

6. H. C. Jagers, R. J. Bowser and F. J. Weinberg. Comb. and Flame, 1972, 19, 135.
7. Г. Д. Саламандра, И. К. Федосеева. ИФЖ, 1964, VII, 7, 47.
8. Г. Д. Саламандра, Н. М. Вентцель. ЖТФ, 1971, XLI, 11, 2463.
9. Л. Н. Хитрин. Физика горения и взрыва. М., изд-е МГУ, 1957.
10. Г. А. Барский, Я. Б. Зельдович. ЖФХ, 1950, XXIV, 5, 589.

УДК 534.222.2

## УСКОРЕННОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДЕТОНАЦИИ В ЗАРЯДАХ С ПОЛОСТЬЮ, ЗАПОЛНЕННОЙ ЛИТИЕМ

*Л. А. Мерзиевский, Ю. И. Фадеенко, В. А. Филимонов,  
В. П. Чистяков*

При исследовании «канальных явлений» в удлиненных зарядах с полостями различной формы установлено, что в ряде случаев, начиная с некоторого момента, скорость распространения детонации вдоль внешней поверхности заряда скачком возрастает до величины, слабо зависящей от начальной плотности взрывчатого вещества (ВВ) [1—5]. Объясняется это повышением скорости распространения детонации на поверхности полости и возникновением наклонной (относительно оси заряда) детонационной волны, выход которой на внешнюю поверхность и фиксировался в экспериментах. Можно назвать две причины повышения скорости детонации на поверхности полости.

1. Мощная ударная волна (УВ) и струя продуктов детонации, возникающие в полости за счет кумулятивных эффектов и обгоняющие фронт детонации, сжимают прилегающий слой непрореагировавшего ВВ и детонационная волна в этом слое распространяется по ВВ с плотностью, большей начальной; подробно структура образующейся детонационной волны анализируется в [5].

2. Происходит инициирование ВВ с поверхности полости со скоростью, превышающей скорость детонации.

Гипотеза о возможности увеличения скорости распространения детонации за счет реализации второго из указанных механизмов выдвигалась авторами работ, посвященных изучению «канальных явлений». В. В. Митрофанов [6] обратил внимание на то, что в случае, когда полость заполнена газообразной средой, отсутствуют принципиальные ограничения на скорость распространения детонации вплоть до величин  $\sim 30$  км/с, начиная с которых сказывается влияние турбулентного трения. Специальные эксперименты [1—5] показывают, однако, что в зарядах из плотных ВВ инициирование детонации с поверхности полости не происходит. В зарядах ВВ малой плотности этот эффект наблюдается в отдельных опытах, причем со значительной задержкой относительно момента прохождения ударной волны, так что увеличение скорости распространения детонации в этих случаях отсутствует. Таким образом, явление саморазгоняющейся детонации — возрастание скорости распространения детонации, вызванного, в конечном счете, конструктивными особенностями заряда ВВ — до настоящего времени экспериментально не наблюдалось. Экспериментальное доказательство осуществимости режима саморазгоняющейся детонации явилось целью данной работы.

## Иницирование ВВ ударной волной

Иницирование с поверхности полости вызывается импульсом давления, передаваемого в ВВ заполнителем, сжатым опережающей фронт детонации ударной волной. Это предъявляет определенные требования к амплитуде  $p_0$  и длительности импульса  $\tau_0$ . Амплитуда необходимого для иницирования импульса будет минимальной тогда, когда его длительность не меньше промежутка времени  $\tau_1$  от момента входа УВ в ВВ до момента возникновения стационарной детонации. В экспериментах удобнее иметь дело не с  $\tau_1$ , а с расстоянием  $h$ , проходимым УВ в ВВ за время  $\tau_1$ . Имеющиеся экспериментальные данные о зависимости  $h$  от  $\ln p_1/p_0$ , где  $p_1$  — давление Чепмена — Жуге, приведены на рис. 1 (1 — порошковый тэн с начальной плотностью  $\rho_0 = 1$  г/см<sup>3</sup>, 2 — прессованный тэн с  $\rho_0 = 1,59$  г/см<sup>3</sup>, 3 — прессованная смесь тротила с гексогеном,  $\rho_0 = 1,715$  г/см<sup>3</sup>, 4 — литой ТГ 40/60, 5 — нитрометан, везде  $\tau_0 > \tau_1$  [7—10]).

