

Рис. 3.

зависимость критического тока должна наблюдаться от радиуса мостика.

На рис. 4 проводится сопоставление теоретической (2) и экспериментальной (1) зависимостей. При расчете использовались кинетические и теплофизические параметры тэна, приведенные в [6].

Таким образом, в работе получены аналитические зависимости, позволяющие рассчитать критические условия воспламенения ВВ от мостика накаливания. Проведено сопоставление теоретических результатов с экспериментом. Полученные теоретические зависимости с удовлетворительной точностью описывают экспериментальные результаты.

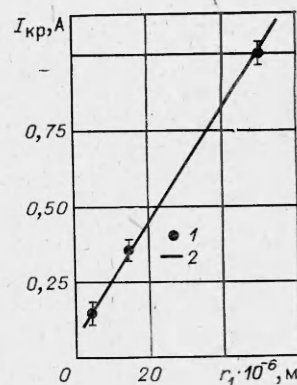


Рис. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Е. Gill, E. D. Lingley. Пат. США № 3249047 от 03.05.66.
2. J. L. Austing, A. J. Julis e. a. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1984, v. 9, 193.
3. К. Юхансон, П. Персон. Детонация взрывчатых веществ. М.: Мир, 1973.
4. Ф. Боуден, А. Поффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких веществах. М.: ИЛ, 1955.
5. Ф. Боуден, А. Поффе. Быстрые реакции в твердых веществах. М.: ИЛ, 1962.
6. А. Ф. Беляев, В. К. Бобков и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
7. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 6.
8. У. И. Гольдшлегер, К. В. Прибытков, В. В. Барзыкин. ФГВ, 1973, 9, 1.
9. В. С. Берман, Ю. С. Рязанцев. ПММ, 1976, 40, 6.
10. В. И. Крылов, В. В. Бобков, П. И. Монастырский. Вычислительные методы. Ч. 2. М.: Наука, 1979.
11. Г. Р. Отей, X. А. Дуайер. РТК, 1979, 17, 6.
12. Дж. Калдербенк. Курс программирования на фортране-IV. М.: Энергия, 1978.
13. М. И. Friedman. Comb. Flame, 1967, 11, 3.
14. М. И. Friedman. Comb. Flame, 1969, 13, 6.
15. G. Dauge, J. P. Giraudov, R. Ficat. Fifteenth Symp. (Intern.) on Combustion. То-кью, 1974.
16. И. С. Ключков, И. Д. Маначинский. ФГВ, 1973, 9, 4.

Поступила в редакцию 27/III 1986

УДК 662.215.5+534.222.2

МОДЕЛЬ РАЗВИТИЯ РЕАКЦИИ ВО ВЗРЫВЧАТОМ ВЕЩЕСТВЕ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

А. Н. Работинский, С. П. Смирнов, В. С. Соловьев, Е. В. Колганов
(Москва)

В настоящее время в исследовании разложения взрывчатых веществ (ВВ) при воздействии ударными волнами (УВ) можно выделить два подхода. Первый базируется на результатах экспериментов по измерению параметров потока реагирующей среды [1—4]. Метод, использованный в [1, 2], не требует привлечения никаких модельных предположений и полностью обходится экспериментальными результатами для одной из механических величин потока и скорости распространения в среде слабого разрыва. На основании этих данных может быть вычислена величина

[5], которая количественно характеризует релаксационный процесс:

$$\dot{p} = \partial p / \partial t + (c^2/v^2) \cdot \partial v / \partial t,$$

где t — время; p — давление; v — удельный объем; c — скорость звука. Естественно, что данный метод оставляет в стороне вопрос о механизмах активации вещества и его дальнейшем разложении.

В [3, 4] о процессе разложения ВВ судят по массовой доле конечных продуктов реакции x . В этом случае ограничиваются экспериментальными данными для одной из механических величин. Однако здесь приходится привлекать модельные предположения относительно уравнений состояния исходного ВВ и продуктов реакции, а также предположения относительно связи между исходным ВВ и продуктами реакции в смесл. Эти предположения, как показано в [6], могут привести к искаженным представлениям об искомой кинетике.

Второй подход основан на феноменологическом описании ударно-волнового инициирования. Общее в выдвигаемых здесь моделях — предположение о развитии реакции из очагов [8—11]. Причем их число определяется тепловой составляющей удельной внутренней энергии, а разложение вещества есть процесс выгорания окружающего очаг ВВ. На основе этих представлений записывается уравнение кинетики разложения ВВ. Параметры уравнения определяются при сопоставлении расчета и эксперимента.

Трудности, возникающие при таком описании процесса разложения [10], указывают на то, что существующие представления об ударно-волновом инициировании еще далеки от завершения.

