скорости фронта можно произвести оценочный расчет давления в ударной волне вблизи заряда с учетом изменения $\gamma = c_p / c_v$ в сильных ударных волнах [4]. Кроме того, расчет давления ударной волны, возникающей в воздухе при выходе детонационной волны на поверхность заряда, показывает, что для обычных ВВ оно заключено в пределах от 500 до 1500 кг / см². Например, для зарядов из сплава тротил-гексоген 50 / 50, плотностью 1.67 г / см³, использованных в предлагаемой работе, давление в воздушной ударной волне вблизи поверхности заряда примерно 800 кг / см².

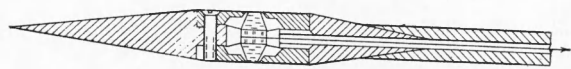
В 1959 г. было проведено численное решение задачи о взрыве сферического заряда тротила с учетом термодинамических свойств воздуха в сильной ударной волне [5]. При этом было использовано уравнение состояния продуктов взрыва тротила в форме Джонса и Миллера [6].

Ниже описывается прямое измерение параметров ударной волны (давление на фронте Δp , удельный импульс I , время действия τ_+ и длина λ фазы сжатия) в воздухе вблизи сферического заряда ВВ на расстоянии свыше пяти радиусов заряда.

Описание эксперимента. Измерение параметров ударных волн и продуктов взрыва при приближении к заряду проводилось по записям изменения давления в ударной волне в зависимости от времени $\Delta p = f(t)$ на данном расстоянии от заряда, получаемым при помощи пьезоэлектрических датчиков давления двустороннего сжатия. Применяемые в работе датчики были специально разработаны для измерений ударных волн вблизи заряда в лабораторных условиях при работе с небольшими зарядами.

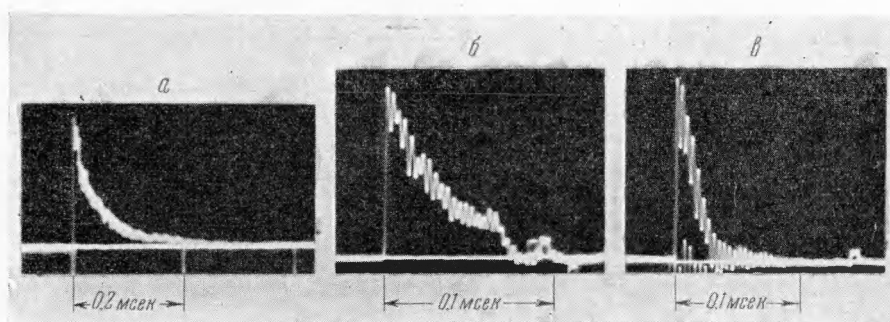
На фиг. 1 показано схематически устройство пьезоэлектрического датчика двустороннего сжатия, примененного в данной работе. Корпус датчика изготовлен в виде диска диаметром 100 мм. Размер рабочей чувствительной части составлял 2 мм в диаметре. Датчики имели толщину 6.5 мм и угол встречи волны 4°. Пьезопакет состоял из двух пьезокварцевых пластин диаметром 5 мм и толщиной 1 мм и двух стальных конусообразных поршеньков, склеенных при помощи резорциновой смолы. Собранный

таким образом пьезопакет подвешивался внутри корпуса датчика на отоженной медной фольге толщиной 0.05 мм. Такая подвеска позволяла исключить воздействие упругой волны, распространяющейся в корпусе датчика, на пьезопакет. Для защиты от проникновения ударной волны и продуктов взрыва внутрь датчика зазор между поршеньками пьезопакета и корпусом датчика заклеивался калькой. После нескольких опытов, особенно вблизи заряда, кальку приходилось переклеивать, при этом чувствительность датчика не изменялась и результаты опытов воспроизводились.



Фиг. 1

Датчики тарировались ударной волной известной интенсивности на значительных расстояниях от очага взрыва, где заведомо можно вычислять давление по формуле Садовского (1). Измерения и тарировка датчиков проводились при взрывах литых зарядов тротил-гексоген 50/50 сферической формы, весом 0.135 кг и плотностью 1.67 г/см^3 . Начальный радиус такого заряда $r_0 = 2.7 \text{ см}$. Датчики располагались в воздухе на достаточной высоте, исключая влияние пола. Сигнал с пьезодатчика, усиленный предусилителем, поступал в электронную двухлучевую установку ПИД-9 [7] с частотой пропускания до 200 кгц (собственная частота датчика около 300 кгц).



