

О КИНЕТИКЕ РАЗЛОЖЕНИЯ ПРЕССОВАННОГО ТРОТИЛА ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Ю. М. Балинец, А. Н. Дремин, Г. И. Канель

(Черноголовка)

Знание зависимости скорости разложения сжатого ударной волной взрывчатого вещества (ВВ) от параметров его состояния необходимо для количественного описания ударно-волновых процессов в ВВ. Многочисленные экспериментальные данные (см., например, [1—4]) приводят к выводу о том, что, по крайней мере, при относительно низких и умеренных давлениях ударного сжатия разложение твердых ВВ за фронтом ударной волны имеет очаговый характер — процесс разложения инициируется ударной волной в отдельных точках (очагах) и затем распространяется из очагов в непрореагировавшую среду. Однако, поскольку остается неясным механизм инициирования процесса в очагах и неизвестны величины концентрации очагов за фронтом ударной волны различной интенсивности и скорости горения ВВ при давлениях в десятки и сотни килобар, априорно оценить скорость разложения ВВ за фронтом ударной волны пока невозможно.

В литературе обсуждаются возможности определения интегральных кинетических характеристик разложения ударно-сжатых взрывчатых веществ с использованием экспериментальных профилей массовой скорости на границе инертный экран — ВВ (метод торможения границы раздела [4]) или путем регистрации профилей давления $p(t)$ или массовой скорости $u(t)$ во внутренних сечениях образца [5—7]. В работах [8, 9] проведена регистрация серий профилей давления в образцах литого тротила в условиях нагружения их одномерной ударной волной; обработка этих экспериментальных данных позволила проследить изменение глубины разложения со временем для различных фиксированных частиц образца. Поскольку известно, что скорость разложения ВВ в ударной волне довольно сильно зависит от его исходной физической структуры, то было бы интересно провести качественное и количественное сопоставление полученных в [8, 9] кинетических данных для литого тротила с данными о скорости разложения образцов, полученных прессованием молотого тротила. Такое сопоставление и есть цель данной работы.

Для получения кинетических данных о разложении прессованного тротила за фронтом ударной волны применялась использовавшаяся ранее [8, 9] методика. В образцах, нагружаемых одномерной ударной волной, регистрировались профили давления $p(t)$ на различных расстояниях от инертного экрана. По этим данным с использованием, как предлагалось в [5], уравнений сохранения количества движения и массы в форме Лагранжа были восстановлены профили изменения массовой скорости $u(t)$ и удельного объема $V(t)$ со временем для различных слоев образца. В предположении выполнимости принципа аддитивности [10] для удельного объема смеси исходного ВВ и продуктов взрыва (ПВ) по найденным зависимостям $p(t)$ и $V(t)$ был определен закон изменения доли ПВ $\alpha(t)$ для различных фиксированных слоев образца.

Схема опытов показана на рис. 1. Короткий импульс давления с начальной амплитудой 40 кбар вводился в образец 7 через плексигласовый экран 5 толщиной 4,2 мм. Образцы имели плотность 1,56 г/см³ и готовились прессованием из молотого в течение трех часов в шаровой мельнице тротила. После помола тротил превращался в полидисперсный порошок, состоящий из плотных кристалликов неправильной

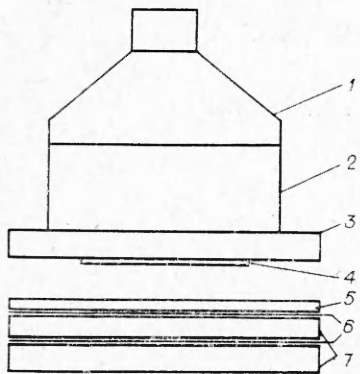


Рис. 1. Схема опытов по регистрации эволюции ударной волны в прессованном тротиле.

4 толщиной 1,4 мм и диаметром 70 мм. Пластина разгонялась взрывным устройством, состоявшим из плосковолнового генератора 1, активного заряда 2 (таблетка ТГ 50/50 диаметром 100 и высотой 50 мм) и медного экрана 3.

