

Б. А. ХАСАИНОВ, Б. С. ЕРМОЛАЕВ, А. А. БОРИСОВ,
А. И. КОРОТКОВ

НИЗКОСКОРОСТНАЯ ДЕТОНАЦИЯ ВЫСОКОПЛОТНЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

Москва

В [1] экспериментально зафиксировано устойчивое распространение «низкоскоростных волновых режимов взрывчатого превращения» со скоростями от ~ 1 до ~ 3 км/сек во взрывчатых веществах с малой начальной пористостью, заключенных в деформируемые оболочки. В данной работе предлагается модель, которая позволяет рассчитать скорость и структуру таких стационарных режимов и получать оценку скорости тепловыделения в зоне реакции. Ниже для этих режимов будет использован термин «низкоскоростная детонация» (НСД).

Модель НСД основана на следующих представлениях [2]:

1. НСД есть детонационный комплекс обычного типа, неидеальность процесса обусловлена боковым разлетом оболочки [3].

2. При давлениях, характерных для НСД (до 20—25 кбар), инициирующая ударная волна расщепляется на упругий предвестник (УП) и пластическую волну сжатия (ПВС) [4]. Скорость УП равна продольной скорости звука в исходном ВВ $C_1 \approx 2,2\text{—}2,8$ км/сек, амплитуда УП равна пределу текучести слоя ВВ $P_T \approx 1\text{—}3$ кбар; за фронтом УП пористость ВВ φ практически не отличается от начальной: $\varphi \approx \varphi_0$. Во фронте ПВС, распространяющейся со скоростью $D < C_1$, к-фаза (твердое ВВ) переходит в текучее состояние и объем пор уменьшается практически до нуля: $\varphi_f \approx 0$. При $D > C_1$ волна не расщепляется. Подробнее об эффекте расщепления см. [5, 6].

3. Экзотермическое превращение ВВ происходит за фронтом ПВС в отдельных «горячих точках». Ввиду отсутствия данных о кинетике химических реакций в таких условиях скорость объемного газовыделения в зоне реакции \dot{M} (г/сек·см³) будем считать эмпирическим параметром модели. Если принять, что за фронтом ПВС происходит поверхностное горение отдельных частиц, то $\dot{M} = (1 - \eta) S_{уд} \rho_s u_s$, где η — степень выгорания к-фазы; во фронте ПВС $\eta = 0$, $S_{уд}$ — площадь поверхности в единице объема, по которой идет горение; $u_s = b v^v$ — стационарная скорость послыонного горения ВВ: для ТЭНа и тротила при давлениях от 1 до 4 кбар $v = 1$, а $b = 10$ и $4,0$ см/сек·кбар соответственно [7]. Тогда из сравнения теории с экспериментом будет определяться не \dot{M} , а более наглядный параметр $S_{уд}$, характеризующий концентрацию «горячих точек».

4. Вследствие того, что объемный разогрев к-фазы в ПВС мал, необходимо учитывать различие температур и уравнений состояния к-фазы и газообразных продуктов горения (г-фазы), т. е. двухфазность среды в зоне реакции. Скорость НСД D определяется энерговыделением в зоне реакции от фронта ПВС до поверхности Жуге. Обычно η и ψ в этой зоне малы и поэтому скорости течения фаз можно считать одинаковыми. Для к-фазы в качестве уравнения состояния использовалась ударная адиабата сплошного ВВ в виде $\rho_s = \rho_s(P)$; для г-фазы — уравнение состояния идеального газа $E_d = P/(\gamma - 1)\rho_d$ с $\gamma = 2$ [8].

5. Обычно расширение оболочки до поверхности Жуге оказывается малым, поэтому течение двухфазной среды за фронтом ПВС можно считать квазиодномерным, а для закона движения оболочки использовать следующее уравнение:

$$m \partial^2 R / \partial t^2 = 2\pi R (P - P_w), \quad (1)$$

где R и R_0 — текущее и начальное значение внутреннего радиуса оболочки; $m = \pi \rho_w H_0 (2R_0 + H_0)$ — масса единицы длины оболочки; H_0 — начальная толщина оболочки; P — давление внутри оболочки; $P_w = \sigma_T \ln(1 + H_0/R_0)$ (при $H_0/R_0 < 4\text{—}5$) — прочность оболочки; σ_T — предел текучести материала оболочки. Уравнение (1) учитывает как прочностные, так и инерционные свойства оболочки: при $P < P_w$ оболочка не деформируется, при $P > P_w$ происходит чисто инерционный разлет оболочки. Примем, что фронт ПВС есть ударный скачок, тогда граничные условия для (1) есть

$$\text{при } x = Dt \quad R = R_0, \quad \partial R / \partial t = 0.$$

В общем случае система определяющих уравнений состоит из 6 уравнений сохранения (по 3 на каждую фазу) и 2 уравнений состояния. Так как скорости течения фаз одинаковы, а в уравнении состояния к-фазы не входит температура T_s , то число переменных и число определяющих уравнений сокращается на два. Пренебрежем эффектами, связанными с теплообменом и трением о стенки оболочки.

