

Рис. 4. $x-t$ -диаграмма движения границы ударных и детонационных фронтов.

1 — расчет; 2 — эксперимент.

тервал давлений ($p=8 \div 9,5$ ГПа), относительно узок. Температура сжатого НМ изменяется в этой области от 840 до 970 К, что намного ниже температуры за фронтом детонационной волны при выгорании вещества ($T=4500$ К). Это может служить объяснением очень быстрого ускорения реакции, после того как произошло разложение осциллирующей доли ВВ.

Поступила в редакцию
9/II 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. A. W. Campbell, W. C. Davis, J. R. Travis. Phys. of Fluids, 1961, 4, 4, 498.
2. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
3. J. G. Verke, R. Show a. o. 5-th Symposium on Detonation, California, 1970.
4. И. М. Воскобойников, В. М. Богомоллов и др. Докл. АН СССР, 1966, 167, 3, 610.
5. В. Л. Загускин, В. А. Сараев и др. 1-й Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Тезисы докл. М., «Наука», 1968.
6. М. В. Баталова, С. М. Бахрахи др. ПМТФ, 1971, 3, 73.
7. С. М. Бахрах, В. Н. Зубарев, А. А. Шанин. 3-й Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. М., «Наука», 1972.
8. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.
9. А. А. Баканова, И. П. Дудололадов, Р. Ф. Трунин. ФТТ, 1965, 7, 6, 1616.
10. В. С. Илюхин, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 1960, 131, 4, 793.
11. К. Юхансон, П. Персон. Детонация взрывчатых веществ. М., «Мир», 1973.

КРИТИЧЕСКИЕ ЭНЕРГИЯ И МОЩНОСТЬ ДЛЯ УДАРНОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ ВВ

В. В. Сильвестров

Влияние изменения начальной температуры T на детонационные пределы однородных ВВ описывается различными моделями на основе теории теплового взрыва. Однако предсказания этой теории для неоднородных ВВ часто не соответствуют экспериментальным данным [1—3]. Цель этой работы показать, что на основе понятия критической энер-

гии для ударного инициирования гетерогенных ВВ [4—6], основанного на гипотезе необходимости минимального воздействия для инициирования, можно предложить ряд зависимостей для описания экспериментальных данных для неоднородных ВВ.

Поскольку детонация зависит от многих исходных параметров ВВ и характеристик инициирующего импульса, детонационные пределы можно представить как гиперповерхность в многомерном пространстве этих переменных. Различные двумерные сечения этой гиперповерхности давали бы зависимость пределов детонации от одного параметра, например критического диаметра от начальной плотности ρ или порога инициирования P_i от длительности инициирующего импульса (дальнейшее рассмотрение ведется без учета боковой разгрузки для прямоугольного инициирующего импульса амплитудой P и длительностью τ). Для целей этой работы достаточно рассмотреть трехмерное сечение (P, τ, T) гиперповерхности инициирования в предположении, что остальные исходные параметры ВВ изменяются незначительно при изменении T .

Сечение поверхности инициирования в пространстве (P, τ, T) плоскостью $T = \text{const}$ дает функциональную связь $E(t) = E'(P_i, \tau)$, представляющую кривую на плоскости (P, τ) , которая разделяет области инициирования и отказов. В общем случае E — функция не только T , но и остальных параметров ВВ, однако при сделанном выше предположении при заданном T величина E постоянна. Существование подобной связи показано в [4], а сохраняющаяся величина была названа критической энергией инициирования и использована для описания наблюдаемой зависимости P_i от τ . В качестве аналитического представления $E'(P_i, \tau)$ было использовано следующее выражение:

$$E'(P_i, \tau) = \tilde{E} = \rho U \tau, \quad (1)$$

где u — массовая скорость за фронтом волны.

Физический смысл \tilde{E} легко понять, записав (1) в виде

$$\tilde{E} = \rho U \tau \cdot u^2. \quad (2)$$

Здесь U — скорость фронта ударной волны; $\rho U \tau$ — масса ударно-сжатого вещества на единицу площади; u^2 — полная энергия единицы массы, включающая кинетическую энергию и как тепловую, так и упругую составляющие внутренней энергии. Таким образом, \tilde{E} — полная энергия вещества в ударной волне, нормированная на единицу площади ударника (рис. 1, 1 — исследуемое ВВ, 2 — ударник, 3 — фронт волны).