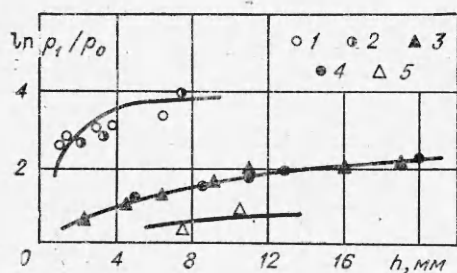


Рис. 1.

Данные рис. 1 показывают, что для достаточно быстрого иницирования ВВ необходима амплитуда ударной волны в несколько десятков килобар; в противном случае детонация либо вообще не возбуждается (если  $p_0$  меньше критической для данного ВВ величины), либо возбуждается со значительной задержкой относительно момента прохождения УВ, и заметного увеличения скорости распространения детонации вдоль заряда не происходит. Поэтому для проведения экспериментальных исследований было выбрано сочетание наиболее чувствительного к ударному иницированию порошкового ВВ с плотным инертным заполнителем, ударная волна в котором распространялась бы со скоростью, превышающей скорость детонации. В общем случае возможны два режима распространения УВ в веществе, заполняющем полость: с присоединенной (в точке пересечения фронта детонации и поверхности полости) и отошедшей ударной волной. Для решения поставленной задачи в качестве заполнителя следует использовать вещества, в которых реализуется второй из указанных режимов.

### Расчет параметров ударной волны в заполнителе

Хорошо известен целый ряд работ (см., например, [11, 12]; подробная библиография приведена в [13]), в которых анализируется поле течения при взрыве слоя ВВ на поверхности инертного конденсированного вещества. Однако методики, предлагаемые в этих работах, либо дают значительное расхождение параметров взаимодействия детонирующего ВВ с веществом в окрестности точки пересечения его поверхности с фронтом детонации, либо требуют достаточно сложной реализации на ЭВМ. Для расчета параметров ударной волны воспользуемся методикой, впервые предложенной Тейлором [14] и применявшейся в ряде других работ [15—16]. Методика основана на том обстоятельстве, что в окрестности точки пересечения фронта детонации и поверхности канала реализуется течение, аналогичное течению при обтекании клина.

Рассмотрим следующую стационарную задачу: плоская детонационная волна распространяется по слою ВВ, граничащему с поверхностью изучаемого вещества (рис. 2). Будем решать задачу в движущейся со скоростью детонации  $D$  полярной системе координат, центр

которой совмещен с точкой  $O$  пересечения фронта детонации  $OA$  с поверхностью вещества. Течение в области, ограниченной фронтом детонации и косым ударным скачком  $OE$ , делится контактными разрывом  $OF$  и предельной характеристикой течения Прандтля—Майера  $OB$  на три зоны: в зоне  $AOB$  реализуется течение Прандтля—Майера, в  $BOF$ —течение продуктов детонации с постоянными параметрами, в  $FOE$ —течение вещества за косым ударным скачком. Обозначим необходимые для дальнейшего анализа течения углы  $AOB$ ,  $AOF$ ,  $AOE$  соответственно  $\varphi_0$ ,  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$ .

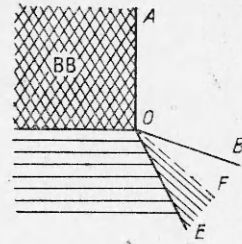


Рис. 2.

Течение Прандтля—Майера описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} u &= (\partial u / \partial r) + (v/r) (\partial u / \partial \varphi) - v^2/r + (1/\rho) (\partial p / \partial r) = 0, \\ u &= (\partial v / \partial r) + (v/r) (\partial v / \partial \varphi) + uv/r + (1/\rho r) (\partial p / \partial \varphi) = 0, \\ &(\partial / \partial r) (\rho u r) + (\partial / \partial \varphi) (\rho v) = 0, \\ &p = p(\rho), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $r$  — радиус-вектор;  $\varphi$  — полярный угол, отсчитываемый в плоскости рис. 2 от  $OA$  в область продуктов детонации;  $u$ ,  $v$  — радиальная и касательная составляющие вектора скорости;  $p$  и  $\rho$  — давление и плотность газа.

