

РАЗЛОЖЕНИЕ ЛИТОГО ТРОТИЛА В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Г. И. Канель, А. Н. Дремин

Для описания эволюции ударной волны во взрывчатом веществе (ВВ) в условиях инициирования детонации необходимо иметь количественную информацию о кинетике разложения данного ВВ. В опубликованных ранее экспериментальных работах кинетические свойства ВВ характеризовались законом изменения амплитуды и скорости ударной волны по мере ее распространения [1, 2], характером торможения границы раздела между ВВ и инертным экраном [3] или временем задержки адиабатического взрыва в тонких слоях ВВ [4]. В [5] предложен расчет давлений инициирования взрыва ВВ, основанный на априорных предположениях о кинетике разложения и виде уравнения состояния взрывчатых веществ. Получить же экспериментально прямую зависимость скорости разложения от концентрации и состояния исходного вещества до последнего времени не удавалось.

В данной работе излагается способ и сообщаются предварительные результаты количественного экспериментального исследования закономерности разложения литого тротила за фронтом ударной волны.

Идея, положенная в основу работы, заключается в следующем. Если для различных фиксированных координат в образце, нагружаемом одномерной ударной волной, определена серия профилей давления $p(t)$, то по этим данным можно восстановить ход изменения давления и удельного объема V для каждого слоя образца [6]. Иными словами, по серии профилей давления можно определить траекторию изменения состояния фиксированных слоев вещества на плоскости $p-V$, причем каждой точке такой фазовой траектории соответствует определенный (и известный) момент времени. Далее, если известны ударная адиабата исходного вещества и изэнтропа продуктов взрыва (ПВ), то можно построить на плоскости $p-V$ сетку кривых сжатия различных смесей ПВ и исходного ВВ. Тем самым определяется концентрация ПВ в каждой точке траектории изменения состояния, т. е. для выбранного слоя определяется закон изменения концентрации исходного и конечного продукта во времени.

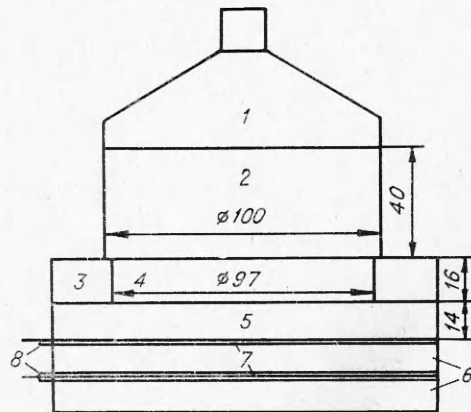


Рис. 1. Схема опытов по регистрации профилей давления.

1 — взрывная линза; 2 — прессованная таблетка ТНТ плотностью 1,58 г/см³; 3 — плексигласовое кольцо; 4 — воздушный зазор; 5 — плексигласовый экран; 6 — пластины образца; 7 — датчики; 8 — фторопластовые прокладки. Размеры указаны в миллиметрах.

Постановка и результаты опытов

Схема опытов показана на рис. 1. Образцы представляли собой набор пластин. Тротиловые пластины готовились вибрационным литьем и имели игольчатую структуру; игольчатые кристаллы диаметром 0,1—1 мм были ориентированы перпендикулярно поверхности пластины и прорастали от поверхности до средней плоскости. Плотность образцов составляла 1,61 г/см³, толщина пластин — от 3 до 12 мм, их поверхности

соответствовали 9 классу чистоты. Плоская ударная волна в образце генерировалась в результате взрыва активного заряда, инициируемого взрывной линзой. Для уменьшения амплитуды ударной волны между активным зарядом и образцом создавался с помощью плексигласового кольца воздушный зазор. Плексигласовый экран предназначен для формирования ударной волны из волны сжатия с размытым профилем, имеющей место в непосредственной близости от зазора [7]. Амплитуда ударной волны перед выходом из экрана составляла 55 ± 3 кбар.

