

ДЕТОНАЦИЯ ТРУБЧАТЫХ ЗАРЯДОВ ВВ В ЖИДКОМ ВОДОРОДЕ

В. В. Сильвестров, В. П. Урушкин

При детонации трубчатых зарядов литого ТГ 50/50 с полостью, заполненной жидким водородом (ЖВ) в [1], зарегистрирована скорость детонации D , превышающая как исходную для сплошного заряда D_0 , так и скорость детонации при заполнении канала воздухом. В данной работе рассмотрены причины этого явления и для достаточно чувствительных ВВ получено существенное увеличение скорости детонации сравнительно с исходной.

Аналогичный эффект известен и при детонации трубчатых зарядов мощных ВВ с полостью, заполненной воздухом [2, 3]. При этом внутри канала возникает ударная волна (канальная волна), опережающая фронт детонации. Наличие области высокого давления перед фронтом детонации («пробки») приводит к образованию в ВВ конической боковой волны сжатия, влияющей на характер детонационного процесса, причем 1) при низких давлениях в боковой волне изменение D связано с уплотнением ВВ в волне сжатия в соответствии с зависимостью $D = D(\rho_0)$; 2) если давление в волне сжатия существенно превышает порог инициирования используемого ВВ, то с малой временной задержкой происходит ударное инициирование ВВ за фронтом канальной волны (величина задержки инициирования должна быть меньше временной длины «пробки»). При этом аксиальная скорость детонации близка к скорости канальной волны U_s , превышающей D_0 , а фронт детонации наклонен относительно оси заряда. Если энергия, передаваемая «пробке» от слоя ВВ, инициируемого самой «пробкой», превышает величину потерь, то возможно развитие процесса, приводящее к увеличению скорости канальной волны и соответственно скорости детонации. При условии мгновенного внутреннего инициирования на основе упрощенной газодинамической модели течения вещества в канале в [4—6] оценены предельные скорости волны при газовом заполнении канала. Там же отмечено, что реально достижимая скорость ограничивается уносом массы газа в образующемся пограничном слое.

Таким образом, при исследовании подобных процессов существенным является доказательство наличия внутреннего инициирования ударной волной из канала. Для тетрила при плотности $0,93 \text{ г/см}^3$ в [3] фиксировалось инициирование детонации ударной волной из канала, но со значительной задержкой (передача детонации по слою ВВ специально прерывалось инертной вставкой). Для плотных ВВ такое внутреннее инициирование не наблюдалось, хотя для достаточно чувствительных (тетрил, $\rho_0 = 1,5 \div 1,6 \text{ г/см}^3$; тэн, $\rho_0 = 1,4 \div 1,63 \text{ г/см}^3$) измеренная D превышала рассчитанную в предположении простого увеличения плотности (было зарегистрировано $6 \div 9\%$ -ное превышение скорости детонации монокристалла). Авторы связывали это с установлением нестационарного детонационного режима с повышенной скоростью вследствие возникновения локальных очагов реакции перед фронтом детонации.

Отсутствие внутреннего инициирования при заполнении канала газом при давлении 1 атм объясняется относительно низкими давлениями за фронтом канальной волны ($\approx 0,6 \div 2,2 \text{ кбар}$). Поэтому для реализации сверхскоростных режимов детонации в [4, 5] предложено использовать повышенное начальное давление газа в полости и наносить на внутреннюю поверхность канала основного ВВ тонкий слой более чувствительного инициирующего ВВ, не влияющего на газодинамику разлета. С этой же целью в [7] канал заполнялся литием ($\rho_0 = 0,53 \text{ г/см}^3$) и на-

блюдалось увеличение скорости детонации насыпного гексогена до 7,6 км/с.