Ограничимся рассмотрением течения в малой окрестности точки  $O$ , где все параметры течения слабо зависят от  $r$ . Если  $BB$  имеет достаточно большую плотность, а разлет продуктов детонации происходит не в вакуум, то в качестве изэнтропы разгрузки продуктов можно с хорошей точностью использовать выражение

$$p = p_1 (\rho / \rho_1)^\gamma, \quad \gamma = \text{const} \approx 3, \quad (2)$$

$\rho_1$  — плотность в плоскости Чепмена—Жуге [17]). При сделанных предположениях и граничных условиях, записанных в виде

$$\left. \begin{aligned} \rho &= (\gamma + 1) / \gamma \cdot \rho_1, \\ u &= 0, \\ v &= \gamma / (\gamma + 1) \cdot D, \end{aligned} \right\} \quad \text{при } \varphi = 0,$$

система (1) имеет точное решение [18]

$$\begin{aligned} u(\varphi) &= \gamma D / \sqrt{\gamma^2 - 1} \cdot \sin(\sqrt{(\gamma - 1) / (\gamma + 1)} \varphi), \\ v(\varphi) &= \gamma D / (\gamma + 1) \cdot \cos(\sqrt{(\gamma - 1) / (\gamma + 1)} \varphi), \\ \rho(\varphi) &= (\gamma + 1) / \gamma \cdot \rho_1 [\cos(\sqrt{(\gamma - 1) / (\gamma + 1)} \varphi)]^{2/(\gamma - 1)}. \end{aligned} \quad (3)$$

Параметры течения в зоне  $BOF$  постоянны и совпадают с величинами на предельной характеристике  $OB$ .

В выбранной системе координат на косую ударную волну  $OE$  набегают со скоростью  $D$  равномерный однородный поток, следовательно газодинамические параметры в зоне  $FOE$  могут быть рассчитаны известным образом как функции угла наклона фронта ударной волны. Будем считать, что ударная адиабата вещества задана в виде

$$U = a + b\omega,$$

где  $U$  — скорость ударной волны;  $\omega$  — массовая скорость;  $a$  и  $b$  — постоянные параметры. С помощью простых геометрических рассуждений

и используя соотношение, определяющее давление на фронте ударной волны

$$p_{yB} = \rho_2 \omega U$$

( $\rho_2$  — плотность вещества), получаем соотношения:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}(\varphi_2 - \varphi_1) &= [D \sin(\varphi_2 - \pi/2) \cdot (b-1) + a] / [b \cdot D \cos(\varphi_2 - \pi/2)], \\ p_{yB} &= (\rho_2/b) D \sin(\varphi_2 - \pi/2) [D \sin(\varphi_2 - \pi/2) - a]. \end{aligned}$$

Так как скорость потока на  $OB$  параллельна контактному разрыву  $OF$ , из первых двух соотношений в (3) получаем

$$\operatorname{tg}(\varphi_1 - \varphi_0) = v(\varphi_0)/u(\varphi_0) = \sqrt{(\gamma-1)/(\gamma+1)} \operatorname{ctg}(\sqrt{(\gamma-1)/(\gamma+1)}\varphi_0),$$

а (3) вместе с (2) дает для давления в продуктах детонации  $p_{пд}$  в зоне  $AOB$

$$p_{пд} = p_1 [\cos(\sqrt{(\gamma-1)/(\gamma+1)}\varphi)]^{2\gamma/(\gamma-1)}.$$

Учитывая то обстоятельство, что  $p_{пд}(\varphi_0) = p_{yB}$ , получаем замкнутую систему уравнений для определения углов  $\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2$ :

$$\begin{aligned} p_1 [\cos(\sqrt{(\gamma-1)/(\gamma+1)}\varphi_0)]^{2\gamma/(\gamma-1)} &= (\rho_2/b) D \sin(\varphi_2 - \pi/2) \times \\ &\times [D \sin(\varphi_2 - \pi/2) - a], \\ \operatorname{tg}(\varphi_1 - \varphi_0) &= \sqrt{(\gamma-1)/(\gamma+1)} \operatorname{ctg}(\sqrt{(\gamma-1)/(\gamma+1)}\varphi_0), \end{aligned}$$

$$\operatorname{tg}(\varphi_2 - \varphi_1) = [D \sin(\varphi_2 - \pi/2) (b-1) + a] / [Db \cos(\varphi_2 - \pi/2)]. \quad (4)$$

Величины  $\varphi_i$  ( $i=0, 1, 2$ ), найденные из системы (4), вместе с приведенными выше соотношениями полностью решают сформулированную задачу. Отсутствие физически непротиворечивого решения системы (4) означает, что для данного ВВ и конденсированного вещества осуществляются только режимы с отсоединенной ударной волной.

