

при котором в исследуемом заряде детонация не возникает ( $\rho_1 = 0,15 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_2 = 1,7 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $p = 0,6$  ГПа).

Оптическая регистрация процесса распространения детонации в составных зарядах проводилась по боковой поверхности зарядов, помещенных в корпус из оргстекла (толщиной  $5 \cdot 10^{-3}$  м) прямоугольного сечения. Как и в описанных выше экспериментах, зафиксирован переходный процесс: при  $\rho_2 > \rho_1$  и  $\rho_2 < 1,7 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> детонационная волна постепенно ускоряется и выходит на стационарный режим. Для  $\rho_2 \sim 1,7 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> ( $\rho_1 = 0,4 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $p = 3$  ГПа) наблюдаются большие времена задержки до возникновения детонационного процесса, порядка нескольких микросекунд.

На рис. 4 представлена зависимость величины переходной зоны от плоскости пассивного заряда для различных значений  $\rho_1$ : чем выше плотность активного и пассивного зарядов, тем меньше величина переходной зоны; чем больше перепад плотности, тем быстрее детонация в пассивном заряде выходит на стационарный режим. Уменьшение переходной зоны с увеличением плотности пассивного заряда на участке кривой  $\rho_2 \approx 0,4 \cdot 10^3 \div 1,0 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> (см. рис. 4) можно объяснить тем, что при увеличении  $\rho_2$  растет удельная поверхность зерен ВВ, что ведет к увеличению интенсивности энерговыделения и скорости нарастания давления в зоне детонации, при этом давление в плоскости контакта изменяется от 1,8 до 2,5 ГПа. Для высокоплотных зарядов ( $\rho_2 > 1,1 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>) происходит смена механизма распространения детонации и ведущую роль в возбуждении реакции начинает играть ударная волна, при этом контактная чувствительность резко падает [3, 4].

Таким образом, контактная чувствительность низкоплотных зарядов на основе гексогена определяется величиной инициирующего давления и длительностью воздействия. Если инициирующее давление выше, чем давление стационарной детонации, то в пассивном заряде возникает пересжатие. В зависимости от длительности импульса детонационная волна плавно затухает до скорости стационарного режима или затухает до некоторого минимума, а затем, ускоряясь, выходит на стационарный режим. Если же инициирующее давление ниже, чем давление стационарной детонации, то скорость процесса или плавно нарастает, если действует механизм, определяющую роль в котором играет фильтрация продуктов детонации, или в пассивном заряде детонация не возникает, когда возможность фильтрации отсутствует, а требуемые параметры возбуждения детонации определяются механизмом ударно-волнового инициирования.

Поступила в редакцию  
21/VII 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. М. Бойко, В. Н. Крамаренко, В. С. Соловьев.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
2. С. Г. Андреев, В. С. Соловьев и др. Четвертый всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Аннотация докладов. Черноголовка, 1974.
3. J. Savit, N. Lone, C. Kyselka. IV-th Symp. (International) on Detonat., USA, 1965.
4. J. Ca by m m. Exposition Inc. California, 1968.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЗРЫВЕ ПЛОСКОГО ЗАРЯДА ВВ В УДАРНОЙ ТРУБЕ

Э. Э. Лип, А. И. Фунтиков  
(Москва)

В работах [1—3] экспериментальным и расчетным путем изучалось течение в ударной волне, образовавшейся при взрыве плоского заряда конденсированного ВВ в ударной трубе. Распространение ударной волны рассматривалось в диапазоне расстояний  $1 \div \sim 200 \Delta$ , где  $\Delta$  — толщина заряда. Экспериментально определены параметры течения за ударной волной в области  $200 \div 2000 \Delta$ . Кроме этого, получены зависимости давления  $p$  от времени  $t$  в проходящей ударной волне на различных расстояниях от заряда и уточнены зависимости  $p(t)$ , приведенные в [4]. Эти данные сопоставлены с результатами [5] по отражению ударной волны от жесткой стенки.