Регистрация профилей давления в образце на расстояниях $h=0, 3, 5, 8, 10, 12, 16$ мм от экрана, задаваемых толщинами пластин, осуществлялась с использованием манганиновых датчиков давления [8] площадью $\sim 7 \times 7$ мм², толщиной $\sim 0,025$ мм с начальным электросопротивлением $2 \div 2,5$ Ом. Во время опыта через датчик пропускался импульс с силой 8 А. Датчики располагались между пластинами образца и изолировались фторопластовыми пленками толщиной 0,1 мм.

Динамические жесткости фторопласта и тротила весьма близки, так что можно считать, что введение в образец тротила фторопластовых прокладок практически не приводит к искажению профиля распространяющейся в образце волны. В большинстве опытов профили давления $p(t)$ регистрировались одновременно двумя датчиками, установленными на различных расстояниях от экрана, что при использовании двухлучевого осциллографа давало дополнительную информацию о скорости ударной волны в образце.

На рис. 2 представлены типичные осциллограммы опытов по регистрации профилей давления в описанной постановке. Профиль давления в экране перед выходом в образец близок к прямоугольному, причем, как показали специальные измерения, в круге радиусом 35 мм относительно оси симметрии сборки амплитуда ударной волны в плексигласовом экране в пределах точности измерений постоянна. Развитие реакции разложения тротила приводит к нарастанию давления на границе раздела между экраном и образцом от 66 до 90 кбар; спад давления через 3,5 мс после начального скачка определяется реверберацией в экране волны сжатия, появляющейся в результате отражения ударной

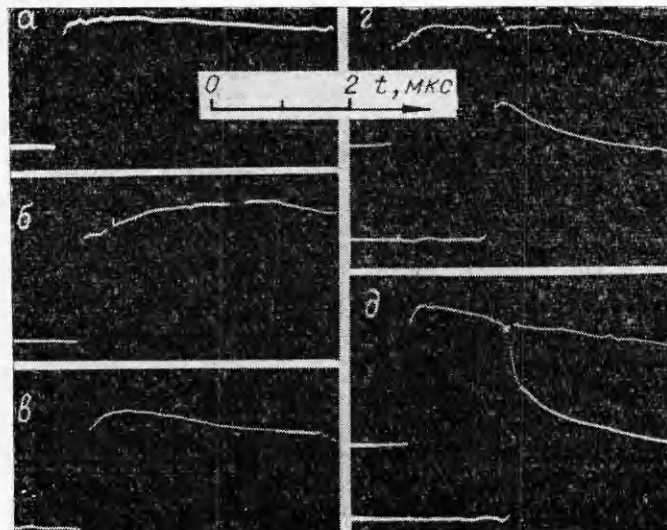
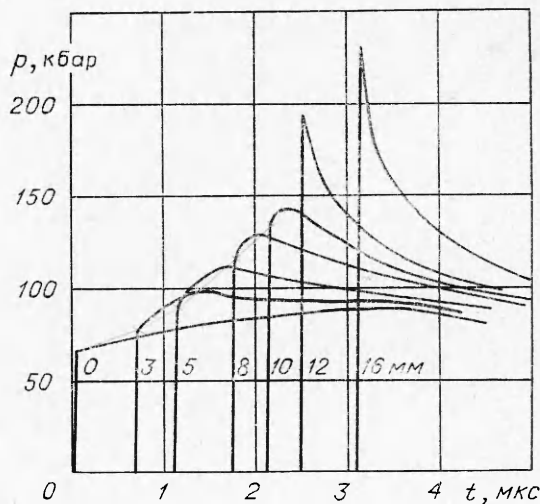


Рис. 2. Типичные осциллограммы опытов.

а) профиль давления в плексигласе; б) профиль давления на границе между экраном и образцом; в) датчик расположен на расстоянии $h=5$ мм от экрана; г) $h=3$ мм (верхний луч) и $h=10$ мм; д) $h=8$ мм (верхний луч) и $h=16$ мм.

волны в плексигласе от границы раздела с более жестким образцом. Для $3 < h < 10$ мм на профилях $p(t)$ фиксируется плавное нарастание давления за фронтом ударной волны, переход его через максимум и последующий спад. Начиная с $h = 12$ мм профили давления имеют характерный пик (рис. 2, д).

