

Таким образом, в настоящей работе экспериментально установлена связь размера ячейки со скоростью детонации при различных уровнях потерь. Эти данные необходимы для проверки теоретических моделей газовой детонации, учитывающих реальную многофронтную структуру, а также при оценках, например, критической энергии инициирования.

Вблизи пределов самоподдерживающейся детонации в прямоугольных каналах обнаружен квазистационарный пульсирующий режим — аналог галолирующего режима детонации в круглых трубах. В прямоугольных каналах предельный режим распространения зависит от соотношения размеров канала: аналогичный спиновому в круглой трубе режим с единственной поперечной волной в прямоугольном канале может быть реализован лишь при $l/\delta \approx 2$, при $l/\delta > 2$ количество поперечных волн на пределе будет больше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. А. Баум и др. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
2. К. И. Шелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
3. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчий. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: РИО СО АН СССР, 1963.
4. A. J. Mooradian, W. E. Gordon. J. Chem. Phys., 1951, 19, 1166.
5. J. P. Saint-Cloud, C. Gueraud, G. Brochet e. a. Acta Astr., 1972, 17, 4/5, 487.
6. N. Manson, G. Brochet, J. Brossard e. a. IX-th Symp. (Internat.) on Combustion, 1963.
7. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1981, 17, 1, 118.
8. A. A. Vasiliev, V. Yu. Ulianitski. IX-th Internat. Colloq. on Gasdynamics of Expl. and Reactive Syst. Book of Abstr. USSR, 1981.
9. В. И. Манжалей, В. В. Митрофанов. ФГВ, 1973, 9, 5, 703.
10. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 1, 105.
11. D. N. Edzards, G. Hooper, R. J. Meddlins. J. Phys. D: Appl. Phys., 1970, 3, 1130.
12. E. A. Lundstrom, A. K. Oppenheim. Proc. Roy. Soc. A, 1969, 310, 463.
13. D. H. Edzards, G. Hooper, E. M. Job e. a. Astr. Acta, 1970, 15, 5/6, 323.
14. R. A. Strehlow, A. J. Crooker. Acta Astr., 1974, 1, 3/4, 303.
15. J. C. Libouton, M. Dormal, P. J. Van Tiggelen. XV-th Symp. (Internat.) on Combustion, 1974.
16. А. А. Васильев. ФГВ, 1982, 18, 2, 132.
17. R. A. Strehlow, R. Liaugminas, R. H. Watson e. a. XI-th Symp. (Internat.) on Combustion, 1967.
18. R. A. Strehlow, C. D. Engel. AIAA J., 1969, 7, 3, 492.
19. В. И. Манжалей, В. В. Митрофанов, В. А. Субботин. ФГВ, 1974, 10, 1, 102.
20. D. C. Bull, I. E. Elsworth, P. J. Shuff. Comb. Flame, 1982, 45, 7.
21. R. Knystautas, C. Guirao, J. H. Lee e. a. IX Internat. Colloq. on Gasdynamics of Expl. and Reactive Syst. Book of Abstr. France, 1983.
22. J. H. Lee. Ann. Rev. Fluid Mech., 1984, 16, 311.
23. А. А. Васильев. Канд. дис. ИГ СО АН СССР, Новосибирск, 1977.
24. Т. П. Гавриленко, Е. С. Прохоров. — В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1980.
25. А. В. Троцюк, В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1983, 19, 6, 76.
26. V. A. Subbotin. VII Internat. Colloq. on Gasdynamics of Expl. and Reactive Syst. Book of Abstr. FRG, 1979.
27. Г. И. Абрамович. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969.
28. А. А. Васильев, В. В. Григорьев. ФГВ, 1980, 16, 5, 117.

