

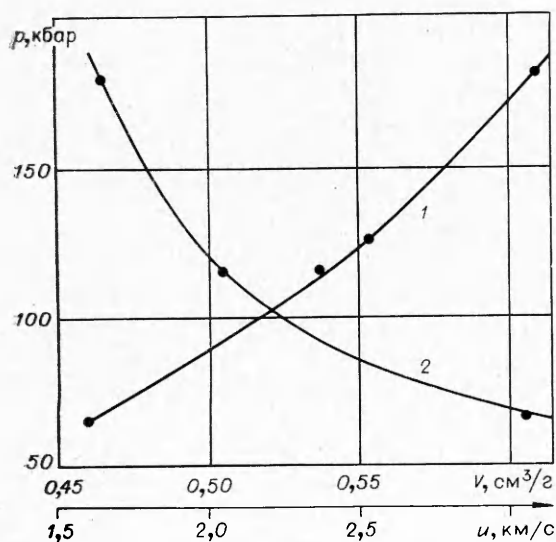
О РАЗОГРЕВЕ ПОРИСТОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ

Г. В. Беляков, В. Н. Родионов, В. П. Самосадный

В работах [1, 2] указывалось, что свободная поверхность вакуумированного порошкообразного вещества при выходе на нее ударной волны излучает свет, и от нее разлетается с большой скоростью газ. Зарегистрированные яркостная температура излучающей поверхности и скорости разлетающегося газа значительно превосходят средние параметры сжатого порошка. Этот эффект связывался [2, 3] с очень неравномерным распределением энергии ударной волны по массе сжатого вещества. Было высказано предположение, что основная доля ударной энергии, приобретенной пористым веществом в результате ударного сжатия, приходится лишь на тонкие поверхностные слои частичек, разогрев которых происходит за время заполнения пустот пористого тела. Большая плотность тепловой энергии, приходящаяся на тонкие поверхностные слои частичек, приводит к очень сильному разогреву вещества, в результате чего вещество поверхностных слоев переходит в газообразное состояние.

В работе исследуются некоторые параметры газа, разлетающегося от свободной поверхности пористого тела при выходе на нее ударной волны. В качестве модели пористого тела выбран порошок магния. Частицы порошка получены распылением расплава магния в струе азота и по форме близки к сферическим. Размеры частиц d составляли 1÷5, 100 и 500 мкм. Насыпная плотность порошка во всех экспериментах $\rho_0 = 1 \text{ г/см}^3$, что соответствовало пористости порошка $m = 1,73$.

Для определения параметров ударного сжатия порошка использовался метод «отражения» [4]. Эталонным веществом служил плексиглас [5]. Одна взрывная сборка состояла из трех пар кювет, каждая из которых содержала один из трех видов порошка: магний с $d = 1 \div 5$ и 500 мкм, алюминий с $d = 500$ мкм. Плоская ударная волна генерировалась зарядами ВВ (тротил $\rho = 1,3$ и $1,55 \text{ г/см}^3$, гексоген $\rho = 1,7 \text{ г/см}^3$) диаметром 84 мм. Промежуточной средой между зарядом ВВ и образцами порошков были пластины из алюминия или из плексигласа толщиной 5 мм. Приход фронта ударной волны в зазоры регистрировался скоростным фоторегистратором в режиме многощелевой (растровой) непрерывной развертки. Полученная регистрограмма обрабатывалась на микрофотомере. Скорости распространения ударных волн в порошках магния различных фракций оказались близки, поэтому результаты измерений скоростей в различных фракциях усреднялись и по ним рассчитывалась ударная адиабата (рис. 1). Найденные значения давлений массовых скоростей для порош-



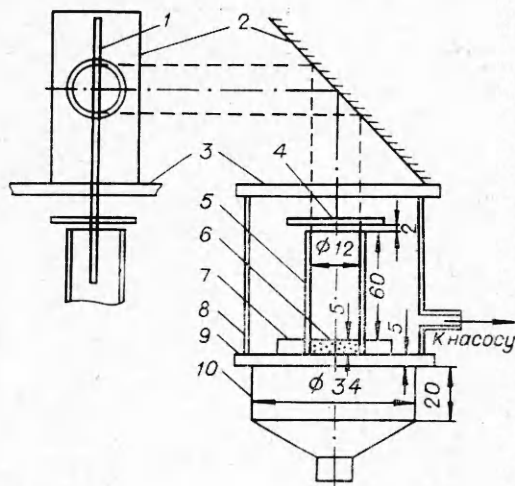
порошковой регистрограмма обрабатывалась на микрофотомере. Скорости распространения ударных волн в порошках магния различных фракций оказались близки, поэтому результаты измерений скоростей в различных фракциях усреднялись и по ним рассчитывалась ударная адиабата (рис. 1). Найденные значения давлений массовых скоростей для порош-

Рис. 1. Ударная адиабата порошка магния, $V_0 = 1 \text{ см}^3/\text{г}$.