Система трансцендентных уравнений (4) решалась на ЭВМ. Одним из возможных способов решения системы является отыскание на плоскости  $p, \varphi_1$  точки пересечения ударной поляры  $p_{yB}(\varphi_1)$  с адиабатой разрывки ВВ  $p_{пд}(\varphi_1)$  (рис. 3, где 1—4 — зависимости  $p_{yB}(\varphi_1)$  для алюминия, воды, лития и бериллия соответственно, а 5 —  $p_{пд}(\varphi_1)$  для гексогена с плотностью  $\rho_0 = 1,66$  г/см<sup>3</sup>:  $\varphi_1^0 = \varphi_1 - \pi/2$ ). В бериллии, как и следовало ожидать (поскольку для данного вещества  $a > D$ ), режима с присоединенной ударной волной для указанного ВВ не существует; кривая  $p_{пд}(\varphi_1)$  пересекает  $p_{yB}(\varphi_1)$  для лития в двух точках, т. е. в рамках сделанных предположений в литии возможны два режима с присоединенной ударной волной. Нетрудно показать, что вопрос о том, какой из этих режимов, правильно описывающих процесс, реализуется

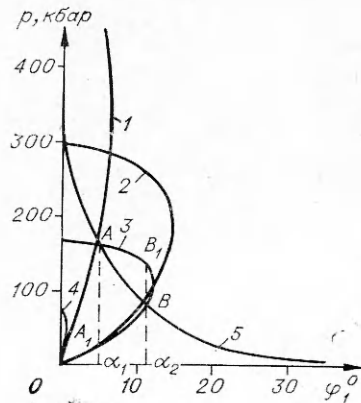


Рис. 3.

практически, есть вопрос выбора по ударной поляре режима обтекания клина. Действительно, режимы течения, задаваемые точками  $A$  и  $B$  на рис. 3, соответствуют обтеканию клина суглами раствора  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . Известно, что если осуществляется безотрывное обтекание, то для каждого клина на ударной поляре существует два решения (здесь  $A$  и  $A_1$  для клина с углом раствора  $\alpha_1$  и  $B$  и  $B_1$  — для второго клина). Выделяют «сильное» (точки  $A$  и  $B_1$ ) и «слабое» (точки  $A_1$  и  $B$ ) решения. Поскольку интересующие нас решения  $A$  и  $B$  относятся к разным типам, то выбор реально осуществляющегося режима есть, как и в случае обтекания

ВВ	$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	$\gamma$	Сжимаемое вещество	$\Phi_0$	$\Phi_1$	$\Phi_2$	$P_{УВ}$ , кбар
TNT	1,5	3,0	Вода	64°50'	99°50'	127°30'	54,0
»	1,0	3,0	»	64°	98°30'	128°50'	29,5
Гексоген	1,8	2,8	Литий	53°20'	96°	172°	175,0
»	1,66	2,8	»	70°45'	101°53'	145°	96,0
»	1,01*	2,8	»	50°20'	95°20'	172°40'	159,0
»	1,65	2,8	»	68°50'	101°10'	146°5'	87,0
ТГ 50/50	1,65	2,8	»	—	—	—	—
Гексоген	1,66	2,8	Бериллий*	58°50'	97°20'	165°40'	105,0
»	1,66	2,8	Алюминий	65°20'	99°30'	159°20'	83,0
ТГ 50/50	1,65	2,8	Медь	—	—	127°	175,0
»	1,65	2,8	Магний	54°40'	96°10'	141°20'	119,0

\* Режимы с присоединенной ударной волной отсутствуют.

жесткого клина, выбор между «слабым» и «сильным» решениями. Математически обоснованного правила отбора пока не создано [19]. По-видимому, как и в случае жесткого клина, в рассматриваемой задаче следует ожидать реализации «слабого» режима. Остается неясным вопрос о выборе режима в том случае, когда оба решения относятся к типу «сильных».

