

флегматизированного гексогена, показали, что диаметр заряда (d_3) для обрыва трубок ($d_{тр}$) меняется в зависимости от гидростатического давления по закону:

$$d_3/d_{тр} = ke^{\alpha p},$$

где $\alpha = 3,85 \cdot 10^{-4}$; k — константа, зависящая от условий опыта (рис. 7).

Опыты, проведенные на бризантometре типа Каста при различных начальных давлениях, также показали, что относительный импульс ВВ, взрываемого в жидкости, падает с ростом гидростатического давления (рис. 8). Относительный импульс для зарядов меньшей плотности с ростом начального давления падает скорее.

Поступила в редакцию
14/III 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. С. Яковлев. Гидродинамика взрыва. Судпромгиз, 1963.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. «Наука», 1966.
3. В. С. Илюхин, П. Ф. Похил и др. Докл. АН СССР, 1966, 131, 4.
4. А. Н. Дремин, Г. А. Ададулов. Докл. АН СССР, 1958, 128, 2.
5. Г. В. Димза, С. А. Ловля, Ю. П. Неласов. Нефтегазовая геология и геофизика. Вып. 8, 1964.
6. Ф. А. Баум, А. С. Державец, Ж. М. Дуванова. Сб. «Взрывное дело», № 63/20, «Недра», 1967.

УДК 532.593+662.215

УДАРНАЯ СЖИМАЕМОСТЬ ПОРОХА НБ В СПЛОШНОМ И ПОРИСТОМ СОСТОЯНИИ

В. А. Веретенников,
А. Н. Дремин, К. К. Шведов
(Москва)

Оценка возможного разогрева твердых ВВ во фронте детонационной волны важна для развития правильных представлений о механизме их превращения. Такую оценку можно провести, располагая данными об ударной сжимаемости ВВ в сплошном и пористом состоянии [1, 2].

В настоящей работе определены ударные адиабаты баллиститного пороха НБ-40, содержащего 60% пироксилина и 40% нитроглицерина в сплошном ($\rho_0 = 1,63 \text{ г/см}^3$) и пористом ($\rho_0 = 1,0 \text{ г/см}^3$) состоянии.

Пористые образцы составлялись из сферических частиц того же пороха с удельным весом $\rho = 1,63 \text{ г/см}^3$ двух размеров: $\delta = 0,43$ и $\delta = 2,0 \text{ мм}$.

Ударные адиабаты были получены путем измерения массовой скорости во фронте ударной волны на границе раздела инертная преграда — исследуемое вещество (u_0) и скорости фронта (D) на конечной базе посредством электромагнитного метода [3, 4].

Схема эксперимента показана на рис. 1. При такой постановке эксперимента возможно некоторое несоответствие между измеренными значениями u_0 и D , так как ударная волна может ускоряться на базе измерения под влиянием возникающей во фронте реакции. Поэтому измерения скорости фронта ударной волны проводились на различных

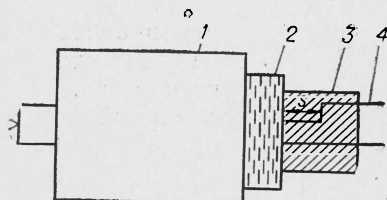


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 — генератор ударной волны; 2 — парафиновая преграда; 3 — исследуемое вещество; 4 — электромагнитный датчик.

базах ($s_1=3$ мм и $s_2=5$ мм) и дали одинаковые значения D . Кроме того, определялась массовая скорость во фронте ударной волны на расстоянии 3 мм от границы раздела (u_{0s}). Равенство $u_{0s}=u_0$ и $D_{s2}=D_{s1}$ в пределах точности эксперимента подтверждает корректность сопоставления измеренных величин D_s и u_0 .

В принципе скорость фронта ударной волны можно рассчитать по методу отражения [5], используя измеренную амплитуду ударной волны в преграде с известной динамической сжимаемостью и

значения u_0 . Правда, такой расчет приводит к значительно большей, чем ошибка в определении u_0 , ошибке в D . Но даже в этом случае во всем интервале исследованных давлений различие измеренных и рассчитанных значений D не превысило 10%.