Применение жидкого водорода ($\rho_0 = 0,071 \text{ г/см}^3$) для осуществления детонации со скоростью, превышающей нормальную, предположенное в [8], основывается на существовании течения в канале перед фронтом детонации при взрыве трубчатого заряда ТГ 50/50 в ЖВ. При помощи рентгенографирования детонирующего заряда показано,

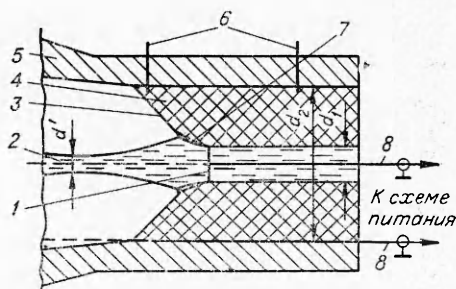


Рис. 1. Схема постановки эксперимента.

что в области «пробки» происходит расширение канала. Давление в возникающей волне сжатия достигает нескольких десятков кбар, что достаточно для инициирования ВВ по внутренней поверхности канала с малой временной задержкой. В настоящей работе в качестве исследуемых были выбраны ВВ с порогами инициирования от единиц до десятков килобар: тэн при плотности 1 г/см³ и порогом инициирования $p_i = 2 \div 3$ кбар; гексоген — $\rho_0 = 1,18 \text{ г/см}^3$, $p_i \approx 5$ кбар; пресованный флегматизированный гексоген (95% гексогена + 5% воска) — $\rho_0 = 1,65 \text{ г/см}^3$, $p_i \approx 15$ кбар и литой ТГ 50/50 — $\rho_0 = 1,65 \text{ г/см}^3$, $p_i \approx 25$ кбар (значения p_i даны при $T_0 = 293 \text{ К}$).

Постановка экспериментов. На рис. 1 представлена схема опытов для исследования детонации трубчатых зарядов ВВ с полостью, заполненной ЖВ. Заряд взрывчатого вещества 4, инициируемый при помощи плосковолнового генератора, помещен в дюралевую оболочку 5 толщиной 1 см для повышения эффективности передачи энергии ВВ к ударно-сжатому водороду 2 [1, 5]. Для непрерывного определения траекторий и скоростей детонационной и канальной волн использовались реостатные датчики 8 на основе никелевого капилляра диаметром 0,04 см. Дополнительно скорость детонации контролировалась ионизационными зондами 6. Первый зонд и начала реостатных датчиков совмещены для пространственной привязки обеих траекторий. Погрешность определения координат менее $0,3 \div 0,5$ см, точность измерения скоростей около 5% (ионизационными зондами — 1%).

Изменялись геометрические размеры зарядов (длина от 15 до 40 см; толщина слоя ВВ 1 и 2 см; $d_1 = 1 \div 1,2$ см) и тип взрывчатого вещества. В опытах с тэном и уплотненным гексогеном в качестве канала использовались тонкостенные (0,02 см) дюралевые ампулы. Для ответа на вопрос, происходит ли внутреннее инициирование ВВ канальной волной, детонация прерывалась инертной вставкой и состояние части заряда за вставкой в зависимости от времени контролировалось при помощи реостатного датчика или рентгенографирования.

Результаты экспериментов. Анализ $x-t$ -диаграмм распространения канальной и детонационной волн показывает, что на начальной стадии процесс развивается аналогично рассмотренному в [1] для литого ТГ 50/50: сначала канальная волна отстает от фронта детонации, а затем его обгоняет. Однако дальнейший ход процесса для более чувствительных ВВ (тэн, уплотненный гексоген и пресованный гексоген) значительно отличается от наблюдаемого для ТГ 50/50. Если распространение канальной и детонационной волн для литого ТГ 50/50 характеризуется плавным и монотонным (после достижения максимума U_s) изменением U_s и D , то для отмеченных ВВ наблюдаются значительные локальные отклонения процесса от монотонного.