В настоящей работе рассмотрена модель развития реакции в ВВ, основанная на предположении о цепном разветвляющемся механизме увеличения числа реакционноспособных частиц. Предлагаемая модель развивает теорию разложения кристаллических веществ [12] на случай ударно-волнового инициирования.

Исходное уравнение, описывающее изменение концентрации реакционноспособных частиц, имеет вид

$$dn/dt = (\alpha - \gamma) \cdot n/\delta t, \quad (1)$$

где n — безразмерная концентрация; t — время; δt — среднее время жизни реакционноспособной частицы; α — вероятность разветвления; γ — вероятность обрыва цепи. В (1) пренебрегается числом активных частиц, образующихся за счет распределения энергии Максвелла — Больцмана. Предполагая, так же как и в [12], что $\gamma = \alpha x/x_i$ (x, x_i — текущая степень разложения вещества и в точке перегиба кинетической кривой $x = x(t)$), и используя выражение для скорости реакции $dx/dt = n/\delta t$, получим

$$dn/dx = \alpha(1 - x/x_i). \quad (2)$$

Интегрирование (2) при начальных условиях $t = 0$: $n = n_\phi$, $x = 0$ приводит к выражению

$$n = n_\phi + \alpha(x - x^2/2x_i). \quad (3)$$

Предполагалось, что УВ с амплитудой давления p_ϕ индуцирует в лагранжовой частице ВВ реакционноспособные молекулы с безразмерной концентрацией n_ϕ (рассматривается плоская одномерная задача).

Используя (1) — (3), получаем

$$dx/dt = 1/\delta t [n_\phi + \alpha(x - x^2/2x_i)]. \quad (4)$$

Интегрирование (4) приводит к кинетическому уравнению

$$t = \frac{\delta t}{\alpha \Delta} \ln \left[\frac{x/x_i + \Delta - 1}{1 + \Delta - x/x_i} \frac{\Delta + 1}{\Delta - 1} \right]^* \quad (5)$$

где $\Delta = [1 + (P^2/\kappa)(2 + P^2/\kappa)]^{1/2}$; $\kappa = \alpha/2R$. Считалось, что n_ϕ связана с p_ϕ соотношением $n_\phi = R(p_\phi/p_0)^2$; $p_0 = 1$ ГПа, $P = p_\phi/p_0$.

Неизвестные параметры в (5) определялись сопоставлением расчетных $p-l$ -зависимостей с экспериментальными (p — амплитуда воздействующей УВ; l — длина перехода инициирующей УВ в детонационную). Расчетная зависимость $p(l)$ находилась по модели [13], где показана возможность использования упрощенной модели догона тыловой волной разгрузки инициирующей УВ. Между временем возникновения тыловой волны τ и расстоянием l , на котором она догоняет инициирующую, получено соотношение

$$l = \tau D(a + 2bu)/bu. \quad (6)$$

Здесь D — скорость начальной УВ; a и b — параметры в соотношении $D = a + bu$ для исходного ВВ; u — массовая скорость среды.

В данной работе предполагается, что возникновению детонации соответствует догон волной реакции инициирующей УВ. Под волной реакции подразумевается распространение в пространстве определенного уровня разложения вещества x_* . Такое описание согласуется с данными работы [14], в которой на основе рассмотрения процесса разложения ВВ обосновывается правомочность предлагаемого подхода.

Обозначая через t_* время движения уровня x_* и используя (6), получаем связь между длиной переходного участка l_* и t_*

$$l_* = t_* D(a + 2bu)/bu. \quad (7)$$

После подстановки (5) при $x = x_*$ в (7) приходим к выражению для расчетной $p-l$ -зависимости

$$l_* = \frac{\delta t}{\alpha \Delta} \ln \left[\frac{x_*/x_i + \Delta - 1}{1 + \Delta - x_*/x_i} \frac{\Delta + 1}{\Delta - 1} \right] D \frac{a + 2bu}{bu}. \quad (8)$$

Сопоставление экспериментальной и расчетной $p-l$ -зависимостей показало, что x_* не оказывает влияния на точность аппроксимации, поэтому таким способом найдены только $A = \delta t/\alpha$; $\kappa = \alpha/2R$; β . Эти параметры использованы для оценки скорости энерговыделения непосредственно за фронтом УВ.

