

Подведем основные итоги работы.

1. Показана принципиальная возможность использования термодатчиков температуры медь — константан, изготовленных сваркой взрывом, в ударно-волновых измерениях. Среднее отличие экспериментальных значений температур от расчетных для $p \approx 11$ ГПа составляет $\sim 20\%$.

2. Прямые эксперименты установили слабую зависимость коэффициента термо-ЭДС пары медь — константан от давления при ударном сжатии до 11 ГПа.

3. Сделаны теоретические оценки влияния неоднородностей контактной поверхности на измеряемую ЭДС и показано, что это влияние быстро спадает с увеличением расстояния от неоднородности до точки измерения напряжения.

Авторы искренне признательны В. М. Титову за полезные обсуждения и благодарят Ю. В. Загарина, В. Н. Зеленого и А. А. Ряпосова за помощь в экспериментах.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Jacquesson. Bull. GAMAC, 1959, 4, 33.
2. В. С. Илюхин, В. Н. Кологривов. ПМТФ, 1962, 5, 175.
3. J. Crosnier, J. Jacquesson, A. Migault. Proc. 4-th Symp. on Detonation. US Govt. Print. Off., Washington, 1965.
4. E. P. Palmer, G. H. Turner. J. Appl. Phys., 1964, 35, 10, 3055.
5. О. И. Бужинский, С. В. Самылов. ФТТ, 1969, 11, 10, 2881.
6. В. И. Минеев, А. Г. Иванов и др. ЖЭТФ, 1971, 61, 1, 254.
7. С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов, В. В. Полюдов. ФГВ, 1972, 8, 4, 586.
8. В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер. ФГВ, 1974, 10, 6, 904.
9. D. D. Bloomquist, G. E. Duvall, J. J. Dick. J. Appl. Phys., 1979, 50, 7, 4838.
10. К. Имаока, К. Кондо, А. Саваока. Japan. J. Appl. Phys., 1980, 19, 1011.
11. R. G. McQueen, S. P. Marsh. J. Appl. Phys. 1960, 31, 7, 1253.
12. В. Ф. Нестеренко. ФГВ, 1975, 11, 3, 444.
13. Р. Килер, Е. Ройс. — В кн.: Физика высоких плотностей энергии/Под ред. П. Кальдиролы и Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1974.
14. И. Д. Захаренко. ФГВ, 1971, 7, 2, 269.
15. А. Н. Михайлов, А. И. Дремин, В. П. Фетцов. ФГВ, 1976, 12, 4, 594.
16. А. А. Дерибас, И. Д. Захаренко. ФГВ, 1974, 10, 3, 409.
17. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.
18. Л. И. Анатычук. Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Справочник. Киев: Наукова думка, 1979.
19. И. Л. Рокльберг, В. М. Бейлин. Сплавы для термодатчиков. Справочник. М.: Металлургия, 1983.
20. Температурные измерения. Справочник. Киев: Наукова думка, 1984.
21. P. W. Bridgman. Proc. Amer. Acad. Arts. Sci., 1918, 53, 269.
22. F. P. Bundy. J. Appl. Phys., 1961, 32, 3, 483.
23. R. W. Rohde. J. Appl. Phys., 1969, 40, 7, 2988.
24. A. C. Mitchell, M. van Thiel et al. J. Appl. Phys., 1974, 45, 9, 3856.
25. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.
26. P. A. Urtiew, R. Grover. J. Appl. Phys. 1974, 45, 1, 140.
27. М. В. Келдыш, Л. И. Седов. Докл. АН СССР, 1937, 16, 1, 7.
28. М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1965.

Поступила в редакцию 26/VII 1985,
после доработки — 4/XI 1985

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИНИЦИИРУЮЩЕЙ ВОЛНЫ В ТГ 50/50

В. Ф. Лобанов

(Новосибирск)

Механическая неоднородность конденсированных гетерогенных взрывчатых веществ (ВВ) определяет их повышенную чувствительность к инициированию ударными волнами (УВ). Энерговыведение, возникающее в локальных очагах ВВ за фронтом УВ, приводит к ее ускорению

и при определенных условиях нагружения — к переходу инициирующей УВ в нормальную детонационную. Переход к детонации зависит как от индивидуальных свойств ВВ, так и от способов и характеристик инициирующего импульса. Представляет интерес определение взаимосвязи изменения динамики параметров УВ от основных характеристик нагрузки — амплитуды и длительности импульса. Анализ упрощается при исследовании инициирования плоских зарядов ВВ ударом пластины. В этом случае действие ударника определяется начальной амплитудой УВ p_0 , которая в случае инертного вещества оставалась бы постоянной до тех пор, пока волна разрежения со свободной поверхности ударника не достигла границы раздела ударник — ВВ. Выбором толщины ударника отрезок времени τ от момента соударения до прихода разгрузки можно сделать очень большим и тогда нагрузка характеризуется только одним параметром p_0 .

