

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Боуден, А. Иоффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких ВВ. ИЛ, 1958.
2. А. Масек. J. Chem. Phys., 1959, 31, 162.
3. В. К. Боболев, А. В. Дубовик. ПМТФ, 1965, 2.
4. D. Price, J. Wehner. Combustion and Flame, 1965, 9, 1.
5. А. В. Дубовик. Канд. дисс., ИХФ АН СССР, 1966.
6. Г. И. Покровский, И. С. Федорова. Действие удара и взрыва в деформируемых средах. Госстройиздат, 1957.
7. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев и др. Сб. «Взрывное дело», № 63/20. «Недра», 1967.
8. G. Seay, L. Sealy. J. Appl. Phys., 1961, 32, 1092.

УДК 662.215.1+534.222.22

ДЕТОНАЦИЯ ПОРИСТЫХ ВВ

В. А. Веретенников, А. Н. Дремин, К. К. Шведов

(Москва)

Параметры детонационной волны и возможность ее устойчивого распространения в конденсированных ВВ существенно зависит не только от химических свойств, но и от физических факторов (плотность заряжания, диаметр заряда, исходная структура ВВ и т. п.). Их влияние нельзя объяснить без привлечения конкретного механизма возбуждения и протекания химической реакции во фронте детонационной волны. Здесь рассматриваются данные исследования механизма детонационного превращения пористых твердых ВВ, позволяющие ограничить круг возможных предположений о механизме возбуждения и протекания реакции разложения твердых ВВ и выдвинуть новые качественные представления, на основе которых делается попытка объяснить наблюдаемые особенности распространения детонации в зарядах конечных размеров.

Для твердых ВВ, в особенности порошков, широкое распространение получили представления о том, что разложение ВВ инициируется на поверхности частиц горячими продуктами реакции и нагретым при сжатию воздухом, заполняющими поры; на весь объем ВВ реакция распространяется в форме горения [1—3]. Такая модель была названа механизмом «взрывного горения». Иные представления развиты в работе [4], авторы которой считают, что ударная волна способна инициировать реакцию в отдельных очагах (местах контакта исходных частиц), а весь остальной объем ВВ сгорает с некоторой линейной скоростью. При таком механизме разложения время реакции определяется скоростью теплопередачи, при этом начальный размер частиц ВВ является важным кинетическим параметром.

Прямых экспериментальных данных, доказывающих справедливость механизма «взрывного горения», нет. Обычно в качестве доказательств используются косвенные факты [6] и, в частности, зависимость скорости горения ВВ от давления. Но поскольку скорость горения ВВ при очень высоких давлениях не известна, то экстраполяция ее из области малых давлений (4—10 тыс. атм) в условия детонации ($p \approx 100$ —200 тыс. атм) [5, 6] не обеспечивает значений скорости, необходимых для того, чтобы реальные частицы ВВ (0,1—1,0 мм)