С учетом сделанных выше предположений квазиодномерное течение двухфазной односкоростной среды за фронтом ПВС можно описать двумя

уравнениями непрерывности фаз, уравнением сохранения полного количества движения и уравнением энергии г-фазы:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \rho_g \varphi A + \rho_g \varphi A \frac{\partial u}{\partial x} &= A(1 - \eta) S_{yд} \rho_s b P^\nu; \\ \frac{d}{dt} \rho_s (1 - \varphi) A + \rho_s (1 - \varphi) A \frac{\partial u}{\partial x} &= -A(1 - \eta) S_{yд} \rho_s b P^\nu; \\ \frac{du}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} &= 0; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\rho_g \varphi A \frac{dE_g}{dt} - \varphi A P \frac{d}{dt} \ln \rho_g = A(1 - \eta) S_{yд} \rho_s b P^\nu (h_a - h_g).$$

Здесь $A = (R/R_0)^2$; $\rho = \rho_s(1 - \varphi) + \rho_g \varphi$ — плотность двухфазной среды; $h_a = \gamma E_g$ — энтальпия г-фазы; $h_a = c_s T_0 + Q + \gamma P / (\gamma - 1) \rho_s$ — энтальпия к-фазы, превращающейся в газ; $d/dt = \partial/\partial t + u\partial/\partial x$.

Граничные условия для системы (2) записываются на фронте ПВС (индекс f) с учетом эффекта расщепления [2]:

$$\begin{aligned} P_f &= (1 - \varphi_0)[P_\tau + \rho_{s\tau}(D - u_\tau)(D - u_f)]; \\ u_f &= u_\tau + (D - u_\tau)[1 - \rho_{s\tau}(1 - \varphi_0)/\rho_{sf}], \end{aligned} \quad (3)$$

где $\rho_{si} = \rho_s(P_i)$; $u_\tau = P_\tau/\rho_{s\tau}(1 - \varphi_0)C_1$ — массовая скорость на фронте УП. При $D \geq C_1$ в (3) нужно положить $P_\tau = 0$.

Рассмотрим стационарный процесс. После перехода в уравнениях (1) и (2) к переменной $\xi = Dt - x$ получим систему из шести обыкновенных автономных дифференциальных уравнений первого порядка с особой точкой типа седла. В этой точке число Маха

$$M = (D - u) \sqrt{\rho[(1 - \varphi)(d\rho_s/d\rho)/\rho_s + \varphi/\gamma\rho]}$$

обращается в единицу и одновременно скорость тепловыделения равна скорости теплотерь в результате бокового разлета. Потребовав, чтобы интегральная кривая, выходящая из фронта ПВС ($\xi = 0$), попадала в особую точку $\xi = \xi_*$, получим условие для определения собственного значения задачи — скорости НСД [3].

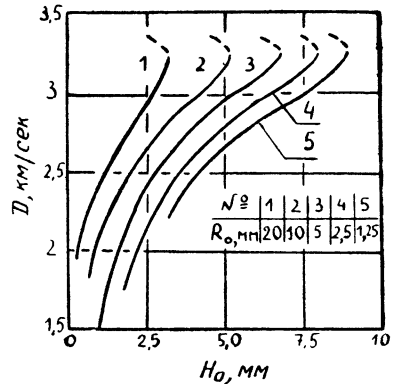
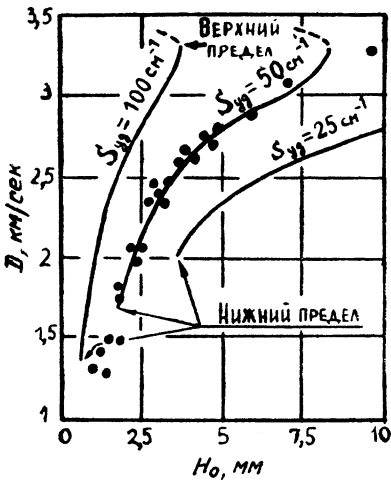


Рис. 1. Влияние параметра $S_{yд}$ на зависимость скорости НСД D от толщины оболочки H_0 . Прессованный ТЭН, пористость $\varphi_0 = 2,5\%$; размер частиц 500 мк ; $P_\tau = 1,5 \text{ кбар}$. Оболочка — сталь-45, $R_0 = 2,5 \text{ мм}$ (● — эксперимент [1])