На рис. 3 представлены сведенные к одному масштабу профили давления в литом тротиле на различных расстояниях от экрана (расстояния указаны цифрами). Каждый из приведенных профилей получен усреднением результатов 3—6 опытов, причем отклонение каждого экспериментального профиля от среднего не превышало 5% по давлению при качественном подобии результатов серии опытов для данного h . Воспроизводимость результатов падает с увеличением расстояния от экрана и становится наихудшей в районе появления хемпика (10÷12 мм).



Обработка экспериментальных данных. Расчет фазовых траекторий

Расчет траекторий изменения состояния вещества проводился по методу двух фазовых скоростей [6], который в случае одномерного движения дает следующие соотношения для обработки экспериментальных данных:

$$du = 1/\rho_0 c_p \cdot dp, \quad (1)$$

$$dV = -1/\rho_0 c_u \cdot du \quad (2)$$

при постоянной лагранжевой координате h . Здесь u — массовая скорость, ρ_0 — начальная плотность образца, V — удельный объем, c_p, c_u — фазовые лагранжевы скорости распространения фиксированных уровней давления и массовой скорости соответственно. Таким образом, для расчета по уравнению (1) профиля $u(t)$ нужно знать профиль $p(t)$ и зависимость $c_p(p)$; профиль $V(t)$ рассчитывается затем по уравнению (2) на основе профиля $u(t)$ и зависимости $c_u(u)$.

Величины c_p и c_u определялись графическим дифференцированием линий постоянного давления или массовой скорости в координатах времени t — расстояние от экрана h . На рис. 4 представлена $t-h$ -диаграмма процесса с линиями постоянного давления, полученными из обработки профилей $p(t)$. В области большой кривизны линии $p = \text{const}$ строились с привлечением зависимостей $p(h)$ вдоль траекторий, смещенных относительно траектории фронта ударной волны на заданные промежутки времени. Такой способ обработки экспериментальных данных не только позволяет выявить ход линий постоянного давления, но и компенсирует случайные погрешности измерений тем, что в расчет вводятся сразу все экспериментальные данные.

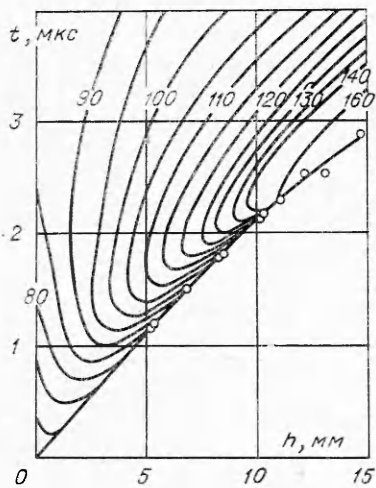


Рис. 4. $t-h$ -диаграмма эволюции ударной волны в литом тротиле. Цифрами на кривых обозначено давление в килобарах.

Приведенная на рис. 4 $t-h$ -диаграмма процесса наглядно демонстрирует тот факт, что на начальном этапе появляющиеся в результате инициированного ударной волной разложения вещества волны сжатия нагоняют фронт ударной волны и наращивают его амплитуду и скорость. Положение участков с вертикальным наклоном ($c_p=0$) линий постоянного давления соответствует плавной зависимости максимального давления на экспериментальных профилях от координаты. Горизонтальный наклон линий постоянного давления ($c_p=\infty$) соответствует, как видно из уравнения (1), максимуму массовой скорости на профиле $u(t)$ для данной координаты. Измерения показывают, что при $0 < h < 10$ мм линии постоянного давления подходят к траектории фронта ударной волны с наклоном, соответствующим лагранжевой объемной скорости звука в тротиле при данном давлении ударного сжатия.

Путем графического дифференцирования линий $p=\text{const}$ были найдены зависимости $c_p(p)$ для координат $h=3, 5, 8$ и 10 мм. Нулевая координата соответствует концу линий постоянного давления, поэтому неопределенность наклона линий $p=\text{const}$ здесь заведомо слишком велика и профили $p(t)$ для $h=0$ из дальнейшей обработки выпадают. По зависимостям $c_p(p)$ и экспериментальным профилям $p(t)$ с использованием уравнения (1), представленного в конечно-разностном виде, построены профили массовой скорости $u(t)$, причем величины массовой скорости непосредственно за фронтом ударной волны определялись по ударной адиабате тротила (3). Результаты расчета профилей массовой скорости представлены на рис. 5. Эволюция профиля массовой скорости качественно согласуется с данными работы [2].

