

**К ВОПРОСУ О ПАРАМЕТРАХ ФРОНТА
 ПЕРЕСЖАТОЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ**

*В. П. Челышев, Б. И. Шехтер
 (Москва)*

Изучению свойств пересжатой детонационной волны посвящено сравнительно небольшое количество работ [1, 2]. Между тем эффект пересжатости, оказывающий существенное влияние на характеристики детонации, в практике реализуется довольно часто: при переходе волны из мощной взрывчатой системы в менее мощную, при высоких скоростях встречи снаряда с целью и т. п. В связи с этим интересно, хотя бы в первом приближении, установить основные закономерности, характеризующие параметры пересжатой детонационной волны в наиболее важных для практики конденсированных взрывчатых системах.

Известно [1], что режим пересжатой детонации можно осуществить, например, сжимая продукты детонации поршнем или другим способом. При этом должно выполняться условие:

$$w > u_n,$$

где w — скорость перемещения границы раздела поршень — продукты детонации; u_n — массовая скорость во фронте нормальной детонационной волны.

По своему механизму [1] пересжатая детонационная волна не отличается от нормальной. В соответствии с повышенными скоростью (D_c) и давлением (p_c) зона химических превращений в рассматриваемом случае должна быть короче, чем при нормальной детонации. Тем не менее точка M_c , соответствующая моменту завершения химических

реакций, располагается на той же адиабате для продуктов взрыва, что и точка Чепмена — Жуге M_n (рис. 1).

Предположим, что для конденсированных ВВ состояние конечных продуктов реакции при любом режиме детонации описывается единой изэнтропией:

$$p = A \rho^k. \quad (1)$$

Используя уравнения сохранения массы и количества движения для ударной волны и учитывая, что для пересжатой детонации

$$u = w,$$

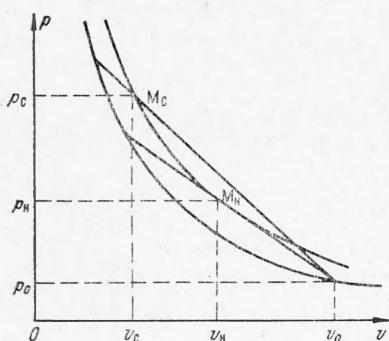


Рис. 1. p, v -диаграмма для нормальной и пересжатой детонационных волн.

можно получить аналитическую зависимость, характеризующую скорость фронта пересжатой детонационной волны:

$$\frac{\left(\frac{D_c}{D_h}\right)^k - 1}{\left(\frac{D_c}{D_h} - \frac{w}{D_h}\right)^k} = \frac{(k+1)^{k+1}}{k^k} \cdot \frac{w}{D_h}. \quad (2)$$

Плотность продуктов детонации и давление во фронте пересжатой волны могут быть рассчитаны на основании следующих очевидных соотношений:

$$\frac{\rho_c}{\rho_0} = \frac{\frac{D_c}{D_h}}{\left(\frac{D_c}{D_h} - \frac{w}{D_h}\right)}, \quad (3)$$

$$\frac{p_c}{p_h} = \left(\frac{k}{k+1} \cdot \frac{\rho_c}{\rho_0}\right)^k. \quad (4)$$

Определим теперь скорость звука c_c во фронте пересжатой волны. Считая расширение продуктов детонации изэнтропическим, из соотношений (1) и (4) получим

$$\frac{c_c}{c_h} = \left(\frac{k}{k+1} \cdot \frac{\rho_c}{\rho_0}\right)^{\frac{k-1}{2}}. \quad (5)$$

Нетрудно убедиться, что уравнения (2) — (5), вообще говоря, описывают все возможные режимы детонации (нормальный, пересжатый и недосжатый). Действительно, как показывает анализ этих зависимостей, при любом $k > 1$ имеем

$$\begin{aligned} \frac{w}{D_h} &\geqslant \frac{1}{k+1} : \quad \frac{D_c}{D_h} \geqslant 1, \quad \frac{\rho_c}{\rho_0} \geqslant \frac{k+1}{k}, \quad \frac{p_c}{p_h} \geqslant 1, \quad \frac{c_c}{c_h} \geqslant 1; \\ \frac{w}{D_h} &\leqslant \frac{1}{k+1} : \quad \frac{D_c}{D_h} \geqslant 1, \quad \frac{\rho_c}{\rho_0} \leqslant \frac{k+1}{k}, \quad \frac{p_c}{p_h} \leqslant 1, \quad \frac{c_c}{c_h} \leqslant 1, \end{aligned}$$

что полностью согласуется с гидродинамической теорией детонации.