Необходимо заметить, что имеются данные [20] о наличии фазового перехода в литии при давлении 70 кбар и комнатной температуре. Используемая ударная адиабата лития, взятая, как и ударные адиабаты остальных веществ из [21], этого обстоятельства не учитывает. Расчеты велись на основе данных о параметрах ВВ, приведенных в работах [14, 22, 23]. Эффективные значения  $\gamma$ , полученные для адиабат разгрузки продуктов детонации при аппроксимации табличных данных формулой (2), вместе с исходными данными и результатами расчетов приведены в таблице. В случае двузначности решения системы (4) приведены оба значения искоемых величин. Отметим, что результаты расчетов для воды практически совпадают с аналогичными данными работы [14]. Расчеты показали, что интересующий нас процесс может осуществляться в паре малоплотное ВВ — литий.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

Опыты проводились с цилиндрическими зарядами порошкового гексогена ( $\rho_0 \approx 0,85 \div 1,1$  г/см<sup>3</sup>) и тэна ( $\rho_0 \approx 0,9$  г/см<sup>3</sup>). Вдоль оси заряда располагался литиевый стержень диаметром 10 мм; внешний диаметр зарядов  $d$  варьировался от 30 до 60 мм, длина  $l$  — от 25 до 300 мм. Заряды монтировались в тонкой бумажной или дюралюминиевой оболочке. В режиме скоростного фоторегистратора регистрировался процесс выхода на торец заряда фронта детонации и УВ в литии или распространение детонации вдоль заряда. В последнем случае через отверстия в оболочке фиксировалось свечение

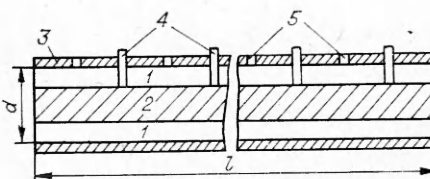


Рис. 4.

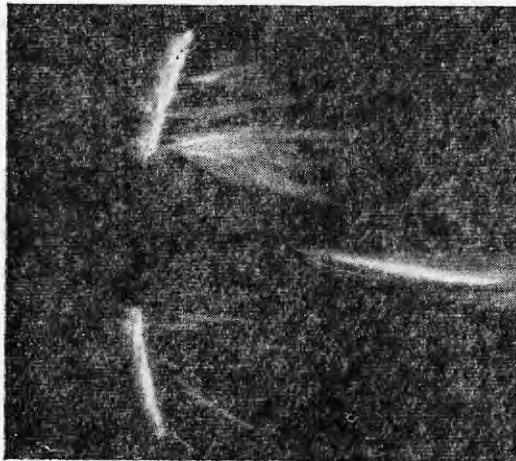


Рис. 5.

детонационной волны на поверхности заряда и из слоя, контактирующего с литиевым стержнем, с помощью введенных в этот слой световодов — стеклянных капилляров с внешним диаметром 2 мм (рис. 4, 1 — ВВ, 2 — литиевый стержень, 3 — оболочка заряда, 4 — стеклянные капилляры, 5 — отверстия). При фотографировании процесса на торце заряда интенсивность ударной волны в литии не всегда обеспечивала возбуждение достаточно ярко светящегося фронта в воздухе и тогда удалось фиксировать только фронт детонации. Типичные фоторегистрограммы приведены на рис. 5 (съемка с торца, гексоген,  $\rho_0 \approx 1,1 \text{ г/см}^3$ ,  $d = 40 \text{ мм}$ ,  $l = 55 \text{ мм}$ ) и рис. 6 (распространение процесса вдоль заряда, гексоген,  $\rho_0 \approx 0,85 \text{ г/см}^3$ ,  $d = 36 \text{ мм}$ ,  $l = 300 \text{ мм}$ ). Рис. 5 свидетельствует о том, что фронт детонации наклонен к оси заряда; скорость распространения процесса в направлении оси заряда  $D_1$  превышает нормальную для ВВ данной плотности скорость детонации  $D$ . С помощью простейшего геометрического анализа фоторегистрограммы, зная параметры заряда и  $D$ , можно оценить превышение скорости распространения процесса  $D_1$  по отношению к  $D$ . В опыте рис. 5 оно составляет  $\approx 22,5 \pm 2,5\%$ . Аналогичный результат с несколько меньшей разницей между  $D$  и  $D_1$  получен и в опытах с парой тэн — литий.