1 — $p(u)$ (u — массовая скорость вещества за фронтом ударной волны); 2 — $p(V)$.

Рис. 2. Взрывная сборка.

1 — изображение, вырезаемое щелью фоторегистратора; 2 — зеркало; 3 — стеклянная крышка вакуумной камеры; 4 — стеклянная пластина, тормозящая поток испаренного вещества; 5 — стеклянная трубка; 6 — образец порошка; 7 — плексигласовая обойма; 8 — вакуумная камера; 9 — пластина, передающая давление от ВВ (алюминий или плексиглас); 10 — заряд ВВ с линзой.



ка алюминия совпадали с данными, взятыми из [5].

В работе использовались три вида взрывной сборки, которые в исследуемых образцах порошков магния возбуждали ударные волны с давлением на фронте 65, 115 и 180 кбар. Яркостная температура свечения газообразного магния измерялась в моменты выхода ударной волны на свободную поверхность и торможения паров на стеклянной пластине. Схема эксперимента показана на рис. 2. Исследуемый образец порошка помещался в стеклянную трубку, которая предотвращала боковой разлет паров вещества. Стеклянная пластина служила для торможения паров, при котором происходило их интенсивное высвечивание. Эта сборка помещалась в стеклянную вакуумную камеру, из которой откачивался воздух до давления 10^{-5} торр. При помощи зеркала изображение проектировалось на щель скоростного фоторегистратора.

Измерение яркостной температуры проводилось по методике [6]. Эталонным источником излучения абсолютно черного тела с температурой $39\,500 \pm 500$ К служил электрический разряд в капилляре (ЭВ-45). Яркости излучений сравнивались в спектральном интервале фиолетового фильтра с эффективной длиной волны $\lambda = 4300 \text{ \AA}$ и с полушириной пропускания 500 \AA .

Скорость перемещения изображения на фотопленке (скорость развертки) составляла 4,5 мм/мкс. Время экспозиции при регистрации свечения паров и эталона в отдельном опыте сохранялось постоянным. Фотографирование эталонного источника света осуществлялось через нейтральный ступенчатый ослабитель. Для исключения влияния фотохимической обработки на результаты измерений свечение паров и эталона регистрировалось на одну пленку, проявляемую за один прием. Регистрограммы обрабатывались на фотоэлектрическом микрофотометре ИФО-451. Яркостная температура измерялась в сечении максимального почернения пленки.

При помощи спектрографической приставки к СФР получена развертка спектра свечения (рис. 3) паров магния (вид сбоку на щель между стеклянной пластиной и торцом стеклянной трубки). На спектрограмме видно, что в начале торможения паров спектр излучения дискретный. Затем с увеличением плотности и температуры паров линии уширяются, переходя в сплошной спектр излучения. На фоне сплошного спектра видны отдельные полосы, обусловленные, по-видимому, поглощением излучения внешними более холодными слоями разлетающейся плазмы (паров). Специально поглощательная способность паров магния не исследовалась, а при обработке результатов измерения яркостной температуры полагалась равной единице.