Поступила в редакцию 5/VI 1986

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТНЫХ ТЕМПЕРАТУР ПРИ ВЫХОДЕ УВ ИЗ ПОРОШКА НА ГРАНИЦУ С ПРОЗРАЧНОЙ ПРЕГРАДОЙ

А. И. Матюцин, С. Т. Попов

(Новосибирск)

Одна из важных особенностей поведения пористой среды (порошка) при ударном сжатии — неравномерный разогрев частиц по объему. В процессе уплотнения порошка во фронте ударной волны (УВ) поверхностные слои частиц деформируются интенсивнее внутренних, что

приводит к появлению горячих точек — областей, где температура выше температуры равновесного состояния вещества. В дальнейшем температуры по объему образца выравниваются и устанавливается тепловое равновесие.

Деформация и плавление по границам частиц приводят к образованию связей между ними при взрывном прессовании [1]. Это же явление может быть ответственно за протекание химических реакций при ударном нагружении порошков [2, 3]. Наличие за фронтом УВ тепловой неравновесности может повлиять, как отмечалось в [4], на точность определения ударной адиабаты пористой среды. Степень и время существования тепловой неравновесности также необходимо знать для проверки существующих вариантов модели компактирования порошка [5—8].

Экспериментальные же результаты в этой области немногочисленны. В работах [3, 9] зарегистрировано кратковременное свечение при выходе УВ на свободную поверхность пористого образца. Установлено, что оно ярче свечения фронта детонации мощного ВВ — сплава тротила с гексогеном. Свечение не зависит от природы газа, заполняющего поры, и не меняется заметным образом при уменьшении давления газа до $3 \cdot 10^{-5}$ торр, а в случае достаточно крупного порошка имеет пятнистый характер. Авторами [3, 9] сделан вывод, что причина этого явления — наличие горячих точек в порошке, возникающих вследствие соударений частиц. Никаких количественных данных не получено.

В работах [10, 11] регистрировали термоэдс при ударном нагружении границы раздела порошков меди и никеля. По ее значениям определены температуры и проведено сравнение с расчетной температурой равновесного состояния T_p . Установлено, что в исследованном диапазоне давлений ($p = 1,5 \div 25$ ГПа) температура порошка крупной фракции ($d = 100 \div 500$ мкм) превышала T_p в 1,2—3,0 раза и равнялась $250 \div 2900^\circ\text{C}$, а в случае $d = 1 \div 10$ мкм была близка к T_p (отличие не больше, чем в 1,4 раза). В исследованном диапазоне давлений максимальное различие между измеренной и расчетной температурами различных фракций имело место при $p = 3,0 \div 7,0$ ГПа. В некоторых экспериментах после скачка температуры в УВ она уменьшилась в 1,5—2,0 раза за время 1—5 мкс.

В [12] оптическим методом измерялись температуры свечения паров вещества, разлетающихся при выходе УВ из порошка магния на границу с вакуумом. Амплитуда УВ в порошке — $6,5 \div 30$ ГПа. Кроме того, определялись температуры при торможении разлетающихся паров о прозрачную преграду.

Температуры паров порошка с $d = 500$ мкм равнялись $(8 \div 17) \cdot 10^3$ К, что в 3—8 раз выше T_p . Температуру разлетающихся паров для порошка фракции $1 \div 5$ мкм зарегистрировать не удалось вследствие слабости свечения. Различие между экспериментом и расчетной T_p тем меньше, чем больше амплитуда УВ. При торможении разлетающегося вещества температура во всех случаях возрастала примерно в 2 раза.

Эксперименты по определению температуры паров, хотя и относятся к состоянию разлетающегося вещества, однако, как и эксперименты по регистрации термоэдс, дают представление о возможной степени тепловой неравновесности за фронтом УВ в порошке.

Из сравнения приведенных результатов экспериментов видно, что они заметно различаются между собой. Следовало бы выяснить, насколько это различие обусловлено состоянием вещества и методиками измерения.

Настоящая работа выполнена с целью определить температуры свечения при выходе УВ из порошка на границу с прозрачной преградой, выяснить влияние воздуха в порах на яркость свечения и оценить время существования тепловой неравновесности в порошке.