Точность определения массовой скорости u_0 связана в основном с характером осциллограмм профиля $u=u(t)$ и их обработкой. Для определения значения u_0 на границе раздела всегда проводилась линейная экстраполяция профиля $u=u(t)$ к $t=0$ (момент начала движения электромагнитного датчика). В большинстве опытов на исследуемый образец действовала ударная волна прямоугольного профиля. На рис. 2, а, б, в приведены осциллограммы профилей массовой скорости в ряде веществ за фронтом ударной волны с амплитудой $p_{уд} \approx 10$ тыс. атм, а приведенная на рис. 2, г осциллограмма отвечает профилю массовой скорости за фронтом ударной волны в порохе НБ $\rho_0=1,0$ г/см³ с амплитудой $p_{уд}=80$ тыс. атм. Второй подъем луча на

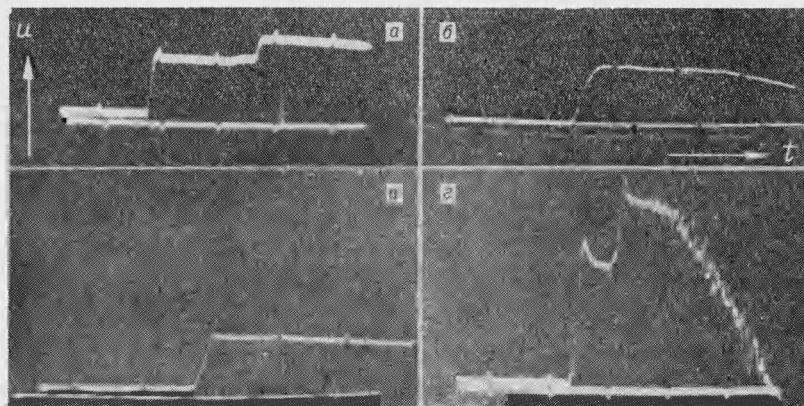


Рис. 2. Профили массовой скорости за фронтом ударной волны в ряде веществ. Интервал времени между метками 2 мксек.

а — парафин ($p_{уд} \approx 10$ тыс. атм); б — порох НБ $\rho_0=1,0$ г/см³ ($p_{уд} \approx 10$ тыс. атм); в — NaCl $\rho_0=1,0$ г/см³ ($p_{уд} \approx 10$ тыс. атм); г — порох НБ $\rho_0=1,0$ г/см³ ($p_{уд} = 80$ тыс. атм).

некоторых осциллограммах отмечает момент прохождения фронтом волны базы измерения s [4]. Очевидно, что в первом случае (см. рис. 2, а, б, в) экстраполяция профиля $u=u(t)$ к $t=0$ не вносит дополнительной ошибки в определение u_0 .

Положение усложняется, когда при более высоких давлениях (рис. 2, г) разложение ВВ приводит к быстрому спаду массовой скорости сразу за фронтом ударной волны.

В этом случае точку с максимальным значением u нельзя считать точкой на ударной адиабате ВВ, так как за время завала переднего фронта осциллограммы, который определяется как измерительной схемой, так и временем упаковки вещества во фронте ударной волны, заметная доля ВВ могла уже прореагировать. Более правильным следует считать значение u_0 , получаемое экстраполяцией профиля $u=u(t)$ к $t=0$, предполагая, что за время завала переднего фронта осциллограммы вещество не претерпевает никаких физико-химических превращений, кроме возможного частичного разложения.

