

О СВЕРХСКОРОСТНОЙ ДЕТОНАЦИИ В ЗАРЯДАХ С ПРОДОЛЬНЫМИ КАНАЛАМИ

В. В. Митрофанов

(Новосибирск)

Известно, что при детонации зарядов взрывчатого вещества (ВВ) с продольными каналами, заполненными воздухом или другим газом, внутри каналов возникает ударная волна, значительно опережающая детонационный фронт [1—10]. Максимальная скорость такой волны в 1,5—2 раза превышает скорость детонации сплошного заряда. Это явление может приводить как к затуханию детонации заряда в результате изменения его структуры и плотности перед детонационным фронтом («канальный эффект» при детонации шпуровых зарядов с зазором [5]), так и к некоторому временному [7] или постоянному [2, 3] увеличению скорости детонации, возможно, за счет более быстрого распространения детонационного фронта по слою ВВ, сжатому ударной волной в канале [2, 7].

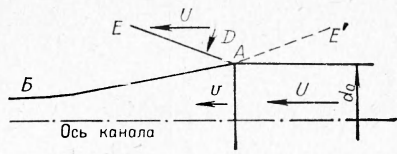
В случае мощных ВВ высокой плотности и атмосферного (или ниже) давления воздуха ударная волна толкается потоком продуктов взрыва, опережающих в канале фронт детонации [7, 8, 10]. Для малоплотных ВВ и атмосферного воздуха продукты детонации вперед фронта не проникают, по крайней мере, в плоской геометрии с односторонним расположением ВВ [5]; ударная волна в этом случае поддерживается за счет перекрытия сечения канала продуктами взрыва позади фронта детонации и подпитки продуктами горения ВВ с поверхности [9]. Для непрессованного мелкокристаллического тетрила фиксировалось инициирование детонации ударной волной из канала, но со значительными задержками (передача детонации по слою ВВ специально прерывалась инертной вставкой) [2]. У плотных ВВ такого инициирования проходящей волной не наблюдалось. В то же время эффективное инициирование различных ВВ имело место при отражении канальной волны от перегородок или глухого конца канала [2, 3].

Изложенные факты, а также данные работы [6], позволяют предполагать, что при повышении давления за ударной волной в канале, примерно на порядок, т. е. до 10—20 кбар, можно получить внутреннее инициирование детонации трубчатого заряда проходящей ударной волной в канале с весьма малыми задержками. Характер процесса при этом существенно изменится.

Схема установившегося течения. Оценки предельной скорости

Рассмотрим более общую задачу о нахождении условий, при которых обеспечивается распространение ударной волны в канале с некоторой заданной фазовой скоростью точки инициирования окружающего канал ВВ или точки пересечения фронта детонации с поверхностью канала.

Исходный заряд будем предполагать одинаковым во всех поперечных сечениях и симметричным относительно оси (или плоскости), проходящей внутри канала. Инициирование пока будем считать принудительным, не имеющим обратной связи с исследуемым процессом, причем оно каким-либо способом осуществляется одновременно по всему внутреннему или внешнему периметру поперечного сечения заряда и



рисуюнок) и невозмущенной стенкой канала определяется соотношением

$$\sin \alpha = \frac{D}{U}. \quad (1)$$

Будем рассматривать течение в системе координат, связанной с фазовой точкой A , при этом исходный газ и стенка канала движутся справа налево со скоростью U . Продукты детонации левее точки A будут обжимать канал, сужая площадь его сечения до некоторого минимума S_B против точки B . Стенки канала могут состоять как из инертного материала, так и из самого ВВ. Если $S_B=0$, то перед сужением будет накапливаться газ и возникнет ударная волна, постепенно уходящая вперед. Однако для каждой начальной плотности газа ρ_0 и давления p_0 можно задать такую скорость U , что давление продуктов взрыва окажется недостаточным для полного сжатия сечения, и газ будет протекать через оставшееся горло.

При стационарном положении скачка относительно точки A расход газа через ударный фронт равняется расходу через горло сужения

$$\rho_0 U S_0 = \int_{S_B} \rho v dS. \quad (2)$$

Плотность, давление газа и скорость звука за фронтом сильной ударной волны определяются выражениями

$$\left. \begin{aligned} \rho_1 &= \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \rho_0, \\ p_1 &= \frac{2}{\gamma+1} \rho_0 U^2, \\ c_1^2 &= \frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} U^2. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Для упрощения выкладок показатель адиабаты γ здесь и далее считается постоянным, но это ограничение несущественно для последующих выводов.