Постановка эксперимента. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Ударник из дюралюминия 3 толщиной 3, 4 или 6 мм разгонялся зарядом ВВ 2 (генератор плоской волны + таблетка ТГ 50/50 диаметром

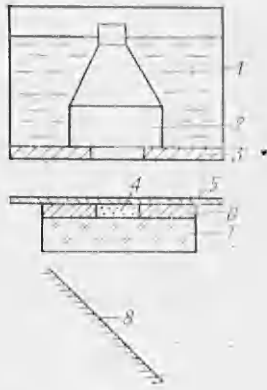


Рис. 1. Схема регистрации свечения.

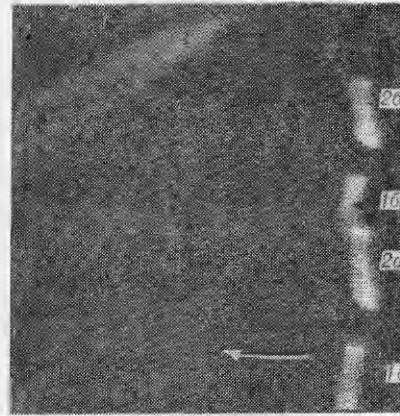


Рис. 2. Свечение порошков окисла железа (1) и стекла (2).
а) свечение в нормальном направлении; б) свечение под углом 45° ; стрелкой указано направление развертки.

70 и высотой 20—30 мм) и, ударяясь о непрозрачный экран 5 из дюралюминия толщиной 0,5 мм, создавал в нем, а затем и в исследуемом порошке 4 ударную волну. Нагружались порошки Fe_2O_3 с $d = 80 \div 100$, $200 \div 500$ и $500 \div 800$ мкм плотностью $\rho = 2,8 \div 3,5$ г/см³, а также порошок листового стекла с $d = 200 \div 500$ мкм, $\rho = 1,5 + 0,1$ г/см³. Порошки размещали в обойме из ПММА 6 толщиной 2—3 мм. Свечение при выходе УВ из порошка на границу с прозрачной преградой 7 после отражения в зеркале 8 регистрировали на фотопленку РФ-3 скоростным фоторегистратором, работавшим в режиме целевой развертки. При съемке использовали фильтр, пропускавший излучение с длиной волны $\lambda = 450 \pm 50$ нм.

В качестве преград использовали ПММА толщиной 5 мм или листовое полированное стекло толщиной 7 мм. Основные компоненты стекла — SiO_2 — 73%, Na_2O — 14% и CaO — 8%, $\rho = 2,5$ г/см³, коэффициент теплопроводности $\kappa = 1,0$ Вт/(м·К) [13, 14]. Непрозрачный порошок Fe_2O_3 выбран для экспериментов по причине сравнительно высокой излучательной способности ($\epsilon = 0,75$ при $\lambda = 450$ нм и температуре 1500°C), $\rho = 5,2$ г/см³, $\kappa = 7$ Вт/(м·К) [14—16]. При проведении различных оценок удельная теплоемкость веществ принята равной 25 Дж/(моль·К). Для уменьшения паразитной засветки пленки от разлетающихся продуктов детонации заряд ВВ помещали на дно бумажного стакана 1 диаметром 110 мм, перед подрывом заполнявшегося водой.

В эксперименте с откачкой воздуха обойма с порошком и прозрачная преграда находились в откачиваемом объеме. По предварительно замеренной скорости патекания воздуха в объем и времени, прошедшем от отключения вакуумного насоса до подрыва, оценено давление остаточного газа в сборке перед подрывом (10^{-2} торр).