Такая интерпретация экспериментальных данных позволяет исключить влияние на ударное сжатие исследуемого ВВ продуктов реакции, которая может начинаться в процессе сжатия (за времена завала переднего фронта осциллограммы). Конечно, при этом возможно некоторое систематическое завышение значения u_0 , но отличие u_0 от максимального регистрируемого значения массовой скорости (u_{ϕ}) не превышает 10%. Действительное же значение массовой скорости во фронте ударной волны, отвечающее сжатию исходного вещества в отсутствие всякого разложения, лежит между ними, и его отличие от u_0 практически не выходит за пределы точности эксперимента. В случае сплошных образцов такая экстраполяция еще более оправдана, так как завал переднего фронта осциллограммы целиком определяется параметрами измерительной схемы.

В табл. 1 приведены значения u_0 и D , полученные усреднением результатов 3—5 измерений. Отклонение измеренных величин от средней

Таблица 1

Порох НВ	u_0 , км/сек	D , км/сек	Порох НВ	u_0 , км/сек	D , км/сек
$\rho_0=1$ г/см ³ , $\delta=0,43$ мм	0,43	1,27	$\rho_0=1$ г/см ³ , $\delta=2$ мм	1,70	3,58
	0,60	1,58		2,00	4,00
	0,93	2,05		2,32	4,72
	1,18	2,70	$\rho_0=1,63$ г/см ³ , сплошной	0,14	2,17
	1,52	3,30		0,35	2,59
	1,70	3,48		0,83	3,05
	2,20	4,30		0,92	3,33
	2,57	4,72		1,14	3,60
	2,72	5,45		1,33	4,60
				1,70	4,60
		2,10	5,60		
$\rho_0=1$ г/см ³ , $\delta=2$ мм	0,80	2,03	2,27	5,70	
	1,30	2,70	3,00	7,60	
	1,61	3,33			

не превышает 5%. Самые высокие параметры ударной волны для пористого и сплошного пороха НВ отвечают параметрам фронта идеальной детонации.

На рис. 3 эти результаты представлены графически. Все экспериментальные точки для пористых образцов независимо от исходного

размера частиц, в пределах указанной выше точности, описываются одной аналитической зависимостью

$$D = (0,58 + 1,68 u) \text{ км/сек.} \quad (1)$$

Ударная адиабата сплошного пороха НБ имеет вид

$$D = (1,70 + 1,85 u) \text{ км/сек.} \quad (2)$$

Эта зависимость близка к ударной адиабате пороха Н, приведенной в работе [6].

Наблюдаемую линейную связь u и D можно рассматривать как свидетельство того, что во всем интервале исследованных давлений

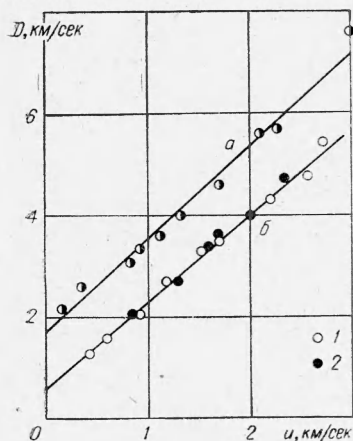


Рис. 3. Ударные адиабаты пороха НБ.

a — сплошное вещество ($\rho_0 = 1,63 \text{ г/см}^3$); b — пористое вещество ($\rho_0 = 1,0 \text{ г/см}^3$); $1 - \delta = 0,43 \text{ мм.}$
 $2 - \delta = 2,0 \text{ мм.}$

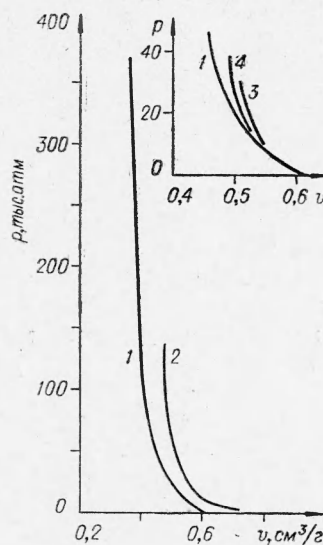


Рис. 4. Ударные адиабаты и изотермы [8] пороха НБ.