На рис. 4 приведена регистрограмма опыта и диаграмма движения свободной границы образца и разлетающегося от нее испаренного маг-

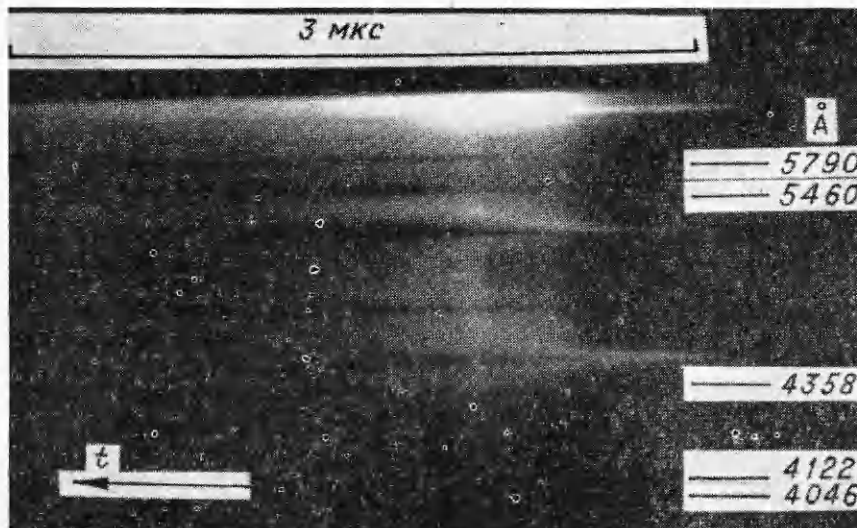


Рис. 3. Развертка спектра паров магния. Справа — линии ртутной лампы.

ния. Начало отсчета времени на диаграмме соответствует выходу ударной волны на свободную поверхность порошка. По мере разлета паров с поверхности образца интенсивность их свечения резко уменьшается, причем длительность излучения с поверхности возрастает с увеличением размера зерна. Затем регистрируется более длительное свечение, соответствующее торможению паров на стеклянной пластине. Через значительно больший промежуток времени на регистрограмме отмечается удар о пластину свободной поверхности порошка, движущейся с гораздо меньшей скоростью. Скорость разлета свободной поверхности конденсированного вещества при сжатии порошка ударными волнами с давлениями 65, 115 и 180 кбар изменялась приблизительно от 3 до 5 км/с. Результаты измерения скорости разлета паров W (в км/с) приведе-

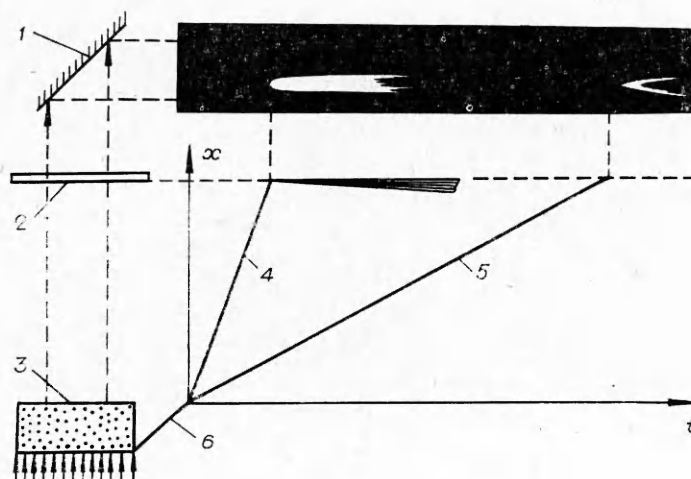


Рис. 4. Диаграмма разлета вещества от свободной поверхности в плоскости (x, t) . Сверху — фоторазвертка явления, вид в зеркало (см. рис. 2).

1 — зеркало; 2 — стеклянная пластина; 3 — образец порошка; 4, 5, 6 — координаты движения плазмы, плотного вещества и ударной волны в образце соответственно.

Таблица 1

p , кбар	$a=(1-5) \cdot 10^{-4}$ см			$a=10^{-2}$ см			$a=5 \cdot 10^{-2}$ см		
	T_n	T_m	W	T_n	T_m	W	T_n	T_m	W
65	—	9300	9,5	6700	11 500	15,1	7700	15 000	15,5
115	—	11 600	12,4	7800	14 000	18,4	9700	16 600	17,0
180	—	15 400	14,4	8000	15 700	17,7	10 000	23 600	23,5
300	—	—	—	—	—	—	17 000	29 000	29,0

ны в табл. 1. В этой же таблице представлены измеренные яркостные температуры излучения как в момент выхода ударной волны на свободную поверхность (T_n , К), так и в момент торможения паров на стеклянной пластине (T_m , К). Для порошка с размером зерен 1÷5 мкм температуру паров в момент выхода ударной волны на свободную поверхность из-за слабого излучения с поверхности измерить не удалось.