Проиллюстрируем это на примере гексогена при плотности $1,65 \text{ г/см}^3$ (рис. 2, $d_1 = 1,2$ см, $d_2 = 5,2$ см). Так как датчик для регистрации D расположен на внешней поверхности заряда, то изменения D

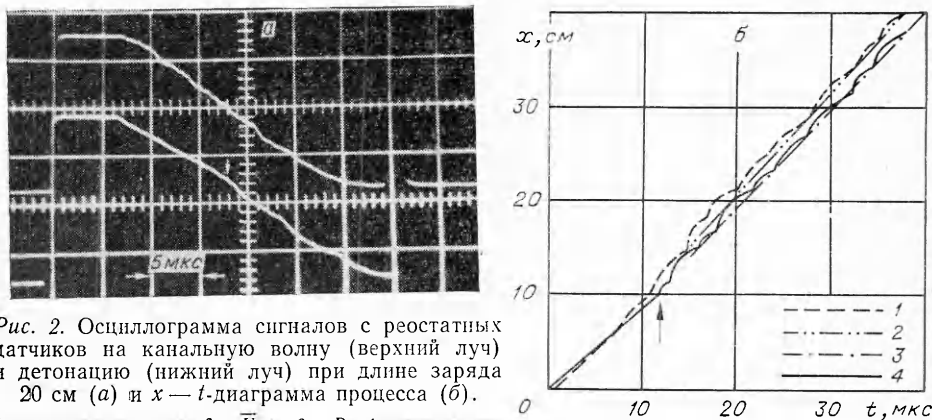


Рис. 2. Осциллограмма сигналов с реостатных датчиков на канальную волну (верхний луч) и детонацию (нижний луч) при длине заряда 20 см (а) и $x-t$ -диаграмма процесса (б).
1 — канальная волна; 2 — \bar{U}_s ; 3 — D ; 4 — детонация.

запаздывают на время, необходимое для выхода возмущений на датчик: на рисунке стрелкой отмечен выход конического фронта детонации на внешнюю поверхность заряда. До этого момента скорость детонации постоянна и равна D_0 , а фронт детонации состоит из двух частей: нормальной, перпендикулярной направлению распространения волны, и конической, обусловленной влиянием канальной волны. После этой точки D возрастает скачком и фронт детонации состоит только из конической части 3 (см. рис. 1).

Немонотонные изменения U_s наблюдаются сразу, как только канальная волна обгоняет фронт детонации. Локальные значения U_s и D достигают при этом значительных величин: $U_s = 16 \div 19$ км/с, $D = 12 \div 14$ км/с (с помощью ионизационных зондов в отдельных опытах зарегистрированы значения $D = 13,6 \div 13,1$ км/с на участках в $5 \div 10$ см). Пространственный размер подобных колебаний скорости непостоянен и изменяется от 2,5 до 6,0 см. Однако при $x > 15$ см (рис. 2, б) можно говорить об установлении квазистационарного процесса и характеризовать его средними значениями скоростей \bar{U}_s и \bar{D} , определяемыми с точностью $\approx 10\%$. Характер изменения \bar{U}_s по длине заряда качественно совпадает с описанным в [1] для литого ТГ 50/50 с той разницей, что значение \bar{U}_s при $x > 15$ см близко к D , существенно превышающей D_0 . Средние \bar{U}_s и D в пределах точности их определения не зависят от толщины слоя ВВ.

Исходные параметры опытов и измеренные значения \bar{U}_s и \bar{D} на базе 15—40 см приведены в табл. 1. Там же представлены рассчитанные

Таблица 1

Тип ВВ	Характеристики ВВ			Данные эксперимента				Расчет в боковой волне		
	ρ_0 , г/см ³	D_0 , км/с	p_{CJ}^* , кбар	\bar{U}_s , км/с	\bar{D} , км/с	$(\bar{U}_s - D_0)/D_0$, %	p_s/p_{CJ}	p , кбар	U_s , км/с	D , км/с
Литой ТГ 50/50	1,65	7,71**	252	8,5	8,4	10	0,12	26	3,4	8,5
Прессованный гексоген . .	1,65	8,50**	280	11,0	10,5	24	0,20	46	3,5	10,2
Гексоген	1,18	6,73	143	9,1	8,9	32	0,25	26	2,4	8,9
Тэн.	1,0	5,55	99	8,1	8,0	46	0,26	19	2,3	8,0

* p_{CJ} — давление Чепмена — Жуге.

