

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРЕССОВАНИЯ  
ПОРИСТЫХ ТЕЛ ЗАРЯДОМ ВВ  
ЧЕРЕЗ МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ ПЛАСТИНУ**

А. А. Штерцер  
(Новосибирск)

В работах [1, 2] предложены высокоэффективные методы определения параметров ударных волн и течений за ними, основанные на использовании импульсных рентгенограмм; единственный их недостаток с точки зрения практического использования — необходимость рентгеновской съемки процесса в каждом конкретном случае. Весьма интересна работа [3], в которой предложено решение двумерной задачи о нагружении слоя пористого материала в скользящем режиме. Решение, однако, пригодно только для случаев очень малой начальной пористости материала. В [4] решается задача о прессовании порошка в цилиндрическом контейнере в предположении о мгновенной детонации заряда ВВ. При этом плотность материала контейнера и порошка за фронтом ударной волны считается одинаковой, что сильно сужает возможности использования решения на практике. К тому же не всегда применимо допущение о мгновенной детонации.

В настоящем сообщении предлагается приближенный метод расчета параметров ударной волны в порошке, нагружаемом через металлическую пластину слоем ВВ в режиме скользящей детонации. В качестве исходной информации в расчет закладываются толщина слоя, плотность и скорость детонации ВВ, толщина и плотность материала пластины, начальная плотность и ударная адиабата порошка. Приводятся также результаты экспериментальной проверки предлагаемого метода.

Для расчета скорости метания пластин зарядом ВВ в режиме скользящей детонации используются следующие формулы [5]:

$$\beta_0 = cr / (r + 2,71), \quad (1)$$

$$u_0 = 2D \sin(\beta_0/2), \quad (2)$$

где  $c = 0,71$  и  $0,83$  для гексогена и аммонита соответственно;  $u_0$  — скорость пластины;  $\beta_0$  — угол поворота пластины при метании;  $D$  — скорость детонации ВВ;  $r = m_1/M$  ( $m_1$  — масса заряда ВВ на единицу площади;  $M$  — масса пластины на единицу площади). Если под пластиной поместить порошок, то угол поворота будет, естественно, меньше рассчитанного по формуле (1).

На рис. 1 показана схема прессования порошка через пластину (1 — ВВ, 2 — фронт детонации, 3 — продукты детонации ВВ, 4 — область сжатого порошка, 5 — фронт ударной волны в порошке, 6 — область несжатого порошка, 7 — пластина,  $\beta$  — угол поворота пластины,  $\alpha$  — угол наклона ударной волны в порошке). Используя (1) и (2), можно получить выражение для импульса, передаваемого слоем ВВ метаемой пластине, если она повернулась на угол  $\beta_0$

$$I = k(\beta_0) \rho_1 \delta_1 D, \quad (3)$$

$$k(\beta_0) = 2(c - \beta_0) \sin(\beta_0/2) / 2,71\beta_0. \quad (4)$$

Здесь  $\rho_1$  и  $\delta_1$  — плотность и толщина слоя ВВ соответственно. Формулу (3) можно также получить из соображений размерности, а коэффициент  $k(\beta_0)$  рассчитать для заданного угла, решая задачу о разлете продуктов детонации. По формулам (3) и (4) можно определить полный импульс, передаваемый на единицу площади преграды, «подающейся» на угол  $\beta$  под действием продуктов детонации. При этом не имеет значения, является ли преграда пластиной или некоей сплошной средой бесконечной толщины, так как при одном и том же угле  $\beta$  разлет продуктов детонации будет происходить одинаково.

Пусть профиль давления, действующего на пластину, будет экспоненциальным с пиковым значением, равным давлению на фронте детонации [6],

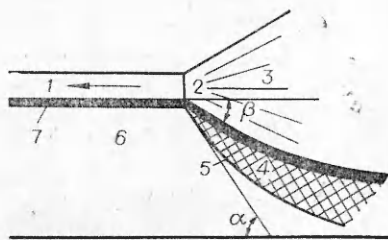


Рис. 1.

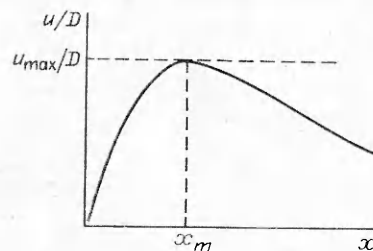


Рис. 2.