Эксперименты проводились в ударных трубах диаметром 0,09 и 0,4 м. Использовался листовая заряд ВВ ( $\Delta = 0,5$  и 1 мм). Измерения выполнены в воздухе при

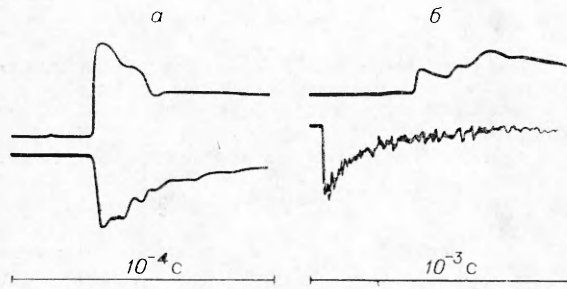


Рис. 1. Осциллограммы давления и электропроводности в проходящей ударной волне (верхний луч — ионизационный зонд, нижний — пьезоэлектрический датчик давления).  
а)  $x=0,27$  м,  $\Delta=1$  мм; б)  $x=0,63$  м,  $\Delta=0,5$  мм.

атмосферном давлении. На боковой стенке ударной трубы помещались пьезоэлектрический датчик давления и ионизационный зонд. Расстояние  $x$  от заряда до датчиков изменялось от 0,2 до 1 м. Осуществлялась также фоторегистрация течения в ударной трубе с прозрачными стенками из плексигласа. Для этой цели использовался СФР в вариантах щелевого фотохронографа и лупы времени.

Осциллограммы, полученные с помощью датчика давления и ионизационного зонда, представлены на рис. 1. Видно, что вблизи заряда ( $x/\Delta = 270$ ) электропроводность воздуха резко возрастает на фронте ударной волны. При большем удалении ( $x/\Delta = 760$ ) происходит плавное нарастание электропроводности до максимума, отстающего от фронта ударной волны. При еще большем удалении от заряда ( $x/\Delta = 1260$ , рис. 1, б) сигнал с зонда имеет ступенчатый характер, отставание максимума от фронта ударной волны увеличивается.

На рис. 2 приведена  $x-t$ -диаграмма течения в ударной трубе в координатах  $\xi, \tau$ , где  $\xi = x/\Delta$ ,  $\tau = t/\Delta \cdot v_0$ ,  $v_0 = 10^3$  м/с — характерный масштаб скорости газа в ударной волне. Время прихода фронта ударной волны в данное сечение измерялось с помощью датчиков давления. За начало отсчета принимался момент взрыва заряда. Значения времени находились усреднением по нескольким опытам. По данным скоростной съемки определено положение границы свечения. Из рис. 2 видно, что в области  $\xi \leq 270$  передняя граница свечения практически совпадает с фронтом ударной волны, а в области  $\xi > 270$  отстает от него. Отставание границы свечения от фронта ударной волны при взрыве сферического заряда ВВ в воздухе наблюдалось также в [6].

В области  $\xi \leq 1000$  максимум электропроводности, регистрируемый зондом, примерно совпадает с передней границей свечения воздуха. Этот результат свидетельствует о том, что интенсивная термическая ионизация протекает в светящейся области ударной волны. Для  $\xi = 1260$  положение одной из «ступенек» на осциллограмме электропроводности примерно совпадает с передней границей свечения, а максимум сигнала приходится на более глубокие слои течения.

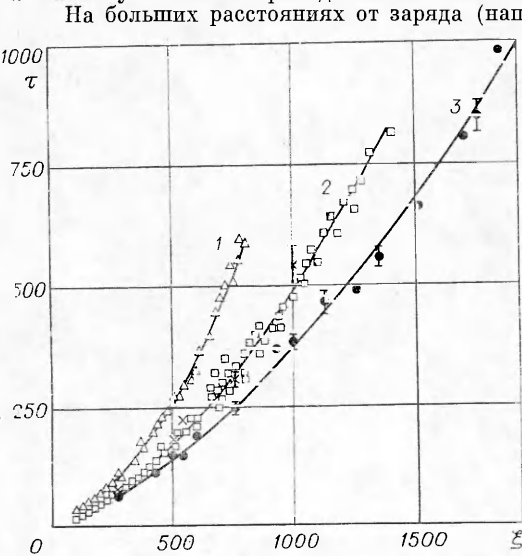


Рис. 2.  $x-t$ -диаграмма течения в ударной трубе.

1 — граница ПВ — воздух; 2 — передняя граница свечения ( $\times$  — максимум электропроводности); 3 — фронт ударной волны.

