

4. Seaman L., Barbee T. W., Curran D. R. Stanford Res. Inst. Tech. Report No. AFWL-TR-71-156, 1971.
5. Батьков Ю. В., Вишневецкий Е. Д. Тез. докл. II Всесоюз. симп. по импульсным давлениям.— М.: ВНИИФТРИ, 1976.
6. Кондратьев В. Н., Немчинов И. В., Христофоров Б. Д. ПМТФ, 1968, 4, 61.
7. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
8. Голубев В. К., Новиков С. А., Соболев Ю. С. и др. Проблемы прочности, 1985, 1, 63.
9. Голубев В. К., Новиков С. А., Соболев Ю. С. и др. ПМТФ, 1982, 6, 108.

Поступила в редакцию 5/V 1986

ПЕРЕСЖАТЫЕ ДЕТОНАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ И «СВЕРХДЕТОНАЦИЯ»

Л. В. Альгшулер, В. С. Жученко, Е. А. Кузьменков
(Москва)

Состояния пересжатой детонации образуют верхнюю ветвь адиабаты Гюгонио продуктов взрыва (ПВ) выше точки Чепмена — Жуге и возникают в сходящихся детонационных волнах (ДВ) [1] и при воздействии на взрывчатое вещество ударных волн (УВ) большой амплитуды [2—6]. В настоящей работе результаты исследований [3—5] даны в новой интерпретации, доставившей информацию о состоянии ПВ в сильно расширенном диапазоне давлений и позволившей оценить параметры «сверхдетонации» [7—9] в предварительно сжатых ВВ.

Уравнения адиабат Гюгонио ПВ находятся совместным решением соотношения Гюгонио $E = Q + \frac{1}{2} p (V_0 - V)$ (E — внутренняя энергия, p — давление, V_0 и V — удельные объемы в начальном и конечном состояниях, Q — энергия взрывчатого разложения) и уравнения состояния типа Ми — Грюнайзена $p(E, V) = p_s(V) + \frac{\gamma}{V} [E - E_s(V)]$, содержащего коэффициент Грюнайзена $\gamma = \gamma(\bar{V})$ и опорную изоэнтропу, имеющую с адиабатой касание в точке Жуге. Если изоэнтропа в ее окрестности и выше аппроксимирована степенной зависимостью с показателем n , то

$$E_s = Q + \frac{p_s V}{n-1} - \frac{D_1^2}{2(n^2-1)}, \quad p_s = p_1 \left(\frac{n}{n+1} \right)^n \left(\frac{V_0}{V} \right)^n, \quad p_1 = \frac{D_1^2}{V_0(n+1)}, \quad (1)$$

где D_1 — скорость нормальной детонации. С использованием соотношений (1), параметра $h = 1 + 2/\gamma$ и переменной $\sigma = V_0/V$ получим

$$p_\Gamma = \frac{p_s(V) V \left(h - \frac{n+1}{n-1} \right) + p_1 V_0 (n-1)^{-1}}{hV - V_0} = \\ = p_1 \left[\sigma^n \left(\frac{n}{n+1} \right)^n \left(h - \frac{n+1}{n-1} \right) + \sigma (n-1)^{-1} \right] (h - \sigma)^{-1}. \quad (2)$$

В изоэнтропическом приближении, принятом в [2], $\gamma = 0$ ($h = \infty$) и, согласно (2), $p_\Gamma = p_s$. В идеально газовом представлении [3], завышающем тепловую упругость ПВ, $\gamma = n - 1 \approx 2$, $h = \frac{n+1}{n-1}$ и $p_\Gamma = \frac{p_1 V_0}{(n+1)V - (n-1)V_0}$.

Отсюда после преобразований $\tilde{D} = \frac{1 + \tilde{u}^2}{2\tilde{u}}$ ($\tilde{D} = D/D_1$, $\tilde{u} = u/u_1$) [3].