На рис. 2, а приведена осциллограмма опыта по регистрации профилей давления в оргстекле при данных условиях нагружения, которая показывает, что ударник в процессе разгона раскалывается — регистрируются два следующих друг за другом коротких импульса давления, генерируемых ударом двух пластин, однако воспроизводимость первого импульса сжатия достаточно пригодна для проведения измерений. На рис. 2, б приведена осциллограмма одного из опытов по регистрации эволюции ударной волны в прессованном тротиле.

Первичная обработка экспериментальных данных показала, что с увеличением расстояния от экрана воспроизводимость профилей давления в прессованном тротиле падает настолько, что теряет смысл усреднение и дальнейшая их обработка. В связи с этим профили давления, полученные для расстояний более 8 мм от экрана, не обрабаты-

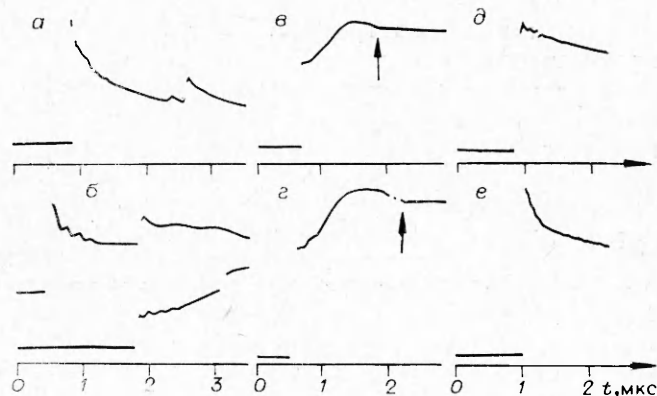


Рис. 2. Осциллограммы опытов по регистрации профилей давления.

а) профиль давления в оргстекле; б) профили давления на границе между экраном и образцом (верхний луч) и на расстоянии 5 мм от экрана; в, г) профили давления на границе между плексигласовым экраном и образцом в случае первоначально прямоугольной ударной волны с амплитудой 63 (в) и 51 кбар (г); д, е) осциллограммы опытов по регистрации химпика в прессованном и литом тротиле соответственно.

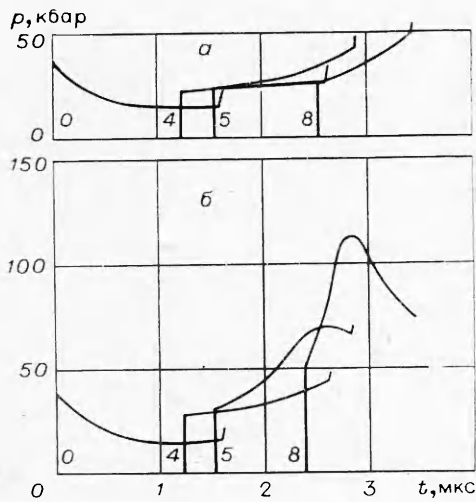


Рис. 3. Эволюция профиля давления при распространении ударной волны по образцу. Цифрами указано расстояние от экрана до контролируемого сечения в мм.

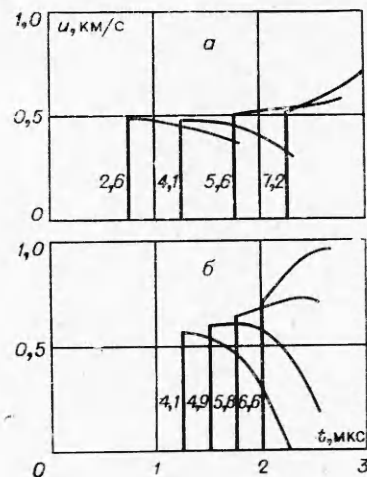


Рис. 4. Расчетные профили массовой скорости. Данные разделены на группы *a* и *б* в соответствии с рис. 3. Цифры у профилей обозначают лагранжеву координату описываемого сечения.