ПВ не происходит резкого уменьшения сигнала с зонда, которого можно было ожидать из-за разницы электропроводностей нагретого воздуха и холодных ПВ. Такое уменьшение электропроводности в сферической ударной волне отмечалось в [6, 7]. По-видимому, в ударной трубе про-

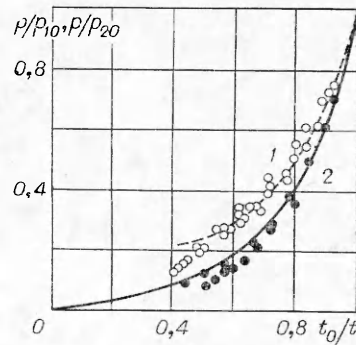


Рис. 3. Зависимости давления от времени в проходящей ударной волне (1) и на абсолютно жесткой стенке (2).

исходит интенсивное перемешивание ПВ с воздухом, что приводит к выравниванию электропроводности.

Анализ результатов измерений показал, что в области  $\tau \geq 100 x$  —  $t$ -диаграммы фронта ударной волны передней границы свечения и границы ПВ — воздух можно описать аналитическими зависимостями вида

$$\xi_i = A_i \tau^{2/3},$$

где  $i=0, 1, 2$  отвечают фронту ударной волны, передней границе свечения и границе ПВ — воздух соответственно,  $A_0=19,3$ ;  $A_1=15,9$ ;  $A_2=11,9$ .

Дифференцируя зависимости  $\xi_i = \xi_i(\tau)$ , можно построить распределение массовой скорости газа в ударной волне. Оказалось, что в распределении имеется область между фронтом ударной волны и передней границей свечения, в которой массовая скорость постоянна в данный момент времени. Эта область расширяется по мере распространения ударной волны. В более глубоких слоях ударной волны массовая скорость уменьшается с расстоянием приблизительно по линейному закону. Такое поведение отличается от распределения в сферической ударной волне, в которой массовая скорость на фронте и на границе ПВ — воздух примерно одинакова [6].

Отставание передней границы свечения от фронта ударной волны в воздухе, по-видимому, связано с кинетикой образования окиси, а затем двуокиси азота [8].

Сопоставим зависимости давления от времени в проходящей ударной волне и в отраженной от жесткой стенки. На рис. 3  $t_0$  — время прихода фронта ударной волны в данное сечение трубы,  $p_{10}$  — давление на фронте проходящей ударной волны,  $p_{20}$  — давление на жесткой стенке в момент отражения. Значения  $p_{10}$  и  $p_{20}$  находились по скорости фронта с учетом реальных величин показателя адиабаты воздуха в ударной волне [9]. На рис. 3, 1 показана зависимость для проходящей ударной волны, рассчитанная на основании модели сильного взрыва [10] с использованием экспериментальной  $x-t$ -диаграммы фронта и расчетного распределения давления по расстоянию в ударной волне. В области ударно-сжатого воздуха совпадение с экспериментом хорошее, в продуктах взрыва измеренное давление ниже расчетного. Сравнение с экспериментальными результатами [5] и расчетной зависимостью  $p(t)$  при отражении ударной волны от абсолютно жесткой стенки [11] показывает, что уменьшение давления со временем на жесткой стенке происходит более резко, чем в проходящей ударной волне.

Полученные результаты расширяют представления о реальном механизме распространения ударной волны при взрыве плоского заряда ВВ в ударной трубе.

Поступила в редакцию  
15/V 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. О. С. Попель, О. А. Синкевич, А. Л. Шевченко. ФГВ, 1977, 13, 6.
2. Дафф, Блэкуэлл. Приборы для научных исследований, 1966, 37, 5.
3. D. A. Freiwald. J. Appl. Phys., 1972, 43, 5.
4. Э. Э. Лин, А. И. Фунтиков. ФГВ, 1979, 15, 5.
5. Э. Э. Лин, А. В. Сиренко, А. И. Фунтиков. ФГВ, 1979, 15, 2.
6. В. В. Адушкин. ПМТФ, 1963, 5.
7. Ю. А. Медведев, Б. С. Пункевич, Б. М. Степанов. ФГВ, 1972, 8, 3.
8. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
9. Ф. А. Баум и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
10. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1967.
11. Г. В. Степанова. ФГВ, 1976, 12, 3.

#### РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ НЕСТАЦИОНАРНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ

Б. Е. Гельфанд, А. В. Губанов, Е. И. Тимофеев  
(Москва)

Продолжающиеся исследования динамики распространения ударных волн в газожидкостных средах пузырьковой структуры продемонстрировали ряд их нелинейных свойств, связанных со сжимаемостью газовой составляющей смеси. Здесь необходимо отметить теоретические работы по описанию структуры слабых ударных волн в жидкости с пузырьками газа и влиянию сорта газа на характер колеба-