Скорость разложения ВВ на фронте, согласно (4), находится по соотношению

$$(dx/dt)_\phi = n_\phi/\delta t = R(p_\phi/p_0)^{\beta}/\delta t.$$

Выражая $R/\delta t$ через параметры модели, получим

$$(dx/dt)_\phi = (p_\phi/p_0)^{\beta}/2\kappa A. \quad (9)$$

В работах [15, 16] приводятся экспериментальные значения кинетической характеристики \dot{p} [5] на фронте инициирующей УВ для литого тротила. Величина \dot{p} связана со скоростью энерговыделения [15]:

$$\dot{p} = \Gamma \rho Q_{p,v}, \quad (10)$$

где Γ — коэффициент Грюнайзена; ρ — плотность; $Q_{p,v}$ — скорость энерговыделения при постоянном давлении и объеме. Используем для оценок выражение

$$Q_{p,v} = Q \cdot dx/dt \quad (11)$$

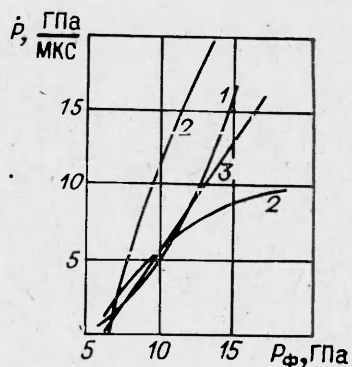
(Q — удельная теплота взрыва тротила), а также (9), (10), тогда получим

$$\dot{p} = \Gamma \rho Q (p_\phi/p_0)^{\beta}/2\kappa A. \quad (12)$$

Уравнение (12) применялось для нахождения значения x_* , которое определялось из условия наилучшего согласования расчетной (12) и экспериментальных [15, 16] зависимостей \dot{p} на фронте УВ от p_ϕ .

Параметры модели рассчитаны и проверены для литого тротила плотностью $1,62 \cdot 10^3$ кг/м³. Данные по $p-l$ -зависимости использовались из [17], по $D-u$ -соотношению — из [18], зависимость $\Gamma(v)$ — из [19]; $Q = 4,19 \cdot 10^3$ кДж/кг.

На рисунке изображены расчетная (1) и экспериментальные (2, 3) зависимости \dot{p} от p_{Φ} . Кривая 3 построена с учетом зависимости скорости звука от удельного объема в соответствии с данными [19]. Кривые 2 относятся к оценкам \dot{p} для максимально и минимально возможных скоростей звука. Расчет проведен с параметрами модели $A = 139665$ мкс, $\beta = 3,12$, $\kappa = 0,02$, $x_* = 0,3$.



Если предположить, как это делалось в [20], что действие на ВВ ударной волны с амплитудой давления $p_{ж}$, соответствующей точке Чепмена — Жуге, аналогично действию ДВ, то при $p_{ж}$ из (5) должно следовать время химпика (t_x). Оценка с использованием найденных значений параметров приводит к величине $t_x \approx 0,2$ мкс. Время химической реакции в ДВ, определенное в [5], составляет 0,26 мкс, т. е. расчетное время хорошо согласуется с экспериментальным.

При построении модели предполагалось, что детонация обеспечивается разложением вещества до некоторой степени x_* . Значит, выделение энергии Q_* , соответствующее этой степени разложения, должно быть достаточным для поддержания стационарных параметров ДВ. Поскольку получено $x_* \approx 0,3$, то в приближении (11)

$$Q_* = Q \cdot 0,3 = 1,26 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{с}^2$$

($Q = 4,19 \cdot 10^3$ кДж/кг — удельная калориметрическая теплота взрыва тротила).

Из газодинамических соображений ясно, что удельная энергия, необходимая для поддержания УВ с параметрами стационарной детонации, равна $u_{ж}^2/2$ ($u_{ж}$ — массовая скорость, соответствующая точке Чепмена — Жуге). Используя из [5] $u_{ж} = 1,62 \cdot 10^3$ м/с, получаем оценку необходимой энергии $\approx 1,31 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{с}^2$.

Полученное значение близко к Q_* , что является аргументом в пользу найденного с помощью предложенной модели значения $x_* \approx 0,3$.

