

детонационной волне бесконечно большой интенсивности, L_2 — конфигурации волны ϵ . Линия L_6 определяется из условия касания ударных поляр (рис. 5), описывающих состояние за отраженной ударной волной (УП4) и проходящей в нейтральный газ ударной волной (УП5). Область G_2 ограничена линиями L_2, L_3, L_5 . Линия L_5 отвечает потоку за пересжатой детонационной волной, число Маха которого $M = 1$. Часть линии $L_2(CQ)$, соответствующая волновой конфигурации ϵ , отвечает течению за пересжатой детонационной волной, $M < 1$. Изменение волновых конфигураций при условии постоянства числа Маха набегающего потока (M_0) прослеживается вдоль штриховых кривых на рис. 4. Как видно, при $M_0 = \text{const}$ возможен переход от волновой конфигурации с отраженной волной разрежения к такой же конфигурации через волновую структуру с отраженной ударной волной.

В заключение отметим, что области реализации волновых конфигураций деформируются в зависимости от физико-химических свойств сред и начальных условий задачи. Однако в широком диапазоне изменения соотношения плотности детонирующего и нейтрального газов и различных показателей их адиабат качественная картина такая же, как и у приведенных для иллюстрации сред с $\rho_0/\rho_1 = 0,5$, $\gamma_0 = \gamma_1$.

Поступила в редакцию 8/II 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. R. A. Strehlow. 14-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1973.
2. Г. Курант, К. Фридрихс. Сверхзвуковые течения и ударные волны. М.: ИЛ, 1950.
3. Х. Йолачек, Р. Й. Зигер.— В кн.: Основы газовой динамики/Под ред. Г. Эммонса. М.: ИЛ, 1963.
4. Л. Ф. Гендерсон. Механика, № 5. М.: ИЛ, 1968.
5. R. J. Stoner, M. H. Hauberman. Phys. Rev., 1949, 76, 882.
6. S. Paterson. Proc. Phys. Soc., 1948, 61, 344, 119.
7. E. Larisch. J. Chem. Mech., 1959, 6, 3.
8. Л. Г. Гвоздева, О. А. Предводителева. ФГВ, 1969, 5, 4.
9. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
10. К. Гудерлей. Теория околосзвуковых течений. М.: ИЛ, 1960.
11. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА ЗА ФРОНТОМ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

*В. В. Дорохин, В. Н. Зубарев, Ю. К. Орехин,
Н. В. Панов, Н. Л. Шаболдина
(Москва)*

При изучении высокоскоростных режимов детонации конденсированных ВВ в явном или неявном виде используется несколько моделей плоских детонационных волн (ДВ). Если не делается каких-либо предположений относительно их структуры, то в соответствии с уравнениями состояния ВВ, продуктов взрыва (ПВ) и кинетикой химического разложения реализуется нестационарный профиль ДВ, в котором звуковая плоскость (плоскость Чепмена — Жуге) не обязательно находится на постоянном расстоянии от ударного скачка. Эта схема преимущественно используется при численном моделировании ДВ [1].

В модели с конечным временем химического превращения ВВ (τ_x) накладываются ограничения на структуру ДВ, профиль которой представляется как совокупность стационарной химической зоны и последующей автомодельной волны разрежения, разделенных звуковой плоскостью [2]. Наиболее простая и широко используемая схема принципиально не отличается от второй модели. В ней принимается $\tau_x = 0$.

Последние модели просты, наглядны и удобны для интерпретации исходных экспериментальных данных. Однако, как показала практика по-

следних лет, параметры установившейся детонации (давление Жуге, ширина химической зоны и т. д.), предполагаемые неизменными, сильно меняются в зависимости от условий проведения экспериментов [3]. В то же время численный анализ детонационных волн приводит к наиболее вероятному выводу, что структура ДВ, принятая в простейших схемах, достигается только асимптотически, а в реальных условиях всегда осуществляется нестационарный процесс, в котором ширина химической зоны a непостоянна, а звуковая плоскость перемещается относительно ударного скачка [1]. Введение в уравнения состояния ПВ зависимостей от времени [4] с целью подправить модели и тем самым достичь лучшего согласования различных групп экспериментов представляется бесперспективным. Предполагая все же, что упомянутые выше схемы приближенно справедливы, для их совершенствования более рационален другой путь — раздельное исследование химической зоны и автомодельной волны с последующим сшиванием двух решений.

Как показано в [1], на течение за фронтом ДВ химическая зона практически не оказывает влияния на расстояниях от фронта волны $\geq 5a$. Поэтому надежные данные об уравнении состояния ПВ и параметрах асимптотического режима детонации можно получить, исследуя удаленные от фронта участки ДВ. Эффективны для этого методы, в которых измерительные элементы помещены непосредственно в ВВ и следят за изменением массовых скоростей (электромагнитный метод [5]), давлений (метод манганинового датчика [6]) или перемещений (рентгенографический метод фольг [7]) на определенных этапах эволюции ДВ.