1 — ударная адиабата сплошного вещества; 2 — ударная адиабата пористого вещества; 3 — изотерма при 18° С. ; 4 — изотерма при 92° С.

(от 10 до 350 тыс. атм) порох НБ действительно не претерпевает во фронте ударной волны никаких физико-химических превращений, кроме возможного частичного разложения [7].

На рис. 4 ударные адиабаты сплошного и пористого пороха НБ показаны в $p - v$ -координатах. Там же представлены изотермы сплошного пороха НБ, полученные в работе [8].

Ударная адиабата пористого пороха лежит выше ударной адиабаты сплошного, как и должно быть для вещества с нормальными термодинамическими свойствами при наличии равновесия за фронтом ударной волны [2]. Соблюдение последнего условия необходимо, чтобы полученные экспериментальные данные можно было использовать для определения коэффициента Грюнайзена и оценки ударного разогрева вещества.

В работе [9] показано, что ударная адиабата пористого вещества в $p - v$ -плоскости может лежать ниже ударной адиабаты сплошного, если коэффициент Грюнайзена (Γ) и, следовательно, коэффициент

объемного теплового расширения (α) отрицательны. Высказаны также соображения о том, что причиной аномального расположения ударных адиабат сплошного и пористого вещества может явиться неравновесность определяемого в эксперименте ударного сжатия.

Основными причинами отклонения от равновесия в веществе за фронтом ударной волны могут явиться остаточная пористость, незатухающая турбулентность и неомогенный разогрев. В процессе релаксации неоднородностей, вызванных всеми тремя причинами, давление за фронтом ударной волны может изменяться.

Динамический предел прочности исследуемого вещества, по-видимому, мал в сравнении с исследованными давлениями, и остаточная пористость не может влиять на ход ударной адиабаты, так как в рассматриваемом случае ее нет.

О быстром затухании турбулентности свидетельствует тот факт, что под действием ударной волны прямоугольного профиля уже при амплитуде $p_{уд} \approx 10$ тыс. атм в пористом порохе с различной дисперсностью максимальная скорость потока ($u_{max} = u_0$) устанавливается через 0,3—0,5 мксек и остается постоянной в течение длительного времени (4—5 мксек — длительность прямоугольной ударной волны). Картина качественно одинакова как в сплошных, так и в пористых образцах, исключая лишь длительность завала переднего фронта. С ростом амплитуды ударной волны вероятность отклонения от равновесия из-за возможного влияния остаточной пористости и незатухающей турбулентности уменьшится.

Медленнее всего релаксирует неравномерный ударный разогрев и вполне возможно, что он не успевает выравниваться за времена сжатия во фронте ударной волны. Однако, поскольку температура в разных точках ударно сжатого вещества может быть как больше, так и меньше некоторого среднего значения, это, по-видимому, не должно привести к большому отличию наблюдаемого в эксперименте среднего ударного сжатия от равновесного.

В результате полученные в эксперименте ударные адиабаты сплошного и пористого пороха НБ можно считать близкими к равновесным, а из их взаимного расположения следует, что Γ и $\alpha > 0$.

Но при исследовании изотермической сжимаемости пороха НБ в работе [8] были получены отрицательные значения α при $p > 5$ тыс. атм.

Сравнение кривых ударного (рис. 4, 1) и изотермического при 18°C (рис. 4, 3) сжатия сплошного пороха НБ показывает, что при $p > 10$ тыс. атм ударное сжатие больше изотермического при одинаковых давлениях. Это возможно только при $\alpha < 0$, так как в ударной волне вещество нагревается. Однако выводу о том, что и при ударном сжатии $\alpha < 0$, противоречит взаимное расположение ударных адиабат сплошного и пористого пороха.

Причина такого противоречия кроется, видимо, в ходе изотермы пороха. В работе [8] изменение знака α не объяснено, но высказано предположение о возможном изменении термодинамических свойств исследуемой системы вследствие изменения взаимодействия ее компонент при высоких давлениях.