| ВВ | \bar{d} , мм | ρ_0 , г/см ³ | d , мм | D , км/сек | u , км/сек | P , тыс. атм | τ , мксек | a , мм | n |
|---|----------------|------------------------------|----------|--------------------|--------------|----------------|----------------|----------|------|
| ТНТ измельченный | 0,1 | 1,0 | 40 | 5,00 | 1,32 | 66,0 | 0,47 | 1,58 | 2,79 |
| | 0,1 | 1,0 | 60 | 5,06 | 1,50 | 75,9 | 0,46 | 1,45 | 2,37 |
| | 0,1 | 1,0 | 80 | 5,08 | 1,50 | 76,2 | 0,40 | 1,28 | 2,39 |
| | 0,1 | 1,0 | 100 | 5,10 | 1,54 | 78,5 | 0,42 | 1,33 | 2,31 |
| | 0,1 | 1,0 | 120 | 5,13 | — | — | — | — | — |
| ТНТ „чешуированный“* | 0,5 | 1,0 | 29 | 3,80 | 0,80 | 30,2 | 1,10 | 3,00 | 3,75 |
| | 0,5 | 1,0 | 40 | 4,50 | 1,27 | 57,2 | 0,57 | 1,66 | 2,54 |
| | 0,5 | 1,0 | 60 | 4,80 | 1,40 | 67,2 | 0,56 | 1,71 | 2,43 |
| | 0,5 | 1,0 | 80 | 5,00 | 1,44 | 72,0 | 0,52 | 1,66 | 2,47 |
| | 0,5 | 1,0 | 100 | 5,08 | 1,50 | 76,2 | 0,51 | 1,63 | 2,39 |
| ТНТ „чешуированный“ измельченный 85/15 | 0,5/0,1 | 0,95 | 22,5 | 4,10 | 1,00 | 39,0 | 0,90 | 2,52 | 3,10 |
| | 0,5/0,1 | 0,95 | 25 | 4,43 | 1,10 | 46,3 | 0,86 | 2,58 | 3,02 |
| | 0,5/0,1 | 0,95 | 27,5 | 4,53 | 1,18 | 50,8 | 0,76 | 2,28 | 2,84 |
| | 0,5/0,1 | 0,95 | 30 | 4,84 | 1,20 | 55,2 | 0,70 | 2,29 | 3,03 |
| | 0,5/0,1 | 0,95 | 40 | 4,91 | 1,27 | 57,3 | 0,61 | 1,98 | 2,86 |
| | 0,5/0,1 | 0,95 | 50 | 4,93 | 1,30 | 60,9 | 0,55 | 1,78 | 2,79 |
| | 0,5/0,1 | 0,95 | 60 | 5,00 | 1,31 | 62,2 | 0,58 | 1,91 | 2,81 |
| ТНТ мелкокристаллический | 2,3 | 1,0 | 100 | 4,80 | 1,40 | 67,2 | 0,65 | 1,95 | 2,43 |
| | 2,3 | 1,0 | 100 | 5,05 | 1,43 | 72,2 | 0,60 | 1,95 | 2,53 |
| НБ | 0,26 | 1,0 | 25 | Детонация затухает | | | | | |
| | 0,26 | 1,0 | 28 | 4,66 | 1,00 | 46,6 | 1,30 | 3,98 | 3,66 |
| | 0,26 | 1,0 | 40 | 5,10 | 1,30 | 66,3 | 1,20 | 3,96 | 2,92 |
| | 0,26 | 1,0 | 60 | 5,30 | 1,60 | 84,8 | 1,04 | 3,22 | 2,31 |
| НБ | 0,43 | 1,0 | 30 | Детонация затухает | | | | | |
| | 0,43 | 1,0 | 33 | 4,31 | 1,00 | 43,1 | 1,41 | 3,82 | 3,31 |
| | 0,43 | 1,0 | 40 | 4,56 | 1,16 | 53,0 | 1,32 | 3,64 | 2,93 |
| | 0,43 | 1,0 | 60 | 5,20 | 1,42 | 74,0 | 1,10 | 3,52 | 2,66 |
| | 0,43 | 1,0 | 80 | 5,44 | 1,65 | 89,7 | 1,03 | 3,39 | 2,29 |
| | 0,43 | 1,0 | 100 | 5,45 | 1,70 | 92,6 | 1,04 | 3,38 | 2,20 |
| НБ | 2,0 | 1,0 | 45 | Детонация затухает | | | | | |
| | 2,0 | 1,0 | 50 | 3,52 | 0,98 | 34,5 | 1,70 | 3,27 | 2,60 |
| | 2,0 | 1,0 | 60 | 4,31 | 1,28 | 55,2 | 1,31 | 3,17 | 2,36 |
| | 2,0 | 1,0 | 80 | 4,72 | 1,45 | 68,5 | 1,16 | 3,12 | 2,26 |
| НБ/Н ₂ O 76/24 | 0,43 | 1,31 | 60 | Детонация затухает | | | | | |
| | 0,43 | 1,31 | 80 | 6,03 | 1,18 | 93,5 | 1,18 | 5,32 | — |
| | 0,43 | 1,31 | 100 | 6,03 | 1,18 | 93,5 | 1,18 | 5,32 | — |
| Гексоген монокристаллический | 0,15 | 1,0 | 40 | 6,00 | 1,65 | 99,0 | 0,68 | 2,62 | 2,64 |
| | 0,45 | 1,0 | 40 | 6,05 | 1,60 | 97,0 | 0,69 | 2,74 | 2,78 |
| | 1,80 | 1,0 | 18 | 5,03 | 0,88 | 44,3 | 0,90 | 3,50 | 4,72 |
| | 1,80 | 1,0 | 22 | 5,14 | 1,16 | 59,8 | 0,80 | 2,90 | 3,42 |
| | 1,80 | 1,0 | 30 | 5,80 | 1,45 | 84,3 | 0,75 | 2,90 | 3,00 |
| | 1,80 | 1,0 | 40 | 6,00 | 1,58 | 95,0 | 0,67 | 2,50 | 2,80 |
| Г/Н ₂ O 72/28 | 0,45 | 1,35 | 40 | 6,45 | 1,50 | 131,0 | 0,70 | 3,24 | — |
| Гексоген микрокристаллический | 1,30 | 1,0 | 30 | 6,08 | 1,45 | 88,5 | 0,45 | 1,82 | 3,20 |

сгорали за экспериментально наблюдаемые времена реакции ($\sim 0,5-1,0$ мксек).