Для оценки погрешности построения профилей $u(t)$ проводились контрольные измерения профилей $u(t)$ электромагнитным методом [2, 3]. Получить достаточно чистые и надежные осциллограммы для образцов, аналогичных использовавшимся в опытах по регистрации профилей давления, не удалось из-за сильных электрических шумов в течение $0,3-0,5$ мкс с момента выхода фронта ударной волны на границу раздела между пластинами. Столь сильные шумы, не наблюдавшиеся в подобных условиях в [2], обуславливаются, по-видимому, структурой тротила и наличием дополнительных контактных поверхностей в образце. В [2] исследовался мелкозернистый тротил и датчики устанавливались в процессе отливки образца.

Траектория фронта ударной волны для $0 < h < 10$ мм построена на рис. 4 по зависимости давления за фронтом ударной волны от координаты с использованием ударной адиабаты тротила

$$D = (2,3 + 2,15 u) \text{ км/с}, \quad (3)$$

полученной усреднением данных [2, 9]. При этом скорость фронта ударной волны в данных условиях описывается формулой

$$D = (4,32 + 0,05 h + 0,0056 h^2) \text{ км/с},$$

где h берется в мм. Кружками на рис. 4 представлены экспериментальные данные о траектории фронта ударной волны, полученные из опытов с двумя датчиками. Отклонение экспериментальных данных от расчетных при $h < 10$ мм не превышает $0,02$ мкс, что можно рассматривать как свидетельство малой величины экспериментальной погрешности.

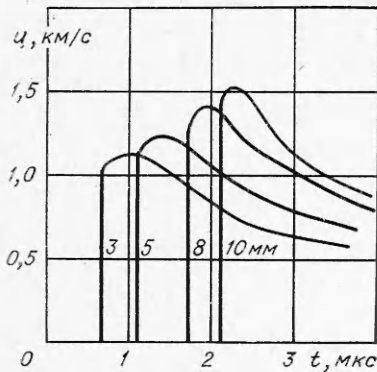


Рис. 5. Профили массовой скорости, полученные из обработки результатов измерения $p(t)$. Цифрами указано расстояние от экрана.

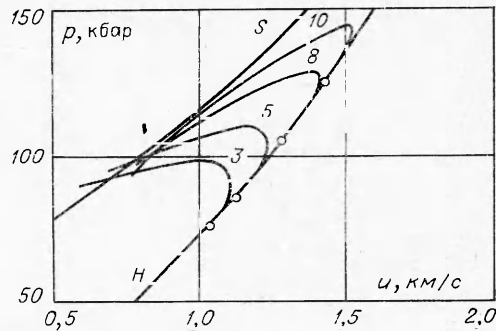


Рис. 6. p — u -диаграмма изменения состояний за фронтом ударной волны. H — ударная адиабата тротила, S — изэнтропа разгрузки из состояния в плоскости Чепмена — Жуге. Цифрами на фазовых траекториях отмечены координаты рассматриваемых слоев; точки на ударной адиабате соответствуют параметрам за фронтом ударной волны.

Сопоставление рассчитанных и экспериментальных профилей массовой скорости показало, что на интервале $0,5 \div 1,5$ мкс от фронта ударной волны расхождение между расчетным и средним из 2—3 экспериментальных профилей $u(t)$ не превышает 5%, спустя еще $0,5 \div 1$ мкс расхождение достигало иногда 10%.