Так как фронт детонации наклонен к оси заряда, то в опытах типа, показанного на рис. 6, свечение на поверхности заряда появляется несколько позже, чем свечение из слоя, контактирующего с литием. Измеряемые величины — скорость распространения процесса вдоль заряда и угол наклона фронта детонации  $\beta$ , определяемый по разности прихода свечения в фиксированную точку. Анализ показывает, что вначале  $\beta$  растет, но начиная с длин заряда  $\sim 4 \div 5$  диаметров внутреннего канала процесс выходит на стационарный режим и далее  $\beta$  остается неизменным. Оценка разности  $D_1$  и  $D$  дает в случае рис. 6 величину  $\approx 24\% \pm 2,5\%$ , что практически совпадает с оценками по первой серии опытов.

Во всех опытах, в которых фиксировалась форма фронта детонации, фронт подходит к поверхности, заполненной литием полости под острым углом. Это является доказательством того, что происходит инициирование ВВ ударной волной, распространяющейся в литии. Действительно, пусть в некоторый момент времени в заряде ВВ существует прямолинейный детонационный фронт  $SS_1$ , направленный под ос-



Рис. 6.



рым углом к одной из свободных поверхностей заряда (рис. 7). Если процесс стационарный и не происходит принудительного инициирования ВВ со свободной поверхности заряда, то, следуя принципу Гюйгенса, каждую точку фронта  $SS_1$  можно рассматривать как точечный источник инициирования детонации. Через промежуток времени  $\Delta t$  детонационная волна из каждой точки займет положение по дуге окружности радиусом  $\Delta t \cdot D$

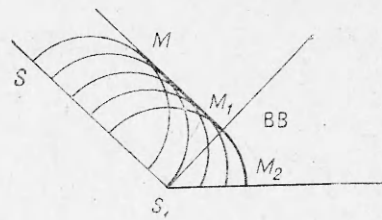


Рис. 7.

с центром в данной точке, а весь детонационный фронт примет форму огибающей  $MM_1M_2$ , прямой на участке  $MM_1$  и являющейся дугой окружности на участке  $M_1M_2$ . Таким образом, при отсутствии принудительного инициирования с поверхности заряда, угол между фронтом детонации и поверхностью с течением времени становится прямым. Точка стыковки наклонного и прямого фронтов будет двигаться по перпендикуляру  $S_1M_1$  к начальному фронту  $SS_1$ . Учет уплотнения ВВ за счет распространяющейся в нем УВ не вносит в случае отсутствия инициирования с поверхности принципиальных изменений в изложенную схему. В этом случае окружности на рис. 7 следует заменить на эллипсы с осями, пропорциональными скоростями детонации в направлении поверхности заряда и в перпендикулярном ей направлении, и наблюдаемое явление не может быть объяснено повышением скорости детонации за счет уплотнения слоя ВВ, прилежащего литию. Проведенное рассмотрение свидетельствует о том, что в описанных опытах имело место инициирование ВВ с поверхности заполненной литием полости и, значит, факт существования режимов саморазгоняющейся детонации установлен.

Приближенную оценку максимума скорости распространения процесса, который может быть достигнут предлагаемым методом в использованных сочетаниях ВВ и заполнителя, можно провести предположив, что максимальное возможное давление в литии равно давлению Чепмена — Жуге данного ВВ. Воспользовавшись ударной адиабатой лития, легко подсчитать  $U_{\max}$ . Для гексогена с  $\rho_0 = 1,1 \text{ г/см}^3$   $U_{\max} \approx 7,7 \text{ км/с}$ . Это и будет приближенной верхней оценкой скорости распространения детонации  $D_1$  в проведенных опытах. В опыте рис. 5 оценочное значение  $D \approx 7,6 \text{ км/с}$ , т. е. максимум  $D_1$  практически достигнут. Для получения более высоких скоростей процесса следует использовать более мощные и чувствительные ВВ в сочетании с менее плотным заполнителем.