В данной работе представлены результаты измерений движения ПВ рентгенографическим методом в зарядах из сплава тротил — гексоген 50/50 плотностью $\rho_0 = 1,69 \text{ г/см}^3$. Этим методом регистрируются достаточно удаленные от фронта участки ДВ такие, что в соответствии с результатами [1] переход от измеренных смещений фольг к уравнению состояния ПВ и параметрам детонации (в асимптотическом смысле) может быть произведен по простейшей модели при условии, что система инициирования будет максимально имитировать мгновенное инициирование свободной поверхности торца заряда. Таким требованиям лучше всего удовлетворяет инициирование быстролетающей тонкой фольгой. Учитывая естественный разброс экспериментальных данных, при интерпретации результатов использовали разные модели уравнений состояния ПВ, которые привели к близким выводам, в том числе близким параметрам фронта детонационной волны.

Схема опытов показана на рис. 1. Свинцовые фольги (7) диаметром ~ 50 и толщиной 0,02 мм, перемещение которых регистрировалось в опытах, располагались между дисками ВВ (8) диаметром 120 и высотой 10 мм (5—10 дисков). Регистрировали также фронт ДВ и контактами (6) измеряли скорость ДВ. Фронт ДВ на момент съемки выводился в наиболее удаленный от плоскости инициирования диск. Импульсная рентгеновская установка (2) [8] с разрядным напряжением ударного контура $\sim 1 \text{ МВ}$ и запасенной энергией в контуре $\sim 20 \text{ кДж}$ обеспечивала длительность рентгеновского импульса на полувывоте $\sim 0,1 \text{ мкс}$, что достигалось схемой контура, предложенной в [9]. Длительность импульса совместно с сигналами, фиксирующими время прохождения ДВ на заданной базе, регистрировали осциллографом ИВ-30 с помощью фотоэлемента (1). Использовалась пленка типа РМ-1 с усиливающим экраном типа УФД. Кассету (9) с пленкой устанавливали на минимальном расстоянии от заряда ВВ, на котором обеспечивалась ее сохранность.

Заряд инициировали аналогично [5] ударом тонкой (0,1 мм) алюминиевой фольги (5), разгоняемой на базе 30 мм до скорости $\sim 5,5 \text{ км/с}$ взрывом слоя ВВ (3), детонируемого специальным плосковолновым генератором (4). Разновременность при подлете алюминиевой фольги к заряду составляла не более 0,1 мкс. Оценки по измеренной скорости фольги и ударной адиабате «холодного» ВВ [10] приводят к характеристикам импульса давления по интенсивности ($\sim 50 \text{ ГПа}$) и длительности

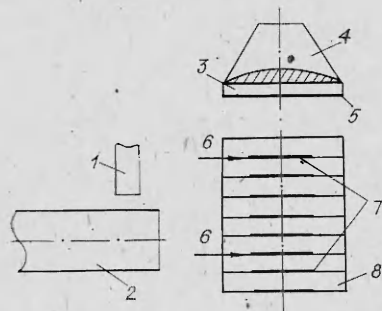


Рис. 1. Схема опыта.

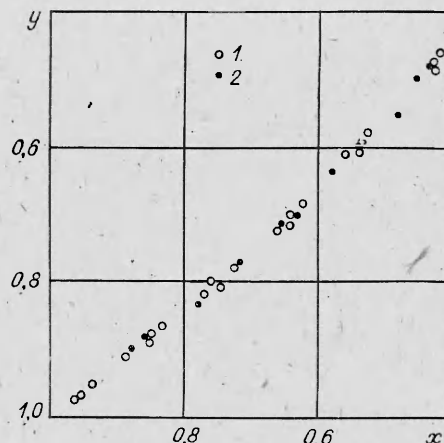


Рис. 2. Результаты опытов.
L, мм: 1 — 95, 2 — 50.

($\sim 0,02$ мкс), близким к параметрам зоны повышенных давлений в детонационной волне сплава ТГ 50/50. Положение фольг определяли по середине изображений (размытие ~ 1 мм). Как правило, принимался средний результат двух-трех независимых измерений при расхождении между отдельными измерениями не более 0,1 мм.

Экспериментальные результаты представлены на рис. 2, где x , y — приведенные безразмерные расстояния до фольг от плоскости инициирования на предварительном (до взрыва) и «взрывном» снимках соответственно, отнесенные к L (L — путь, пройденный ДВ от плоскости инициирования).