На рис. 6 представлены фазовые p — u -траектории изменения состояния слоев вещества с координатами $h=3, 5, 8$ и 10 мм. Там же нанесены ударная адиабата тротила и изэнтропа разгрузки ПВ из состояния плоскости Чепмена — Жуге, рассчитанная для простой волны с использованием политропического уравнения состояния $pV^n = \text{const}$ с показателем $n=3,3$ по данным [10]. Рассчитанная p — u -диаграмма процесса использовалась для дополнительной промежуточной оценки достоверности результатов. Так, пересечение траекторий при $u < 0,9$ км/с реально представляется маловероятным и является, по-видимому, следствием экспериментальной погрешности. В дальнейших расчетах профили $u(t)$ ограничивались величиной $u=0,95$ км/с. После выхода детонации на стационарный режим состояние каждого слоя образца должно в конце концов прийти к изэнтропе разгрузки ПВ, что не противоречит представленным на рис. 6 данным.

Изменения объема, соответствующие экспериментальным профилям давления, рассчитывались по уравнению (2) с использованием найден-

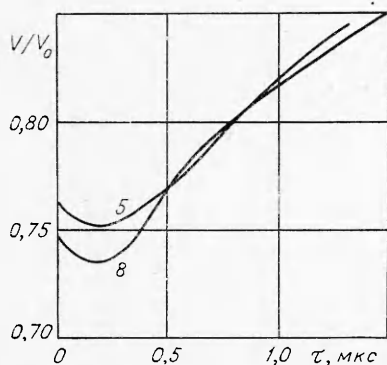


Рис. 7. Профили $V/V_0 \cdot (\tau)$ для слоев с координатами 5 и 8 мм.

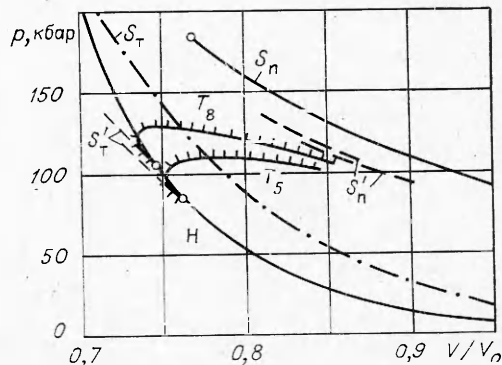


Рис. 8. Диаграмма изменения состояния за фронтом ударной волны.

ных в предыдущих расчетах профилей $u(t)$ и зависимостям $c_u(u)$, построенным для $h=5$ и 8 мм аналогично тому, как это делалось при определении $c_p(p)$. Линии $u=\text{const}$ на $t-h$ -диаграмме по форме подобны линиям $p=\text{const}$. Вблизи траектории ударной волны величины c_u и c_p приближаются к лагранжевой объемной скорости звука в тротиле при соответствующем давлении, что говорит о малой скорости разложения непосредственно за фронтом ударной волны. Профили степени сжатия $V/V_0(\tau)$, рассчитанные для координат $h=5$ и 8 мм, приведены на рис. 7. На рис. 8 представлены фазовые траектории, описывающие на плоскости $p-V$ изменение состояния слоев образца с координатами $h=5$ мм (кривая T_5) и $h=8$ мм (кривая T_8). Для оценки скорости процесса на эти траектории нанесены метки времени с интервалом $0,1$ мкс. Погрешность построения фазовых траекторий точно не рассчитывалась, но, судя по удовлетворительной точности промежуточных результатов, погрешность в определении изменения объема после первого скачка давления, по-видимому, не превышает 10% .

Расчет закона разложения тротила

Сетки кривых сжимаемости смесей ПВ и тротила, необходимые для определения изменения концентрации ПВ вдоль фазовых траекторий, строились при следующих предположениях:

1) если в элементе объема реакция прошла, то она прошла до конца с образованием тех же конечных продуктов, какие имеют место за плоскостью Чепмена — Жуге;

2) изэнтропа ПВ описывается уравнением $pV^n=\text{const}$ с постоянным показателем $n=3,3$, найденным для состояния в плоскости Чепмена — Жуге [10];

3) теплообмен между непрореагировавшим ВВ и продуктами несуществен.