Для стационарности дозвукового потока за скачком, кроме условия (2), необходимо, чтобы волна разрежения из области разгрузки левее точки B не проходила через горло слева направо. Это условие будет выполнено, если внутри горла происходит переход к сверхзвуковому течению по всему сечению

$$v \geq c \text{ при } x=L. \quad (4)$$

Если нет процессов переноса в газе и, следовательно, пограничного слоя, переход через скорость звука в квазиодномерном течении возможен только в минимальном сечении при равенстве его некоторому определенному критическому значению S_2 . Критическая скорость звука для потока с исходной скоростью $U = M_0 c_0$ определяется выражением

$$c_2^2 = c_0^2 \sqrt{\frac{2}{\gamma+1} + \frac{\gamma-1}{\gamma+1} M_0^2} \approx U \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}}, \quad (5)$$

так как нас интересует случай $M_0^2 \gg \frac{2}{\gamma-1}$.

В критическом сечении стационарного изэнтропического потока за прямым скачком имеем:

$$\left. \begin{aligned} \rho_2 &= \rho_1 \left(\frac{c_2^2}{c_1^2} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} = \rho_1 \left(\frac{\gamma+1}{2\gamma} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}, \\ p_2 &= p_1 \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^\gamma = p_1 \left(\frac{\gamma+1}{2\gamma} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \\ S_2 &= S_0 \frac{\rho_0 U}{\rho_2 c_2} = S_0 \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}. \end{aligned} \right\} (6)$$

Численные значения ρ_2/ρ_1 , p_2/p_1 , S_2/S_0 для различных γ даны в табл. 1.

Как видим, за сильным прямым скачком безразмерная площадь критического сечения трубки тока не зависит от U и составляет 0,5—0,7; таким образом, для поддержания ударной волны требуется относительно небольшое сужение сечения. Подставив p_1 из (3) в (6) и учитывая, что $p_2/p_1 \approx 0,6$, найдем приближенную связь между U и давлением в горле p_2

$$U = \sqrt{\frac{\gamma+1}{1,2} \frac{p_2}{\rho_0}} \quad (7)$$

которая очень слабо зависит от величины γ .

Формула (7) дает оценку предельной скорости ударной волны, которую можно было бы ожидать в отсутствие явлений переноса в газе при заданном ρ_0 , если обеспечивается сжатие канала до минимального сечения, равного критическому, при противодействии, плавно меняющемся от p_1 до p_2 . Если, например, $p_2 = 60$ кбар и $\rho_0 = 1,2 \times 10^{-3}$ г/см³, то из (7) $U = 10^7$ см/с. Уменьшая ρ_0 , можно, казалось бы, неограниченно увеличивать U . Однако реально достижимая скорость волны ограничивается уносом массы газа в пограничном слое, а также отводом тепла в стенки канала через излучение и электронную теплопроводность. При этом предельное значение U оказывается существенно зависящим от скорости сжатия стенок канала u .

Так как пограничный слой у стенок канала увеличивает расход газа через горло (стенка движется со скоростью U , которая примерно в 10 раз больше u), для поддержания прямого скачка необходимо сжать сечение горла до некоторого $S_B \leq S_2' < S_2$. При $S_B > S_2'$ скачок подддерживаться не может (проскакивает через горло и всюду устанавливается сверхзвуковое течение); при $S_B = S_2'$ скачок находится в окрестности точки A ; при $S_B < S_2'$ скачок может стационарно существовать правее точки A , так как равенство (2) может выполняться при меньших S_B за счет утолщения пограничного слоя, а затем охлаждения и уплотнения потока по всему сечению. Исправленная на пограничный слой критическая площадь горла S_2' или соответствующий диаметр горла d_2' подлежат определению.