Кроме плоских взрывныхборок в работе использовалась цилиндрическая сборка. В экспериментах с цилиндрической сборкой яркостная температура излучения в момент выхода ударной волны на свободную поверхность порошка $T_n=17\,000$ К, а зафиксированная максимальная температура при торможении паров на стеклянной пластине $T_m=29\,000$ К. Цилиндрическая взрывная сборка представляла собой стеклянную пробирку с внешним диаметром 15 мм, внутренним — 12 мм и длиной 220 мм. Пробирка наполовину заполнялась порошком магния фракции 500 мкм. Заполненная часть ее соосно помещалась в цилиндрический заряд литого ТГ 50/50 с внешним диаметром 50 мм и вакуумировалась до давления 10^{-5} торр. После подрыва заряда порошок обжимался скользящей вдоль стенок пробирки детонационной волной. Скорость головной ударной волны, движущейся в порошке, совпадала со скоростью детонации заряда — 7,6 км/с. Такой скорости ударной волны в порошке магния соответствует давление около 300 кбар. При этом измеренная скорость разлета паров составляла 29 км/с.

Оценим температуру, до которой могло быть нагрето вещество, если бы энергия равномерно распределилась по всей массе, сжатой ударной волной. Полное приращение внутренней энергии одного грамма порошка при переходе через ударный фронт определяется соотношением

$$\Delta E = p/2 (V_0 - V),$$

где p — давление на фронте волны; V_0 — удельный объем порошка; V — удельный объем вещества за фронтом ударной волны. Тепловую часть энергии ΔE_t найдем как разность между полным приращением внутренней и упругой энергиями. Используя данные работы [7], упругую энергию ΔE_x для магния вычислим по формуле:

$$\Delta E_x = \frac{3AV'_0}{b} \exp[b(1-x^{1/3})] - 3\mathcal{K}V'_0 x^{-1/3}.$$

Здесь $A=2,17 \cdot 10^5$ бар, $\mathcal{K}=2,25 \cdot 10^5$ бар, $b=6,94$, $x=\frac{V'}{V'_0}$, $V'_0=0,58$ см³/г, V' — текущий удельный объем сплошного магния, который по предположению о равномерном распределении энергии равен удельному объему порошкообразного магния V за фронтом ударной волны (V'_0 — начальный удельный объем сплошного магния).

Таблица 2

p, кбар	ΔE_T , кДж/г	$\Delta \bar{T}$, К	ΔE_T^* , кДж/г	$\Delta T_K \cdot 10^{-3}$, К			$\Delta T_\sigma \cdot 10^{-3}$, К		
				a_1	a_2	a_3	a_1	a_2	a_3
65	1,3	$1 \cdot 10^3$	1,04	27	12,1	2,7	64,8	29,4	6,48
115	2,8	$2 \cdot 10^3$	2,21	62	27,8	6,2	102	45,6	10
180	4,3	$3 \cdot 10^3$	3,53	110	48,7	11	144	63,8	14,4

Примечание. $a_1 = 5 \cdot 10^{-2}$ см; $a_2 = 10^{-2}$ см; $a_3 = 5 \cdot 10^{-4}$ см.

Таким образом были вычислены температуры ударно-сжатого порошка при $p = 65, 115$ и 180 кбар. Теплоемкость магния принималась во всех случаях равной $C = 1,3 \cdot 10^7$ эрг/(г·К). Результаты расчета представлены в табл. 2. Полученные средние значения температуры T существенно ниже наблюдаемых в эксперименте, что свидетельствует о неравномерности нагрева материала при сжатии порошка.

Оценим теперь температуры, которые могут достигаться при ударном сжатии, если выделение тепловой части энергии происходит исключительно на поверхности частиц. В этом случае тепловую часть энергии, выделяемую в результате упаковки пористого вещества, найдем в виде

$$\Delta E_T^* = \frac{p}{2} [(V_0 - V) - (V'_0 - V')].$$

Удельный объем V' , соответствующий трем ранее выбранным значениям давления, оценивался по ударной адиабате сплошного магния [8].