На наш взгляд, вполне разумно объяснить этот эффект (изменение знака α с ростом статических давлений) уменьшением растворимости пироксилина в нитроглицерине. При статическом изотермическом сжатии выше некоторого p происходит разделение фаз и объем системы увеличивается [10], что формально проявляется в изменении α . Вследствие этого представленные на рис. 4, 3, 4 изотермы идут круче, чем должно было бы быть в отсутствие указанного взаимодействия компонент.

При ударном же нагружении такой процесс (разделение фаз под действием высоких давлений), по-видимому, не успевает проходить; в результате в эксперименте фиксируется сжимаемость пороха, находящегося в некотором метастабильном состоянии и не проявляющего никаких аномалий термодинамических свойств по отношению к начальным условиям. Если известны ударные адиабаты вещества в сплошном и пористом состоянии, коэффициент Грюнайзена можно определить из соотношения

$$\frac{1}{\Gamma(v)} = \frac{1}{v} \frac{\Delta \varepsilon_{\text{пор}}(v) - \Delta \varepsilon_{\text{спл}}(v)}{\Delta p_{\text{пор}}(v) - \Delta p_{\text{спл}}(v)}, \quad (3)$$

где $\Delta \varepsilon$ и Δp — удельное приращение внутренней энергии и давления в ударной волне [1, 2].

Таблица 2

$v, \text{см}^3/\text{г}$	$\Delta p_{\text{пор}}, \text{кбар}$	$\Delta v_{\text{пор}}, \text{см}^3/\text{г}$	$\Delta \varepsilon_{\text{пор}} \cdot 10^{-9}, \text{эрг}/\text{г}$	$\Delta p_{\text{спл}}, \text{кбар}$	$\Delta v_{\text{спл}}, \text{см}^3/\text{г}$	$\Delta \varepsilon_{\text{спл}} \cdot 10^{-9}, \text{эрг}/\text{г}$	$\Gamma(v)$
0,28	—	—	—	∞	—	—	1,70
0,48	109,0	0,52	28,3	29,0	0,13	1,9	1,45
0,50	64,0	0,50	16,0	21,0	0,11	1,2	1,45
0,52	42,0	0,48	10,1	14,0	0,09	0,7	1,54
0,613	—	—	—	0	—	—	1,0

Значения коэффициента Грюнайзена для пороха НБ, рассчитанные по формуле (3), приведены в табл. 2. Там же даны предельное значение $\Gamma(v_{\text{пр}})$ при $p \rightarrow \infty$ и нормальное значение Γ_0 . Значение $\Gamma(v_{\text{пр}})$ рассчитано в предположении, что полученная ударная адиабата сплошного пороха справедлива и при очень высоких давлениях; Γ_0 рассчитано по формуле

$$\Gamma_0 = \frac{\alpha C_0^2}{c_v}. \quad (4)$$

Величина C_0 принята равной коэффициенту α в зависимости $D = a + bv$ для сплошного пороха (1), значения α и c_v заимствованы из работ [8, 11]. Заметное отличие Γ_0 от $\Gamma(v)$ для ударно сжатого пороха может быть вызвано как ошибкой в определении α из $p-v$ -данных, причина которой обсуждалась выше, так и грубой оценкой величины C_0 . Поэтому будем считать, что всему интересующему нас интервалу ударного сжатия отвечает величина $\Gamma(v) = 1,5-1,6$.

Минимальный ударный разогрев пористого вещества можно оценить, принимая за приращение тепловой энергии разность

$$\Delta \varepsilon_{\text{пор}}(v) \approx \Delta \varepsilon_{\text{пор}}(v) - \Delta \varepsilon_{\text{спл}}(v).$$

Такая оценка занижена, так как не учитывает приращения тепловой энергии в ударно сжатом сплошном веществе. Учтя изменение теплоемкости пороха НБ при увеличении T до 1000°K ($c_{v_0} = 0,37 \text{ кал}/\text{г} \cdot \text{град}$ [11] и $c_v \approx 0,70 \text{ кал}/\text{г} \cdot \text{град}$ [12, 13]), получим в идеальном режиме детонации пороха НБ $\rho_0 = 1,0 \text{ г}/\text{см}^3$ ($p_{\text{уд}} = 150 \text{ тыс. атм}$), $T_{\text{уд}} > 800^\circ \text{K}$, а в критическом режиме ($p_{\text{уд}} \approx 60-80 \text{ тыс. атм}$) — $T_{\text{уд}} > 700^\circ \text{K}$.