Фиг. 2

Следует отметить значительные трудности на пути применения пьезодатчиков для измерений вблизи заряда. В первую очередь встает вопрос о механической прочности датчика, так как последнему может быть нанесен непоправимый ущерб, затрудняющий дальнейшее его применение. По этой причине настоящие измерения были проведены лишь до 5—7 начальных радиусов заряда.

Результаты измерений. В работе были получены отчетливые записи давления проходящей волны в функции времени во всем диапазоне расстояний от 5 до $30 r_0$, где совершается окончательное формирование воздушной ударной волны продуктами детонации ВВ. Типичные записи давления от времени, полученные на некоторых расстояниях от центра взрыва, показаны на фиг. 2, где $a - R = 14.8 r_0$, $\Delta p = 21 \text{ кг/см}^2$; $б - R = 11.1 r_0$, $\Delta p = 33 \text{ кг/см}^2$; $в - R = 7.4 r_0$, $\Delta p = 53 \text{ кг/см}^2$.

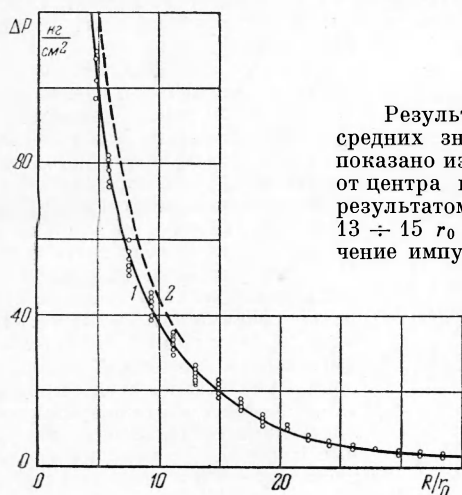
Измеренные по записям давление—время средние величины давлений p_m на фронте волны приведены в таблице. На фиг. 3 кривая 1 представляет результаты проведенных измерений максимальных давлений для различных расстояний от центра взрыва, кривая 2 — давления, вычисленные по известной скорости фронта ударной волны [3] с учетом изменения $\gamma = c_p / c_v$ в сильных ударных волнах [4].

Предпочтение в измерениях давления на фронте волны вблизи заряда следует отдать методу вычисления давления по измерению скорости фронта волны. И то, что настоящие данные располагаются ниже, по-видимому, объясняется недостаточно высокочастотными характеристиками электрического тракта и пьезодатчика. По этой причине сильные ударные волны практически с бесконечно крутым фронтом регистрировались с завалом $1.5 \div 2 \text{ мксек}$. В данных опытах с небольшими зарядами этот завал становился тем более существенным, чем ближе к заряду производилось измерение. Разброс измерений давления во фронте ударной волны достигал 10% в области от 12 до 100 кг/см^2 .

Полученные величины давлений ударной волны на расстояниях свыше $18 \div 20 r_0$, где $\Delta p < 10 \div 12 \text{ кг/см}^2$, совпадают с вычисленными по формуле (1). Разброс при измерениях давления в этой области не превышал 5%. При приближении к заряду различие между измеренными значениями давлений и вычисленными по формуле (1) становится все более и более значительным.

Полученные записи $\Delta p = f(t)$ позволяют путем измерения площади осциллограммы вычислить удельный импульс давления фазы сжатия в проходящей волне

$$I = \int_0^{\tau_+} \Delta p(t) dt \quad (3)$$



Фиг. 3

Результаты измерений удельного импульса в виде средних значений I_m сведены в таблицу. На фиг. 4 показано изменение величины импульса с расстоянием от центра взрыва (кривая 1). Наиболее интересным результатом измерений будет то, что на расстоянии $13 \div 15 r_0$ наблюдается некоторое максимальное значение импульса. Измерение импульсов ближе $13 \div 15 r_0$

показывает, что величина импульса не только не возрастает или остается постоянной при приближении к заряду, но даже уменьшается. Несмотря на значительный разброс в измерениях импульса в этой области — порядка 10% — это уменьшение следует отметить. По отношению к среднему значению импульса, наблюдаемому на $13 \div 15 r_0$, импульс уменьшается в среднем на $25 \div 30\%$ при достижении $7 \div 8 r_0$. Для сравнения измеренных значений импульса с результатами вычислений по формулам (1) на графике представ-

лена кривая 2. Кроме того, на фиг. 4 представлены результаты измерений импульсов, полученные при помощи электромагнитного импульсомера (ЭМИ) [8]. Наблюдается удовлетворительное согласие последних с настоящими измерениями.