Качественные особенности развития процесса в подобной постановке описаны в [1]. Иницирующая УВ, начальная амплитуда которой значительно ниже детонационного давления, по мере удаления от плоскости инициирования монотонно ускоряется. На участке заряда, где за фронтом достигаются параметры, сравнимые с детонационными, происходит резкое ускорение, после чего скорость распространения волны по заряду незначительно отличается от стационарной. Это обстоятельство использовалось в [1] при определении протяженности переходного участка как расстояния от плоскости инициирования до области интенсивного ускорения. В работе [2] подобную величину вводят как расстояние до детонации — y . Экспериментальные данные для y в широком диапазоне p_0 аппроксимируются в [2] зависимостью вида $p_0^{-m} y = B$, которая в логарифмических координатах преобразуется в линейную

$$\lg y = m \lg p_0 + F \quad (m, F - \text{const}). \quad (1)$$

Значения m и F для большинства распространенных ВВ, полученные различными авторами, приведены в [3].

В настоящей работе процесс инициирования ТГ 50/50 ударом алюминиевой пластины исследовался численными методами. По результатам расчетов определялись зависимости изменения параметров УВ в переходной зоне при различных начальных условиях нагружения и длины переходных участков. Приводятся вывод и анализ соотношения между p_0 и минимальной длительностью нагружающего импульса, при которой разгрузка не влияет на динамику процесса инициирования. Обсуждаются границы применимости макрокинетического способа описания энерговыделения в зоне реакции [4, 5], а также его модификация при переходе к гомогенному механизму энерговыделения в области параметров УВ, близких к детонационным.

Постановка задачи. В начальный момент времени $t = 0$ на заряд ТГ 50/50, расположенный в полуплоскости $x \geq 0$, со скоростью W налетает алюминиевая пластина толщиной l . Волновые процессы в ударнике и ВВ рассчитываются в газодинамическом приближении.

В расчетной области выделялись: фронт УВ, граница раздела ударник — ВВ и свободная граница ударника. В качестве граничных условий применялись: на фронте УВ — соотношения Гюгонио, на контактной границе — непрерывность давления и массовой скорости, на свободной границе — равенство нулю давления.

Зона реакции за фронтом УВ рассчитывалась по модели детонационной волны [4, 5] с уравнением макрокинететики вида

$$\begin{aligned} \dot{q}_I &= A \left(\frac{1-q}{1-\sigma} \right) \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) p \exp(-E^*/3E_\tau) \sigma^{2/3}, \quad 0 < q < q^*, \\ \dot{q}_{II} &= A \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right) p \exp(-E^*/E_\tau) (1-q^*)^{1/3} (1-\sigma)^{2/3}, \quad q^* \leq q \leq 1, \quad (2) \\ q^* &= \exp(-E^*/E_\tau), \end{aligned}$$

где q и σ — массовая и объемная концентрации продуктов детонации (ПД); ρ и ρ_1 — начальная и текущая плотности ВВ; p — давление; E_τ — тепловая составляющая удельной внутренней энергии ВВ; A и E^* — постоянные.

При подборе параметров в уравнениях состояния использовались: для ВВ — ударная адиабата $D = 2,49 + 1,99u$ [3], для ПД — параметры Чепмена — Жуге идеальной детонации ТГ 50/50 с $\rho_0 = 1,68$ г/см³ и $D = 7,65$ км/с ($p_{ч-ж} = 24,8$ ГПа, $u_{ч-ж} = 1,93$ км/с [6]), для алюминия с $\rho_0 = 2,785$ г/см³ $D = 5,25 + 1,39u$ [7]. Основные расчеты проводились для ударников с $l = 3$ мм и $W = 0,9 \div 2,4$ км/с. Начальное давление за фронтом УВ изменялось при этом от 4 до 14,8 ГПа.