Такое определение $E'(P_i, \tau)$, по-видимому, не совсем корректно. Это связано с тем, что действие высоких статических давлений до 100 кбар не приводит к инициированию ВВ [7]. Поэтому логично исключить из рассмотрения упругую составляющую внутренней энергии как не оказывающую прямого влияния на формирование центров инициирования. Тогда в (2) следует использовать только часть энергии единицы массы ВВ, обусловленную динамическим характером ударного сжатия:

$$E(T) = E'(P_i, \tau) = \rho U \tau \cdot k/2 \cdot u^2, \quad k = 1 + 2(E_T + q)/u^2, \quad (3)$$

где E_T — тепловая составляющая внутренней энергии, q — энергия, выделяющаяся при частичном разложении ВВ за ударным фронтом.

Переопределение $E'(P_i, \tau)$ не противоречит основным выводам, сделанным на основе прежнего определения в [4—6], если под \tilde{E} понимать величину $2E/k$. Но константой, характеризующей чувствительность индивидуального ВВ к ударному инициированию, следует считать величину E из (3), в то время как \tilde{E} должна зависеть от давления

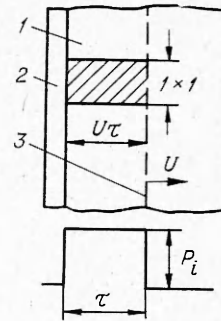


Рис. 1.

иницирования. Это связано с тем, что ударная волна в ВВ является реагирующей волной, за фронтом которой происходит частичное разложение ВВ. Величина выделяющейся при этом энергии определяется как чувствительностью ВВ, так амплитудой давления и длительностью инициирующего импульса.

Таким образом, k в общем случае есть функция P_i , τ . Корректный расчет k возможен при рассмотрении распространения ударной волны по реагирующей среде с заданными уравнением состояния и законом энерговыделения за ударным фронтом. В общем виде проделать такой расчет трудно, но можно рассмотреть два предельных случая, различие между которыми обусловлено характером перехода ударная волна — детонация [8]. Первый характерен для малочувствительных ВВ (например, для жидкого и литого тротила) и для P_i , гораздо меньших давления детонации. При этом переход ударная волна — детонация происходит с задержкой и довольно резко, а энерговыделение за ударным фронтом в течение времени τ мало. Поэтому можно считать, что

$$E_{\tau} + q \ll u^2/2 \text{ и } k \simeq 1. \quad (4)$$

Второй случай реализуется при инициировании более чувствительных ВВ и при значительной амплитуде инициирующего импульса. При этом с момента входа в ВВ ударная волна плавно переходит в детонационную, а энерговыделение за счет частичного разложения ВВ существенно. Для оценки примем, что на пороге инициирования в этом случае

$$E_{\tau} + q \simeq u^2/2, \text{ а } k \simeq 2. \quad (5)$$

При значительных P_i , несмотря на малые τ , возможны более высокие значения k , особенно для однородных ВВ, для которых разложение вещества за фронтом инициирующей волны протекает в форме теплового взрыва, близкого к вырождению [9]. Таким образом, точное значение $k(P_i, \tau)$ можно заменить ее оценками согласно (4) и (5).

Из предлагаемого уточнения определения критической энергии инициирования следует объяснение зарегистрированного в [6] уменьшения величины \bar{E} в 1,8—3 раза для литого и жидкого ВВ при увеличении P_i . Автор работы [6] также связывал снижение \bar{E} с частичным разложением ВВ за ударным фронтом, но объяснение количественного изменения отсутствовало. Из сказанного следует, что здесь происходит переход от $k \simeq 1$ до $k \simeq 2$ при увеличении P_i , а так как $E = \text{const}$, то \bar{E} , равное $2E/k$, должно уменьшиться примерно в 2 раза. Регистрируемый характер изменения \bar{E} — резкий для жидкого и плавный для литого ВВ — просто объясняется, исходя из физического смысла функции k и механизма инициирования однородных и неоднородных ВВ.