Единственная попытка экспериментального определения скорости горения при высоких динамических давлениях была предпринята в работе [7], где измерялась скорость распространения фронта ионизации на некоторой конечной базе. Однако сказать с уверенностью, что измеренная скорость ($\sim 100-200$ м/сек) является именно скоростью горения при давлениях ~ 100 тыс. атм, нельзя.

Основным аргументом в пользу механизма «взрывного горения» принято считать зависимость величины критического диаметра детонации ($d_{кр}$) от исходного размера составляющих заряд частиц ВВ [8, 9]. На основании качественных представлений о наличии связи величины $d_{кр}$ с временем реакции (τ), выдвинутых Ю. Б. Харитоновым [3], факт увеличения $d_{кр}$ с увеличением δ трактуется как доказательство прямой связи времени реакции с исходным размером частиц ВВ.

В настоящее время имеется возможность прямого экспериментального измерения не только параметров детонации конденсированных ВВ, но и времени химической реакции. Анализ таких данных, несомненно, должен внести большую ясность в представления о механизме детонационного превращения конденсированных ВВ.

В таблице приведены результаты измерений скорости фронта детонационной волны (D), массовой скорости (u_1) и давления (p_1) в точке Чепмена — Жуге, времени (τ) и ширины зоны химической реакции (a) для ряда ВВ с разным исходным размером частиц (δ) и различной структурой самого ВВ. Там же приведены значения показателя политропы продуктов детонации ($n = D/u_1 - 1$). Измерения проведены в зарядах различных диаметров (d), которым отвечает изменение параметров детонационной волны от идеальных, вплоть до критических. Все измерения выполнены с помощью электромагнитного метода [10, 11]; в ряде случаев скорость фронта детонационной волны измерена также и фотохронографическим способом. На рис. 1 приведена зависимость давления в точке Чепмена — Жуге (p_1) от диаметра заряда. С уменьшением диаметра давление падает. Эта зависимость качественно подобна зависимости скорости фронта от диаметра заряда. Различие состоит

лишь в том, что своего максимального значения p_1 достигает при несколько больших, чем скорость фронта, размерах заряда.

Интервал изменения d , которому отвечает изменение параметров детонации от идеальных до критических, зависит от исходного размера частиц ВВ.

В случае пороха НБ отчетливо проявляется также влияние исходного размера частиц на параметры детонации

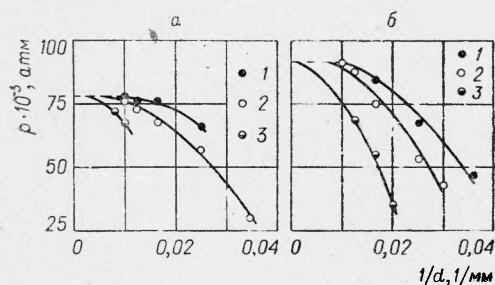


Рис. 1. Зависимость давления в точке Чепмена — Жуге от диаметра заряда (размер частиц ВВ $1,0$ г/см³).
а — TNT: 1 — $\delta = 0,1$, 2 — $\delta = 0,5$, 3 — $\delta = 2,3$;
б — порох НБ: 1 — $\delta = 0,2$, 2 — $\delta = 0,43$, 3 — $\delta = 2,0$.

в критическом режиме: скорость фронта волны ($D_{кр}$) и давление ($p_{1кр}$) оказываются тем больше, чем меньше исходный размер частиц δ . Для других ВВ наличие этой связи критических параметров с δ проверить не удалось из-за малых значений $d_{кр}$. Тем не менее полученный для пороха НБ результат позволяет заметить, что предположение о постоянстве параметров детонации в критическом режиме на основании

лишь отмечаемого в эксперименте постоянства какого-либо одного параметра волны (например, скорости фронта $D_{кр}$ [9]) в ряде случаев может не оправдываться.

Из приведенных в таблице данных видно, что для ВВ с любой исходной структурой и любым δ росту параметров детонации с увеличением d отвечает уменьшение времени и ширины зоны химической реакции. Рис. 2 иллюстрирует связь времени реакции с давлением в точке Чепмена — Жуге для нескольких ВВ. Эта зависимость выявляется при измерении параметров волны и времени реакции в неидеальных режимах детонации.