Таким образом, в данной работе предложена модель разложения ВВ, основанная на предположении о цепном разветвляющемся механизме увеличения числа реакционноспособных частиц. Модель апробирована на данных для литого тротила. Показано хорошее совпадение расчетного времени химпика с экспериментальным. Предсказанная моделью степень разложения ВВ, обеспечивающая поддержание параметров стационарной детонации, согласуется с газодинамической оценкой.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев, В. С. Трофимов, К. М. Михайлюк и др. ФГВ, 1985, 21, 2, 106.
2. А. А. Воробьев, К. М. Михайлюк, В. С. Трофимов. — В кн.: I Всесоюз. симп. по макроскопической кинетике и химической газодинамике. Т. 2, ч. 1. Черноголовка, 1984.
3. А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ФГВ, 1977, 13, 1, 85.
4. Дж. Уокерли, Дж. Джонсон, П. Халлек. — В кн.: Детонация и взрывчатые вещества. М.: Мир, 1981.
5. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
6. В. С. Трофимов. ФГВ, 1981, 17, 5, 93.
7. В. С. Соловьев, В. Н. Постнов. — В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
8. М. В. Баталова, М. С. Бахрах, В. Н. Зубарев. ФГВ, 1980, 16, 2, 105.
9. В. Ф. Лобанов, С. М. Караханов, С. А. Бордзиловский. ФГВ, 1982, 18, 3, 90.
10. Л. Грин, Е. Нидик, Е. Ли, К. Тарвэр. — В кн.: Детонация и взрывчатые вещества. М.: Мир, 1981.
11. Р. Чайкен, Дж. Эдвардс. — Там же.
12. С. Бон. — В кн.: Химия твердого состояния/Под ред. В. Гарнера. М.: ИЛ, 1961.
13. J. V. Ramsay. Acta Astron., 1979, 6, 771.
14. W. H. Andersen. Prop. Explos. Pyrot., 1984, 9, 2, 39.

15. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ВИНТИ, № 558-80 Деп.
16. М. Каупертвейт, Дж. Розенберг.— В кн.: Детонация и взрывчатые вещества. М.: Мир, 1981.
17. J. V. Ramsay, A. Popolato. 4-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, Maryland, 1965.
18. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов.— В кн.: Взрывное дело/Под ред. Л. В. Дубнова. № 63/20. М.: Недра, 1967.
19. В. Е. Фортов, А. П. Дремин. Докл. АН СССР, 1975, 222, 1, 162.
20. А. П. Погорелов, С. А. Новиков. ФГВ, 1985, 21, 4, 127.

Поступила в редакцию 27/III 1986

УДК 534.222.2

ОЦЕНКА ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ПЕРХЛОРАТА АММОНИЯ НАСЫПНОЙ ПЛОТНОСТИ

В. Ф. Мартынюк, Б. А. Хасанов, А. А. Сулимов, М. К. Сукоян
(Москва)

Анализу профилей давления, измеряемых при стационарном распространении детонации в открытых зарядах конденсированных ВВ, препятствует существенная неоднородность процесса. Профили давления, получаемые в одномерном случае, обычно соответствуют нестационарным детонационным процессам, что также осложняет их обработку. Отмеченные трудности можно исключить, измеряя профиль давления в волне при детонации заряда в неразрушающейся оболочке, что почти полностью исключает боковой разлет вещества в волне.

В данной работе электромагнитным методом измерен профиль массовой скорости при детонации насыпного заряда перхлората аммония (ПХА) в неразрушающейся оболочке.

Профиль массовой скорости u в детонационной волне (ДВ) регистрировали двухплечевым электромагнитным датчиком с плечом 18 мм из алюминиевой фольги толщиной 0,15 мм. Эксперименты проводили в оболочках из нержавеющей стали с внутренним и внешним диаметрами 40 и 90 мм и длиной 250 мм. Оболочку неподвижно закрепляли в магнитном поле с напряженностью в месте установки датчика 400 Э. Неоднородность магнитного поля на длине 100 мм при диаметре наконечников полюсов 200 мм составляла 3%. Детонацию инициировали у открытого торца оболочки плоской ударной волной (УВ) треугольного профиля амплитудой 1,5—2,0 ГПа длительностью 12 мкс, датчик устанавливали непосредственно в исследуемом веществе у противоположного от инициатора торца оболочки. Исследования проводили с насыпными зарядами ПХА плотностью $\rho_s = 0,96 \text{ г/см}^3$ (размер частиц ПХА $d = 90 \text{ мкм}$). После прохождения детонации внутренний канал оболочки в месте установки датчика увеличился до 46 мм.

Верхняя оценка волнового разлета оболочки, проведенная с использованием экспериментальных данных [1], показывает, что за 4 мкс (характерное время реакции в волне) внутренний диаметр оболочки увеличивается не более чем на 1%. Вдвое большую деформацию внутреннего канала дает инерционный разлет оболочки, однако эта величина также завышена, так как в расчете не учитывалась прочность оболочки. Основное ее расширение происходит после записи процесса. Согласно проведенным оценкам, можно считать, что полученный профиль массовой скорости соответствует одномерному стационарному случаю, что существенно упрощает расчет тепловыделения в ДВ.

Профиль массовой скорости, приведенный на рис. 1, аналогичен полученному при детонации насыпного заряда дымного пороха в условиях неразрушающейся оболочки [2]. Здесь также отмечают большое время