Средние значения времени действия фазы сжатия в ударной волне τ_{+m} в зависимости от расстояния до центра взрыва представлены в таблице и на фиг. 5, где по измеренным значениям τ_+ проведена кривая 1. Сравнение измеренных τ_+ с формулами (1) (кривая 2) на фиг. 5 показывает, что эта зависимость достаточно хорошо удовлетворяется на расстояниях только свыше $1.3 m$ ($\Delta p \leq 1 \text{ кг/см}^2$). Ошибку измерений в этой области следует оценить в $3 \div 5\%$. При приближении к заряду в области $11 \div 13 r_0$ происходит значительное уменьшение, примерно в 3.5 раза, времени действия фазы сжатия в ударной волне. Однако, начиная с 11 и до $7 r_0$, τ_+ остается практически постоянным. Ошибка измерений τ_+ в этой области может быть значительной (порядка $10 \div 15\%$), так как спад давления в хвосте волны имеет характер асимптотического приближения к нулевой линии, а фаза разрежения не выделяется в связи с загромождением чувствительности электрического тракта при работе с сильными ударными волнами.

Отмеченное поведение I и τ_+ в зависимости от расстояния позволяет разбить область измерений на две: первая — от поверхности заряда до $13 \div 15 r_0$ и вторая — свыше $13 \div 15 r_0$. В первой области происходит формирование воздушной ударной волны разлетающимися продуктами взрыва. Измерения показывают, что давление в этой области уменьшается слабее, чем R^{-3} , а время действия фазы сжатия от 7 до $11 r_0$ остается практически постоянным. Удельный же импульс давления медленно возрастает в среднем на $25 \div 30\%$ вплоть до $13 \div 15 r_0$.

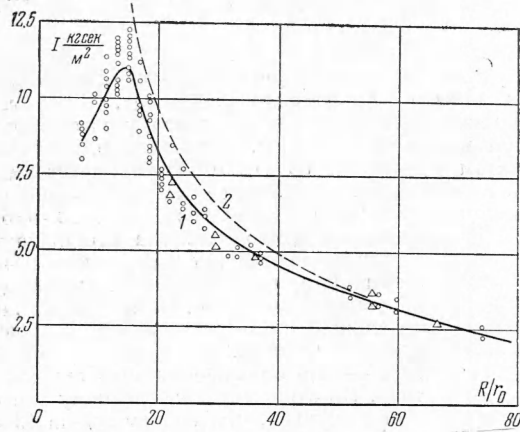
Изменение характера записи $\Delta p = f(t)$ с удалением от заряда показывает, что происходит интенсивное наполнение профиля ударной волны вплоть до треугольного на $11 r_0$ (фиг. 2). На расстоянии $11 \div 15 r_0$ время действия фазы сжатия резко возрастает, профиль ударной волны изменяется и превращается в обычный. Следует еще раз

Таблица
Результаты по измерению основных параметров ударной волны в воздухе для $C=0.155 \text{ кг ТГ } 50/50$

R, m	R / r_0	$\Delta p_m, \text{ кг / см}^2$	$I_m, \text{ кг} \cdot \text{сек} / \text{м}^2$	$\tau_{+m}, \text{ мсек}$
0.13	4.8	105		
0.15	5.6	77		
0.2	7.4	53	8.7	0.08
0.25	9.3	43	9.6	0.05
0.3	11.1	33	10.2	0.09
0.35	13.0	24.5	11.2	0.32
0.4	14.8	21	11.5	0.39
0.45	16.7	16.5	9.7	0.41
0.5	18.5	12.5	8.9	0.44
0.55	20.4	10.5	7.8	0.47
0.6	22.2	8.2	7.4	0.50
0.65	24.1	6.3	6.9	0.56
0.7	25.9	5.4	6.55	0.6
0.75	27.8	4.5	6.35	0.64
0.8	29.6	3.9	5.9	0.67
0.85	31.5	3.4	5.6	0.68
0.9	33.3	3.0	5.3	0.72
0.95	35.2	2.6	5.1	0.77
1.0	37.0	2.3	4.85	0.81
1.4	51.8	1.1	3.7	1.0
1.5	55.6	0.95	3.4	1.06
1.6	59.3	0.85	3.3	1.08
2.0	74.0	0.55	2.65	1.2

отметить, что именно в этой области ($11 \div 15 r_0$) и наблюдается увеличение импульса волны, которое происходит в основном за счет возрастания времени действия.