На рис. 2 и 3 представлены графики зависимостей безразмерных параметров $\frac{D_c}{D_h}$, $\frac{c_c}{c_h}$, $\frac{p_c}{p_h}$ и $\frac{\rho_c}{\rho_0}$ от относительной скорости перемещения границы раздела $\frac{w}{D_h}$. Как известно [3, 4], такой диапазон значений показателя изэнтропии для продуктов детонации охватывает практически все известные конденсированные ВВ. Из рассмотрения этих графиков можно заключить, что, по крайней мере в диапазоне $0,1 \leqslant \frac{w}{D_h} \leqslant 1$, параметры детонационной волны слабо зависят от показателя k . Из анализа графиков, представленных на рис. 2, следует также, что при $\frac{w}{D_h} \leqslant \frac{1}{k+1}$ выполняется неравенство $D_c \geqslant c_c + w$, при $\frac{w}{D_h} \geqslant \frac{1}{k+1}$ имеем $D_c \leqslant c_c + w$, что является дополнительным подтверждением справедливости полученного решения.

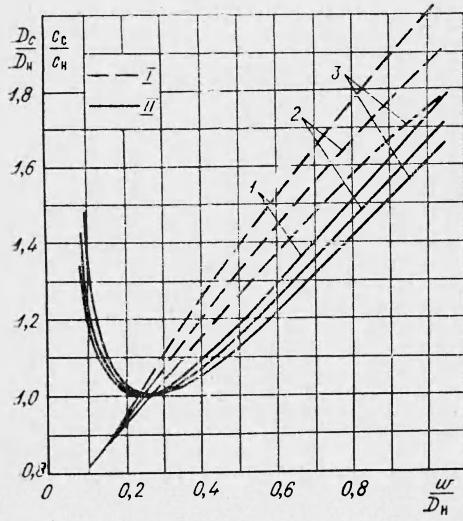


Рис. 2. Зависимости скорости фронта и скорости звука во фронте детонационной волны от скорости перемещения границы раздела продуктов детонации — ВВ.

1 — $k=3,3$; 2 — $k=3,0$; 3 — $k=2,7$.

$$I - \frac{D_c}{D_n}; \quad II - \frac{C_c}{C_n}.$$

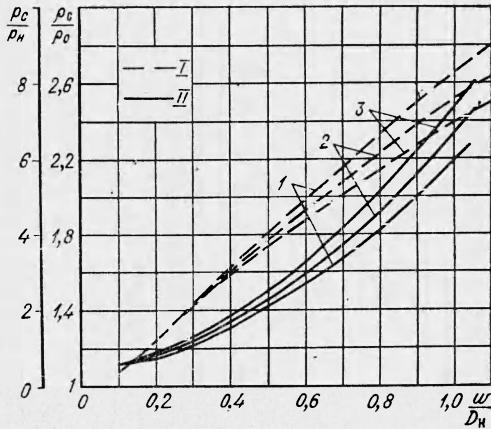


Рис. 3. Зависимости давления и плотности во фронте детонационной волны от скорости перемещения границы раздела продуктов детонации — ВВ.

1 — $k=3,3$; 2 — $k=3,0$; 3 — $k=2,7$.

$$I - \frac{\rho_c}{\rho_0}; \quad II - \frac{p_c}{p_0}.$$

Оценим теперь время существования пересжатого детонационного режима. Пересжатая волна не может быть стационарной в силу того, что на ее распространение оказывает влияние система волн разгрузки. Эту систему условно можно представить в виде радиальной волны, распространяющейся к оси заряда и осевой волны разрежения, догоняющей фронт пересжатой волны. В общем случае решение вопроса о том, какая из этих волн оказывает доминирующее влияние на распространение пересжатой детонации, затруднительно, однако решение некоторых конкретных задач принципиальных затруднений не вызывает.

Рассмотрим следующий пример. Пусть по торцу неподвижного цилиндрического заряда диаметром d_0 произведен прямой удар плоским металлическим диском толщиной δ .

Время схождения боковой волны разрежения с осью заряда можно рассчитать по формуле:

$$\tau_B = \frac{d_0}{2c_c}.$$

Для определения времени прихода продольной волны разрежения (ПВР) во фронт пересжатой детонационной волны воспользуемся t, x -диаграммой, приведенной на рис. 4.

Пусть пластинка движется со скоростью u_0 и в момент времени $t_0=0$ (точка O) встречается с зарядом. В случае, если скорость u_0 достаточно велика, в этот момент в заряде возбуждается пересжатая детонационная волна, имеющая скорость D_c (линия OE). В этот же момент по пластинке начинает распространяться ударная волна, скорость которой относительно неподвижной системы координат равна $(D_n - u_0)$ (линия OA), а граница раздела приобретает скорость $w = u_0 - u_n$ (линия OB). После выхода фронта ударной волны на тыльную поверх-

ность пластиинки (точка A) в последней возникает волна разрежения, имеющая скорость $c_n + w$ (линия AB) (до этого момента свободная поверхность пластиинки имела, естественно, скорость u_0). В точке B эта волна догоняет границу раздела, после чего по продуктам детонации со скоростью $c_c + w$ (линия BE) начинает распространяться продольная волна разрежения, догоняющая фронт пересжатой детонационной волны в точке E . В результате происходит изменение структуры преддетонационной зоны сжатия в заряде BB , и в точке F детонация выходит на нормальный режим.