** Скорости измерены при $T_0 = 20,4$ К.

давления p , за фронтом канальной волны (см. рис. 1, 1) (по ударной адиабате ЖВ из [9]), параметры в боковой волне сжатия и скорость детонации, определенная в предположении увеличения D за счет уплотнения ВВ. Для литого ТГ 50/50 совпадение рассчитанного значения с экспериментальным полностью объясняет зарегистрированное увеличение скорости детонации. Для других ВВ это совпадение, как будет показано ниже, случайное.

Давление в ВВ в боковой волне сжатия 7 (см. рис. 1) существенно превышает (кроме ТГ 50/50) пороги инициирования используемых ВВ при $T_0 = 293$ К. Если значения p_i незначительно возрастают при понижении начальной температуры (ВВ находится при температуре 20,4 К), то должно происходить почти мгновенное инициирование ВВ за фронтом канальной волны. Для проверки этого были поставлены эксперименты, в которых детонация прерывалась инертной вставкой (рис. 3, а). С помощью рентгенографирования показано, что детонация за вставкой возникает с задержкой менее 2 мкс для прессованного гексогена после достижения фронтом канальной волны этой части заряда. Удалось измерить угол наклона фронта детонации к оси заряда: $\alpha = 40 \pm 2^\circ$. Это значение хорошо согласуется с рассчитанным из соотношения $\lg \alpha \approx \approx D_0/D$, из которого для $D_0 = 8,5$ км/с, $\bar{D} = 10,5$ км/с (см. табл. 1) следует, что $\alpha = 39^\circ$. В аналогичной постановке детонация литого ТГ 50/50 возникает со значительной задержкой ≈ 6 мкс.

В контрольных опытах с полным перекрытием канала в первом случае детонация возникла с задержкой ≈ 10 мкс, во втором — более 15 мкс. Дополнительно для тэна и гексогена состояние части заряда за вставкой (1,5 мм меди + 22 мм резины + 1,5 мм меди) контролировалось реостатным датчиком. Если ударная волна в преграде распространяется с достаточно низкой скоростью, то детонационная волна, возникающая в центральной части заряда (при условии инициирования ВВ канальной волной), достигает датчика раньше, чем ударная волна из преграды. Это приводит к замыканию части датчика за преградой, что подтверждается наличием скачка (отмечен стрелкой на рис. 3, б, и рис. 4) на осциллограмме траектории детонационной волны. Точка, в которой детонация достигает датчика, отстоит от преграды на $1,5 \div 2$ см. Это обстоятельство не позволяет непосредственно измерить задержку инициирования, и, возможно, связано с наличием преграды, влияющей на профиль давления за фронтом канальной волны.

Анализ разностей моментов времени $\Delta t = x/\bar{D} - x/\bar{U}_s$, в которые детонационная и канальная волны, распространяющиеся со средними скоростями \bar{D} и \bar{U}_s , выходят на определенную (с координатой x) плоскость, перпендикулярную оси, позволяет оценить среднее время задержки инициирования t_i из соотношения $\Delta t = t_i + (d_2 - d_1)/2D_0$. Определенное таким образом среднее значение $t_i = 0,3 \div 0,5$ мкс для всех исследуемых ВВ (кроме ТГ 50/50). На отдельных участках наблюдается значительное увеличение t_i до $1,5 \div 2$ мкс. Подобные изменения t_i связаны с локальными отклонениями процесса от стационарного, вызываемыми, например, действием образующегося за фронтом канальной волны пограничного слоя или развитием различного рода неустойчивостей. Возможно и обратное истолкование: полагая, что осуществляется не

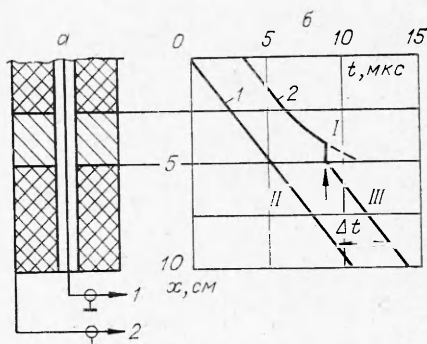


Рис. 3. Схема постановки (а), $x-t$ -диаграмма (б), поясняющие опыт с инертной вставкой.