Понятие критической мощности инициирования

Сечение поверхности инициирования в пространстве (P, τ, T) плоскостью $\tau = \text{const}$ дает другую связь: $N(\tau) = N'(P_i, T)$, которая представляет кривую на плоскости (P, T) , разделяющую области инициирования и отказов. В общем случае N — функция не только τ , но и других параметров ВВ, однако при сделанном выше предположении при заданном τ величина N постоянна. В рамках развиваемого подхода в качестве аналитического выражения для $N'(P_i, T)$ можно предложить следующее:

$$N(\tau) = N'(P_i, T) = \rho U [ku^2/2 + \varepsilon(T)]. \quad (6)$$

Здесь $\varepsilon(T)$ — начальная тепловая энергия единицы массы ВВ, определяемая T . Введение понятия $N(\tau)$, имеющего смысл критической мощ-

ности для инициирования (на единицу площади ударника), необходимой для возбуждения ВВ, позволяет рассчитать зависимость P_i от T , если τ и остальные параметры ВВ остаются неизменными. При этом необходимо знать плотности и ударные адиабаты ВВ при T_0 и T_1 , а также порог инициирования при одной из температур, например T_0 , для вычисления величины $N(\tau)$. Если ударная адиабата задана в виде $U = a + bu$, нетрудно показать, что критическая массовая скорость u_1 при $T = T_1$ определяется из уравнения

$$u_1^3 + (a_1/b_1)u_1^2 + (2\varepsilon_1/k_1)u_1 - 2(a_1/b_1k_1) [N(\tau)/\rho_1a_1 - \varepsilon_1] = 0. \quad (7)$$

Для наличия положительного решения необходимо, чтобы свободный член был отрицательным. Это приводит к существованию максимальной начальной температуры T_{\max} , при которой свободный член в (7) обращается в нуль и единственным физическим решением является $u_1 = 0$, т. е. при $T = T_{\max}(\tau)$ ВВ взрывается без воздействия ударной волны. Оценка T_{\max} для различных ВВ дает значения, существенно превышающие температуры вспышки при наименьших регистрируемых временах индукции (~ 1 с), поскольку T_{\max} соответствует времени $\tau \sim 1$ мкс (характерное время действия давления в различных тестах на ударную чувствительность).

Расчет изменения P_i от начальной температуры

С помощью уравнения (7) были рассчитаны P_i при различных T для ряда ВВ, для которых имеются экспериментальные данные. Для вычисления $N(\tau)$ использовались P_i при нормальной температуре T_0 . Принималось, что эффективное значение τ не изменяется, а эффективная амплитуда равна P_i . Если не была известна ударная адиабата ВВ при необходимой температуре, считалось, что она совпадает с определенной при T_0 . Зависимость удельной теплоемкости c_v от температуры для твердого ВВ, необходимая для расчета $\varepsilon(T)$, выражалась с помощью одной из простейших разновидностей дебаевской теории, в которой используется одна дебаевская температура, зависящая только от объема [10]. Необходимые величины определялись из условия совпадения рассчитанного значения c_v с экспериментальным при комнатной температуре и нулевом давлении. Для всех ВВ полагалось $c_v(291 \text{ К}) = 1,28 \text{ Дж}/(\text{г} \cdot \text{К})$.

Рассчитанные и экспериментальные P_i приведены в таблице. При повышенных T использованы данные [11], полученные в двух вариантах

ВВ	$T_0 = 298 \text{ К}$				$T = T_1$			
	$\rho_0, \text{ г/см}^3$	$P_i, \text{ кбар}$	$N(\tau), \text{ Дж}/(\text{см}^2 \cdot \text{мкс})$	$E(T_0)/\tau, \text{ Дж}/(\text{см}^2 \cdot \text{мкс})$	$T_1, \text{ К}$	$P_i, \text{ кбар}$		$E(T_1)/\tau, \text{ Дж}/(\text{см}^2 \cdot \text{мкс})$
						эксперимент	расчет	
Тэн	1,59	9,1	110	27	383	6,7	6,3	17
Гексоген	1,64	15,2	165	60	453	7,8	8,4	21
NONA	1,60	19,5	205	94	523	8,8	9,9	26
HNS	1,57	23,2	243	125	533	13,2	12,1	53
HNS *	1,57	19,0	200	91	533	9,0	9,0	32
PBX-9404	1,84	64,5	734	511	423	64,5	55,3	511
PBX-9404 *	1,84	15,0	196	39	423	15,0	15,0	44
					77,4	57,0	52,0	233
Тротил	1,615	28,0	217	70	20,4	57,0	55,0	233