Во второй области давление уже на расстоянии $18 r_0$ выходит на кривую Садовского (1). Отмеченные закономерности в поведении I и τ_+ приближаются к зависимостям (1).



Фиг. 4

энергии от расширяющихся продуктов в воздушную ударную волну. По-видимому, до $13 \div 15 r_0$ продукты взрыва практически отдают всю свою энергию воздуху (ударной волне). Однако еще некоторое время продукты взрыва подпирают отходящий от фронта воздух, пока давление в них не снизится до атмосферного. Об этом свидетельствует тот факт, что время действия фазы сжатия ударной волны на небольшом расстоянии от 11 до $13 r_0$ увеличивается более чем в 3 раза.

В приводимой схеме подчеркивается именно роль воздуха, который сжимается продуктами взрыва и на который они расходуют свою энергию. Поэтому, если представить себе взрыв в сжатом воздухе, то эта область формирования воздушной ударной

волны должна сократиться, и максимум в измерениях импульса сил давления должен приблизиться к заряду. При взрыве в разреженной атмосфере, напротив, эта область растянется, и максимум в измерении импульса еще больше удалится от заряда, совсем исчезая при взрыве в вакууме. Отмеченная аномалия в поведении I и τ_+ в области взрыва, близкой к заряду, показывает, что эти параметры фазы сжатия волны определяются не только энергией взрыва, но и другими свойствами ВВ и продуктов взрыва.

Сравнение результатов, полученных по максимальным давлениям и импульсам фазы сжатия, с результатами численного расчета сферического взрыва [5] показало, что хорошее соответствие указанных параметров и такой же качественный ход зависимости импульса давления от расстояния наблюдается при условии, если энергия взрыва E в [5] связана с энергией реального заряда Q (определенной в calorиметрической бомбе) соотношением

$$Q/E = 0.5 \div 0.6$$

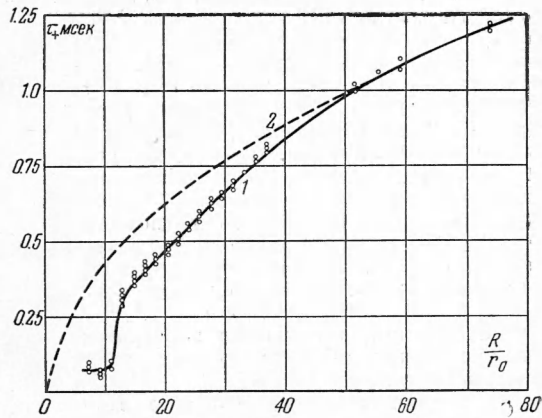
Длина ударной волны. Для оценки длины ударной волны имеем

$$D\tau_+ > \lambda > C\tau_+$$

где D — скорость фронта волны, τ_+ — время действия фазы сжатия, C — скорость звука. Прямых измерений длины волны не было. Известно лишь замечание М. А. Садовского [1] о том, что ударная волна практически сохраняет свою протяженность в пространстве постоянной, так как увеличение времени действия τ_+ происходит одновременно с падением скорости распространения фронта D , и предлагается формула:

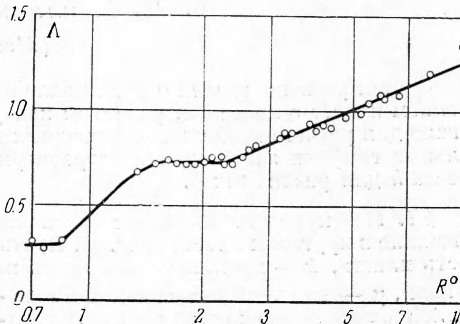
$$\lambda = \lambda_0 + a \ln r \quad (5)$$

Представим физическую схему, описывающую полученное поведение импульса давления в проходящей волне. В первый момент после завершения детонации сжатые продукты взрыва начинают разлетаться, встречая пока что незначительное сопротивление со стороны окружающего воздуха. Конечно, удельная энергия этих разлетающихся ПВ уменьшается из-за сферичности разлета. Но прежде чем она значительно уменьшится по этой причине, перед разлетающимися продуктами постепенно образуется область из вытесненного и сжатого ими воздуха. Происходит все нарастающее торможение продуктов взрыва. Этот процесс торможения сопровождается передачей