В дальнейшем анализе ограничимся наиболее ясным случаем, когда выполнение условий (2), (4) обеспечивается на таком расстоянии от ударной волны, где поток еще можно считать изэнтропическим вблизи оси канала, т. е. центральная трубка тока сжимается до своего критического сечения раньше, чем она захватывается скоростным или тепловым пограничным слоем. Для этого потребуем, чтобы в сечении $x=L$ при $S = S_2'$ для толщины вытеснения пограничного слоя δ (здесь

Таблица 1

γ	ρ_2/ρ_1	p_2/p_1	S_2/S_0
1,2	0,65	0,60	0,46
1,4	0,68	0,59	0,60
1,67	0,71	0,57	0,70

δ превышает в 1,2 раза и более 99%-ную толщину пограничного слоя и по знаку отрицательна [11]) выполнялось условие

$$-\delta \leq f \cdot 0,5 \cdot d_2', \quad (8)$$

где коэффициент f меньше 1. При заданной средней поперечной скорости стенок u и расстояние L и, следовательно, толщина пограничного слоя при $x=L$ растут с увеличением U , так что знак равенства в (8) можно использовать для оценки предельной скорости процесса U_{\max} . Учитывая известное определение δ , условие (2) можно представить в виде

$$(0,5d_0)^2 \rho_0 U = (0,5d_2' - \delta)^2 \rho_2 c_2,$$

откуда с помощью (8) и (6), полагая в дальнейшем всюду $f=0,5$ и $\rho_0 U / \rho_2 c_2 = S_2 / S_0 = 0,5$ (см. табл. 1), для исправленного критического сечения получим

$$\left. \begin{aligned} -\delta &\leq \frac{f}{f+1} \sqrt{\frac{S_2}{S_0}} \cdot \frac{d_0}{2} \approx 0,12d_0, \\ d_2' &= \frac{1}{f+1} \sqrt{\frac{S_2}{S_0}} d_0 \approx 0,5d_0. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

т. е. при учете пограничного слоя для поддержания прямого скачка необходимо радиальное сжатие канала приблизительно до половины начального диаметра d_0 на такой длине L , где толщина вытеснения пограничного слоя не превышает $0,12 d_0$.

Для ламинарного пограничного слоя зависимость $\delta(x)$ имеет вид

$$-\delta = K_{\pi} \left(\frac{\nu}{xU} \right)^{1/2} \cdot x, \quad (10)$$

для турбулентного

$$-\delta = K_{\tau} \left(\frac{\nu}{xU} \right)^{1/5} \cdot x, \quad (11)$$

(распределение скорости вблизи стенки по закону степени «1/7»). Коэффициенты K_{π} и K_{τ} зависят от γ , числа Прандтля газа Pr , температуры газа T и температуры стенки $T_{ст}$ [11].

Приравняв δ из (9) и (10) или (11), куда подставлено $x=L$ из геометрического соотношения

$$L = \frac{d_0 - d_2'}{2} \frac{U}{u} \approx \frac{d_0}{4} \frac{U}{u}, \quad (12)$$

получим необходимое условие осуществления рассматриваемого режима

$$\frac{u d_0}{\nu} \geq 18 K_{\pi}^2 \quad (13)$$

— при ламинарном пограничном слое и

$$\frac{U}{u} \leq \frac{U_{\max}}{u} \approx 0,16 K_{\tau}^{-5/3} \cdot \left(\frac{u d_0}{\nu} \right)^{1/3} \quad (14)$$

— при турбулентном пограничном слое.

Хотя отсутствуют надежные данные для определения величин K_{π} и K_{τ} в интересующих нас условиях (температура за ударной волной

порядка десятков тысяч градусов при плотности газа порядка нормальной атмосферной и выше), можно попытаться оценить K_n и K_T с помощью формул работы [11], формально подставляя в них характерные параметры газа за ударной волной без учета изменения сечения канала. Результаты таких оценок для $\gamma=1,2$ и $T_{ст}/T_1=0,1$ приведены в табл. 2.

