

Таким образом, на основании полученных результатов можно отметить, что для коротких и длинных зарядов (малого диаметра, меньше предельного) и гладкой в точке Чепмена — Жуге кинетики химической реакции $\left(\frac{d^2\alpha}{dt^2}\right)_{\alpha=1} = 0$ ярко выраженный излом на профилях давления и массовой скорости в стационарных детонационных волнах не наблюдается, а для кинетики вида $2\left(\frac{d^2\alpha}{dt^2}\right)_{\alpha=1} \neq 0$ излом может иметь место.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, А. С. Коминеев. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
2. В. А. Веретенников.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1980.
3. А. А. Воробьев, В. С. Трофимов и др. ФГВ, 1985, 21, 2.
4. С. М. Бахрах, А. А. Евстигнеев, В. Н. Зубарев и др. ФГВ, 1981, 17, 6.
5. Н. М. Воскобойников, М. Ф. Гоголя. Хим. физика, 1984, 3, 7.
6. С. М. Tarver. Comb. Flame, 1982, 46, 2.
7. В. С. Соловьев, С. Г. Андреев, М. М. Бойко и др.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1980.
8. Ч. Мейдер. Численное моделирование детонации. М.: Мир, 1985.
9. Л. А. Альтшулер, Н. А. Григорьев. ФГВ, 1984, 20, 1.
10. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ВИНТИ, № 558-80 Деп.
11. А. Н. Жуков.— В кн.: Тр. Математического ин-та им. В. А. Стеклова. Т. VIII. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
12. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.

Поступила в редакцию 23/IV 1986

УДК 532.599+621.762.4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ГРЮНАЙЗЕНА И УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОРИСТОГО ТЕЛА В ОБЛАСТИ НЕПОЛНОГО СЖАТИЯ

В. Г. Горобцов, А. П. Мириленко, И. М. Пикус
(Минск)

В практике порошковой металлургии используются процессы формирования порошков ударными волнами (УВ) с давлением на фронте ~ 2 ГПа. Приводимые же в литературе результаты исследований [1] ударного сжатия пористых материалов, как правило, относятся к телам, имеющим сравнительно низкую пористость и, более того, прочный спеченный каркас.

В насыпных порошковых материалах скорость звука более чем на порядок ниже, чем в компактных телах. Следовательно, ударно-волновой режим в них реализуется уже при скорости нагружения 100—300 м/с. При этом за фронтом УВ вещество остается пористым, состояние — термодинамически неравновесным, тензор напряжения — нешаровым. Для плоской волны состояние вещества за фронтом УВ можно описать в рамках модели Ми — Грюнайзена.

Пусть температура невозмущенного вещества T_0 , температура за фронтом $T(x, y, z)$, тогда температурное изменение объема

$$\Delta V = \int_V (T(x, y, z) - T_0) \alpha dV,$$

а поглощенное тепло в единице объема

$$Q = \int_V [T(x, y, z) - T_0] \rho C dV,$$

следовательно, $\Delta V \approx \alpha / C \rho \cdot Q$. Таким образом, тепловое расширение ве-

щества за фронтом УВ в первом приближении определяется тепловой энергией независимо от степени термодинамической равновесности.

В плоской УВ вещество подвергается одноосному деформированию. Работу по сжатию совершает напряжение, перпендикулярное фронту, оно же определяет удельный объем. Следовательно, в энергетических соотношениях, лежащих в основе модели Ми — Грюнайзена, участвует напряжение σ_1 . Используя подход, изложенный в [2] с учетом особенностей схемы деформации и свойств порошкового тела, приходим к выражению

$$\Gamma = \alpha / C\rho \cdot \partial\sigma_1 / \partial\Theta,$$

где Θ — относительная плотность пористого тела; α — коэффициент линейного расширения; C — теплоемкость; ρ — плотность материала; $\partial\sigma_1 / \partial\Theta$ — производная напряжения по Θ при статической одноосной деформации вещества. Зависимость $\sigma_1(\Theta)$ легко находится в эксперименте, ее можно описать формулой

$$\sigma_1 = A / (1 + \sigma_1 / E - \Theta)^n.$$

Здесь E — модуль одноосной деформации твердого тела; A и n — эмпирические коэффициенты (сжимаемость реальных порошков описывается этой формулой, как правило, с точностью не хуже 5%). Уравнение, определяющее изменение коэффициента Грюнайзена пористого тела в широком диапазоне изменения пористости, можно записать в виде

$$\Gamma = \frac{\alpha}{C\rho} \left(\frac{1}{E} - \frac{1}{n} \frac{A^{1/n}}{\sigma_1^{1+1/n}} \right)^{-1}.$$

Если $\sigma_1 \gg (1/n \cdot EA^{1/n})^{n/(n+1)}$, то выражение приводится к форме $\Gamma = \alpha E / C\rho$, что соответствует формуле для компактного тела. По проведенным расчетам для порошкового вольфрама при $p = 12$ и 45 ГПа $\Gamma = 50$ и 90% от величины Γ компактного вольфрама.