Порошок	Коэффициенты ударной адиабаты		$\rho_{с.о.}$ $10^3 \text{ кг/м}^3$	ВВ	Толщина стальной пластины, мм	$\beta$ , град	
	$a$ , м/с	$b$				расч.	эксп.
Алюминий	401	1,791	1,35	Аммонит 6ЖВ	2	7,5	7—9
Алюминий	401	1,791	1,35	Аммонит 6ЖВ	5	5,2	4—6
Вольфрам	35	1,420	5,40	Аммонит 6ЖВ	2	5,9	3—5
Медь	0	1,591	2,67	Гексоген	2	6,9	5—7
Никель	0	1,431	1,65	Аммонит 6ЖВ	2	8,6	3—5

Примечание. Во всех опытах толщина заряда ВВ 20 мм. Скорость детонации: аммонита 6ЖВ — 3700 м/с, гексогена — 6200 м/с.

$$p_n = \rho_1 D^2 / 4, \quad (5)$$

$$p(t) = p_n \exp(-t/\theta),$$

где  $\theta$  — характерное время спада давления. Проинтегрировав (5) и используя (3), получим

$$\theta = 4k(\beta) \delta_1 / D. \quad (6)$$

На практике угол  $\beta$  обычно мал [7], поэтому можно воспользоваться одномерной моделью. Сделаем следующие допущения: скорость сжатого порошка в области между пластиной и фронтом ударной волны всюду одинакова и равна скорости пластины; давление и плотность во всей области сжатого порошка одинаковы; изменение скорости пластины мгновенно ведет к изменению скорости ударной волны  $S$ . Связь между этими величинами определяется ударной адиабатой порошка.

Воспользуемся уравнением движения пластины с переменной присоединенной массой порошка

$$p(t) = d[m(t) u(t)]/dt, \quad (7)$$

где  $u(t)$  — скорость пластины и порошка за фронтом ударной волны;  $m(t)$  — суммарная масса пластины и порошка, захваченного ударной волной в диапазоне времени  $0 - t$ . Прделав ряд преобразований и взяв  $S = a + bu$  [8], получим из (7)

$$p_n \exp(-t/\theta) = \rho_{00} a u + \rho_{00} b u^2 + \frac{p_n \theta (1 - \exp(-t/\theta))}{u} \frac{du}{dt}. \quad (8)$$

Введя безразмерные переменные  $x = t/\theta$ ,  $u/D = [1 - \exp(-t/\theta)]/w(x)$ , получим из (8)

$$dw/dx = A + B[1 - \exp(-x)]/w(x), \quad (9)$$

где  $A = 4\rho_{00}a/\rho_1 D$ ;  $B = 4\rho_{00}b/\rho_1$ . Если порошок под пластиной отсутствует, то

$$w = w_0 - \text{const} = D/u_0, \quad (10)$$

где  $u_0$  определяется по формулам (1) и (2). При наличии порошка  $w(x=0)$  будет совпадать с  $w_0$  из (10), так как в начальные моменты времени масса порошка, вовлеченного в движение, пренебрежимо мала по сравнению с массой пластины. Качественный анализ показывает, что  $u/D$  имеет вид, представленный на рис. 2. При  $x = x_{\text{max}}$  скорость пластины достигает максимума,  $u/D = u_{\text{max}}/D$ , где  $u_{\text{max}}$  — максимальная скорость пластины. Используя (2), находим угол поворота пластины с порошком под ней  $\beta = 2 \text{Arcsin}(u_{\text{max}}/2D)$ .

Решение (9) проводилось на ЭВМ «Olivetti» методом Рунге — Кутты для порошков алюминия, вольфрама, меди и никеля. Ударные адиабаты для всех порошков, кроме никеля, построены методом наименьших квадратов по данным [9]. Ударная адиабата для порошка никеля построена из соображений, изложенных в [10]. Результаты расчетов и экспериментов представлены в таблице. Эксперименты по определению угла поворота пластины проводились на импульсной рентгеновской установке аналогично [7]. Расхождение расчета с экспериментом для вольфрама и никеля, по-видимому, можно объяснить большим разбросом данных по ударной адиабате в области низких давлений, сравнимых с прочностью материала [8]. Для остальных порошков экспериментальный и расчетный углы  $\beta$  совпадают (в пределах ошибки измерения).

В заключение автор выражает признательность А. А. Дерibasу и А. М. Ставеру за постоянное внимание к работе и В. Ф. Нестеренко и Г. Е. Кузьмину за обсуждение ряда вопросов.