Результаты расчетов. Для всех вариантов расчетов наблюдается качественное подобие перехода к детонации. Скорость УВ D по мере удаления фронта волны от плоскости инициирования непрерывно увеличивается от начального значения D_0 до скорости распространения идеальной детонации. Ускорение волны dD/dx однозначно определяется единственным параметром — текущим значением скорости $D(x)$. Независимо от начальных параметров инициирования максимальное ускорение волны реализуется при $D = D^*$, отличающейся от скорости идеальной детонации примерно на 13%. Если начало новой пространственной координаты y поместить в точку максимального ускорения УВ — $x^*(D_0)$, то из-за того, что dD/dx зависит только от D , при совмещении зависимостей $D(x)$ для вариантов с различными начальными условиями нагружения произойдет их взаимное наложение. Полученная таким образом обобщенная зависимость $y(D_0)$ ($y = x^*(D_0) - x(D)$) приведена на рис. 1.

Как показано в [8], поведение УВ в переходной зоне определяется существованием за ударным фронтом дополнительной волны сжатия. Возникновение и дальнейшее поведение последней обусловлены разницей скоростей выделения энергии в различные моменты времени для каждой отдельной частицы ВВ. Из (2) следует, что для каждой частицы ВВ после прохождения ее через ударный фронт максимальная скорость разложения реализуется при $q = q^*$. На начальном этапе процесса на фоне постоянного давления для частиц из области, захваченной УВ, наличие максимума скорости энерговыделения приводит к образованию максимума давления. Возникающая волна сжатия начинает ускорять УВ. Рост параметров за фронтом волны еще более ускоряет процесс для вновь поступающих в зону частиц. При условии $q^* = \text{const}$ вдоль траектории частицы из первого уравнения в (2) получим, что отрезок времени t_1 , за который достигается максимальная скорость энерговыделения, независимо от значения q^* может быть оценен из равенства

$$\int_0^{t_1} p(t) dt \simeq 3/A = \text{const},$$

где $p(t)$ — эволюция давления вдоль траектории частицы. Из этой оценки следует, что мере усиления УВ максимум энерговыделения из глубины зоны реакции приближается к ударному фронту. При $D = D^*$ происходят выход максимума энерговыделения непосредственно к фронту, опрокидывание волны сжатия, и в дальнейшем ускорение УВ определяется относительно меньшей скоростью подвода энергии (второе уравнение в (2)). Характер распределения основных параметров за фронтом УВ при $D = D^*$ становится подобным стационарному. В [9], где проводился анализ экспериментальных профилей $u(t)$, определенных в различных точках переходной зоны, приводится подобная качественная картина поведения параметров в зоне реакции.

При выходе волны сжатия на фронт УВ тепловая составляющая ВВ $E_\tau \simeq E^*$. В условиях, когда за фронтом волны может реагировать почти половина всех частиц ($q^* \geq 0,37$), логично предположить, что разложение происходит сразу с их поверхности. Подобная модификация ки-

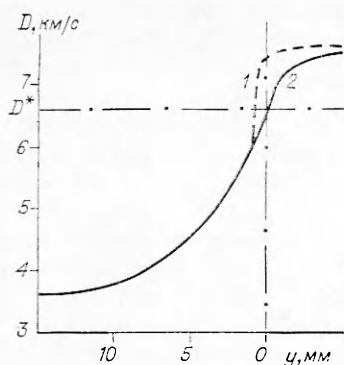


Рис. 1. Поведение скорости УВ в переходной зоне с гомогенной (2), без гомогенной (1) реакции.

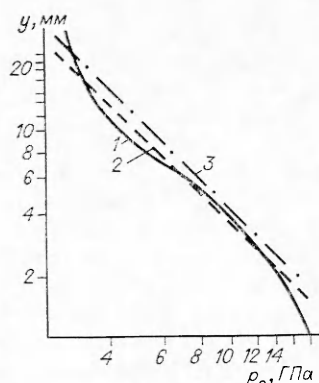


Рис. 2. Зависимость расстояния до детонации от начальной амплитуды УВ.

1 — расчет по (5); 2, 3 — по (1) для ТГ 50/50 и состава В.