вались, а остальные экспериментальные данные были разбиты на две группы, соответствующие более или менее быстрому развитию ударной волны в детонационную. Усреднение и дальнейшая обработка экспериментальных данных проводились для каждой группы отдельно. Можно надеяться, что такая обработка плохо воспроизводимых данных позволит получить хотя бы оценочные данные о скорости разложения. Используемые в дальнейших расчетах профили давления, усредненные по двум группам экспериментальных данных, приведены на рис. 3, *a*, *б* соответственно, причем для построения каждого из приведенных профилей использовались результаты по крайней мере двух опытов. Для пересчета осциллограмм в профили давления использовались опубликованные в [11] результаты исследования зависимости относительного изменения сопротивления манганина от давления при динамическом сжатии и разгрузке.

Дальнейшая обработка каждой группы экспериментальных данных проводилась по следующей схеме.

1) В координатах $t-h$ (t — время от момента входа ударной волны в образец, h — лагранжева координата — расстояние от экрана до рассматриваемого слоя образца) строились линии постоянного давления. При этом сглаживание экспериментальных данных проводилось путем построения вспомогательных зависимостей $p(h)$ вдоль траекторий, сдвинутых относительно траектории фронта ударной волны на фиксированные промежутки времени. Для построения траектории фронта ударной волны по скачку давления и ударной адиабате тротила (которая для начальной плотности $1,61 \text{ г/см}^3$ имеет вид $D = (2,3 + 2,15u) \text{ км/с}$ [8, 9]) находилась зависимость скорости фронта ударной волны от пройденного расстояния. Траектория фронта ударной волны определялась затем интегрированием этой зависимости. Данные о траектории получаются и непосредственно из экспериментальных осциллограмм, поскольку в каждом опыте регистрация профилей давления проводилась одновременно на двух координатах; эти результаты отличаются от расчетной траектории ударной волны не более чем на $\pm 0,03 \text{ мкс}$.

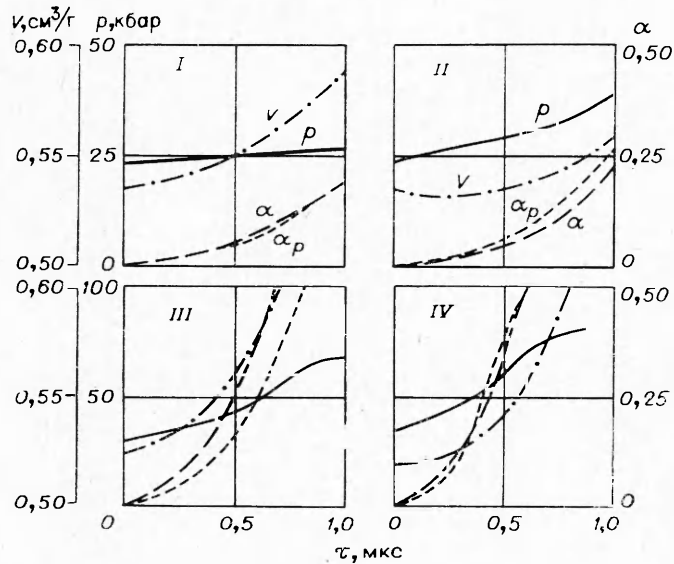


Рис. 5. Профили давления $p(\tau)$, удельного объема $V(\tau)$ и концентрации ПВ $\alpha(\tau)$ для групп данных a (см. рис. 3) на расстоянии $h=4,1$ и $5,6$ мм (I, II) от экрана и для группы данных b на расстоянии $4,9$ и $5,8$ мм (III, IV) от экрана. Кривые изменения концентрации ПВ $\alpha_p(\tau)$ рассчитаны по (4).

2) С использованием построенного поля давлений определялось распределение давления по координате $p(h)$ для различных фиксированных моментов времени.

3) Графическим дифференцированием кривых $p(h)$ определялась зависимость производной $(\partial p/\partial h)_t$ от времени для различных фиксированных координат.

4) Интегрированием закона сохранения количества движения в лагранжевых координатах

$$(\partial u/\partial t)_h = -V_0(\partial p/\partial h)_t \quad (1)$$

(V_0 — начальный удельный объем образцов) с использованием найденных зависимостей $(\partial p/\partial h)_t$ от времени определялись профили массовой скорости $u(t)$ для различных фиксированных лагранжевых координат.