Определим время прихода продольной волны разрежения τ_n во фронт пересжатой детонационной волны. Как следует из проведенного анализа t , x -диаграммы

$$\tau_n = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3,$$

где τ_1 — интервал времени от момента соударения до выхода ударной волны на тыльную поверхность пластиинки; τ_2 — время движения ПВР по пластиинке до выхода ее на границу раздела; τ_3 — время движения ПВР по продуктам детонации от границы раздела до фронта пересжатой волны.

В первом приближении можно полагать:

$$\tau_1 = \frac{-\delta + u_0 \tau_1}{-D_n + u_0},$$

откуда

$$\tau_1 = \frac{\delta}{D_n}. \quad (6)$$

Интервал времени τ_2 можно определить из соотношения:

$$\tau_2 = \frac{x_B - x_A}{c_n + w}.$$

В свою очередь,

$$x_A = -\delta + u_0 \tau_1;$$

$$x_B = w(\tau_1 + \tau_2).$$

Поэтому

$$\tau_2 = \frac{\delta}{D_n} \cdot \frac{D_n - u_0}{c_n}. \quad (7)$$

Определим теперь величину τ_3 . Очевидно, что

$$\tau_3 = \frac{x_E - x_B}{w + c_c}, \quad (8)$$

где

$$x_E = D_c (\tau_1 + \tau_2 + \tau_3). \quad (9)$$

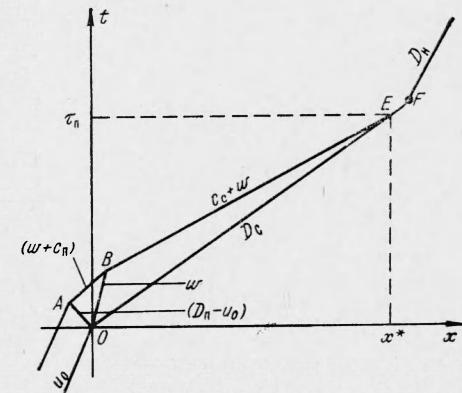


Рис. 4. t , x -диаграмма процесса распространения пересжатой детонации.

После ряда элементарных преобразований из соотношений (6), (7)–(9) можно получить:

$$\tau_s = \frac{\delta}{D_n} \cdot \frac{D_n - u_n + c_n}{c_n} \cdot \frac{D_c - w}{c_c - D_c + w}.$$

Таким образом,

$$\tau_n = \frac{\delta}{D_n} \cdot \frac{c_c}{c_n} \cdot \frac{c_n + D_n - u_n}{c_c - D_c + w}.$$

Как показывают результаты экспериментов, при тех скоростях удара, которые обеспечивают возбуждение пересжатой волны, детонация возникает мгновенно. Поэтому можно условно считать, что в рассматриваемом случае пластиинка с самого начала внедряется в продукты детонации, состояние которых описывается уравнением (1).

Приняв закон ударной сжимаемости пластиинки в форме [3]

$$p_n = A_n \left[\left(\frac{\rho_n}{\rho_{0n}} \right)^n - 1 \right]$$

и используя соотношение (2), получим

$$u_n = \sqrt{\frac{p_n}{\rho_{0n}} \left[1 - \left(\frac{p_n}{A_n} + 1 \right)^{-\frac{1}{n}} \right]}.$$

Поскольку на границе раздела $p_n = p_c$, то

$$u_n = \sqrt{\frac{p_c}{\rho_{0n}} \left[1 - \left(\frac{p_c}{A_n} + 1 \right)^{-\frac{1}{n}} \right]}. \quad (10)$$

Кроме того, как известно, на границе раздела всегда выполняется условие:

$$u_n + w = u_0. \quad (11)$$

На основании графических зависимостей $\frac{p_c}{p_n} = f\left(\frac{w}{D_n}, k\right)$ см. рис. 3 и уравнений (10) и (11) для каждой скорости встречи u_0 можно рассчитать $p_c = p_n$, w и u_n и, следовательно, все остальные интересующие нас параметры.

Экспериментальная проверка полученных зависимостей производилась следующим образом.