Вязкость и теплопроводность диссоциированного и сильно ионизованного газа можно оценить по формулам из [12, 13], при этом для воздуха состояние за сильной ударной волной известно из таблиц [14]. Например, при заданном давлении за ударной волной в воздухе $p_1=20$ кбар и $U=(20\div 50)$ км/с расчеты вязкости плазмы, определяемой обменом импульсами между ионами, дают $\nu \approx 0,1$ см²/с. При этом для $U=20$ км/с (соответствующая начальная плотность $\rho_0=5 \times 10^{-3}$ г/см³) преимущественный механизм теплопроводности — электронный — и формальная температуропроводность плазмы, определенная как отношение теплопроводности к теплоемкости единицы объема в состоянии за ударной волной порядка 3 см²/с, что соответствует формальному числу Прандтля $\approx 0,03$. При $U \approx 25$ км/с начинает преобладать лучистая теплопроводность, очень быстро растущая с дальнейшим увеличением скорости волны: уже при $U=30$ км/с и $p_1=20$ кбар формальная температуропроводность плазмы за ударной волной составляет 20 см²/с, что дает $Pr \approx 5 \cdot 10^{-3}$. Однако вследствие более сильной зависимости от температуры, чем принято в работе [11], эффективная теплопроводность плазмы, определяющая толщину пограничного слоя, должна быть ниже использованных здесь значений для тех же параметров газа.

Таким образом, можно надеяться, что приведенный в табл. 2 диапазон чисел Pr и соответствующих коэффициентов K_n и K_T годится для оценок сверху толщины пограничного слоя за ударной волной для скоростей порядка 30–40 км/с в воздухе с начальной плотностью порядка атмосферной или выше. При понижении плотности лучистая теплопроводность быстро увеличивается, соответственно растут эффективное число Pr и коэффициенты K_n и K_T . В приведенных здесь и ниже оценках лучистая теплопроводность воздуха вычислялась через Росселандову длину пробега излучения по таблицам [14].

Ламинарность пограничного слоя за ударным скачком в каналах с гладкими стенками по данным [11] сохраняется при характеристических числах Рейнольдса

$$Re_x = \frac{x(U - v_1)^2}{\nu v_1} < Re^* \approx 10^6 \div 5 \cdot 10^7,$$

причем отмечается тенденция к увеличению критического числа Re^* с возрастанием M_0 . Подставив в последнее неравенство v_1 , выраженное через U при $\gamma=1,2$, и $x=L$ из (12), получим условие отсутствия турбулизации течения между ударным скачком и горлом канала в виде

$$\frac{U^2}{u^2} \cdot \frac{ud_0}{\nu} < 0,5 Re^*. \quad (15)$$

Как видим, максимальная скорость процесса без нарушения ламинарности пограничного слоя достигается при наименьшей допустимой величине ud_0/ν , соответствующей знаку равенства в (13),

$$U_{\max} \approx u \frac{\sqrt{Re^*}}{6K_n} \quad \text{при} \quad \frac{d_0}{\nu} \approx \frac{18K_n^2}{u}. \quad (16)$$

Пусть $u=2 \cdot 10^5$ см/с, $Re^*=10^7$, $K_n=50$, тогда из (16) $U_{\max} \approx 2 \cdot 10^6$ см/с при $d_0/\nu=0,22$ с/см, что может иметь место для воздуха, например, при $d_0 \approx 0,2$ см и $\rho_0 \approx 0,5 \cdot 10^{-3}$ г/см³.

В режиме с турбулентным пограничным слоем при $u=2 \cdot 10^5$ см/с, $d_0=1$ см, $\nu=0,1$ см²/с и $K_n=1,1$ из (14) получим $U_{\max} \approx 3 \cdot 10^6$ см/с. При этой скорости и $\rho_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ г/см³ по нашим оценкам для воздуха значения ν и K_n близки к принятым в данном примере. Возможные ошибки в оценке U_{\max} связаны в основном с неточностью использованной модели пограничного слоя и коэффициентов K_n и K_r . Отметим здесь, что толщина вытеснения пограничного слоя по формулам (10)—(11) оказывается существенно больше характерной толщины чистого теплового пограничного слоя $(\nu x / Pr \cdot \nu_1)^{0,5}$, вычисленной с учетом электронной и лучистой теплопроводности, поэтому дополнительный учет охлаждения потока не требуется.