Согласно [10], для ПВ тэна выше точки Жуге $\gamma = 0,4 \div 0,6$. В [6] удовлетворительное описание пересжатых режимов нитрометана, тетранитрометана, ТНТ и РВХ-9404 достигнуто при $\gamma \sim 0,7$. К близким значениям γ приводят оценки, сделанные нами на основании взаимного положения адиабат Гюгонио пересжатых ПВ и адиабат отражения для состава ТГ 50/50 [5].

Т а б л и ц а 1

ВВ	ρ_0 , г/см ³	D_1 , км/с	u_1 , км/с	n	p_1 , ГПа	Литература
ТНТ	1,59	6,87	1,83	2,75	20,0	[4]
ТГ 50/50	1,65	7,55	1,93	2,9	24,1	[5]
В	1,68	7,84	1,93	3,05	25,6	[4]
РВХ-9404	1,84	8,81	2,18	3,05	35,3	[4]
Баратол	2,59	5,08	1,0	4,1	13,1	[4]

При выбранном γ и хорошо известных ρ_0 и D_1 давление детонации, согласно (2), является функцией только степени сжатия σ и показателя энтропии n . Со значениями n , выбранными на основании опытов с нормальной детонацией, в [6] удовлетворительно описаны экспериментальные параметры изученных в [4] пересжатых режимов детонации в тротиле и составе РВХ-9404, близком к октогену. Однако для композиции В (40% ТНТ + 60% гексогена) и для баратола развитый в [6] подход не привел к удовлетворительному согласию расчета и эксперимента.

В настоящей работе интерпретация экспериментальных данных [3—5] основана на сравнении измеренных значений волновых и массовых скоростей и «сетки» $D - u$ -соотношений, вычисленных для разных n при $\gamma = 2/3$, $h = 4$. С использованием известных индивидуальных характеристик ВВ ρ_0 и D_1 кинематические параметры пересжатых волн рассчитывались по (2) и известным формулам $D = \left(\frac{p_{\Gamma} \sigma}{(\sigma - 1) \rho_0} \right)^{1/2}$,

$u = \left(\frac{p_{\Gamma} (\sigma - 1)}{\rho_0 \sigma} \right)^{1/2}$ (табл. 1). Для рассмотренных в [4, 5] составов оптимальные n , наилучшим образом описывающие эксперимент, приведены вместе с соответствующими параметрами Жуге (u_1, D_1), для сравнения указаны экспериментальные давления Жуге p_1 , определенные разными методами.

На рис. 1 изображены рассчитанные таким образом $D - u$ -зависимости для четырех ВВ с оптимальными n (см. табл. 1). Точками указаны экспериментальные данные из [4] и намечены интервалы, отвечающие $n \pm 0,1$. Каждая кривая начинается в отмеченном стрелкой состоянии Жуге с параметрами D_1 и $u_1 = \frac{D_1}{n+1}$. Штриховыми отрезками показаны интервалы массовых скоростей прежних экспериментальных определений. Для тротила найденный показатель $n = 2,75$ отвечает наибольшим из ранее зарегистрированных массовых скоростей [11, 12] по методу «разлетающихся трубок». По-видимому, как в условиях пересжатой детонации, так и при длительном воздействии ПВ на оболочки цилиндрических зарядов имеет место полное энерговыделение. Для составов В ($n = 3,05$) и РВХ-9404 ($n = 3,2$) новые определения совпадают с результатами, полученными для них «внутренними» датчиками, т. е. по электромагнитному методу Завойского и манганиновой методике. Прежние экспериментальные данные для баратола по [6] имеют особенно большой разброс по давлениям — от 14 до 17 ГПа и, вероятно, завышены из-за влияния растянутой химической зоны. Точность расчетного описания экспериментов [4] дополнительно характеризует $p - V_0/V$ -диаграмма (рис. 2).

В целом полученные в настоящей интерпретации значения n и $\gamma = 2/3$ (для ТНТ и РВХ-9404, близкие к [6]) реалистически описывают параметры Жуге нормальной детонации и уравнения состояния в диапазоне давлений от ~ 10 до ~ 100 ГПа и более. При этом значения n увеличиваются от 2,75 до 3,2 при переходе от тротила к его смесям с гексогеном и далее к октогену.