Институт гидродинамики  
СО АН СССР

Поступила в редакцию  
14/VII 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. D. W. Woodhead. Nature, 1947, 160, 4071, 644.
2. D. W. Woodhead. Nature, 1959, 183, 4677, 1756.
3. D. W. Woodhead, H. Timan. Explosivstoffe, 1965, 13, 5, 113; 6, 141.
4. H. Ahrens. Explosivstoffe, 1965, 13, 5, 124; 6, 155; 7, 180, 10, 267; 11, 295; 1967, 15, 6, 121; 7, 145; 8, 175.
5. А. С. Загуменнов и др. ПМТФ, 1969, 2, 79.
6. В. В. Митрофанов. ФГВ, 1975, 11, 1, 73.
7. B. D. Trott, R. G. Jung. Proceedings Fifth Symposium on Detonation. Pasadena, California, 1970.
8. J. Roth. Proceedings Fifth Symposium on Detonation. Pasadena, California, 1970.
9. G. E. Seay, L. B. Seely. J. Appl. Phys., 1961, 32, 6, 1092.
10. A. W. Campbell et al. Phys. Fluids, 1961, 4, 4, 511.
11. W. E. Drammond. J. Appl. Phys., 1957, 28, 12, 1437.
12. W. E. Drammond. J. Appl. Phys., 1958, 29, 2, 167.

13. А. А. Дерibas. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
14. С. J. Taylor. Scientific Papers Sir G. J. Taylor. V. III. Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1963, p. 309.
15. Eyring a. o. Chem. Rev., 1949, 45, 69.
16. Л. Н. Акимов, А. Я. Апин. ФГВ, 1967, 3, 2, 197.
17. В. Ф. Лобанов, Ю. И. Фадеевко.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 7, Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1971.
18. К. П. Станюкович. Неустойчивые движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.
19. Л. В. Овсянников. Лекции по основам газовой динамики. Новосибирск, НГУ, 1967.
20. R. A. Stager. H. G. Drickamer. Phys. Rev., 1969, 132, 1, 124.
21. В. Н. Жарков, П. А. Калинин. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., «Наука», 1968.
22. Н. М. Кузнецов, К. К. Швецов. ФГВ, 1967, 4, 2, 203.
23. М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1969, 4, 127.

УДК 662.3

## СТРУКТУРА ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В АММОНИТЕ 6ЖВ

*В. А. Васильев, Л. И. Альбов*

Смесевые взрывчатые вещества по своим детонационным свойствам обладают рядом известных особенностей по сравнению с индивидуальными ВВ. Как правило, для смесевых ВВ характерны относительно большие значения критического диаметра, низкая чувствительность к ударной волне, наличие участка возрастания критического диаметра с увеличением плотности заряда, большое различие между критическим диаметром и диаметром, соответствующим идеальной детонации.

Наиболее изучена группа смесевых ВВ на основе аммиачной селитры с добавлением мощных ВВ типа тротила и гексогена, представителями этой группы являются, например, штатные ВВ аммонит 6ЖВ и аммонит ПЖВ-20. В работе [1] установлено увеличение критического диаметра с ростом начальной плотности. Широкое экспериментальное исследование аммонитов в большом интервале плотностей проведено в работах [2—5]. В частности, в них отмечены такие интересные особенности детонации аммонитов, как уменьшение массовой скорости в точке Жуге с ростом начальной плотности, а также быстрое падение массовой скорости за химическим пиком. По общему мнению, аномальные по сравнению с индивидуальными ВВ детонационные свойства аммонитов связаны с догоранием продуктов распада селитры и тротила при их смешении в зоне реакции.

В данной работе исследована детонация штатного аммонита 6ЖВ в интервале насыпных плотностей 0,8—1,1 г/см<sup>3</sup>. В опытах использовались цилиндрические заряды диаметром 50 мм и длиной не менее 130 мм в оболочках из картона, винипласта толщиной 6,5 мм и песка ~30 мм, инициирование проводилось плосковолновой линзой. Электромагнитным методом [6] получены профили массовой скорости  $u(t)$ , сигналы датчиков регистрировались с помощью осциллографа ОК-33 на развертках 3 и 10 мкс.

Для исключения влияния датчиков на запись быстрого изменения  $u$  в зоне реакции толщина алюминиевой фольги менялась от 0,035 до 0,2 мм. Сопоставление осциллограмм записи профиля  $u(t)$  при одинаковых начальных плотностях, но при разных толщинах датчиков показало, что датчики из толстой фольги искажают запись химпика,