Для нахождения яркостных температур T_1 регистрируемого свечения использовали методику, изложенную в [17] и основанную на определении отношения яркостей эталонного и исследуемого источников свечения в узком спектральном интервале по соответствующим почерпкам пленки. Искомая температура вычислялась с помощью соотношения

$$n = \frac{\epsilon P(\lambda, T_1)}{\epsilon_0 P(\lambda, T_0)}, \quad P(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left\{\frac{hc}{k\lambda T}\right\} - 1}. \quad (4)$$

Здесь n — отношение яркостей исследуемого источника и эталона; ϵ_0 и T_0 — излучательная способность и температура эталона; $P(\lambda, T)$ — функция Планка спектральной плотности равновесного излучения с единицы

площади; c — скорость света; h и k — постоянные Планка и Больцмана.

В качестве эталона яркости использовалось свечение воздушной УВ, создаваемой детонацией заряда с кумулятивным каналом. Такой выбор основан на результатах исследований [17]. В экспериментах одновременно регистрировали яркость и скорость воздушной УВ. Температуру эталона, соответствующую измеренной скорости, брали из таблиц [18]. Свечение эталонного источника регистрировали через нейтральный ступенчатый ослабитель. Сравнение почернения пленки от исследуемого источника, паразитного свечения и от ослабленного в известное число раз эталона с учетом соответствующих времен экспозиции позволяло определить отношение яркостей n . За исключением материала преграды в экспериментах с источником свечение проходило тот же самый путь, что и в экспериментах с эталоном. Влияние фотохимической обработки исключалось регистрацией свечения порошка и эталона на один кусок пленки и одновременным проявлением результатов обоих экспериментов. Степень почернения определяли на микрофотометре МК-12/4. В качестве времени экспозиции для эталона брали отношение ширины проекции щели СФР к скорости ее движения по пленке — 3 мм/мкс. Так же находили время экспозиции τ и для порошка, если свечение было достаточно длительным и проекция щели успевала сдвинуться на расстояние большее, чем ее ширина. Если время свечения было мало, то τ принималось равным времени свечения порошка. Минимальные величины τ , которые можно было определить, ограничивались разрешающей способностью пленки и оптической системы и составляли около 0,02 мкс.

При расчетах T_1 принято, что интенсивность свечения порошка не зависит от времени и что $\epsilon/\epsilon_0 = 1$. Вклад в ошибку при определении T_1 вносили неравномерность почернения пленки, а также погрешности определения T_2 , λ и τ . Вероятная ошибка T_1 вычислена в предположении, что отдельные источники погрешностей вносят вклад независимо друг от друга.

Для оценки давления в порошке в специальных экспериментах без использования фильтра были измерены методом вспыхивающих зазоров скорости УВ в порошке и в обойме из ПММА. По этим значениям и ударным адиабатам алюминия и плексигласа [19] находили параметры УВ в порошке, выходящей на границу с прозрачной преградой. Точность определения параметров нагружения поэтому ограничивалась главным образом разбросом данных от эксперимента к эксперименту и имела величину 20 и 10% для давления и массовой скорости соответственно. Оценка температур равновесного состояния ударно-сжатого порошка T_p проводилась в предположении, что приращение внутренней энергии во фронте УВ целиком носит тепловой характер.

Результаты экспериментов и обсуждение. СФР-грамма одного из экспериментов приведена на рис. 2. Зарегистрированные особенности свечения качественно во многом совпадали с результатами [3]. Свечение крупного порошка носило пятнистый характер. Размеры областей более интенсивного свечения (0,5—1,5 мм) приблизительно соответствовали величинам d . Время свечения для порошков Fe_2O_3 сокращалось с уменьшением размеров частиц и для крупного и среднего порошков составляло несколько десятков наносекунд. Это соответствовало времени прохождения УВ в порошке расстояния, равного $1/3$ среднего размера частиц. Свечение окисла железа мелкой фракции было настолько кратковременным, что оказалось возможным определить только верхнюю границу τ (0,02 мкс). Такие же результаты дали эксперименты по регистрации нефилтрованного излучения при нагружении окисла железа и других непрозрачных порошков: графита, $d = 100$ мкм, железа, $d = 100 \div 500$ мкм и NiO , $d = 10 \div 50$ мкм.