Самоподдерживающаяся двуслойная детонация

Рассмотренный выше процесс будет самоподдерживающимся, если обжатие канала от начального диаметра d_0 до «критического» d'_2 или меньше осуществляется продуктами взрыва окружающего канал ВВ, инициируемого самой ударной волной в канале. При этом ВВ (по крайней мере, его поверхностный слой) должно быть чувствительным к возбуждению детонации скользящей ударной волной в газе с таким давлением, чтобы средняя скорость сжатия стенок канала оказалась достаточной для выполнения условий (13) и (15) или (14). Очевидно, что входящая в указанные условия средняя скорость сжатия u должна определяться с учетом участка задержки инициирования, где она может оказаться отрицательной, поэтому для уменьшения влияния задержек диаметр канала должен быть достаточно большим. На основании данных [6], инициирование детонации с задержками порядка 1–2 мкс во вторичных ВВ можно ожидать лишь при давлении в десятки килобар.

Расчеты течения в центрированной волне разрежения за детонационным фронтом с p_d показывают, что для ВВ типа гексогена или тэна можно получить $u \approx 1 \cdot 10^5$ см/с при $p_1/p_d \approx 0,1$. При $p_1/p_d > 0,3$ и $U/D > 1,3$ сжатие канала прекращается. Поэтому для реализации самоподдерживающегося режима со скоростью U , существенно превышающей D , давление за ударной волной в канале практически ограничивается сверху величиной $p_{1\max} \approx 0,15 p_d$, а снизу — минимальным давлением инициирования с малыми задержками $p_{1\min}$. Пусть $p_d=200$ кбар, $p_1=20$ кбар, $u=1 \cdot 10^5$ см/с, $d_0=2$ см, $\nu=0,1$ см²/с и $K_n=1$, тогда, подставив данные величины в (14), получим $U_{\max} \approx 2 \cdot 10^6$ см/с. При этой скорости заданное значение p_1 достигается в воздухе, если $\rho_0=5 \cdot 10^{-3}$ г/см³, т. е. требуется повышенное начальное давление (в данном случае около 4 атм). Для возбуждения процесса нужно создать начальную ударную волну с близкими параметрами другим методом, например с помощью взрывного газового компрессора Войтенко [15].

Возможен самоподдерживающийся разгон процесса в двух случаях:

1) нижний предел по давлению инициирования ВВ $p_{1\min}$ существенно меньше $0,15 p_d$, тогда начальная ударная волна с давлением $p_{1\min}$ и скоростью U_0 , вызвавшая процесс, будет разгоняться до тех пор, пока выполняется неравенство (14);

2) плотность газа, заполняющего канал, постепенно уменьшается от начала к концу, так что при увеличении скорости волны давление за ее фронтом остается в интервале между $p_{1\min}$ и $p_{1\max}$, даже если этот интервал узок; нужного распределения плотности можно достичь, например, за счет серии тонких диафрагм или осторожного заполнения вертикального канала газами с разным молекулярным весом.

В первом случае на начальной стадии разгона, когда давление за ударной волной относительно мало, горло сужения будет замкнуто и расходом газа через него можно пренебречь. Тогда весь газ, содержащийся в исходном канале на длине пути z ударной волны, окажется заключенным между ударной волной и горлом. Если пренебречь также теплопередачей, объем этого газа

$$V(z) = S_0 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \int_0^z \left[\frac{U(\xi)}{U(z)} \right]^{2/\gamma} d\xi.$$

Здесь принимается, что давление газа во всей пробке одинаково и равно текущему давлению за ударным фронтом, вследствие чего происходит адиабатическое сжатие газа, ранее прошедшего через фронт. С другой стороны, используя (12) при $d_2' = 0$, можно выразить объем сужающейся части канала геометрически

$$V(z) = \frac{\beta}{3} S_0 L(z) = \beta \frac{S_0 d_0}{6u} U(z),$$

где β — отношение истинного объема к объему конуса. Приравнявая $V(z)$ из двух выражений и дифференцируя по z при $\gamma = \text{const}$, получим уравнение

$$\frac{d}{dz} \frac{\beta U}{u} + \frac{2\beta}{\gamma u} \frac{dU}{dz} = \frac{6}{d_0} \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}. \quad (17)$$

Если на некотором участке разгона $u/\beta = \text{const}$, то уравнение (17) дает линейную связь скорости фронта с его координатой:

$$\left. \begin{aligned} U(z) &= U_0 + \frac{z - z_0}{\tau}, \\ \tau &= \frac{(\gamma + 2)(\gamma + 1)}{6\gamma(\gamma - 1)} \cdot \frac{\beta d_0}{u}. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