1, 2 — реостатные датчики на канальную и детонационную волну; I — ударная волна в преграде, II — канальная волна, III — детонация.

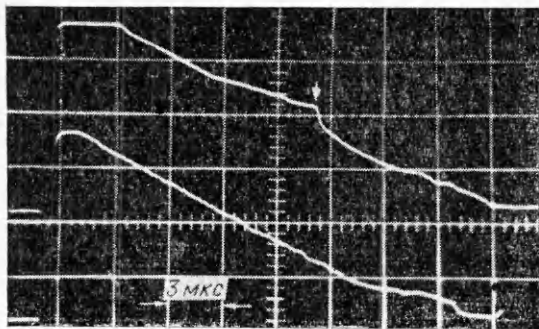


Рис. 4. Осциллограмма, иллюстрирующая возникновение детонации в пассивном заряде (гексоген, $\rho_0 = 1,18 \text{ г/см}^3$). Верхний луч — детонация, нижний — канальная волна.

сплошное, а локальное инициирование с малыми t_i , можно, по крайней мере, качественно объяснить местные отклонения процесса от стационарного. Однако при этом необходимо предположить, что пороги инициирования исследуемых ВВ значительно возрастают при понижении начальной температуры ВВ до 20,4 К, достигая значений, близких к давлениям в боковой волне сжатия (см. табл. 1).

Обсуждение результатов

Проведенное экспериментальное исследование

позволяет утверждать, что для тэна, гексогена и прессованного гексогена увеличение скорости детонации связано с принудительным инициированием ВВ скачком давления за фронтом канальной волны с малыми временными задержками, и, несмотря на локальные отклонения процесса от стационарного, можно говорить об установлении квазистационарного течения в среднем по длине заряда. В рамках модели одновременного установившегося изэнтропического течения в области между фронтом канальной волны и минимальным (критическим) сечением канала (см. рис. 1) при мгновенном инициировании изнутри предельная скорость процесса определяется выражением

$$U_s^2 = F(\gamma_1, \gamma, z, \rho_0/\rho_1) Q_1 \rho_1/\rho_0, \quad (1)$$

где функция $F(\gamma_1, \gamma, z, \rho_0/\rho_1)$ определена в [6]; Q — тепловой эффект реакции; индексом 1 отмечены величины, относящиеся к ВВ; ρ_0 — начальная плотность ЖВ; $z = d_1^2/(d_2^2 - d_1^2)$. Согласно [10], для водорода в области $p \approx 20 \div 50$ кбар $T \approx 1000$ К и $\rho_0 \approx 0,18 \div 0,2$ г/см³ (условия, близкие к достигаемым в эксперименте) эффективное значение показателя изэнтропы $\gamma \approx 1,3$.

Недостатком проводимых здесь и ниже численных оценок является приближение постоянного γ : если для описания течения между фронтом канальной волны и критическим сечением можно говорить о $\gamma = 1,3 \div 1,4$, то для определения параметров ЖВ вдоль ударной адиабаты это приближение слишком грубое. Оно дает завышенные значения P_s , что приводит к заниженным оценкам предельных скоростей течения. Несмотря на это замечание, приводимые оценки дают представление о значениях предельных скоростей течения и влиянии различных параметров эксперимента.

Т а б л и ц а 2

Тип ВВ	Q_1 , кДж/г	U_s по [6], км/с		
		$z=0$	$z=0,056$	$z=0,164$
Прессованный гексоген	5,18	21,6	20,6	18,9
Литой ТГ 50/50	4,8	20,8	19,8	18,2
Гексоген	5,46	19,0	18,0	16,5
Тэн.	6,12	18,5	17,6	16,2

Результаты расчета U_s по формуле (1) при $z=0$ приведены в табл. 2 (принималось $\gamma_1=2,7$). Учет реального соотношения размеров полости и заряда приводит к меньшим значениям скорости. Разница в значениях U_s для $d_2=3,2$ см ($z=0,164$) и $d_2=5,2$ см ($z=0,056$) при $d_1=1,2$ см невелика ($\approx 1,5$ км/с).