Рис. 2. Влияние внутреннего диаметра оболочки на зависимость $D(H_0)$ для ТЭНа с $\varphi_0 = 2,5\%$

Методом асимптотических разложений по малому параметру

$$\varepsilon = (R_0/C_0 t_x) \sqrt{\rho_{\text{ж}} H_0 (2R_0 + H_0) / 8\rho_{s0} R_0^2}, \quad t_x = 1/(S_{\text{уд}} b \rho_{s0} C_0^2)$$

удалось получить приближенное аналитическое решение для скорости и структуры НСД, которое хорошо согласуется с результатами численного интегрирования исходной системы обыкновенных дифференциальных уравнений. На рис. 1 приведены уточненные по сравнению с [2] данные о влиянии $S_{\text{уд}}$ на зависимость $D(H_0)$ и приведены результаты опытов [1]. Видно, что влияние $S_{\text{уд}}$ является сильным и что наилучшее согласие между теорией и экспериментом достигается при постоянном значении $S_{\text{уд}} = 50 \text{ л/см}$ (т. е. концентрация горячих точек слабо зависит от амплитуды ПВС). По оценке эта величина в несколько раз ниже полной удельной поверхности исходного ВВ, что согласуется с предположением об очаговом характере протекания реакции при НСД. На рис. 2 для того же ТЭНа показано влияние R_0 на $D(H_0)$, рассчитанное при $S_{\text{уд}} = 50 \text{ л/см}$. Видно, что увеличение H_0 приводит к уменьшению нижнего и верхнего критических диаметров НСД и что область существования НСД сужается при увеличении R_0 . В таблице приведены расчетные данные о структуре НСД. Видно, что предположение о малости η_* и квазиоднородности течения, действительно, выполняется.

D , км/сек	H_0 , мм	P_f , кбар	Параметры на поверхности Жуге			
			P_* , кбар	η_* , %	ξ_* , мм	$A_* - 1$, %
1,80	1,9	4,4	1,9	0,22	10,8	9,2
2,05	2,3	6,2	2,5	0,30	7,5	4,7
2,35	2,8	8,8	4,0	0,44	6,0	3,3
2,55	3,6	13,2	6,5	0,94	6,4	3,1
2,75	4,5	17,6	9,1	1,60	7,5	3,2
3,05	7,2	25,2	14,7	4,27	8,5	3,3
3,28	8,4	33,4	22,7	10,90	6,3	2,2

Примечание. Прессованный ТЭН с $\varphi_0 = 2,5\%$.

Обращает на себя внимание очень малая степень выгорания ВВ до поверхности Жуге при $D < 3 \text{ км/сек}$, $\eta_* \sim 1\%$, и соответственно низкое тепловыделение $\eta_* Q$. Аналогичный результат получен в [9] при расчете НСД цилиндрических зарядов без оболочек.

По данным [10] была получена оценка $S_{\text{уд}}$ для литого тротила: $S_{\text{уд}} = (3,4 \pm 1,0) \text{ л/см}$, т. е. существенно меньше, чем $S_{\text{уд}} = 50,0 \text{ л/см}$ в случае тэна с $\varphi_0 = 2,5\%$. Этого и следовало ожидать, так как литые ВВ имеют значительно меньше внутренних дефектов, чем прессованные. Кроме того, тротил существенно пластичнее, чем ТЭН, поэтому при инициировании тротила будут «срабатывать» только самые крупные очаги, удельная поверхность которых в заряде мала.

По мере накопления экспериментальных данных о влиянии пористости, размера частиц и типа ВВ на скорость НСД, предложенную модель можно будет использовать для оценки влияния свойств ВВ на кинетику тепловыделения в условиях НСД.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Обменин, В. А. Балыков и др. «Физ. гор. и взрыва», 1970, 6, № 4, стр. 571.
2. В. S. Ermolayev, В. А. Khasainov et. al. "Astronaut. Acta", 1976, 3, No 11/12.
3. Н. М. Кузнецов. «Ж. прикл. механ. и техн. физ.», 1968, № 1, стр. 45.
4. А. А. Сулимов, А. В. Обменин и др. В сб.: «Горение и взрыв». Материалы Третьего всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. М., «Наука», 1972, стр. 464.
5. Б. С. Ермолаев, Б. А. Хасайнов и др. «Физ. гор и взрыва», 1975, 11, № 2, стр. 325.
6. Н. М. Кузнецов. «Ж. прикл. механ. и техн. физ.», 1975, № 1, стр. 69.
7. А. Ф. Беляев, А. И. Коротков и др. «Ж. физ. химии», 1963, 37, № 1, стр. 150.