Зависимость от времени t в этих условиях экспоненциальная

$$\left. \begin{aligned} U(t) &= U_0 e^{t/\tau}, \\ z(t) &= z_0 + U_0 \tau (e^{t/\tau} - 1). \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Для $\gamma = 1,2$ и $\beta = 2$ $\tau \approx 10 d_0/u$, т. е. скорость волны возрастает на величину u на пути $10 d_0$. Когда начинается утечка газа через горло, темп наращивания скорости, естественно, будет уменьшаться.

Во втором случае разгона при $p_1 = \text{const}$ и отсутствии потерь массы и тепла сжатого газа интеграл в выражении для $V(z)$ равен просто длине пройденного пути, и без предположения о постоянстве отношения u/β , требовавшегося в первом случае, получаем зависимость вида (18) — (19), но со значением характеристического времени

$$\tau = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{\beta d_0}{6u}. \quad (18')$$

При этом для тех же значений γ и β получается увеличение скорости U на величину u на пути около $4 d_0$.

Используя (19), легко найти, что отношение перепада давления на длине ускоряемого столба газа, которым пренебрегалось, к давлению за ударным фронтом составляет $(\gamma + 1)d_0/2(\gamma - 1)\tau u$, т. е. при получен-

ных выше значениях τ оно порядка 1 и пренебрегать указанным перепадом нельзя. Однако ввиду сужения поперечных размеров столба сжатого газа в направлении роста давления и принятой выше адиабатичности вторичного сжатия, поправки к объему сжатого газа будут не большими и их можно учесть, как и поправки за счет теплоотдачи в стенки соответствующим увеличением коэффициента β .

Начальное распределение плотности газа в канале, необходимое для ускорения волны в рассмотренном режиме при $p_1 = \text{const}$, находится с помощью (18) и (3), если заданы U_0 и p_1 , при котором обеспечивается инициирование ВВ и пережатие канала продуктами взрыва. Очевидно, что практически полное пережатие канала может иметь место и после достижения максимальной скорости, определяемой условием (14). В этом случае определяющим конечную скорость волны будет процесс вязкого (или какого-либо другого, например, за счет развития неровностей стенки) захвата газа сходящимися под малым углом стенками канала. Расчет такого процесса с необходимым учетом теплопередачи представляет значительные сложности, при этом результат будет существенно зависеть от геометрии сужения вблизи оси. Поэтому ограничиваемся здесь рассмотрением схемы процесса с адиабатическим течением в центральной трубке тока за скачком. Учет же других типов течений может только увеличить полученное выше оценочное значение максимальной скорости волны.

Сделаем одно замечание. Выше под стенкой канала всюду подразумевалась внутренняя граница вещества, окружающего канал, независимо от того, есть ли между продуктами взрыва и рабочим газом в канале какая-либо инертная плотная прослойка. В отсутствие такой прослойки неизбежно перемешивание газа с продуктами детонации вдоль контактной поверхности, что может существенно повлиять на величины K_n и K_r в формулах (10)—(16) в сторону их возрастания и привести к уменьшению предельной скорости процесса. Поэтому для достижения больших скоростей инертная гладкая стенка может оказаться необходимой, хотя при этом возникает дополнительная трудность с инициированием ВВ ударной волной. Испарение стенки и перемешивание ее паров с рабочим газом, по-видимому, не столь существенно.

Рассмотренный процесс может быть назван двуслойной детонацией, так как наличие двух смежных, резко отличающихся по свойствам, слоев вещества в зоне реакции является определяющим для характеристик сверхскоростной волны. Внутри канала с газом, нагретым ведущей ударной волной до очень высокой температуры, скорость звука оказывается много больше, чем в продуктах разложения прилегающего слоя ВВ. Поэтому условием отбора для скорости распространения установившегося процесса является условие звукового перехода (4) для течения внутри канала относительно фронта — аналог условия Жуге для обычной детонации. При меньшей скорости двуслойной детонации стационарность невозможна, при большой — не достигается звуковая скорость в трубке тока на оси канала, что также имеет аналогию с детонацией в однородном веществе. Аномально высокая скорость двуслойной детонации обусловлена низкой относительной плотностью газа в канале (газового слоя) и приблизительным равенством давлений между слоями в плоскости звукового перехода. При наличии большого числа параллельных каналов (слоев) с газом внутри ВВ процесс принципиально не отличается от описанного. Объемная доля ВВ определяется требованием обеспечить необходимое сжатие каналов.