Длительность свечения порошка стекла заметно больше. Эксперименты с регистрацией нефилтрованного излучения показали, что его начало соответствовало моменту выхода УВ из экрана в порошок. Далее интенсивность свечения монотонно нарастала и достигала максимума к

Номер опыта	Порошок	l , мм	d , мкм	τ , нс	$T_1 \cdot 10^{-3}$, К	p , ГПа	u , км/с	$T_p \cdot 10^{-3}$, К	$T_2 \cdot 10^{-3}$, К	Преграда
1	Fe_3O_4	3	500—800	70	12,0±1,7	25	2,0	2,6	16	ПММА
2	Fe_3O_4	6	200—500	30	6,6±0,7	15	1,4	1,3	7,5	Стекло
3		4		50	9,1±0,8	20	1,6	1,7	11	»
4		3		20	10,0±1,6	25	2,0	2,6	13	ПММА
5		3		50	8,2±0,8	25	2,0	2,6	10	Стекло
6		3		50	9,1±0,9	25	2,0	2,6	11	»
7		3		40	9,0±1,0	25	2,0	2,6	11	ПММА
8	Fe_3O_4	6	80—100	20	4,4±0,9	15	1,4	1,3	5,0	Стекло
9		4		20	5,1±0,8	20	1,6	1,7	5,7	»
10		3		20	8,3±1,9	25	2,0	2,6	10	ПММА
11	Стекло	6	200—500	120	5,2±0,3	10	1,8	1,3	5,8	Стекло
12		4		120	5,4±0,4	13	2,1	1,7	6,0	
13		3		200	6,4±0,4	17	2,5	2,6	7,3	
14		3		200	6,5±0,3	17	2,5	2,6	7,4	

моменту выхода УВ на границу с преградой, после чего резко спадала за $\sim 0,05$ мкс. Такая длительность свечения, очевидно, объясняется прозрачностью частиц стекла, через которые, рассеиваясь, проходило исследуемое излучение. Аналогичный характер имело свечение порошка гексогена. Его единственное отличие состояло в том, что при использовании стеклянной преграды в нефилтрованном излучении зарегистрировано относительно слабое послесвечение, длившееся 1—1,5 мкс. Оно относилось, по всей вероятности, к нагретым продуктам детонации, которые вплоть до начала их разлета находились в состоянии, близком к состоянию Чепмена — Жуге.

Результаты экспериментов представлены в таблице (l — толщина ударника; p , u и T_p — давление, массовая скорость и температура термодинамически равновесного состояния за фронтом падающей на границу с прозрачной преградой УВ в порошке; значения T_1 приведены вместе с ее вероятной ошибкой). Для опытов с порошком стекла параметры нагружения специально не определялись. Их величины, приведенные в таблице, оценены с помощью ударной адиабаты пористой SiO_2 [19].

В экспериментах 6 и 14 свечение наблюдалось под углом 45° к границе порошок — преграда. Одновременно регистрировалось свечение этих же порошков в нормальном направлении (эксперименты 5 и 13). Опыт 7 был проведен с откачкой воздуха.

Как видно из таблицы, значения T_1 слабо зависят от типа преграды (несмотря на их различную акустическую жесткость), а также от наличия воздуха в порах и увеличиваются, с ростом давления в падающей УВ, достигая $12 \cdot 10^3$ К при $p = 25$ ГПа. T_1 при этом в 3—5 раз превышает T_p . Поскольку трудно ожидать, как это предполагалось при расчетах T_1 , что интенсивность свечения постоянна в течение времени τ , то это значит, что при ударном нагружении порошка могли существовать температуры больше, чем T_1 . Аналогичный вывод можно сделать, если учесть неидеальность пропускной способности преграды и излучательной способности источника свечения в порошке. Представление о том, насколько мгновенные температуры, а также температуры в горячих точках могли быть выше T_1 , дают значения T_2 , вычисленные в предположении, что интенсивность излучения в 2 раза выше, чем та, которая использовалась при расчете T_1 .