5) Процедура повторялась с тем, чтобы по серии профилей массовой скорости с использованием уравнения сохранения массы в лагранжевых координатах

$$(\partial V/\partial t)_h = V_0(\partial u/\partial h)_t \quad (2)$$

получить профили $V(t)$ для различных координат.

Результаты расчета профилей массовой скорости представлены на рис. 4. На рис. 5 приведены профили $p(t)$ и $V(t)$ для одних и тех же координат. Взяв из приведенных на рис. 5 графиков величины p и V в различные моменты времени, получим траекторию изменения состояния фиксированных частиц образца на плоскости $p-V$. Концентрация продуктов взрыва вдоль траектории изменения состояния рассчитывалась затем в предположении выполнимости принципа аддитивности для удельного объема смеси непрореагировавшего ВВ и продуктов взрыва [10]:

$$V = \alpha V_{\text{ПВ}} + (1-\alpha) V_{\text{ТНТ}}, \quad (3)$$

где α — весовая концентрация продуктов взрыва (ПВ). Величины $V_{\text{ТНТ}}$ и $V_{\text{ПВ}}$ для данного давления находились на изэнтропах тротила и продуктов взрыва. Построение этих изэнтроп описано в [7, 9]. Предпола-

галось, что изэнтропы ПВ описываются политропическим уравнением с показателем $n=2,92$ [9]. Учитывалось различие в необратимом ударном разогреве в зависимости от амплитуды ударной волны. Полученные таким образом кинетические кривые также представлены на рис. 5.

Как и в [8, 9], сделана попытка описать кинетические кривые эмпирическим соотношением, связывающим скорость разложения с измеряемыми экспериментально параметрами состояния (такими как давление) и глубиной разложения. На рис. 5 даны зависимости $\alpha_p(t)$, рассчитанные из соотношения

$$(\partial\alpha/\partial t)_h = [2,8(\alpha+0,02)(1,2-\alpha)^3 p \cdot p_1] \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}, \quad (4)$$

где p_1 и p — давление за фронтом ударной волны и текущее давление в рассматриваемом слое, кбар. При построении кинетического соотношения (4) форма зависимости скорости разложения ТНТ от концентрации ПВ принята аналогичной найденной для литого тротила [9], а зависимость от давления построена с привлечением описанных ниже полуколичественных данных для более высоких давлений. Видно, что все экспериментальные кривые $\alpha(t)$, полученные в результате обработки двух групп экспериментальных данных, довольно хорошо описываются единым соотношением, что может служить аргументом в пользу применимости использовавшегося способа обработки плохо воспроизводимых данных. По-видимому, при данных условиях эксперимента малые случайные возмущения приводят к резкому изменению скорости развития детонации, хотя в целом вещество имеет воспроизводимые свойства.

Следует также указать, что описание данных [8, 9] в форме (4) для литого тротила несколько хуже соответствует экспериментальным результатам, чем предложенные в [9] соотношения, и приводит к следующему соотношению:

$$(\partial\alpha/\partial t)_h = [4,6(\alpha+0,01)(1,2-\alpha)^3 p \cdot p_1] \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}. \quad (5)$$

Из сопоставления (4) и (5) видно, что при равных p_1 и p максимальная скорость разложения у прессованного тротила выше, чем у литого, примерно в 6 раз.