Фиг. 5

Ниже приводятся экспериментальные данные по измерению длины фазы сжатия ударной волны в различные моменты времени с начала взрыва в широком диапазоне расстояний. За длину ударной волны принималось расстояние λ между двумя датчиками, первый из которых, находящийся на расстоянии R от центра взрыва, показывал конец фазы сжатия, а второй, расположенный на расстоянии $R_{\Phi} = R + \lambda$, в тот же момент времени, показывал приход ударной волны. Измерения длины волны проводились в основном при помощи шестиканальной установки ПИД-10 [9], в области небольших расстояний от заряда на двухлучевой установке ПИД-9 [7]. Отметим, что в опытах запуск подсвета рабочих лучей в установках производился всякий раз в момент выхода детонационной волны на поверхность заряда. Это позволяет измерить время прихода, а следовательно, и длину ударной волны для контроля другим путем. Результаты проведенных таким образом экспериментов по измерению длины воздушной ударной волны представлены на фиг. 6. Этот график показывает зависимость приведенной длины волны $\Lambda = \lambda / C^{1/2}$ от логарифма приведенного расстояния до фронта этой волны $R^{\circ} = R_{\Phi} / C^{1/2}$, где λ и R_{Φ} в м, а C — вес заряда в кг. Оставаясь некоторое время постоянной в длине (около $6 r_0$) в ближней области измерений, длина фазы сжатия в пространстве увеличивается более чем в два раза при распространении фронта от 17 до $26 r_0$. Это означает, что «хвост» фазы сжатия, где присутствуют продукты взрыва, в области $13 \div 15 r_0$ сильно теряет скорость по сравнению со скоростью фронта. После этого начинается вторая фаза существования ударной волны, свободной от продуктов взрыва. Некоторое время длина волны остается практически постоянной и только в области



Фиг. 6

$$2 \leq R_{\Phi} / C^{1/2} \leq 10 \frac{кг}{кг^{1/2}} \quad \left(0,1 \frac{кг}{см^2} \leq \Delta p \leq 2 \frac{кг}{см^2} \right)$$
 длина волны достаточно хорошо описывается логарифмическим законом

$$\frac{\lambda}{C^{1/2}} = 0,45 + 0,8 \lg \frac{R_{\Phi}}{C^{1/2}} \quad (6)$$

Ошибка в λ в основном определяется ошибкой измерения времени действия фазы сжатия τ_+ по записи давления от времени. Как уже отмечалось ранее, эта ошибка различна в различных областях измерения. В области небольших давлений при $\Delta p < 2 \div 3 \text{ кг/см}^2$, где за фазой сжатия отчетливо выписывается фаза разрежения, ошибка в измерении τ_+ не превышает 5%. В области сильных ударных волн при $\Delta p > 3 \div 5 \text{ кг/см}^2$ записи давления от времени получают со спадом, асимптотически приближающимся к нулевой линии, и точность измерений τ_+ в этой области порядка $10 \div 15\%$.

Поступила 12 VI 1961

ЛИТЕРАТУРА

1. Садовский М. А. Механическое действие воздушных ударных волн взрыва по данным экспериментальных исследований. Сб. Физика взрыва. Изд-во АН СССР, 1952, № 1.
2. Охочимский Д. Е. и др. Расчет точечного взрыва с учетом противодействия. Тр. матем. ин-та им. Стеклова, 1957, т. Л.
3. Рябинин Ю. Н. и Тамм И. И. О подобии воздушных ударных волн, образуемых зарядами ВВ. Сб. Физика взрыва. Изд-во АН СССР, 1956, № 5.
4. Зельдович Я. Б. и Райзер Ю. П. Ударные волны большой амплитуды в газах. УФН, 1957, т. LXIII, вып. 3.
5. Вгоде Н. L. Blast Wave from a Spherical Charge. The Physics of Fluids. March—April, 1959, vol. 2, N 2.
6. Jones H. and Miller A. R. The detonation of solid explosives. Proc. Roy. Soc., 1948, vol. 194, pp. 480.
7. Соколик А. И., Станиславский А. И. Двухканальный пьезоэлектрический измеритель давления ПИД-9. Бюл. Передовой научно-технический и производственный опыт. Изд-во филиала ВИНТИ, 1957, № П-57 — 29/8.
8. Коротков А. И., Циклини М. А. Соотношение импульсов в отраженной и проходящей ударной волне. Сб. Физика взрыва. Изд-во АН СССР, 1956, № 5.
9. Соколик А. И., Станиславский А. И., Зверев А. С. Шестиканальный электронный осциллограф ОК-27М. Бюл. Передовой научно-технический производственный опыт. Изд-во филиала ВИНТИ, 1959, № П-59 — 117/9.