метода преграды: гэг- и клин-тестах (отмечено*). Данные для литого мелкокристаллического тротила получены в настоящей работе в гэг-тесте, близком к описанному в [5]. Несмотря на то, что эффективное τ немного изменяется при вариациях толщины преграды, согласно расчетных и измеренных P_i хорошее. Это означает, что N слабо зависит от τ . Приближение $k_0=k_1=2$ использовано для прессованных, предварительно нагретых ВВ, а приближение $k_0=k_1=1$ — для литого, охлажденного тротила в соответствии с (4), (5). Приближение $k=2$ для тротила дает расчетное $P_i=41$ кбар при 20 К, значительно отличающееся от экспериментального. Это является дополнительным подтверждением необходимости введения коэффициента k в определение E' и N' . Изменение c_v слабо влияет на результаты расчета, например: для прессованных гексогена и состава NONA [11] выбор $c_v(291\text{ К})=1,47$ Дж/(г·К) приводит к $P_i=7,9$ и $9,0$ кбар соответственно. Расчетные значения для взрывчатого вещества РВХ-9404 отличаются от экспериментальных, так как в этом случае существенное влияние оказывает боковая разгрузка [11], приводящая к уменьшению эффективного τ и увеличению порога инициирования по сравнению с расчетом.

В таблице приведены также значения E/τ и N , рассчитанные по экспериментальным данным. Видно, что E действительно зависит от T и может характеризовать чувствительность ВВ к ударному иницированию только при постоянном T . С другой стороны, значения N в пределах точности определения ($\sim 10\%$) не зависят от T , но различны при разных τ (гэг- и клин-тесты). Аналогично $E(T)$ величина $N(\tau)$ может характеризовать чувствительность ВВ только при постоянном τ , т. е. в определенном тесте. Представляет интерес получение детальных корректных данных по зависимости P_i от τ при различных T и плотностях исследуемых ВВ, например, с помощью возбуждения ВВ ударом тонких пластинок. Это позволит определить явную зависимость E от T , ρ и N от τ , ρ и расширить возможности описания зависимости P_i от параметров опыта.

Изменение времени реакции в детонационной волне

Выше не накладывалось ограничений на абсолютные значения P_i и τ . Поэтому возможно применение изложенных понятий для оценки влияния T на время реакции $\tau_{кр}$ при диаметре заряда d , равном критическому $d_{кр}$. Для этого воспользуемся моделью Зельдовича — Неймана, в которой детонационная волна представляет собой ударную волну, инициирующую интенсивную химическую реакцию. При $d=d_{кр}$ достигаются критические условия для возбуждения детонации и параметры инициирующей волны лежат на гиперповерхности иницирования. В качестве оценки для эффективных длительности и амплитуды инициирующего импульса можно принять $\tau_{кр}$ и давление детонации $P_{кр}$ при $d=d_{кр}$ [5] и ввиду значительной амплитуды давления положить $k \approx 2$. Тогда, используя понятие $N(\tau)$, можно определить скорость детонации D^* при другой начальной температуре $T=T_1$, но постоянном $\tau=\tau_{кр0}$:

$$N(\tau_{кр0}) \approx \rho_0 D_{кр0} [D_{кр0}^2 / (n_{кр0} + 1)^2 + \varepsilon_0] = \rho_1 D^* [D^{*2} / (n^* + 1)^2 + \varepsilon_1], \quad (8)$$

где n — показатель политропы продуктов детонации. Затем, применяя понятие $E(T)$ при $T=T_1$, получим:

$$E(T_1) \approx \rho_1 \tau_{кр0} D^{*3} / (n^* + 1)^2 = \rho_1 \tau_{кр1} D_{кр1}^3 / (n_{кр1} + 1)^2. \quad (9)$$