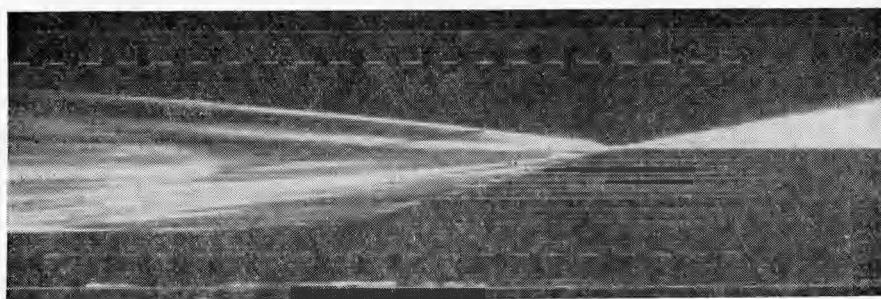
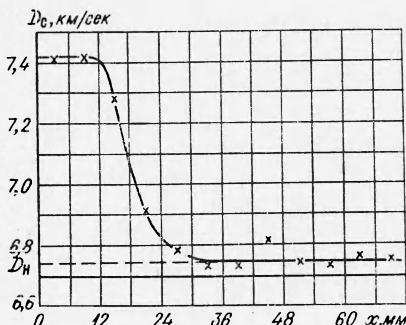


Рис. 5. Фоторегистрограмма возбуждения и распространения пересжатой детонации.

Пересжатая волна возбуждалась в цилиндрическом заряде ВВ стальной пластинкой, выстреливаемой из корпуса специального метательного заряда. Регистрация скоростей пластиинки и детонационной волны производилась с помощью скоростного фоторегистратора СФР-2М (рис. 5, 6). Для того чтобы можно было измерить скорость распространения пересжатой детонационной волны в окрестности оси исследованного заряда, в теле последнего были выполнены сквозные диаметральные отверстия (диаметр отверстий — 0,8 мм; расстояние между их осями — 6 мм). В процессе проведения испытаний заряд устанавливался таким образом, что плоскость этих отверстий совмещалась с оптической плоскостью прибора.

Рис. 6. Зависимость скорости фронта пересжатой детонации от расстояния, пройденного волной к заряду.



Результаты экспериментов, осредненные по данным 2—4 испытаний, сведены в таблицу; здесь приведены расчетные значения скорости D_c и критического расстояния x^* , на котором пересжатая детонационная волна должна сохранять свои параметры неизменными.

Заметим, что расчетное значение критического пути, приведенное в таблице, определялось по формуле:

$$x^* = D_c \tau_B = 0,5 \frac{D_c}{c_c} d_3,$$

поскольку для условий данной серии экспериментов $\tau_n = (4 \div 4,5) \tau_B$, т. е. время существования пересжатого детонационного режима даже в окрестности оси заряда определяется временем движения боковой волны разрежения.

Как следует из рассмотрения данных этой таблицы, расчетные и экспериментальные значения скорости D_c хорошо согласуются между собой. При этом наиболее полное совпадение для обоих исследованных

Заряд	Пластиинка				Расчет			Опыт			
	d_3 , м.м.	D_{H} , м/сек	d_p , м.м.	δ , м.м.	u_o , м/сек	k	$\frac{w}{D_H}$	D_c , м/сек	x^* , м.м.	D_c , м/сек	x^* , м.м.
Тротил литой; $\rho_0 = 1,605 \text{ г/см}^3$	26	6740	30	3,5	3660	2,7	0,43	7250	16,1	7405	12
						3,0	0,43	7415	15,3		
						3,3	0,43	7550	14,6		
Тротил — 70%, стеариновая кислота — 25%, алюминий — 5%; $\rho_0 = 1,18 \text{ г/см}^3$	25,4	5060	30	3,5	2890	2,7	0,49	5770	15,6	5830	—
						3,0	0,49	5870	15,3		
						3,3	0,49	5960	14,4		

составов наблюдается при $k=2,9 \div 3$. Что же касается длины участка затухания x^* , то расчетные значения этой величины оказываются несколько завышенными по сравнению с экспериментальными. Причиной этого является, по-видимому, тот факт, что метаемая взрывным способом пластинка имеет меникообразную форму, в особенности при скоростях $u_0 \geqslant 2-2,5 \text{ км/сек}$. Поэтому в условиях рассматриваемого эксперимента диаметр поверхности начального контакта должен быть несколько меньше диаметра заряда.

Поступила в редакцию
5/IV 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеец. *Теория детонации*. М., Техтеоретиздат, 1955.
 2. Б. В. Айвазов, Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1947, 17, 6.
 3. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. *Физика взрыва*. М., Физматгиз, 1959.
 4. А. Я. Апин, И. М. Воскобойников, Ю. А. Карташов, В. Д. Лютов. ПМТФ, 1961, 5.
-