При этих предположениях удельный объем смеси исходного и конечного продукта рассчитывается из принципа аддитивности [11]

$$V=\alpha V_{\text{ПВ}}+(1-\alpha) V_{\text{ТНТ}}, \quad (4)$$

где α — весовая концентрация продуктов взрыва; $V_{\text{ТНТ}}$ — удельный объем тротила при данном давлении; $V_{\text{ПВ}}$ — удельный объем продуктов взрыва при данном давлении. Величины $V_{\text{ТНТ}}$ определялись на изэнтропе, пересекающей ударную адиабату ТНТ в точке, соответствующей амплитуде ударной волны (кривые S'_t на рис. 8). При этом изэнтропы ТНТ строились в предположении совпадения ударной адиабаты и изэнтропы в координатах $p-u$ [12]. Величины $V_{\text{ПВ}}$ определялись по изэнтропе ПВ, смещенной относительно точки Чепмена — Жуге вдоль оси V в сторону меньших объемов с тем, чтобы учесть различие в необратимом ударном разогреве тротила при разных интенсивностях ударных волн (кривые S'_n на рис. 8). Величины ΔV смещения изэнтропы ПВ определялись как отклонение от ударной адиабаты при давлении, равном амплитуде ударной волны изэнтропы ТНТ (кривая S_t), соответствующей разгрузке из состояния на детонационном фронте. На рис. 8 представлены ударная адиабата тротила, рассчитанная по (3) (кривая H), и изэнтропа ПВ (кривая S_n).

Описанные выше упрощенные построения, несомненно, вносят в конечный результат неопределенную погрешность, но для предварительного анализа их можно считать вполне приемлемыми.

С использованием рассчитанных кривых сжимаемости исходного и конечного продукта находилось изменение концентрации ПВ вдоль фазо-

вой траектории

$$\alpha_h(p) = [V_h(p) - V_{\text{ТНТ}}(p)] / [V_{\text{ПВ}}(p) - V_{\text{ТНТ}}(p)].$$

Затем с учетом профиля $p(t)$ строились зависимости $\alpha(\tau)$. Соответствующие кривые для $h=5$ и 8 мм представлены на рис. 9. Штрихом на этом рисунке ориентировочно нанесена кривая разложения тротила в химпике стационарной детонации. На рис. 10 приведены данные о скорости разложения тротила, найденные графическим дифференцированием кривых $\alpha(\tau)$. Наиболее существенная особенность закона разложения тротила — скорость разложения проходит через максимум в районе $\alpha \approx 0,3$. Максимальная скорость разложения при давлении 125 кбар примерно в 5 раз ниже скорости разложения в химпике.

По полученным данным можно попытаться оценить кинетику разложения тротила в ударных волнах. Для равновесного процесса фактором, определяющим скорость химической реакции, является температура смеси в данный момент времени. Вопрос о равновесности процесса взрывного разложения твердых ВВ остается открытым, а измерение или точный расчет температуры смеси ВВ и продуктов взрыва в настоящее время невозможен, поэтому целесообразно описать кинетику разложения ВВ эмпирической формулой, в которую входили бы измеряемые экспериментально переменные величины и постоянные коэффициенты.

Полученные в данной работе результаты с точностью $\pm 15\%$ описываются формулой

$$d\alpha/dt = K(\alpha + \alpha_0)(1 - \alpha)^2 p \cdot p_1(1 - V_1/V_0), \quad (5)$$

где p — текущее давление (кбар); p_1 , V_1 — давление и удельный объем за фронтом ударной волны; K — постоянный коэффициент, равный $2,45 \cdot 10^3$ кбар $^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, $\alpha_0 = 0,02$. Для оценки границ применимости формулы (5) рассчитывалось время τ разложения до $\alpha = 0,5$ и $0,9$ тротила в ударной волне с прямоугольным профилем давления. Соответствующая расчетная формула получается интегрированием уравнения (5):

$$\tau_{0,5} = \frac{1}{K p_1^2 (1 - V_1/V_0)} \int_0^{0,5} \frac{d\alpha}{(\alpha + \alpha_0)(1 - \alpha)^2} = \frac{4,78 \cdot 10^{-3}}{2,45 p_1^2 (1 - V_1/V_0)};$$

$$\tau_{0,9} = \frac{14,71 \cdot 10^{-3}}{2,45 p_1^2 (1 - V_1/V_0)}.$$

Результаты расчета для различных давлений сведены в таблицу.