Сравнивая температуры свечения порошков различных фракций, необходимо учитывать, что для мелких порошков определена только верхняя граница времени свечения, а само τ может быть гораздо меньше. Если предположить, что τ для порошков всех размеров равно $1/3$ вре-

мени прохождения УВ размера частицы, то для мелких порошков в качестве T_1 следует взять значения, близкие к T_2 . Тогда оказывается, что в условиях данных экспериментов температуры свечения сильнее зависят от давления в УВ, чем от размеров частиц порошка.

Опыты с регистрацией свечения под углом 45° проведены для проверки наличия экранирующего слоя. Предполагалось, что в случае экранировки интенсивность излучения под углом будет меньше [17]. В данном случае, однако, оказалось, что интенсивнее свечение под углом 45° . Для окисла железа отношение интенсивностей свечения под различными углами (опыты 5 и 6) $I_6/I_5 = 1,53 \pm 0,33$. Для порошка стекла — $I_{11}/I_{13} = 1,17 \pm 0,23$; это отношение больше единицы, однако отличие не выходит за пределы погрешности измерения. (При сравнении температур свечения следует иметь в виду, что значения T_i в таблице необходимо сравнивать с учетом их относительной ошибки, которая для экспериментов 5, 6, 13 и 14 составляет соответственно 0,2; 0,3; 0,3 и 0,1 кК.)

Такой результат мог бы объясняться малой оптической толщиной излучающего слоя. Однако имеющееся различие интенсивностей свечения под разными углами может быть обусловлено и другими причинами, например тем, что излучающий слой состоит из горячих объемных источников, разделенных относительно холодными областями. Эти опыты, таким образом, свидетельствуют, что толщина экранирующего слоя много меньше размера тепловых неоднородностей. Отсутствие значительной экранировки подтверждается также одинаковыми результатами, полученными в экспериментах с различными преградами, и ростом T_1 , приблизительно пропорциональным росту давления ударного нагружения.

Возможные источники свечения — это места интенсивной деформации поверхностных слоев частиц и преграды, а также образующиеся при этом пары веществ, которые заполняли поровое пространство. В регистрируемое свечение поэтому должны вносить вклад материалы порошка и преграды. В процессе схлопывания пор пары и имевшийся там воздух могли подвергаться сжатию и дальнейшему разогреву, который должен был ограничиваться теплоотводом в более холодные области. Близость T_1 к температуре свечения разлетающихся паров [12], а также близость температур в опытах 4 (с воздухом) и 7 (с откачкой) означает, что свечение паров должно было составлять существенную долю в общем излучении.

После захлопывания пор и прекращения тепловыделения разогретые области охлаждаются и устанавливается тепловое равновесие. Интенсивность излучения при этом быстро падает. Например, если температура области, прогретой до 10—15 кК, снижается в 2 раза, то интенсивность излучения на длине волны 450 нм уменьшается в 25—10 раз. В дальнейшем по мере рассасывания тепла из горячих областей скорость падения температуры уменьшается.

Таким образом, различие в результатах работ [10—12] объясняется тем, что они относятся к различным этапам существования тепловой неравновесности в образце. Еще это может быть связано с особенностями использовавшихся методик. Дело в том, что методом термоэдс определяется температура, являющаяся результатом усреднения по поверхности контакта порошков. Поэтому такой метод слабо чувствителен к вкладу горячих точек, если их площадь относительно мала. В яркостном же методе из-за сильной зависимости интенсивности свечения от степени разогрева вклад горячих точек в общий световой поток оказывается непропорционально велик. Зарегистрированная при этом температура получается ближе к температуре горячих точек.