Эксперимент обнаруживает влияние структуры ВВ на время химической реакции. Так, при одинаковых давлениях измельченный ТНТ разлагается быстрее, чем ТНТ «чешуированный», а последний, в свою очередь, разлагается быстрее, чем литой мелкокристаллический ТНТ. Время реакции микропористого гексогена почти вдвое меньше, чем время реакции гексогена в зарядах, составленных из монокристаллических частиц. Причем чем меньше время реакции при некотором значении p_1 , тем меньше для данного ВВ и критический диаметр. Такая связь между τ и $d_{кр}$, а также увеличение τ с уменьшением p_1 в неидеальных режимах детонации качественно подтверждает основную идею принципа детонационной способности Ю. Б. Харитона, который предполагает прямую связь параметров детонационной волны и времени химической реакции с размерами заряда и объясняет невозможность устойчивого распространения волны при некотором конечном диаметре. Однако количественное соотношение

$$d_{кр} \approx 2 c \tau, \quad (1)$$

где c — скорость звука в продуктах реакции, не описывает экспериментальные данные.

Другой, более важный с точки зрения обсуждаемой проблемы, экспериментальный результат состоит в том, что даже большое различие в исходном размере частиц пороха НБ и монокристаллического гексогена ($\frac{\delta_{max}}{\delta_{min}} \approx 10$) не приводит к выходящему за пределы ошибки измерения различию в τ при одинаковых давлениях в зоне реакции. Согласно модели «взрывного горения», именно в этих условиях следовало ожидать значительного изменения τ с изменением δ , так как

$$\tau \approx \frac{\delta}{u_r}, \quad (2)$$

где u_r — линейная скорость горения ВВ при давлениях детонации.

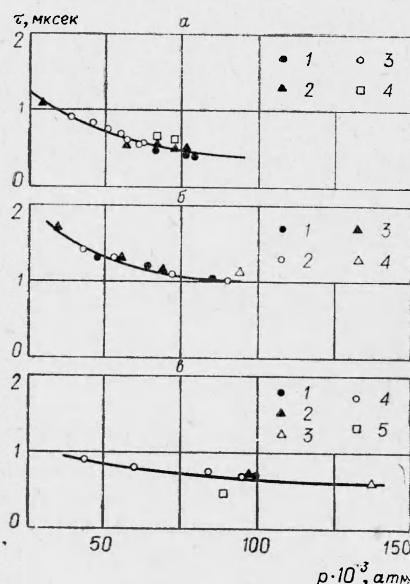


Рис. 2. Зависимость времени химической реакции от давления в точке Чепмена — Жуге (размер частиц ВВ $1,0 \text{ г/см}^3$).

а — ТНТ: 1 — $\delta=0,1$, 2 — $\delta=0,5$, 3 — $\delta=0,1-0,5$, 4 — $\delta=2,3$; *б* — порох НБ: 1 — $\delta=0,26$, 2 — $\delta=0,43$, 3 — $\delta=2,0$, 4 — $\delta=0,43$ (НБ + H_2O); *в* — гексоген монокристаллический: 1 — $\delta=0,15$, 2 — $\delta=0,4$, 3 — $\delta=0,46$ ($\Gamma + \text{H}_2\text{O}$); микропористый: 5 — $\delta=1,3$.

Отсутствие прямого влияния исходного размера частиц на время реакции с позиций модели «взрывного горения» можно было бы объяснить, предположив, например, что при ударном сжатии во фронте детонационной волны частицы ВВ дробятся до близких размеров, не зависящих от исходного δ . Затем эти вновь образовавшиеся частицы горят с поверхности со скоростью, определяемой давлением в зоне реакции. Из равенства τ при одинаковых давлениях в соответствии с формулой (1) должно было бы следовать тогда и равенство $d_{кр}$ при разных δ . В этом случае наблюдаемая связь величины $d_{кр}$ с исходным размером частиц должна сама получить какое-то новое объяснение и не может быть использована в качестве доказательства справедливости модели «взрывного горения».

Предположение о возможном сильном дроблении частиц ВВ во фронте детонационной волны необходимо подтвердить прямыми данными о поведении неоднородных твердых ВВ при ударном сжатии.

Доступным в настоящее время способом проследить изменение исходной структуры твердого вещества в ударной волне является сохранение и анализ образцов после ударного сжатия. Для взрывчатых веществ это сопряжено с большими трудностями, так как всякое воздействие ударной волной с амплитудой, даже на порядок ниже амплитуды детонации приводит к очень быстрому их разложению [12].

В работе [13] описана методика сохранения образцов пористых ВВ после воздействия ударной волны с амплитудой $p_{уд} \approx 1,5-2,0$ тыс. атм и приведены результаты анализа структуры сохраненных образцов.

Хотя эти давления намного меньше давлений во фронте детонационной волны, можно предполагать, что наблюдаемые в рассматриваемых условиях эффекты в той или иной мере будут иметь место и в ударной волне большей амплитуды.