нетики (2) практически не изменяет характера поведения $y(D)$, которая, в отличие от описания в [1], вблизи детонационных параметров не претерпевает каких-либо резких ускорений. Однако, как отмечалось еще в [6], вблизи выхода на детонационный режим возможна смена очагового механизма разложения на гомогенный. В связи с этим в уравнение (2) были добавлены слагаемые с кинетикой Аррениуса — $(1-q)Z \times \exp(-E_A c_v / RE_T)$. Расчеты проводились с параметрами для состава В: $Z = 4,62 \cdot 10^{16}$ 1/с, $E_A = 43,6$ кДж/моль, $c_v = 1,28$ кДж/град [3]. Поведение $y(D)$ при этой модификации кинетики проиллюстрировано на рис. 1. Сопоставление графиков показывает, что до $D = 6$ км/с зависимости $y(D)$ совпадают. При $D > 6$ км/с происходит резкое ускорение УВ. На участке заряда протяженностью в 0,5 мм среднее значение производной $dD/dx = 3 \cdot 10^6$ 1/с, что на порядок превышает ускорение при очаговом механизме энерговыделения.

Таким образом, при учете гомогенной реакции поведение УВ полностью соответствует качественному описанию процесса в [1, 2]. Для определенности при количественном описании процесса координату максимального ускорения $x^*(D_0)$ при очаговом механизме реакции примем в качестве начала детонации. Это оправдано, во-первых, тем, что резкое ускорение УВ вызывается выходом волны сжатия к ударному фронту, а во-вторых, при таком выборе $D(x) = 75$ км/с, что менее чем на 2% отличается от значения скорости идеальной детонации. В экспериментальных работах, например в [10], возбуждение детонации в зарядах контролируется возникновением интенсивного свечения (вспышки) и изменением характера механического разрушения экспериментальных сборок, что также может быть косвенным подтверждением резкого изменения параметров за фронтом УВ. Пространственная координата y (см. рис. 1) является в этом случае расстоянием до детонации.

Приведенные ниже зависимости поведения параметров УВ получены обработкой методом наименьших квадратов результатов расчета нагружения при изменении W от 0,9 до 2,4 км/с через 0,3 км/с. Используемая в формулах скорость $D^* = 6,6$ км/с.

Производная dD/dx в переходной зоне аппроксимируется линейной зависимостью

$$dD/dx = \alpha(D - D_1), \quad (3)$$

где $D_1 = 3,50 \pm 0,07$ км/с; $\alpha = 0,210 \pm 0,002$ 1/мм. Интегрированием (3) при $D_1 < D_0 < 6$ км/с получим выражение для определения скорости УВ на переходном участке

$$D(x) = D_1 + (D_0 - D_1) \exp(\alpha x). \quad (4)$$

Из (4), согласно определению расстояния до детонации, зависимость длины преддетонационного участка от начальной скорости УВ устанавливается соотношением

$$y(D_0) = \ln [(D^* - D_1)/(D_0 - D_1)]/\alpha. \quad (5)$$

Рассчитанная по (5) с использованием выражения для ударной адиабаты ВВ связь между начальной амплитудой ударной волны и протяженностью переходной зоны $y(p_0)$ графически изображена на рис. 2. В диапазоне давлений от 3 до 15 ГПа расчетные значения аппроксимируются функцией вида (1). Если в (1) подставить размерные величины p_0 (ГПа) и y (мм), получим $m = -1,48 \pm 0,08$, $F = 2,01 \pm 0,06$. Для подобной зависимости в этом же диапазоне давлений у состава В [3] $m = -1,5$, $F = 2,1$. Небольшое расхождение полученных параметров m и F можно объяснить наличием в ТГ 50/50 большего количества неоднородностей в исходной структуре [11], которое способствует более интенсивному развитию разложения ТГ 50/50.

Преобразовав в (3) производную по x на производную по времени, получим выражения для определения временной зависимости скорости УВ

$$D(t) = D_0 [D_0/D_1 - (D_0/D_1 - 1) \exp(\alpha D_1 t)]^{-1}, \quad (6)$$

а также связь между t и x

$$t = -\alpha/D_1 \ln [D_1/D_0 \exp(-\alpha x) + (1 - D_1/D_0)]. \quad (7)$$

Соответствующие выражения для эволюции массовой скорости за фронтом ударной волны получаются из (4) и (6) при замене D на u из соотношения на ударной адиабате $D = a + bu$. Формулы для давления на фронте УВ можно получить из выражения $p_\phi = \rho_0 u D$. Таким образом поведение основных параметров УВ в переходной зоне для широкого диапазона начальных уравнений определяется заданием какой-либо одной характеристики нагружения, либо начального давления, либо скорости ударной волны, либо начальной массовой скорости за фронтом УВ.