В предположении об автомодельности детонационной волны распределение параметров зависит только от конкретного вида изоэнтропы ПВ (считается, что ПВ равновесны всюду за детонационным фронтом). Справедливо и обратное утверждение. Описание регистрируемых результатов какой-либо аналитической зависимостью накладывает жесткие ограничения на форму уравнения состояния (изоэнтропу) ПВ. Не исключено, что эти ограничения могут привести к ошибочным заключениям. Например, представление регистрируемых смещений (см. рис. 2) полиномами $y = \sum a_i x_i^{n_i}$ ($-4 \leq n_i \leq 5$) приводит к нереальным формам уравнения состояния ПВ. Чтобы этого не было, проведена обработка исходных результатов по уравнениям

$$p = A\rho^n, \quad (1)$$

$$p = B e^{-k/\rho} \quad (2)$$

и описание экспериментальных данных уравнением, принятым в [7],

$$y = 1 + \frac{1}{A_1} \ln \frac{A_1 x + B_1}{A_1 + B_1}. \quad (3)$$

Коэффициенты в (3) определяются методом наименьших квадратов. Для определения коэффициентов в (1) и (2) использованы зависимости

$$\rho y'(x) = \rho_0, \quad (4)$$

$$\rho^2 y'(\rho) = \rho_0^2 D^2 x^2(y), \quad (5)$$

выражающие закон сохранения массы и инвариантность величины $\rho c t$ в центрированных волнах разрежения. В (5) для связи величин на фронте ДВ и перед ним использовано условие касания $\rho_j c_j = \rho_0 D$ ($D = 7,64$ км/с — скорость детонаций, параметры с индексом j соответствуют значениям в точке Жуге).

Подстановка конкретных зависимостей после интегрирования с начальным условием $y = 1$, $x = 1$ приводит к уравнениям, аналогичным (3):

для изоэнтропы (1)

$$\begin{aligned} y &= 1 - m(1 - x'), \\ f &= f(n), \quad m = m(n, A), \end{aligned} \quad (6)$$

для изоэнтропы (2)

$$\begin{aligned} y &= 1 - bx \ln x + d(1 - x), \\ b &= b(k), \quad d = d(k, B). \end{aligned} \quad (7)$$

Коэффициенты в (6) и (7) находили по экспериментальным данным (см. рис. 2) методом наименьших квадратов. По ним определяются параметры изоэнтроп (1) и (2). Поскольку в (4) и (5) входят только производные, то величина давления по (1) и (2) находится с точностью до произвольной константы. Последняя вычислялась из законов сохранения для скачка плотностей на фронте ДВ. По известным из (6) и (7), а также (3) значениям $y'(x=1)$ с помощью (4) находится ρ_j , что определяет другие параметры фронта ДВ:

$$u_j = D \frac{\rho_j - \rho_0}{\rho_j}, \quad \rho_j = \rho_0 u_j D. \quad (8)$$

Расчет по (1) или (2) давлений при найденных величинах A , n или k , B приводит к некоторой рассогласованности, определяемой разностью α , которая может служить мерой адекватности принятых форм изоэнтроп.

Рассмотренные способы описания характеризуются набором констант: форма изоэнтропы (1) — $n = 2,79$, $A = 2,587$, $\alpha_1 = -0,27$; (2) — $k = 7,13$, $B = 505$, $\alpha_2 = 3,45$; (3) — $A_1 = 0,853$, $B_1 = 0,518$ (здесь размерность давления — ГПа, плотности — г/см³).

Все три формы дают практически совпадающее описание совокупности экспериментальных данных. То же самое можно сказать о зависимостях $p(\rho)$, показанных на рис. 3. (Точка Жуге из работы [5] выпадает. Это связано с рассогласованностью данных $D(\rho_0)$.) Заметное расхождение наблюдается в параметрах фронта ДВ: $u_j = 2$ км/с по (1) и 2,07 км/с по (2), (3). Различия при переходе от одной модели уравнения состояния ПВ к другой лежат в пределах экспериментальных погрешностей, которые оценивались по ошибкам в коэффициентах полинома. Среднеквадратичное отклонение составляет ~5%.

Следует обратить внимание, что закономерность в расположении $p(\rho)$ -зависимостей, возможно, связана со скоростью расширения ПВ: чем быстрее происходит расширение, тем ниже располагается соответствующая зависимость. Если расширение ПВ происходит в легкие преграды, характерные времена составляют ~0,1 мкс [11]. При измерениях электромагнитным методом [5] данные в основном базировались на записях скоростей ПВ ~1 мкс. В настоящей работе время расширения ПВ