Поступила в редакцию 13/V 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Е. Кузьмин, А. М. Ставер. ФГВ, 1973, 9, 6.
2. Г. Е. Кузьмин. ФГВ, 1974, 10, 5.
3. И. В. Симонов. ПМТФ, 1979, 4.

4. В. М. Волчков, М. А. Петрова, В. Д. Рогозин.— В сб.: Применение энергии взрыва в сварочной технике. Киев, ИЭС им. Е. О. Патона, 1977.
5. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.
6. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
7. А. М. Михайлов, А. К. Дремин. ФГВ, 1977, 13, 1.
8. Высокоскоростные ударные явления/Под ред. В. Н. Никольского. М.: Мир, 1973.
9. А. Л. Баканова, И. П. Дудолов, И. В. Сутулов. ПМТФ, 1974, 2.
10. А. М. Афанасенков, В. М. Богомолов, И. М. Воскобойников. ПМТФ, 1969, 4.

УДК 534.222.2

## ДУХФАЗНАЯ ДЕТОНАЦИЯ НАД СЛОЕМ ГОРЮЧЕГО

И. И. Зверев, И. Н. Смирнов  
(Москва)

Существование проблем пожаро- и взрывобезопасности при транспортировке окислителей (кислорода или воздуха, обогащенного кислородом) по трубопроводам, на стенках которых имеется тонкий слой горючих материалов, обусловило интерес к теоретическим исследованиям возникновения и распространения детонации в двухфазных заранее не перемешанных системах. Характерной особенностью детонации в таких системах в отличие от гомогенной детонации является то, что детонационный комплекс должен осуществлять не только сжигание горючей смеси, но и ее образование (фазовый переход и перемешивание горючего с окислителем). Вследствие этого зона активной реакции отстает от головной ударной волны, располагаясь в пристеночной области и имеет продольный размер  $\sim 0,1$  м [1—3]. Энергоделиение в пристеночной зоне реакции происходит как в результате горения по всей длине зоны реакции, так и в результате собственно детонации в локальных областях в конце зоны активной реакции. Детонационная волна на границе зоны возможной детонации (т. е. области смеси, отвечающей необходимым условиям распространения детонации по концентрации и критическим размерам) вырождается во вторичную ударную волну, которая служит механизмом передачи энергии к головной ударной волне.

Таким образом, детонация над слоем горючего представляет собой неоднородный нестационарный комплекс, содержащий сильные разрывы. Режим распространения такого комплекса определяется балансом потерь и поступлений энергии к головной ударной волне за счет трения, потока тепла в слой горючего и стенки, испарения и горения (слабые возмущения) и собственно детонации (вторичные ударные волны).

Возможными механизмами смесеобразования являются диффузия испарившегося с поверхности слоя горючего и срыв капель или частиц турбулентным потоком газа. Так, например, при детонации в трубе, заполненной жидким кислородом, с тонким слоем твердого горючего на стенках основной механизм смесеобразования — срыв и перемешивание частиц горючего в турбулентном пограничном слое [4].

При детонации в трубе, заполненной газообразным окислителем, с тонким ( $\sim 10$  мкм) слоем жидкого горючего на стенках механизм смесеобразования является диффузия паров горючего в пограничный слой. Для определения массоподачи горючего в этом случае рассмотрим двумерную задачу распространения ударной волны в полупространстве газообразного окислителя над слоем горючего. За ударной волной образуется турбулентный пограничный слой с испарением и горением.

Из уравнений сохранения потоков массы  $i$ -го компонента и энергии через поверхность раздела газ — жидкость и уравнения Клапейрона — Клаузиуса следует

$$-\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_{wL} = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_w + (\rho v)_w h_L, \quad (1)$$

$$(\rho v)_w [Y_{iw} - (Y_{iw})_L] - \rho D \left(\frac{\partial Y}{\partial y}\right)_w = 0 \quad (i = 1, \dots, N), \quad (2)$$

$$\frac{d \ln p_{Nw}}{dT_w} = \frac{h_L (T_w)^{m_N}}{RT_w^2}. \quad (3)$$

Уравнение энергии в слое жидкого горючего в приближении пограничного слоя имеет вид уравнения конвекции

$$\rho v c_{pL} \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v c_{pL} \frac{\partial T}{\partial y} - \lambda_L \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \quad (4)$$

Уравнения пограничного слоя над испаряющейся поверхностью горючего за ударной волной в химически реагирующей смеси газов [5] допускают первые интегралы, из которых с учетом (1) — (3) получим