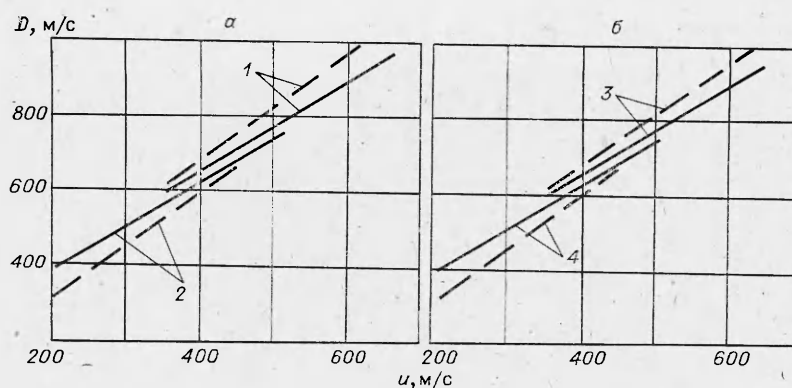
Анализ результатов расчета на основании полученных уравнений и экспериментальных данных по статическому сжатию порошка показал, что при $p < 2$ ГПа коэффициент Γ на один-два порядка ниже, чем для соответствующих металлов. Следовательно, на фронте УВ в этом диапазоне давлений основную роль играет давление «холодного сжатия», что допускает использование данных по статической сжимаемости порошков для оценки параметров УВ. При этом учитывается тепловой эффект, либо им пренебрегается.

Полученные в статическом эксперименте зависимости $\sigma_1(\Theta)$ пересчитывались в ударную адиабату с учетом тепловой составляющей, которая затем описывалась эмпирической формулой $p = A_1 / (1 - \Theta)^{n_1}$. По известным формулам [2] строились ударные адиабаты в форме $D = a + bu$. Следует отметить, что среднеквадратичное отклонение значений D от регрессионной прямой для разных материалов составило 0,2—7 м/с, что свидетельствует о линейности ударной адиабаты в области $p = 0,5 \div 2$ ГПа.

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных проведено на различных по структурным и физическим характеристикам порошко-

Т а б л и ц а 1

Материал	Θ_0	$A_1 \cdot 10^{-8}$, Па	n_1	a , м/с	ϵ
W	0,28	0,948	1,75	130	1,24
Ni	0,27	0,632	1,66	109	1,30
Ni	0,31	0,632	1,66	328	1,60
Al ₂ O ₃	0,38	0,070	5,88	593	1,76
Нихром + BN	0,37	0,252	1,56	73	1,54
BN	0,10	0,00224	5,28	22	1,12
BN	0,22'	0,00224	4,28	42	1,31



Ударные адиабаты никеля (1), вольфрама (2) и нитрида бора (3, 4);
 $\Theta_0 = 0,27$ (1), $0,28$ (2), $0,10$ (3) и $0,22$ (4).
 — расчет; - - - экспериментальные регрессионные прямые.

Т а б л и ц а 2

Форма частиц	K	Θ_n	$\bar{c}(\Theta_n)$	$\bar{c}(\Theta_y)$
Сферическая	1,04—1,06	0,6	0,025	0,052—0,075
Распыленная	1,1—1,3	0,3	0,013—0,025	0,028—0,057
Дендритная и осколочная	1,3—1,5	0,2	0,011—0,025	0,012—0,03
Чешуйчатая	1,5—2,0	0,1	0,0025	0,0075

вых материалах. Статическая сжимаемость ряда порошков исследовалась на испытательной машине INSTRON при $p \leq 2$ ГПа. В табл. 1 приведены коэффициенты динамической сжимаемости A_1 и n_1 и ударной адиабаты a и b , рассчитанные по изложенной выше методике.

На рисунке приведены рассчитанные ударные адиабаты и экспериментальные регрессионные прямые. Данные по вольфраму взяты из работы [3], по никелю и нитриду бора с $\Theta_0 = 0,1$ — из [4], по нитриду бора с $\Theta_0 = 0,22$ — из [5]. Среднеквадратичное отклонение экспериментальных данных от расчета не превысило 13%, что соизмеримо с точностью экспериментальных данных.