По данным работы [2] при инициировании детонации литого тротила ударной волной с треугольным профилем давления длительности $\sim 5-10$ мкс усиление ударной волны и переход ее в детонационную наблюдается при $p_1 > 35$ кбар. Если считать, что усиление ударной волны происходит в случае когда время разложения сравнимо с длитель-

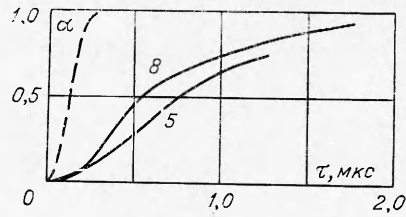


Рис. 9. Изменение концентрации α продуктов взрыва со временем от фронта ударной волны τ .

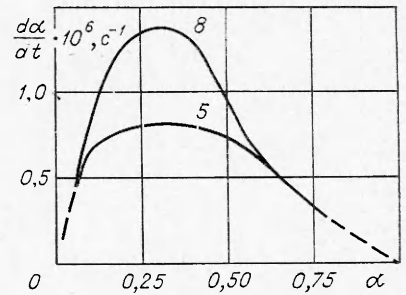


Рис. 10. Скорость разложения тротила $d\alpha/dt$ в зависимости от концентрации продуктов взрыва α для слоев с координатами 5 и 8 мм. Штрихом ориентировочно нанесены данные для химпика стационарной детонации.

p_2 , кбар	$\tau_{0,5}$, мкс	$\tau_{0,9}$, мкс	p_1 , кбар	$\tau_{0,5}$, мкс	$\tau_{0,9}$, мкс	p_1 , кбар	$\tau_{0,5}$, мкс	$\tau_{0,9}$, мкс
20	40,6	125,1	50	4,0	12,3	150	0,31	0,96
25	22,3	68,6	75	1,53	4,7	200	0,16	0,50
30	14,0	43,05	100	0,78	2,4	250	0,10	0,31
40	7,0	21,5	125	0,47	1,44			

ностью импульса сжатия, то пороговое давление инициирования в этих условиях по данным таблицы находится в районе 50 кбар. Такое соответствие можно считать вполне удовлетворительным для оценочных расчетов.

Длительность химпика стационарной детонации с кинетикой в виде (5) составляет по оценке $\sim 0,4$ мкс. Эксперимент дает для литого тротила длительность химпика $\sim 0,3$ мкс [10], что также говорит о применимости предложенного кинетического уравнения в широком диапазоне интенсивностей ударной волны.

Авторы благодарят Г. А. Савельеву за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Отделение ИХФ АН СССР,
Черноголовка

Поступила в редакцию
18/XI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. A. W. Campbell, W. L. Davis a. o. Phys. of Fluids, 1961, 4, 511.
2. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов.— В сб.: Взрывное дело, № 63/20, 1967.
3. С. А. Колдунов, К. К. Шведов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1973, 9, 2, 295.
4. И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов и др. Докл. АН СССР, 1966, 167, 3, 610.
5. И. М. Воскобойников, В. М. Богомолов, А. Я. Апин. ФГВ, 1968, 4, 1, 45.
6. M. Cowperthwaite, R. F. Williams. J. Appl. Phys., 1971, 42, 1, 456.
7. Г. И. Канель, А. М. Молодец, А. А. Воробьев. ФГВ, 1974, 10, 6, 884.
8. Г. И. Канель. Применение манганиновых датчиков для измерения давления ударного сжатия конденсированных сред. ВИНТИ, отд. научн. фондов, № 477—74. Деп. от 28 февр. 1974 г.
9. N. L. Colebun, J. T. P. Liddiard. J. Chem. Phys., 1965, 44, 1929.
10. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
11. А. Н. Дремин, И. А. Карпунин. ПМТФ, 1960, 3, 184.
12. А. А. Воробьев, А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ПМТФ, 1974, 5, 94.

СТОЛКНОВЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В ПОРИСТОМ ТИТАНЕ

Н. А. Костюков, А. М. Ставер

Взрывное нагружение пористых материалов используется для динамического прессования, а также при изучении физико-химических превращений в ударных волнах [1, 2]. Известны плоские и осесимметричные схемы нагружения, при которых порошок помещается соответ-