Расчет ударного разогрева пористого пороха НБ при давлениях детонации по схеме, предложенной в работе [14], дает $T_{\text{уд}} \approx 1500^\circ \text{K}$. Для сплошного пороха НБ расчет по той же схеме дает $T_{\text{уд}} \approx 2000^\circ \text{K}$.

Таким образом, ударный разогрев пороха НБ во фронте детонационной волны оказывается столь значительным, что вполне вероятным становится его очень быстрое разложение путем теплового самовоспламенения.

Очень сильная зависимость скорости реакции от температуры (закон Аррениуса) может привести к большой ошибке, если пытаться рассчитывать время реакции, используя приведенные выше приближенные оценки $T_{уд}$. Поэтому логичнее идти обратным путем: рассчитать $T_{уд}$ по экспериментально измеренному времени реакции. Учитывая неомогенность ударного разогрева неоднородных твердых ВВ, в работе [13] было предложено рассматривать реакцию разложения как процесс, представляющий собой адиабатический тепловой взрыв отдельных очагов [15—17], приобретающих на ударном фронте детонационной волны различную температуру. В таком случае измеренные экспериментально времена реакции в детонационной волне можно отождествить с задержкой взрыва в очагах с наименьшей температурой. Расчет с использованием нормальных значений кинетических констант дал величину $T_{уд\ min} \approx 1100^\circ\text{K}$ для пороха НБ с $\rho_0 = 1,0\ \text{г/см}^3$; для сплошного пороха $T_{уд\ min} \approx 1200^\circ\text{K}$.

Приведенный выше расчет ударного разогрева сплошного и пористого пороха НБ из данных по ударной сжимаемости подтверждает возможность превращения твердых ВВ в детонационной волне в форме очагового теплового взрыва.

Поступила в редакцию
14/III 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Альтшулер, К. К. Крупников и др. ЖЭТФ, 1958, 34.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.
3. А. Н. Дремин, К. К. Шведов, В. А. Веретенников. Сб. «Взрывное дело», № 52/9, Госгортехиздат, 1963.
4. К. К. Шведов, А. Н. Дремин. Сб. «Взрывное дело», № 60/17, «Недра», 1966.
5. Л. В. Альтшулер, К. К. Крупников, М. И. Бражник. ЖЭТФ, 1958, 34.
6. А. Я. Апин, Л. Н. Стесик, Н. С. Шведова. Докл. АН СССР, 1961, 137, 4.
7. V. Vancroft, E. Peterson, S. Minshall. J. Appl. Phys., 1956, 27.
8. Д. Б. Балашов. ЖФХ, 1966, XL, 12.
9. В. С. Трофимов, Г. А. Ададунов и др. ФГВ, 1968, 4, 2.
10. S. H. Magon. Polim Sci., 1959, 38.
11. Д. Б. Балашов. ЖФХ, 1967, XLI, 1.
12. Цянь Сюэ-Сень. Физическая механика. «Мир», 1965.
13. Е. Н. Александров, В. А. Веретенников и др. ФГВ, 1967, 3, 4.
14. A. N. Dremin, O. K. Rozanov, V. S. Trofimov. Combustion and Flame, 1963, 7.
15. J. Zinn. J. Chem. Phys., 1962, 36.
16. A. G. Merzhanov. Combustion and Flame, 1966, 10.
17. C. L. Mader. Phys. Fluids, 1965, 8.