При выводе выражения (1) предполагалось, что в плоскости критического сечения давление в продуктах детонации однородно и заряд заключен в идеально жесткую оболочку. Для оценки влияния отмеченных условий был проведен численный расчет, выполненный, согласно [5], при $\gamma=3$, $\rho_1=1,65$ г/см³, $D_1=8,5$ км/с, $\rho_0=0,071$ г/см³, $\gamma=1,4$ (вариант, близкий к экспериментальной схеме для гексогена при плотности 1,65 г/см³). Учет неоднородности радиального распределения продуктов детонации приводит к снижению предельных скоростей течения до 15,8 км/с ($z=0,333$). Дополнительный учет реальных свойств дюралевой оболочки толщиной 1 см вызывает еще большее снижение скорости течения: $U_s=11,4$ км/с при $z=0,125$ и $U_s=10,9$ км/с для $z=0,333$. Применение более жесткой стальной оболочки приводит к незначительному повышению U_s до 11,8÷11,9 км/с. Разница в значениях U_s для толщин слоя ВВ, равных 1 и 2 см ($z=0,333$ и $z=0,125$ соответственно при $d_1=2$ см) невелика и составляет примерно 0,2÷0,4 км/с, что хорошо согласуется с экспериментом.

Расчитанные значения U_s удовлетворительно совпадают с экспериментальными, т. е. методы, развитые в работах [4—6], могут использоваться для ориентировочного расчета скоростей рассматриваемых течений. Однако при этом необходимо применять уравнение состояния ЖВ, согласующееся с экспериментом [9, 11]. Анализ данных табл. 1 и 2 показывает, что экспериментальные данные для ТГ 50/50 выпадают из зависимости U_s от $Q_1\rho_1$, следуемой из (1). Это также показывает, что для ТГ 50/50 увеличение D не связано с механизмом принудительного инициирования. Расчетное значение расстояния, на котором достигается минимальное сечение канала, составляет $x'=2,5\div 3d_1$, а $d'\approx 0,75d_1$ (см. рис. 1).

Объяснение численных значений наблюдаемых скоростей течения сделано без учета сил вязкости, действие которых, возможно, и приводит к локальному нарушению стационарности процесса. В реальном случае за фронтом канальной волны образуется пограничный слой, действующий как аэродинамический сток, вызывающий дополнительный унос массы из ударно-сжатой области. Это приводит к снижению скорости сравнительно с рассчитанной при нулевой вязкости.

Для оценки коэффициента вязкости μ_s ударно-сжатого водорода использовался степенной закон зависимости μ от температуры $\mu/\mu_0=(T/T_0)^n$. Так, закон Сазерленда дает заниженные значения μ при $T=20$ К для водорода в газовой фазе. За μ_0 принималось значение коэффициента вязкости ЖВ при $T_0=20,4$ К; $\mu_0=13,7\cdot 10^{-5}$ П [12]. Согласно [9], межмолекулярное взаимодействие для водорода в исследуемой области параметров удовлетворительно описывается аддитивным потенциалом парного взаимодействия степенного вида с показателем $n=8,54$. Это позволяет рассчитать значение $\omega=1/2+2/(n-1)=0,765$ [13]. Окончательно $\mu_s=360\cdot 10^{-5}$ П.

Аналогичная оценка коэффициента теплопроводности приводит к значению $310\cdot 10^{-4}$ Дж/(см·с·К). Предполагалось, что для ударно-сжатого водорода теплоемкость остается постоянной, а число Прандтля равно 1 (для ЖВ при $T_0=20,4$ К $Pr=1,1$). Число Рейнольдса Re_x за фронтом канальной волны, определяемое согласно [14], уже на расстоянии $\approx 0,2$ см становится больше переходного $Re^*=(0,5\div 4)\cdot 10^6$. Таким образом, за фронтом волны образуется турбулентный пограничный слой (например, при $x\approx x'\approx 3\div 4$ см $Re_x=6\div 8\cdot 10^7\gg Re^*$). Поэтому для оценки толщины вытеснения δ^* были использованы результаты работы [14],

в которой рассмотрено развитие турбулентного пограничного слоя для чисел Маха в диапазоне $1 \leq M \leq 10$ (в эксперименте $M \approx 7 \div 9$). Рассчитанное значение $\delta^* \approx 7,5 \cdot 10^{-3}$ см мало, однако влияние дополнительного уноса массы на U_s заметно. Это связано с крутым ходом ударной адиабаты в координатах $U_s - \rho_s$.