Гранулометрический анализ сохраненных образцов монокристаллического гексогена, ТНТ и гранулированной аммиачной селитры ($\rho_0 = 1,0$ г/см³, $\delta = 0,4-1,0$ мм) показал, что 90% массы образца после ударного сжатия составляют частицы с размером $l \approx 0,015-0,04$ мм. Такое сильное дробление частиц происходит во фронте ударной волны и поэтому использовать в качестве кинетического параметра исходный размер частиц нельзя.

Отмеченное дробление пористых ВВ не единственный важный результат воздействия ударной волны на образец. В сохраненных образцах ТНТ были обнаружены очаги реакции в виде мелких черных точек, вкрапленных в массу спекшихся в конгломераты частиц. Другой формой разложения ВВ было обгорание таких конгломератов с поверхности. Изменением условий эксперимента (откачка заполняющего полости воздуха, изменение длительности ударной волны) было показано, что горение на поверхности конгломератов инициируется нагретым при сжатии воздухом. Образцы гексогена вообще удавалось сохранить, лишь откачав из них воздух. Вполне возможно, что взрыв невакуумированных образцов гексогена представлял собой быстрое горение.

Сильное дробление пористых ВВ в ударной волне и возможность поджигания нагретым воздухом ($T \approx 1000^\circ \text{K}$) можно рассматривать как аргументы в пользу справедливости механизма «взрывного горения». Однако следует подчеркнуть, что отмеченная инициирующая роль воздуха и разложение сколько-нибудь заметной доли ВВ путем горения при $p_{уд} \approx 1,5-2,0$ тыс. атм проявлялись лишь за времена, на один-два порядка превосходящие характерные для детонации времена реакции. Поэтому эти данные нельзя безоговорочно переносить в условия нормальной детонации.

Предположим все-таки, что в зоне реакции детонационной волны разложение ВВ действительно идет путем горения, инициируемого на поверхности частиц горячими продуктами реакции и воздухом, но время реакции теперь уже будет определяться размером вновь образовавшихся в результате дробления частиц. В таком случае значительное изменение условий дробления и газопроницаемости исходного вещества должны привести к заметному увеличению времени реакции.

Подобную гипотезу можно проверить сравнением времени реакции при детонации водонаполненных и пористых ВВ. Эффект должен быть тем отчетливее, чем выше степень однородности структуры самих частиц. Заполнение полостей водой не только уменьшает газопроницаемость среды, но и существенно влияет на процесс дробления, препятствуя интенсивному перемешиванию компонент системы [13].

Для пороха НБ и гексогена получены значения τ , практически не отличающиеся от времени реакции в ненаполненных ВВ при той же амплитуде детонационной волны (см. таблицу и рис. 2).

Эти результаты показывают, что ни проникающие в поры продукты реакции, ни нагретый при сжатии воздух не влияют, в пределах точности эксперимента, на время химической реакции в детонационной волне. Поэтому становится очевидным вывод, что главную роль в инициировании реакции во фронте детонационной волны в физически неоднородных твердых ВВ (насыпных, прессованных, поликристаллических) играет воздействие ударной волны на само вещество. Именно об этом свидетельствует и тот факт, что во всех известных случаях нормальной детонации конденсированных ВВ любой исходной структуры (жидкие, сплошные и пористые твердые) имеет место химпик [10, 11, 14]. Наличие химпика доказывает, что реакция начинается в сжатом ударной волной ВВ. И хотя при определенных условиях истечение продуктов реакции в полости способно заметным образом влиять на процесс распространения детонации по заряду [15], это влияние связано в основном также с ударным воздействием на ВВ, а не с кондуктивным теплообменом [16].

Теперь необходимо выяснить, каким же образом ударная волна возбуждает реакцию и каким путем проходит разложение основной массы втекающего во фронт детонационной волны ВВ.

Неоднородность исходной структуры пористых твердых ВВ позволяет предполагать, что необходимый для быстрого теплового самовоспламенения ударный разогрев достигается лишь в отдельных очагах. Очагами такой преимущественной локализации разогрева могут являться, например, точки контакта исходных частиц. В таких «горячих» очагах реакция разложения может пройти в форме теплового взрыва, а на весь остальной объем ВВ фронт реакции может распространиться в форме горения.

Возможность инициирования быстрой реакции в отдельных очагах при ударном нагружении не вызывает сомнений [17, 18].