Явление «сверхдетонации» обнаружено в [7] при ударном инициировании нитрометана, когда детонация с характерной для теплового взрыва задержкой возникает на поверхности инициирования за фронтом УВ

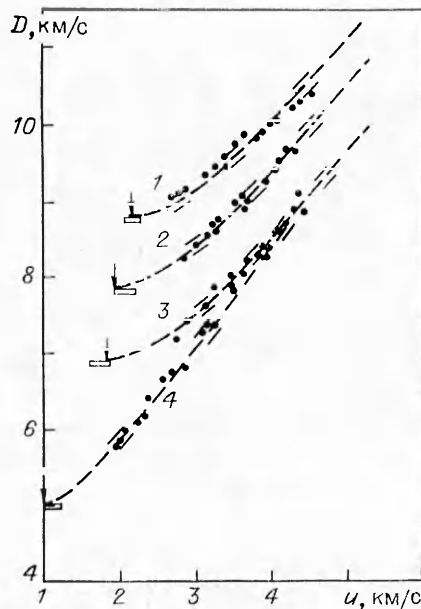


Рис. 1. $D-u$ -диаграммы пересжатых детонационных волн.
1 — PBX-9404; 2 — состав В; 3 — TNT; 4 — баратол.

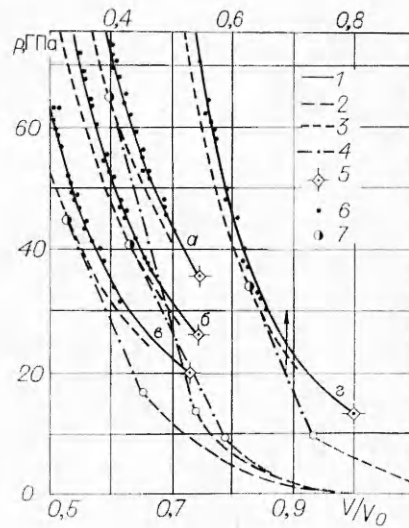


Рис. 2. $p-V/V_0$ -диаграммы для PBX-9404 (а), состава В (б), TNT (в) и баратола (г).
1 — расчетные адиабаты Гюгонно пересжатой детонации; 2 — ударные адиабаты ВВ [13]; 3 — адиабаты Гюгонно повторного сжатия из состояния p^0, V^0 ; 4 — волновые лучи; 5 — состояния Жуге нормальной детонации; 6 — экспериментальные данные [4]; 7 — состояния Жуге при «сверхдетонации».

и распространяется по сжатому веществу. В этих условиях в нитрометане зарегистрированы экстремально высокие давления ~ 50 ГПа [8]. Подобные по своей природе явления, но не столь резко выраженные, имеют место при формировании стационарного режима в твердых ВВ [9]. Получение особо высоких давлений «сверхдетонации» для них может быть достигнуто при последовательном воздействии на заряд изэнтропической волны сжатия и УВ иницирования [13]. В качестве характеристик образующихся начальных состояний нами приняты параметры u^0, p^0, V^0 , полученные в [14] при измерении ударных адиабат ВВ. В функции от параметров p, σ пересжатой детонации новая адиабата Гюгонно из состояния p^0, V^0 с необходимой точностью описывается уравнением

$$p_{2\Gamma} = \frac{p_{1\Gamma}(h - \sigma) + p^0(\sigma^0 - 1)}{h - \sigma^0}, \quad \sigma^0 = V^0/V. \quad (3)$$

Новые состояния Жуге, определяемые касанием волнового луча из p^0, V^0 и адиабаты Гюгонно (3), показаны на рис. 2, 7. Параметры «сверхдетонации» для четырех ВВ, отвечающие принятым характеристикам предварительного сжатия, приведены в табл. 2.