Приведенные выше формулы справедливы для описания процесса иницирования достаточно протяженным ударником. Влияние волны разгрузки со свободной поверхности ударника возможно до тех пор, пока в заряде между фронтом УВ и плоскостью иницирования реализуется сверхзвуковой режим течения, т. е. $(u + c) > D(x)$. В зависимости от начального давления через время $t_M(p_0)$ после соударения вблизи границы раздела формируется дозвуковая область, и если волна разрежения достигает границы раздела позднее ($\tau \approx 2l/c_0 > t_M$, c_0 — скорость звука в ударнике), то она не изменяет динамику развития УВ.

При рассматриваемых в работе условиях нагружения подобная оценка для τ не является минимальной из возможных. Как отмечалось выше, характер ускорения УВ в переходной зоне ($x < x^*$) определяется волной сжатия за фронтом УВ. При отсутствии разгрузки независимо от p_0 через некоторое время после соударения параметры потока ВВ вблизи границы раздела достигают своих максимальных в этом сечении заряда значений. Приход волны разрежения в ВВ до момента образования максимума параметров приведет к их уменьшению, что в конечном счете скажется на темпах ускорения УВ. Таким образом, если выбрать τ из условия выполнения неравенства

$$\int_{\tau}^{t^*} (u + c)_{\max} dt \leq x^*, \quad (8)$$

где пределы интегрирования и x^* зависят от p_0 (t^* — время прихода УВ в точку x^*), то волна разрежения, также как и при $\tau > t_M(p_0)$, не повлияет на поведение $D(x)$ до выхода на детонационный режим.

Анализ (8) проведем с использованием величины $M = (u + c)/D(x)$. Распределение M за фронтом УВ в различные моменты времени пред-

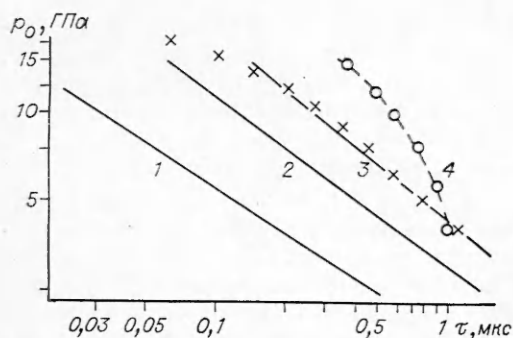


Рис. 3. Критические (1, 2) и предельные (3, 4) параметры нагружения.
1 — ТГ 50/50 [14]; 2 — состав В [13]; × — расчет по (8); 3 — аппроксимация (10); 4 — моменты образования дозвуковой зоны на поверхности инициирования.

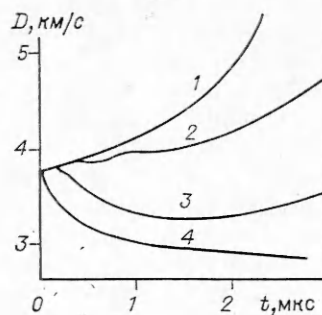


Рис. 4. Поведение скорости УВ $D(t)$ при $W = 0,9$ км/с и различных длинах ударников, мм:
1 — 3, 2 — 1, 3 — 0,3, 4 — 0,1.

ставляется в виде зависимости, монотонно возрастающей от значения M_ϕ на фронте УВ до максимального M_{\max} на некотором удалении от фронта, и последующим за тем спадом. По мере увеличения $D(x)$ растут M_ϕ и M_{\max} . Для всех моментов времени справедлива оценка $M \leq kM_\phi$, где $k = 1,1$.

Для ВВ с $D = a + bu$ величины u и c можно определить из соотношений $u = (D - a)/b$, $c = \rho_0/\rho(2D - a)$, поэтому

$$M_\phi = (2b - 1)/b - a(b - 2)/(bD) - a^2/(bD^2). \quad (9)$$

Преобразуя (8) с использованием (9) и предыдущих формул, получим аналитическое соотношение для оценки τ . Однако ввиду его сложности значения τ , рассчитанные по этой формуле, аппроксимируем зависимостью вида

$$p_0^n \tau \geq H \quad (n, H - \text{const}). \quad (10)$$

При $3 \leq p_0 \leq 15$ ГПа и τ (мкс) $n = 1,59 \pm 0,06$, $H = \exp(2,35 \pm 0,07)$. На рис. 3, 3 показаны расчетные значения τ и аппроксимационная зависимость. Линией 4 на рис. 3 соединены полученные в расчетах значения $t_M(p_0)$ на границе раздела ВВ — ударник.