К двуслойной детонации можно отнести также самоподдерживающийся процесс распространения ударных волн по каналам внутри длинных пороховых зерен и в узких зазорах, ограниченных поверхностью ВВ [9], со скоростями, характерными для детонации газовых смесей. Поддержка волны в этом случае осуществляется за счет быстрого го-

рения ВВ или пороха с поверхности, а газодинамическая схема течения в канале, по-видимому, аналогична описанной выше.

Двуслойной детонацией является по существу и распространение поперечных волн за фронтом обычной детонации в газах, где поперечный фронт с химической реакцией поддерживается сопутствующей волной сжатия в сгоревшем газе [16].

Проведенный выше анализ течения и сделанные численные оценки показывают, что в заряде достаточно чувствительного ВВ с продольным каналом (или каналами) возможен самоподдерживающийся «сверхскоростной» детонационный процесс, скорость которого в несколько раз больше обычно реализующейся минимальной скорости детонации Чепмена-Жуге данного ВВ. Этот вывод не противоречит известным общим положениям теории детонации, которая допускает в принципе любую скорость детонации, большую минимальной, если имеется механизм, обеспечивающий инициирование реакции тепловыделения с этой скоростью. В данном случае инициирование осуществляется ударной волной в заполняющем канал газе. Для эффективного инициирования окружающего канал ВВ при сверхскоростном режиме требуется повышенная начальная плотность газа по сравнению с атмосферным воздухом и достаточно большие размеры канала. Если же рассматривать данное явление с изложенных выше позиций «двуслойной детонации», то «сверхскорость» является нормальной, минимальной (внутри режимов течения данного типа) скоростью детонации двухфазовой взрывчатой среды со специальным образом упорядоченной структурой. При этом условии Жуге (точнее, его аналог) выполняется внутри слоя вещества с меньшим числом Маха относительно фронта.

В описанном режиме, в дополнение к известным методам [15, 17], может осуществляться также разгон сильных ударных волн в каналах, обжимаемых детонацией ВВ, принудительно инициируемого по внешней поверхности заряда с нарастающей скоростью. В этом случае легко получить скорость сжатия стенок канала 3—5 км/с, что дает оценку предельной скорости порядка 100 км/с.

Для уточнения предельной скорости, которую можно достичь рассмотренным способом, требуются более детальные расчеты пограничных явлений за ударной волной в канале в условиях процесса.

*Поступила в редакцию
7/V 1974*

ЛИТЕРАТУРА

1. D. W. Woodhead. Nature, 1947, 160, 4071.
2. D. W. Woodhead. N. Titman. Explosivstoffe, 1965, 6, 141—155.
3. H. Ahrens. Explosivstoffe, 1965, 7, 180—198.
4. М. Султанов. В сб. «Вопросы горения и детонационных волн». М., Оборонгиз, 1958.
5. А. И. Гольбиндер, В. Ф. Тышев. В сб. «Теория взрывчатых веществ». М., «Высшая школа», 1967.
6. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
7. А. С. Загуменнов, Н. С. Титова и др. ПМТФ, 1969, 2.
8. В. М. Титов, Г. А. Шведов. ФГВ, 1970, 6, 3.
9. К. Юхансон, П. Персон. Детонация взрывчатых веществ. М., «Мир», 1973.
10. В. Ф. Лобанов, Ю. И. Фадеенко. ФГВ, 1974, 10, 1.
11. Г. Майрлс. В сб. «Ударные трубы». М., ИЛ, 1962.
12. С. И. Брагинский. В сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 1. М., Госатомиздат, 1963.
13. Я. В. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
14. Н. М. Кузнецов. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1965.
15. А. Е. Войтенко. Докл. АН СССР, 1964, 158, 6.
16. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчийн. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
17. А. Кейбл. В сб. «Высокоскоростные ударные явления». М., «Мир», 1973.