В работе [19] подробно рассмотрены вопросы о возбуждении взрыва твердых ВВ при сравнительно небольших механических нагрузках. Показано, что механизм достижения высокого локального разогрева в отдельных очагах связан с неупругой деформацией вещества. Те же эффекты могут иметь место и при ударном сжатии неоднородных твердых ВВ. Доказательством этого можно считать сильное дробление исходных частиц твердых ВВ в ударной волне. Очевидно также, что если преимущественная локализация ударного разогрева в отдельных очагах и возможна, то пространственный масштаб его неоднородности будет в этом случае определен уже не исходным δ , а новым характерным раз-

мером частиц, не превосходящим, по-видимому, 10^{-4} см (размера, до которого дробится ВВ даже в ударной волне с амплитудой давлений во фронте $p_{уд} \approx 1,5-2,0$ тыс. атм). Если при этом иметь в виду, что самовоспламениться может лишь «горячий» очаг с конечными размерами того же порядка [20], то окажется, что практически эти очаги заключают в себе всю массу сжатого в ударном фронте детонационной волны ВВ. Неоднородность исходной структуры вещества делает этот разогрев неомогенным. Но в то же время, поскольку в конечном счете все вещество оказывается нагруженным в ударной волне до одного давления, нет видимых причин и для очень большого различия в температуре отдельных очагов.

Исходя из этих условий, процесс разложения твердого ВВ в зоне реакции детонационной волны в наиболее простом виде можно представить как совокупность адиабатических тепловых взрывов в невзаимодействующих между собой отдельных очагах [21—23]. Даже небольшие различия в начальной температуре очагов могут привести к заметному отличию задержки таких локальных взрывов. Поскольку различие в температуре очагов не может носить дискретный характер, тепловыделение в зоне реакции будет непрерывным и характер его будет определяться количеством очагов с той или иной начальной температурой. Время химической реакции должно при этом совпадать со временем задержки нормального теплового взрыва в очагах, приобретающих в ударном фронте детонационной волны наименьшую температуру.

Расчет с использованием измеренного в эксперименте времени реакции ($\tau = 1$ мксек) показывает, что для реализации такого механизма детонационного превращения, минимальная температура очагов в идеальном режиме детонации пороха НБ $\rho_0 = 1,0$ г/см³ при амплитуде давления $p_{уд} = 150$ тыс. атм должна составлять $\approx 1100^\circ$ К [16].

Для оценки ударного разогрева конденсированного вещества необходимы сведения об уравнении состояния при высоких давлениях. Исследование ударной сжимаемости ВВ в сплошном и пористом состоянии позволило оценить разогрев вещества в ударном фронте детонационной волны. При давлении в ударном фронте детонационной волны в сплошном ($\rho_0 = 1,63$ г/см³) порохе НБ $p_{уд} \approx 300$ тыс. атм расчет с использованием определенного в эксперименте коэффициента Грюнайзена ($\Gamma \approx 1,5-1,6$ [24]) дает температуру $T_{уд} \approx 2000^\circ$ К; расчет для пористого ($\rho_0 = 1,0$ г/см³) пороха НБ в ударном фронте детонационной волны с амплитудой $p_{уд} = 150$ тыс. атм показывает $T_{уд} \approx 1500^\circ$ К. Температура вещества в отдельных точках может оказаться как выше, так и ниже этих величин. Кроме того, и значение $T_{уд}$ рассчитано с некоторой погрешностью. Однако, несмотря на все возможные погрешности расчета, температура сплошного пороха в ударном фронте детонационной волны даже в наименее нагретых точках не может быть меньше температуры, отвечающей адиабатическому сжатию вещества до конечного объема, достигаемого в ударной волне. Если порох сжат до объема $V \approx 0,40$ см³/г, эта температура $T_{ад} = T_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^{\Gamma(V)} \approx 600^\circ$ К.

Таким образом, показано, что твердые ВВ могут нагреваться в ударном фронте детонационной волны до достаточно высокой температуры, когда разложение всей массы вещества путем очагового теплового взрыва может проходить за очень малые времена, характерные для нормальной детонации мощных ВВ.

Модель очагового теплового взрыва позволяет объяснить некоторые основные особенности распространения детонации в зарядах твердых физически неоднородных ВВ: непрерывный характер тепловыделения в

зоне реакции, слабую зависимость времени реакции от амплитуды детонационной волны, существование устойчивых режимов детонации с параметрами значительно ниже идеальных.

В эксперименте всегда наблюдается близкий к треугольному профиль давлений в зоне химической реакции. Такой профиль давлений означает, что процесс тепловыделения за ударным фронтом проходит непрерывно, без резко выраженного периода задержки. Эту закономерность можно объяснить даже в предположении о том, что в отдельных очагах реакция может развиваться по закону нормального адиабатического теплового взрыва, поскольку различие в ударном разогреве отдельных очагов не может носить резко выраженного дискретного характера. В результате разложение проходит прежде всего в очагах с максимальной температурой, вслед за ними взрываются очаги с меньшей температурой.