В [12] подобно тому, как была получена оценка (10), предлагается определять критические параметры возбуждения детонации. Для сопоставления значений «предельных» (по (10)) параметров нагружения с критическими, при которых детонация не возникает, проведены расчеты с толщиной ударников, меньшими предельных.

Зависимости $D(t)$ для некоторых вариантов расчетов приведены на рис. 4. При $l = 1$ мм на начальной стадии инициирования темпы ускорения УВ снижаются после действия двух последующих циркулирующих волн разрежения в ударнике. Однако монотонное увеличение скорости не нарушается. При $l = 0,3$ мм действие разгрузки приводит к быстрому уменьшению D . После прохождения минимального значения ($t \approx 1,6$ мкс) скорость УВ возрастает и процесс переходит в детонацию. При $l = 0,1$ мм наблюдается непрерывное затухание УВ.

В случае газодинамического описания процесса в настоящей работе не учитываются возможные потери энергии на образование и развитие «горячих» точек, поэтому расчетная оценка критического нагружения может быть занижена. Тем не менее качественное сопоставление результатов позволяет сделать вывод о значительном различии «предельных» ($l \approx 3$ мм) и критических ($l \approx 0,3$ мм) условий нагружения. В вариантах расчетов с другими скоростями ударников действие разгрузки на УВ происходит подобно описанному выше. При этом отказ или переход к детонации определяется минимальной скоростью УВ на начальном участке. Если это значение ниже некоторого критического, то про-

исходит дальнейшее затухание УВ. В противном же случае после достижения минимума, величина которого зависит от условий нагружения, произойдет переход к детонации. Это обстоятельство следует учитывать при определении критических условий нагружения при ограниченной длине зарядов.

Экспериментальные зависимости критических параметров в виде $p_0 u \tau = 33$ кДж/м² для состава В [13] и для ТГ 50/50 $p_0^2 \tau = 3$ [14] приведены на рис. 3. Их сопоставление показывает, что критические параметры близких по составу ВВ различаются существенно. Возможно, что такое расхождение связано со способом обработки экспериментальных данных. Так, в [14] $n = 2$, хотя на самом деле эта величина не является универсальной константой не только для различных ВВ, но и для одного и того же ВВ при разных способах приготовления зарядов (литье, прессование и пр.). Например, при пересчете данных [13] по (10) $n = 1,69 \pm 0,014$. В [13] приводятся данные, в которых для одного и того же состава В $n = 1,75 \div 2,2$. Такая неопределенность показателя n связана, по-видимому, с характером поведения УВ в переходной области, и в первую очередь с зависимостью расстояния до детонации от начального давления (вывод соотношения (10) в настоящей работе или в [12]).

Из анализа приведенного на рис. 2 графика следует, что при исследовании процесса инициирования в какой-нибудь узкой зоне изменения начальных давлений все полученные выше соотношения могут быть аппроксимированы со значительными отклонениями параметров от средних в большом диапазоне давлений (3—15 ГПа в настоящей работе). Наибольшие отклонения наблюдаются вне выделенного выше интервала при $p_0 < 3$ ГПа и $p_0 > 15$ ГПа. Если учесть, что при $p_0 < 3$ ГПа определяющими в процессе поведения ВВ за ударной волной могут быть упругие и прочностные свойства, то тенденция к резкому увеличению переходной зоны, а также рост критической длительности нагружения в сравнении с газодинамическим расчетом только усиливаются. Подтверждают такое поведение параметров ТГ 50/50 данные [14]. В области преддетонационного диапазона изменения параметров ($p_0 > 17$ ГПа) основным в энерговыделении становится гомогенный механизм. Высокая скорость разложения в этом случае значительно уменьшает в сравнении с очаговым механизмом критические условия нагружения. Это явление отмечалось в экспериментальной работе [13].