Разложение литого тротила в [8, 9] исследовалось при несколько больших, чем в данной работе, давлениях за фронтом ударной волны. Так как разница в скоростях разложения литого и прессованного тротила очень велика, определить для них скорость разложения при одинаковых давлениях затруднительно. Для полуколичественного сопоставления кинетических свойств проведена регистрация профилей давления на границе между прессованным образцом и плексигласовым экраном, через который в образец вводилась ударная волна с приблизительно прямоугольным профилем давления, причем использовались те же генераторы ударной волны, что и в [9]. Осциллограммы этих опытов приведены на рис. 2, в, г. Постановка этих опытов аналогична использовавшейся в [4]. Разложение ВВ приводит к росту давления на границе, причем в случае первоначально прямоугольного профиля давления в ударной волне изменение давления на границе оканчивается после завершения разложения в прилежащих к границе слоях и выхода ударной волны на стационарный детонационный режим. Соответствующие моменты отмечены на рис. 2, в, г стрелками. Промежутки времени τ^* от фронта импульса сжатия до отмеченного момента можно рассматривать как верхнюю оценку времени разложения прилежащих к экрану слоев образца. При начальном давлении за фронтом ударной волны $p_1=63$ кбар и $p_{\max}=93$ кбар (рис. 2, в) $\tau^* \approx 1,2$ мкс; при $p_1=51$ кбар и $p_{\max}=83$ кбар $\tau^* \approx 1,8$ мкс. Опыты с литым тротилом при $p_1=66$ кбар дают $\tau_{\max} > 3,5$ мкс [8, 9]; расчет полного времени разло-

жения литого тротила по (5) при $p_1=66$ кбар, $p_{\max}=90$ кбар дает $\tau^* \approx 6,5$ мкс.

Наблюдаемое соотношение скоростей разложения литого и прессованного тротила, по-видимому, сохраняется при увеличении давления до детонационного. На рис. 2, *д, е* приведены осциллограммы опытов по регистрации химпика на профиле давления в литом и прессованном тротиле. Ввиду необходимости использовать довольно толстую изоляцию датчиков, регистрация профилей давления непосредственно в ВВ сопряжена с большой инерционностью измерений, неприемлемой для измерения длительности химпика. Приведенные на рис. 2, *д, е* осциллограммы получены при размещении датчиков на границе между образцом и блоком фторопласта — регистрировался профиль давления при выходе детонационной волны из образца. Диаметр заряда в этих опытах составлял 80 мм, высота 100 мм, детонация инициировалась взрывной линзой. От продуктов взрыва датчик изолировался фторопластовой пленкой толщиной 0,2 мм. Результаты опытов наглядно демонстрируют тот факт, что химпик при детонации прессованного тротила много меньше, чем в случае литых образцов. Этот вывод согласуется с результатами исследований зависимости скорости детонации от диаметра заряда [2]. В частности, критический диаметр детонации у прессованного тротила в 5—7 раз меньше, чем у литого.

Таким образом, сопоставление данных о скорости разложения литого и прессованного тротила за фронтом ударной волны показывает, что в диапазоне давлений от 20—40 кбар до детонационных скорость разложения у прессованного тротила в 5—7 раз выше, чем у литого. По-видимому, этот результат можно рассматривать как подтверждение определяющей роли очагового механизма разложения твердых ВВ в ударных волнах во всем представляющем интерес диапазоне давлений за фронтом ударной волны.

В заключение авторы благодарят Г. А. Савельеву за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Поступила в редакцию
9/III 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
2. Л. Н. Стесик, Л. Н. Акимова. ЖФХ, 1959, 33, 8, 1762.
3. А. Я. Апин, Л. Н. Стесик. ПМТФ, 1965, 2, 146.
4. К. К. Шведов.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1977.
5. Г. А. Ададуров, В. С. Трофимов, В. А. Яковлева. ФГВ, 1968, 4, 3, 397.
6. J. E. Kennedy, J. W. Nunziato. J. Mech. Phys. Solids, 1976, 24, 2/3, 107.
7. Г. И. Канель. ПМТФ, 1977, 5.
8. Г. И. Канель, А. Н. Дремин. ФГВ, 1977, 13, 1.
9. Г. И. Канель. ФГВ, 1978, 14, 1.
10. А. Н. Дремин, И. А. Карпухин. ПМТФ, 1960, 3, 184.
11. Г. И. Канель, Г. Г. Вахитова, А. Н. Дремин. ФГВ, 1978, 14, 2.

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ СФЕРИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ДЕТОНАЦИИ ОТ РАДИУСА ФРОНТА

К. Е. Губкин
(Москва)

Химическое превращение вещества в волне детонации протекает так быстро, что ширина слоя, в котором выделяется энергия, обычно оказывается малой по сравнению с характерным масштабом течения. При таких условиях предельное представление волны детонации в виде