Ниже приведены экспериментальные данные для литого мелкокристаллического тротила, полученные при определении зависимости скорости детонации от диаметра заряда при двух начальных температурах (вре-

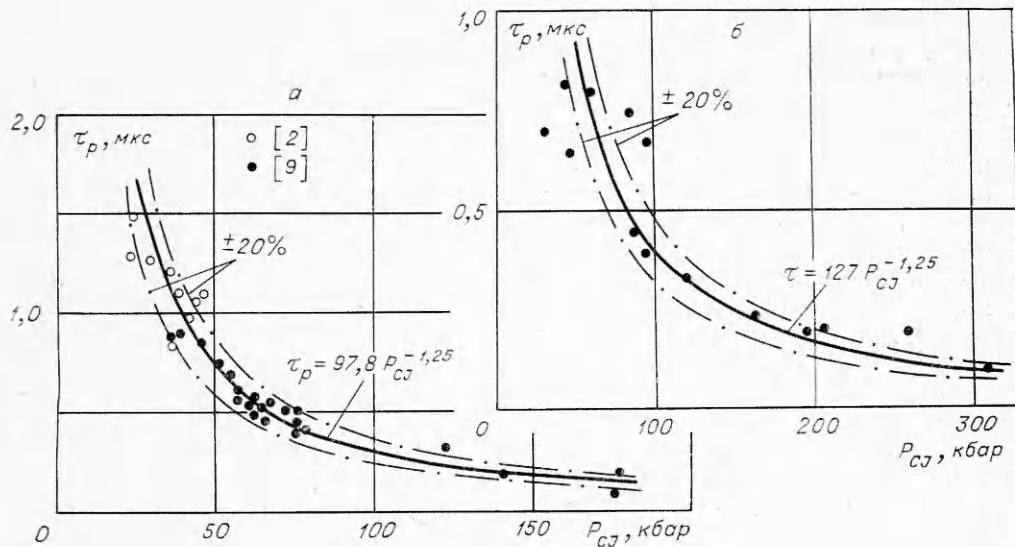


Рис. 2.

мена химической реакции оценивались согласно теории «кривого фронта» Эйринга [12], а $\epsilon(T)$ рассчитывалось как указывалось выше):

T , К	ρ , г/см ³	τ_p , мкс	$D_{кр}$, км/с	ϵ , Дж/г
291	1,615	0,09	6,68	2,65
20,4	1,71	0,13	6,64	0,2

Видно, что при низких начальных температурах величиной ϵ_1 в (8) можно пренебречь. Тогда из (8), (9) следует

$$\frac{\tau_{кр1}}{\tau_{кр0}} \simeq (\rho_0/\rho_1) \left(\frac{n_{кр1} + 1}{n_{кр0} + 1} \right)^2 \left(\frac{D_{кр0}}{D_{кр1}} \right)^3 \left[1 + \frac{(n_{кр0} + 1)^2 \epsilon_0}{D_{кр0}^2} \right].$$

Полагая $n_{кр0} = n_{кр1} \simeq 4,5$ [9] и воспользовавшись приведенными данными для литого тротила, получаем $\tau_{кр1} \simeq 1,13 \tau_{кр0}$. С помощью электромагнитного метода в [2] зарегистрировано увеличение в 2 раза времени реакции τ_p для литого тротила при $T_1 \simeq 140$ К. Указанные выше значения τ_p получены иным способом, и время реакции увеличивается примерно в 1,45 раза. Определяемые обоими методами времена реакции близки к идеальным. Поэтому сравнение увеличения τ_p с расчетной оценкой изменения $\tau_{кр}$ затруднено, так как неизвестна точная связь между τ_p и $\tau_{кр}$ (для литого тротила при нормальной температуре эти величины различаются в 1,2÷1,4 раза [9]). Но приведенная оценка показывает, что в рамках использованных гипотез не следует ожидать значительного влияния T на τ_p в отличие от оценок, получаемых с помощью теории теплового взрыва, которая предсказывает увеличение τ_p по меньшей мере на порядок [2].