Объяснения требует и другой экспериментальный факт — сравнительно слабая зависимость времени реакции от амплитуды давлений в ударном фронте детонационной волны. Предположение о нормальном адиабатическом тепловом взрыве в каждом очаге в известной степени противоречит характеру зависимости $\tau = \tau(p)$. Действительно, всякое заметное изменение амплитуды детонационной волны и соответственно изменение ударного разогрева ВВ должны были бы сильно влиять на задержки взрыва в очагах, в том числе и самых «холодных», и это должно было бы сильно влиять на величину τ . Причиной наблюдаемой слабой зависимости $\tau = \tau(p)$ может быть неадиабатичность взрыва очагов, так как развитие реакции в них протекает в условиях непрерывно падающего давления. В этом случае самоускорение реакции по мере ее развития, характерное для нормального адиабатического теплового взрыва, в значительной степени может сглаживаться вследствие изменения температуры при расширении вещества. Кроме того, не следует исключать и возможность такого взаимодействия очагов, когда взрыв наиболее «горячих» из них влияет на весь процесс тепловыделения в зоне реакции, ускоряя его.

Для неоднородных твердых ВВ характерно существование устойчивых режимов детонации с параметрами значительно ниже идеальных и зависящими от диаметра заряда.

Связь параметров детонации с размерами заряда определяется соотношением скоростей тепловыделения и связанных с расширением потерь энергии из зоны реакции. Точный учет сложного взаимодействия этих процессов требует совместного рассмотрения уравнений химической кинетики и газодинамики. При этом сам подход к проблеме может быть различным [25]. В настоящее время эта задача точно не решена, однако качественное объяснение существования значительного интервала изменения диаметров заряда пористых ВВ (от $d_{пр}$ до $d_{кр}$), когда возможно устойчивое распространение детонации, может быть дано на основе принципа Ю. Б. Харитона и характера зависимости $\tau = \tau(p)$.

Влияние расширения при диаметрах заряда меньше $d_{пр}$ приводит к потерям энергии, идущей на поддержание фронта волны и уменьшает параметры детонационной волны. Однако в силу отмеченной слабой зависимости $\tau = \tau(p)$ в пористых ВВ заметное уменьшение амплитуды волны приводит к незначительному увеличению времени химической реакции τ . Вместе с уменьшением амплитуды детонационной волны уменьшается и интенсивность расширения и процесс по-прежнему распространяется устойчиво. Повышение однородности исходной структуры ВВ (например, переход от зарядов насыпных к прессованным или литым, заполнение полостей водой и т. п.) снижает вероятность обра-

зования очагов, ударный фазогрев в которых заметно отличался бы от среднего, и зависимость $\tau = \tau(p)$ становится более сильной. В этом случае значительное снижение амплитуды детонационной волны уменьшало бы скорость тепловыделения настолько, что делало бы устойчивое распространение волны невозможным. В результате уменьшается интервал изменения диаметров заряда, в котором существуют устойчивые режимы детонации. Наконец, в однородных конденсированных ВВ (жидких, сплошных, твердых) тепловыделение носит характер гомогенного теплового взрыва, когда зависимость времени реакции от амплитуды волны особенно сильная. В этом случае предельный и критический диаметры практически совпадают.

Эксперимент показывает, что если при одинаковых давлениях в зоне реакции в одном из двух твердых ВВ время реакции больше, то обязательно больше и его критический диаметр. Однако обратный вывод не всегда справедлив. Например, из факта различия в $d_{кр}$ для ВВ, отличающихся только исходным размером частиц, не следует различие в τ при одинаковых давлениях в зоне реакции. В этом случае следует, видимо, учитывать связь величины $d_{кр}$ с другими характеристиками детонационной волны. Изменение $d_{кр}$ с изменением δ может быть связано, например, с влиянием исходной структуры вещества на величину скорости звука за ударным фронтом. Исходный размер частиц определяет масштаб турбулентных пульсаций параметров во фронте детонационной волны. При этом чем больше масштаб пульсаций, тем больше формальная скорость звука [26]. Это предположение можно проверить в эксперименте. Проводилось определение размеров невозмущенного ударного фронта при переходе детонационной волны в ТНТ $\rho_0 = 1,0 \text{ г/см}^3$ из мощной оболочки в объем. Несмотря на постоянство параметров детонации, под влиянием волны разрежения размеры невозмущенного ударного фронта сокращаются тем быстрее, чем крупнее исходные частицы ВВ, а в соответствии с принципом Ю. Б. Харитона, чем больше скорость звука, тем при больших диаметрах заряда происходит отклонение параметров детонационной волны от идеальных и тем больше критический диаметр детонации.