Приведенные результаты свидетельствуют о существенных отличиях параметров и условий существования УВ в порошковых материалах в области свободной насыпки. Насыпным порошковым телам отвечают значения скорости звука на один-два порядка ниже, чем компактным. Это обуславливает существование в них УВ в области низких давлений. Если рассматривать в качестве условия формирования УВ отношение

Т а б л и ц а 3

Материал	Θ	c_1 , м/с	
		расчет	эксперимент
Железо	0,20	50	31
	0,27	134	109
Медь	0,14	27	26
	0,20	67	58
Вольфрам	0,18	38	41
	0,27	96	117

Примечание. Значения над чертой для каждого материала соответствуют насыпной плотности порошка, под чертой — состоянию после утряски.

массовой скорости к скорости звука, то представляется целесообразным привести методику оценки данного параметра. В насыпном порошковом материале скорость звука зависит от ряда факторов: скорости звука в материале частиц, окисных пленках и, что особенно существенно, от параметров, характеризующих среднестатистическое состояние частиц и контактов между ними. Интегральной характеристикой данных параметров может служить отношение плотности порошка после утряски к его насыпной плотности

$K = \Theta_v / \Theta_n$. На основании анализа экспериментальных данных по измерению скорости ультразвука в порошках меди, железа, вольфрама, титана получено уравнение

$$\bar{c} = 2\Theta_n K^{-2} (\Theta - \Theta_n K^{-1}),$$

где \bar{c} — отношение скоростей звука в порошке и в монолите. Данные по этим параметрам приведены в табл. 2 и 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Мак-Куин, С. Марш, Дж. Тейлор и др.— В кн.: Высокотемпературные ударные явления. М.: Мир, 1972.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
3. А. А. Баканова, И. П. Дудолов, Ю. И. Сузулов, ПМТФ, 1974, 2, 116.
4. Э. С. Атрощенко. Физика и химия обработки материалов, 1983, 6, 29.
5. Jan Vasek.— In: V symposium explosive working of metals. Gottwaldov, 1982.

Поступила в редакцию 24/IV 1986

УДК 534.222.2

РАСЧЕТ КРИТИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ ПО ТЕПЛОМУ МЕХАНИЗМУ

*В. Н. Лобанов, Р. Г. Ленский, Ю. И. Плотников,
М. Л. Рудько, А. А. Селезнев*

(Москва)

Тепловой механизм возбуждения детонации реализуется, например, в детонаторах с нагреваемой проволочкой [1—3]. Под тепловым здесь понимается следующий механизм развития процесса: локальное повышение температуры в «горячей точке» вследствие определенного внешнего воздействия (протекание тока по мостику накаливания, нагрев инертной частицы потоком излучения, трение между частицами при механическом воздействии на ВВ); воспламенение ВВ в горячей точке и горение окружающих слоев; переход горения в детонацию. Возможность развития процесса иницирования детонации по указанному механизму широко обсуждается в литературе [4—6]. В данной работе рассчитываются критические условия воспламенения ВВ от мостика накаливания. Очевидно, что воспламенение ВВ в горячей точке необходимо для иницирования детонации. Рассматриваемая задача по своему физическому содержанию примыкает к задачам об очаговом тепловом взрыве [7—9]. Новые аспекты данной работы — учет динамики изменения температуры мостика при протекании электрического тока.

В безразмерных переменных система дифференциальных уравнений, описывающая динамику изменения температуры в мостике и в окружающих слоях ВВ, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\Theta_m}{d\tau} &= \varepsilon + 2B(\Delta\Theta)_{\xi=1}, \\ \frac{d\Theta}{d\tau} &= \Delta_{\xi}\Theta + \delta(1-\alpha)^n \exp\left\{\frac{\Theta}{1+\beta\Theta}\right\}, \\ \frac{d\alpha}{d\tau} &= \delta\gamma(1-\alpha)^n \exp\left\{\frac{\Theta}{1+\beta\Theta}\right\}. \end{aligned} \quad (1)$$

При $\tau = 0$ $\Theta_m = \Theta_0$, $\Theta = \Theta_0$, $\alpha = 0$, здесь Θ_m , Θ , Θ_0 — безразмерные температуры мостика, окружающих слоев ВВ и начальная; α — степень превращения реакции разложения ВВ; n — порядок реакции. Переменные