Для тротила с $\rho = 0,8 \div 1,62$ г/см³ в пределах точности определения величина критической энергии инициирования постоянна для детонационного импульса [5]. Это позволяет найти зависимость времени реакции от детонационного давления $P_{ч-ж}$. Из формулы (9) следует

$$\tau_{кр} \simeq E(T) V \rho \overline{(n_{кр} + 1)} P_{кр}^{-1,5}.$$

Обобщая эту зависимость на τ_p и $P_{ч-ж}$ при $\tilde{a} \neq \tilde{a}_{ч-ж}$ и учитывая, что $P_{ч-ж} \sim \rho^2$ [12], получим

$$\tau_p \sim V \overline{n + 1} P_{ч-ж}^{-1,25}. \quad (10)$$

На рис. 2 сравниваются экспериментальные данные для тротила (а) и гексогена (б) с зависимостью (10). Теоретические кривые проведены через точку с координатами, равными средним арифметическим координат экспериментальных данных, представленных в логарифмическом масштабе. Показатель политропы продуктов взрыва полагался постоянным ввиду слабой зависимости τ_p от n . Если учесть изменения n , согласие несколько улучшается. Отклонения при $P_{ч-ж} < 50$ кбар и при $\tau_p < 0,2$ мкс объясняются не только несовершенством теории (в частности, предположением о независимости E от ρ), но и ограничениями, присущими при малых $P_{ч-ж}$ и τ_p электромагнитному методу, использованному при получении экспериментальных данных. Согласие наблюдаемой зависимости $\tau_p(P_{ч-ж})$ с предсказываемой уравнением (10) хорошее и объясняет слабую зависимость времени реакции от давления и, следовательно, от температуры ударного сжатия [2, 9].

В заключение следует отметить, что изложенный подход является феноменологическим. В настоящее время неясно, почему существуют такие величины как $E(T)$ и $N(\tau)$ и как рассчитать их независимым образом. Возможно, их существование связано со статистическим характером точной теории ударного инициирования неоднородных ВВ. Однородные ВВ были бы при этом предельным случаем теории, в котором температуры всех горячих точек одинаковы и равны температуре гомогенного ударного разогрева, что и определяет применимость к ним теории теплового взрыва.

Автор признателен В. В. Кравцову и И. А. Стадниченко, при участии которых получены использованные выше данные для литого тротила, и В. М. Титову за интерес и внимание к работе.

*Институт гидродинамики
СО АН СССР,
Новосибирск*

*Поступила в редакцию
2/VI 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, Р. Х. Курбангалина. ЖФХ, 1960, 34, 3, 603.
2. К. К. Шведов, С. А. Колдунов.— В сб.: «Горение и взрыв». М., «Наука», 1972, с. 439.
3. В. Ф. Нестеренко. ФГВ, 1975, 11, 2, 324.
4. F. E. Walker, R. J. Wasley. Explosivstoffe, 1969, 1, 9.
5. D. Price. Fifth Symposium (International) on Detonation, NOL — ONR, ACR — 184, 1970, 207.
6. Y. de Longueville. Acta Astronautica, 1976, 3, 9—10, 825.
7. P. W. Bridgman. J. Chem. Phys., 1947, 15, 5.
8. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов.— В сб.: «Взрывное дело», № 63/20. М., «Наука», 1967.
9. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
10. А. Исихара. Статистическая физика. М., «Мир», 1973.
11. J. Roth. Fifth Symposium (International) on Detonation, NOL — ONR, ACR — 184, 1970, 219.
12. К. Юхансон, П. Персон. Детонация взрывчатых веществ. М., «Мир», 1973.

ПОЛУЧЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ В СИСТЕМЕ МЕДЬ — ЖЕЛЕЗО С ПОМОЩЬЮ ВЗРЫВНОГО ПЛАЗМЕННОГО КОМПРЕССОРА

Н. В. Губарева, В. И. Кирко, Т. М. Соболенко

Широко известным методом получения неравновесных состояний является закалка. Одновременное воздействие высоких давлений и температур в условиях быстрого охлаждения способствует образованию ме-