Результаты работы показывают, что модифицированная математическая модель описывает все качественные особенности поведения инициирующих УВ в гетерогенном ВВ. Полученные зависимости (4), (6), (7) могут быть использованы при оценке диапазона изменения параметров в какой-либо области заряда или в определенном промежутке времени после начала инициирования. Для заданной начальной скорости процесса D_0 по (5) можно выбрать необходимую длину заряда, чтобы однозначно определить выход на детонационный режим. При этом по (10) необходимо выбрать длину ударника такой, чтобы развитие процесса не искажалось влиянием волны разрежения. При меньшей толщине ударника и ограниченном заряде по всей его длине может наблюдаться уменьшение скорости инициирующей УВ, хотя однозначно это не гарантирует, что будет наблюдаться отказ детонации. Оценки по (5) и (10) могут быть использованы при оптимизации условий эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. W. Campbell, W. C. Davis e. a. Phys. Fluids, 1961, 4, 4, 511.
2. J. B. Ramsay, A. Popolato. Proc. Fourth Symp. on Det. ACR-126, Washington, USA, 1965.
3. B. M. Dobratz. Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants. Lawrence Livermore Laboratory, USA, 1981.
4. В. Ф. Лобанов. ФГВ, 1980, 16, 6, 113.

5. В. Ф. Лобанов, С. М. Караханов, С. А. Бордзиловский. ФГВ, 1982, 18, 3, 90.
6. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
7. M. van Thiel. Compendium of Shock Wave Data, Lawrence Livermore Laboratory. UCRL-50108, v. 3, 1977.
8. В. Ф. Лобанов. ФГВ, 1985, 21, 6.
9. М. Каувервайт, Дж. Розенберг.— В кн.: Детонация и взрывчатые вещества. М.: Мир, 1981.
10. F. E. Walker and R. J. Wasley. Explosivstoffe, 1969, 1, 9.
11. В. С. Соловьев, А. В. Атетков, В. А. Пырьев.— В кн.: Детонация. Черногловка, 1981.
12. Proc. Sixth Symp. on Det. Discussion on Shock Initiation and P^2t , ACR-221, Arlington, Virginia, 1976.
13. Y. de Longueville, C. Fauguignon, H. Moylard. Proc. Sixth Symp. on Det. ACR-221, Arlington, Virginia, 1976.
14. Б. Л. Глушак и др.— В кн.: Детонация. Черногловка, 1981.

Поступила в редакцию 30/X 1985

МЕТАНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ЗАРЯДОМ ВВ С ВОЗДУШНЫМ ЗАЗОРОМ

С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов

(Новосибирск)

В экспериментах по инициированию конденсированных ВВ в двумерной постановке часто используются компактные ударники [1]. Для получения таких ударников широко применяются взрывные ускорительные системы ввиду их относительной простоты и доступности. Во взрывных ускорителях скорости 2—5 км/с для плоских ударников достигаются при непосредственном контакте ВВ с метаемой пластиной или при использовании тонкого воздушного зазора между ними [2, 3]. При этом величина зазора примерно равна толщине пластины, и его назначение состоит в том, чтобы предотвратить нагрев и внутренние отколы ударника. Исследования разгона пластин продуктами взрыва (ПВ) через воздушный зазор [4] показали, что при условиях метания, близких к одномерным, ширина воздушного промежутка не влияет на скорость пластины. Диапазон более высоких скоростей 3—9 км/с для сферических частиц достигается при использовании газокумулятивных зарядов [5]. Для получения относительно низкоскоростных ударников (<2 км/с) между ВВ и ускоряемым телом вводят attenuator, который уменьшает амплитуду ударной волны, подводимой к пластине-ударнику. Один из наиболее простых методов уменьшения импульса, передаваемого от ВВ метаемому элементу,— отделение их друг от друга воздушным зазором, величина которого сравнима с диаметром заряда, и на процесс метания влияют двумерные эффекты разлета ПВ.

В конкретной конструкции всегда возникает вопрос об ограничениях используемой схемы метания, а также о сохранности и деформации метаемого элемента. В настоящей работе представлен компактный взрывной ускоритель для получения низкоскоростных цилиндрических ударников из дюралюминия, который был использован в экспериментах по инициированию конденсированного ВВ в двумерной постановке [6].

Схема метания показана на рис. 1. Генератор плоской ударной волны (масса 90 г) и заряд ВВ отделены от метаемой дюралюминиевой пластины воздушным зазором толщиной x . Пластина составлена из цилиндрического элемента и обтюлятора, предохраняющего элемент от разрушения боковой разгрузкой. Стальная пластина с отверстием, диаметр которого на 4 мм превышал диаметр элемента, служила отсекателем для осколков обтюлятора. Отдельные части сборки смонтированы на подставках из пенопласта.

Для диагностики процесса разгона элемента применялась рентгеноимпульсная 4-кадровая установка. По рентгенограммам, снятым с интер-