Теплопроводность — процесс медленный, так что за время упаковки прогретый слой будет оставаться тонким, по размеру много меньше радиуса частичек. Поэтому можно воспользоваться решением задачи о разогреве вещества источником тепла постоянной интенсивности, расположенным в плоскости. Если вся тепловая энергия ΔE_T^* равномерно выделяется за время $t_{\max} = a/D$, где a — размер частиц, а D — скорость фронта волны, то мощность теплового источника выразится величиной

$$q = \frac{\Delta E_T^* D}{3V'_0}.$$

Температура в плоскости источника тепла увеличивается со временем по закону

$$T_K = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\Delta E_T^*}{C \cdot \Delta M} \sqrt{t/t_{\max}},$$

где $\Delta M = 6\sqrt{\chi/\mu D}$; χ — коэффициент температуропроводности. Результаты оценки температуры на контакте зерен T_K помещены в табл. 2.

Представляется полезным привести оценку температур разогрева на поверхностях контакта частиц, полученную в предположении, что на этих контактах тепло выделяется за счет работы против сил, обусловленных сдвиговой прочностью материала. Для определенности считаем, что в условиях ударного сжатия реализуется теоретическая прочность материала на сдвиг $\sigma = G/2\pi$ [9], где G — модуль сдвига. В расчетах принималось, что для магния $\sigma = 2,6 \cdot 10^5$ дин/см². Определив мощность теплового источника как $q = \sigma \cdot D$ и принимая, что время действия этого источника определяется запасом энергии в волне, вычислим температуру T_σ (см. табл. 2). Расчетные температуры, как и опытные, уменьшаются с размерами частиц, но абсолютные величины их значительно различают-

ся. Обратим внимание на сделанное предположение о том, что измеренная температура плазмы, разлет которой наблюдается в эксперименте, близка к температуре на контактах зерен.

Различие между опытными и расчетными температурами в рамках упомянутого выше предположения можно объяснить несовпадением реальной теплоемкости магния с принятой в расчетах. Действительно, температура на контактах столь велика, что из-за процесса ионизации атомов становится существенным увеличение теплоемкости магния.

Сравнивая времена механической и тепловой релаксации, соответственно равных a/S и a^2/χ (S — скорость звука), можно определить такой размер $a_{\max} \sim \chi/S$, меньше которого частицы порошка будут разогреваться по объему равномерно. Для магния $a_{\max} \approx 10^{-6}$ см. Это значительно меньше самого малого размера зерен $\sim 10^{-4}$ см, использованных в работе. Сопоставляя приведенные в табл. 2 величины, можно считать, что энергия при ударном сжатии порошка волнами умеренной амплитуды (давления соизмеримы с упругими модулями вещества частичек) концентрируется главным образом на границах зерен.

*Институт физики Земли
АН СССР, Москва*

*Поступила в редакцию
20/IV 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Blackburn, L. V. Seely. Nature, 1964, 202, 276.
2. Г. В. Беляков. Докл. АН СССР, 1974, 218, 6.
3. Г. В. Беляков, Л. Л. Лившиц, В. Н. Родионов. Изв. АН СССР, сер. «Физика Земли», 1974, 10.
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений. М., «Наука», 1966.
5. Высокоскоростные ударные явления. М., «Мир», 1973.
6. И. Ш. Модель. ЖЭТФ, 1957, 32, 714.
7. В. Н. Жарков, В. А. Калинин. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., «Наука», 1968.
8. М. Р. Райс, Р. Г. Мак-Куин и Д. М. Уолш. Динамическое исследование твердых тел при высоких давлениях. М., «Мир», 1965.
9. Я. И. Френкель. Zs. f. Phys., 1926, 37, 572.

О ТАНГЕНЦИАЛЬНОМ РАЗРЫВЕ ПРИ СХЛОПЫВАНИИ БИМЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ОБЛИЦОВКИ

Н. С. Козин, В. И. Мали, М. В. Рубцов

Процессы формирования струй при схлопывании ускоренной взрывом металлической облицовки и пробивании этой струей металлической преграды описываются в теории кумуляции задачей о соударении струй идеальной жидкости [1, 2]. Из решения задачи следует, что эти процессы можно рассматривать как обратимые, т. е. в системе отсчета, связанной с критической точкой, одно течение получается из другого поворотом скорости на 180° [3]. В случае, когда плотности кумулятивной струи и пробиваемой преграды различны, вдоль границы раздела материалов должен существовать тангенциальный разрыв скорости:

$$v_1/v_2 = \sqrt{\rho_2/\rho_1} = \lambda, \quad (1)$$