Таблица 2

ВВ	p^0 , ГПа	σ^0	p'_1 , ГПа	σ'_1	D'_1 , км/с
TNT	16,0	1,53	44,5	1,89	9,6
В	8,5	1,27	41,0	1,59	9,9
PBX-9404	13,5	1,35	65,0	1,71	11,3
Баратол	9,5	1,36	34,0	1,59	7,9

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1959, 36, 782.
2. Чельшев В. П., Шехтер Б. И. ФГВ, 1966, 2, 4, 68.
3. Skidmore J. C., Hart S. 4-th Symp. (Intern.) on Detonation.— Washington, 1966.
4. Kinecke J. H., Jr., West C. E. 5-th Symp. (Intern.) on Detonation. Naval ordnance. Research, 1970.
5. Альтшулер Л. В., Зубарев В. И., Телегин Г. С. ФГВ, 1974, 10, 5, 728.
6. Воскобойников И. М., Афанасенков А. Н.— В кн.: Взрывное дело, № 75/32.— М., 1975.
7. Chaiken V. F. J. Chem. Phys., 1960, 33, 760.
8. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С. и др. Детонационные волны в конденсированных средах.— М.: Наука, 1970.
9. Бойко М. М., Кузнецов О. А., Соловьев В. С. ФГВ, 1972, 8, 4, 479.
10. Lee E. L., Hornig H. C. 12-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1969.
11. Lee E. L., Tarver C. M. Phys. Fluids, 1980, 23, 12, 2362.
12. Sheffield S. A., Bloomquist D. D., Tarver C. M. J. Chem. Phys., 1984, 80, 8, 3831.
13. Бордзиловский С. А., Караханов С. М. ФГВ, 1985, 21, 6, 109.
14. LASL shock hugoniot data. Berkeley-LA-London, 1970.

Поступила в редакцию 30/V 1986

О СТРУКТУРЕ ДЕТОНАЦИОННОГО ФРОНТА В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

В. К. Ашаев, Г. С. Доронин, А. Д. Левин

(Дзержинск)

Согласно классической теории детонации, развитой в работах [1—3], в плоской установившейся детонационной волне (ДВ) имеются стационарная зона повышенных давлений, не зависящая от длины заряда и заканчивающаяся звуковой плоскостью Чепмена — Жуге, и нестационарная зона расширения продуктов взрыва, спад давления в которой определяется длиной заряда. В первой происходит химическое превращение молекул исходного ВВ в молекулы продуктов детонации. Экспериментальное подтверждение такой структуры ДВ получено в [4—10] в основном на зарядах из тротила и его сплавов с гексогеном.

Работы [4—10] подтвердили наличие зоны повышенных давлений и дали оценку ее ширины, которая по времени составляет $\sim 0,1 \div 0,2$ мкс. Эксперименты проводились либо методом преград [4—9] по затуханию скорости свободной поверхности инертных экранов различной толщины, плотно прикладываемых к торцу заряда, либо с помощью электромагнитных измерений скорости движения тонких алюминиевых фольг, расположенных внутри заряда и движущихся с массовой скоростью вещества за фронтом ДВ [10]. Такие данные дают лишь качественную информацию о структуре детонационного фронта. Это связано с тем, что скорости свободной поверхности определяются на конечных базах $\sim 0,1 \div 1$ мм. В такой постановке на результаты опытов влияет неучитываемое затухание скорости свободной поверхности на базе измерения. Ширина зоны химической реакции мала, а градиенты давления в ней велики, поэтому средняя скорость существенно ниже начальной скорости движения свободной поверхности для данной толщины преграды. Подробно анализ такой ситуации проводился в работе [11] применительно к давлению детонации на коротких зарядах [12]. Использование составных преград или «отлетающих индикаторов» [7—9] заметно уменьшило погрешность метода преград, по все же не позволило достичь точности, требуемой для исследования структуры зоны химической реакции мощных ВВ. При определении массовой скорости с помощью электромагнитной методики [10] завал переднего фронта осциллограмм составлял $\sim 0,1$ мкс, что сопоставимо с длительностью химической реакции высокоплотных ВВ. В основном эти методические погрешности связаны с возможностями используемой измерительной техники.

В силу указанных причин в литературе не имеется прямых экспериментальных доказательств стационарности структуры зоны химической