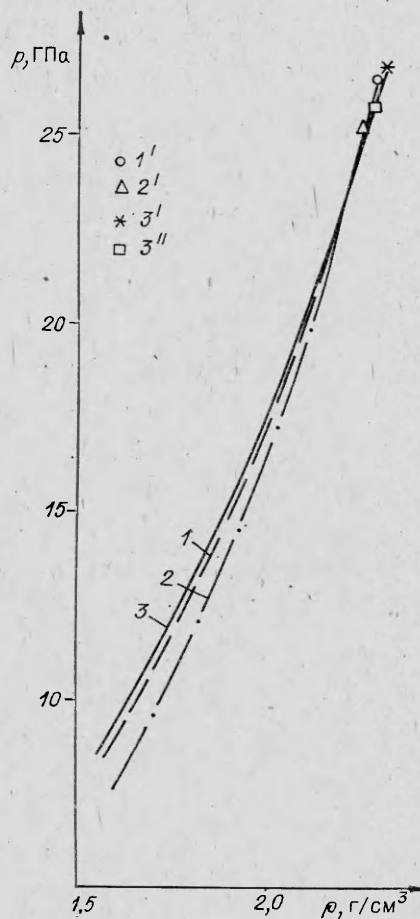


Рис. 3. Изоэнтропа расширения ПВ.

1 — по электромагнитным измерениям [5]; 2 — по измерениям расширения ПВ в легкие преграды [11]; 3 — результаты настоящей работы. 1', 2' — точки Жуге; 3' — точки Жуге для модели (2), (3), 3'' — для модели (1).

составляло ~ 10 мкс, и полученная зависимость ПВ занимает самое верхнее положение. Не исключено, что такое расположение вызвано замораживанием некоторых химических реакций в ПВ. Нарушение равновесности ПВ при их расширении может приводить в пределах принятой модели детонационной волны к различным зависимостям в $p - \rho$ (и других) координатах. Если выдвинутые объяснения оправданы, то для согласования данных, полученных разными методами, потребуются введение усложненной детонационной модели, учитывающей неравномерный характер расширения ПВ.

Поступила в редакцию 8/VIII 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Бахрах, А. А. Евстигнеев, В. Н. Зубарев и др. ФГВ, 1981, 17, 6.
2. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М.: ГИТТЛ, 1955.
3. W. C. Davis, J. B. Ramsay. Seventh Symp. on Detonation, 1981.
4. J. B. Dzil, W. C. Davis. Los Alamos Sci. Lab. Rep., La-5926-Ms, 1975.
5. В. Н. Зубарев. ПМТФ, 1965, 2.
6. K. Burrows, D. K. Chilvers, R. Cyton e. a. Sixth Symp. on Detonation, 1976.
7. W. C. Rivard, Venable, Fickett. Fifth Symp. on Detonation, 1970.
8. В. А. Цукерман, М. А. Манакова. ЖТФ, 1957, 27, 2.
9. Ю. Д. Бакулин, В. С. Дзянков, В. П. Ковалев. ПТЭ, 1979, 2.
10. N. L. Coleburn, T. P. Liddiard. J. Chem. Phys., 1966, 44, 5.
11. М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1969, 4.

ОБ ЭФФЕКТИВНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СОСРЕДОТОЧЕННЫХ ЗАРЯДОВ ВЫБРОСА

О. А. Арутюнов, С. С. Григорян, Р. З. Камалян

(Ташкент, Москва)

Среди многочисленных эффектов подземного взрыва наиболее интересен с точки зрения его практического применения эффект образования воронок (выемок) выброса системой взаимодействующих зарядов. Под эффектом взаимодействия зарядов ВВ понимаются те изменения линейных параметров, объема и формы, которые характеризуют выемку, образовавшуюся в результате совместного действия взрывов. Данной проблеме посвящены как теоретические [1, 2], так и экспериментальные работы [3—6]. Однако несмотря на это, многие вопросы, связанные с практическим применением взаимодействующих зарядов, до сих пор не решены. Возможности решения некоторых из этих вопросов посвящена настоящая работа.

1. Взрыв одиночного заряда, рассчитанного на выброс грунта, сопровождается расширением газовой полости, образованием волны сжатия и поля скоростей движущихся частиц, формированием контуров истинной воронки, перемещением грунта в сторону дневной поверхности и его выбросом за пределы воронки. По окончании выброса происходит стабилизация откосов воронки, приводящая к уменьшению первоначальной глубины и изменению ее формы [7]. Однако объем воронки при этом остается неизменным [7], так как при взрыве заряда выброса обратное падение грунта исключается [8], а разрыхление среды при стабилизации откосов незначительно.

Очевидно, что при взрыве двух одинаково заглубленных и равных по массе взаимодействующих зарядов картина движения грунта, а следовательно, и результат выброса будут отличаться от взрыва одиночного заряда. Вопрос о том, насколько эффективно взаимодействие зарядов в зависимости от расстояния между ними, представляет до сих пор нерешенную проблему. Сразу отметим, что основной положительный эффект взаимодействующих зарядов зависит от конкретно поставленной задачи. Например, при строительстве протяженных профильных выемок положительный эффект заключается в осуществлении направленного выброса