Нетрудно показать, что эффективное изменение критического сечения S' равно $dS'/S' \approx 4\delta^*/d'$ (штрихом обозначены величины, относящиеся к S'). Очевидно, что $dS'/S' \approx -d\rho'/\rho' \approx d\rho_s/\rho_s$. С другой стороны, для жидкого водорода $dU_s/U_s \approx 3d\rho_s/\rho_s$, в исследуемой области параметров [9] окончательно $dU_s/U_s \approx -12\delta^*/d' \approx -0,1$.

Итак, за фронтом канальной волны развивается турбулентный пограничный слой, приводящий примерно к 10%-ному снижению скорости течения. Перемешивание водорода с продуктами детонации вдоль контактной поверхности также приводит к дополнительному снижению скорости течения. Не слишком высокие температуры слоев, малые времена взаимодействия и высокие давления позволяют надеяться, что влияние отмеченного эффекта незначительно.

Таким образом, наблюдаемое увеличение скорости детонации трубчатых зарядов исследованных ВВ в жидком водороде связано с влиянием канальной волны на режим детонации. Для литого ТГ 50/50 этот рост связан с уплотнением ВВ в боковой волне сжатия. Для тэна, гексогена и прессованного гексогена наблюдается качественно иной механизм увеличения D , связанный с принудительным инициированием ВВ скачком давления за фронтом канальной волны. Достигнуто значение скорости D , на 17% превышающее скорость детонации монокристалла гексогена. Для низкоплотных ВВ зарегистрированное увеличение скорости детонации достигает 30÷45%. Проведенные численные расчеты объясняют наблюдаемые скорости детонации и позволяют оценить влияние различных факторов (детонационных характеристик ВВ, размеров заряда и полости, свойств оболочки, возникающего пограничного слоя) на скорость процесса.

Авторы признательны А. М. Мардашеву за выполнение ряда численных расчетов, результаты которых использованы в настоящей работе, и Н. Н. Горшкову за изготовление реостатных датчиков.

*Институт гидродинамики СО АН СССР,
Новосибирск*

*Поступила в редакцию
24/XII 1975*

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Сильвестров, Н. Н. Горшков и др. ФГВ, 1975, 11, 5, 786.
2. К. Ю хансон, П. Персон. Детонация взрывчатых веществ. М., «Мир», 1973.
3. D. W. Woodhead, N. Titman. Explosivstoffe, 1965, 6, 141.
4. В. В. Митрофанов. ФГВ, 1975, 11, 1, 73.
5. А. М. Мардашев, В. В. Митрофанов. Динамика сплошной среды, 1974, 17, с. 43.
6. V. V. Mitrofanov. V. Collog. (Int.) on Gasdynamics Explosion and Reacting Systems, France, 1975.
7. Л. А. Мержиевский, В. П. Чистяков, Ю. И. Фадеевко. ФГВ, в печати.
8. Yu. I. Fadeenko, V. F. Lobanov. а. о. Acta Astronautica. 1974, 1, 9—10, 1171.
9. M. van Thiel, B. J. Alder. Molec. Phys., 1966, 10, 427.
10. J. R. Baker, H. F. Swift. J. Appl. Phys., 1972, 43, 3, 950.
11. Ф. В. Григорьев, С. Б. Кормер и др. ЖЭТФ, 1975, 69, 2(8), 743.
12. Р. Б. Скотт. Техника низких температур. М., ИЛ, 1962.
13. М. Ф. Широков. Физические основы газодинамики. М., 1958.
14. Майрелс. РТК, 1964, 2, 1, 114.