Таким образом, модель превращения ВВ в зоне реакции детонационной волны, в форме инициируемого ударной волной теплового самовоспламенения отдельных очагов, позволяет объяснить основные закономерности распространения нормальных режимов детонации в зарядах неоднородных твердых ВВ. Однако возможны случаи, когда существенными для механизма детонационного превращения становятся и такие процессы, как теплопроводность и диффузия. По-видимому, эти процессы играют важную роль при детонации взрывчатых смесей. Возможно также, что в режимах детонации твердых ВВ с аномально низкими скоростями, когда в ударном фронте волны вся масса вещества не может достичь высокой температуры, важную роль могут играть процессы теплопередачи.

Поступила в редакцию
18/X 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Schmidt. Z. ges. Schiess u. Spr., 1938, 33, 280.
2. А. Я. Апин. Докл. АН СССР, 1939, XXIV, 9.
3. Ю. Б. Харитон. Сб. «Вопросы теории взрывчатых веществ». М., Изд-во АН СССР, 1947.

4. H. Eyring, R. E. Powell a. o. Chem. Revs., 1949, 45.
5. А. Ф. Беляев, А. И. Коротков и др. 1950, ЖФХ, 1950, 37, 1.
6. Basset. Compt. Rend., 1950, 14.
7. А. Я. Апин, Л. Х. Болховитинов. Докл. АН СССР, 1959, 124, 2.
8. А. Я. Апин, Л. Н. Стесик. Сб. «Физика взрыва», № 3, Изд-во АН СССР, 1955.
9. А. Я. Апин, Н. Ф. Велина. Сб. «Взрывное дело», № 63/20, 1967.
10. А. Н. Дремин, К. К. Шведов, В. А. Веретенников. Сб. «Взрывное дело», № 52/9, Госгортехиздат, 1963.
11. К. К. Шведов, А. Н. Дремин. Сб. «Взрывное дело», № 60/13, «Недра», 1966.
12. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов. Сб. «Взрывное дело», № 63/20, «Недра», 1967.
13. Е. Н. Александров, В. А. Веретенников и др. ФГВ, 1968, 4, 3.
14. В. А. Веретенников, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1967, 3, 1.
15. D. W. Woodhead, H. Titman. Explosivstoffe, 1965, 5—6.
16. Е. Н. Александров, В. А. Веретенников и др. ФГВ, 1967, 3, 4.
17. C. L. Mader. Phys. Fluids, 1963, 6.
18. C. L. Mader. Phys. Fluids, 1965, 8.
19. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев и др. Сб. «Взрывное дело», № 63/20, «Недра», 1967.
20. Ф. Боуден, А. Иоффе. Быстрые реакции в твердых веществах. ИЛ, 1962.
21. J. Zipp. J. Chem. Phys., 1962, 36, 7.
22. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтовская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 2.
23. A. G. Mezhanov. Combustion and Flame, 1966, 10, 4.
24. В. А. Веретенников, А. Н. Дремин, К. К. Шведов. Тр. 1-го Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. М., 1968.
25. А. Н. Дремин, В. С. Трофимов. Тр. 1-го Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. М., 1968.
26. А. Н. Дремин, В. С. Трофимов. ФГВ, 1966, 2, 3.

УДК 662.215.1

О МАЛОЙ СКОРОСТИ ДЕТОНАЦИИ ПОРОШКООБРАЗНЫХ ВВ

А. К. Парфенов, И. М. Воскобойников
(Москва)

Вид зависимости скорости детонации D от диаметра d заряда определяется кинетикой химической реакции в детонационной волне. Установление количественных закономерностей затруднено сложностью решения газодинамической задачи о неоднородном течении вещества в наличии тепловыделения, зависящего от распределения параметров в потоке. Определенные возможности выяснения механизма химического разложения в детонационной волне порошкообразных ВВ, как будет показано в настоящей работе, дает анализ зависимостей $D(d)$ для монодисперсных индивидуальных ВВ, а также для модельных промышленных ВВ на основе NH_4NO_3 с твердой или жидкой чувствительной компонентой.

Имеется большое количество указаний на то, что заряды вторичных ВВ при слабом инициирующем импульсе могут детонировать со скоростями, в 2—4 раза отличающимися от нормальных [1, 2]. Особенно подробно это явление изучено применительно к жидким нитроэфирам (в частности, НГЦ), в которых низкоскоростные режимы детонации устойчиво распространяются на значительные длины [3—5]. Для большинства же остальных ВВ вплоть до недавнего времени можно было найти лишь отдельные описания условий получения детонационных режимов с пониженными скоростями, которые на ограниченных длинах