Оценим возможную толщину разогретого поверхностного слоя частиц. Верхняя граница Δx_{\max} определяется из условия, что на такой разогрев идет вся энергия ударного сжатия, нижняя Δx_{\min} — процессом теплопроводности. Оценки показывают, что $\Delta x_{\max} = \frac{r}{3} \cdot \frac{T_p}{T_1} \sim 0,1r$ (r — радиус частицы); у порошков различных фракций $\Delta x_{\max} \sim 10 \div 60$ мкм;

$\Delta x_{\min} \sim \sqrt{4a\Delta t}$ (Δt — время существования высоких температур; a — коэффициент температуропроводности). Воспользовавшись значениями $a = 2 \cdot 10^{-2}$ см²/с (Fe₃O₄) и $4 \cdot 10^{-3}$ см²/с (стекло) и приняв, что время свечения Fe₃O₄ средней крупности $\tau \sim \Delta t \sim 0,04$ мкс, получим $\Delta x_{\min} \sim 0,6$ мкм для Fe₃O₄ и 0,2 мкм для стекла, что составляет 0,001—0,006 радиуса частицы. В случае, когда экранировка полностью отсутствует, эта же оценка дает Δx_{\max} как максимальную толщину слоя, который успевает остыть за время Δt . Действительно, за время Δt тепло успевает распространиться на расстояние $\sim \sqrt{4a\Delta t}$, при этом толщина слоя возрастает, а температура уменьшается примерно в 2 раза.

В заключение отметим, что экспериментальные данные о степени и времени существования тепловой неравновесности, полученные с помощью различных методик, дополняют друг друга и необходимы для создания моделей, правильно описывающих поведение порошков при ударном сжатии. Известно, что существующие варианты развиваемой в настоящее время модели полых сфер [20] неудовлетворительны, поскольку приводят к неограниченному росту температуры в окрестности поры [7, 8], а также к тому, что расчетная ударная адиабата проходит ниже экспериментальных данных по статическому прессованию [21]. Можно ожидать, что модель, учитывающая частичное испарение материала порошка, будет лучше согласовываться с экспериментами.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. J. Carlson, S. W. Porembka. Bull. Amer. Ceram. Soc., 1966, 45, 2, 266.
2. П. А. Ждан, В. П. Иванов, В. А. Григорьев и др. Изв. АН СССР. Неорг. материалы, 1973, 9, 3, 349.
3. G. H. Blackburn, L. V. Seely. Nature, 1964, 202, 4929, 276.
4. Н. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев, Ю. И. Сутулов. ПМТФ, 1984, 1, 119.
5. В. С. Соловьев, А. В. Аттетков, А. В. Бабкин и др. — В кн.: Дегонация. Черноголовка, 1985.
6. M. M. Carroll, K. T. Kim, V. F. Nesterenko. J. Appl. Phys., 1986, 59, 6, 1962.
7. А. В. Аттетков, Л. Н. Власова, В. В. Селиванов и др. ПМТФ, 1984, 2, 128.
8. С. З. Дунин, В. В. Сурков. ПМТФ, 1982, 1, 131.
9. G. H. Blackburn, L. V. Seely. Nature, 1962, 194, 4826, 370.
10. В. Ф. Нестеренко, ФГВ, 1975, 11, 3, 444.
11. В. Ф. Нестеренко. — В кн.: III Symp. on Explosive Working of Metals. Marianske Lazne, 19—22.10.76.
12. Г. В. Беляков, В. Н. Родионов, В. П. Самосадный. ФГВ, 1977, 13, 4, 614.
13. Стекло. М.: Стройиздат, 1973.
14. Теплопроводность твердых тел. М.: Энергоатомиздат, 1984.
15. Физико-химические свойства окислов. М.: Металлургия, 1978.
16. Излучательные свойства материалов. М.: Энергия, 1974.
17. Е. Г. Попов, М. А. Цикулин. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.
18. Н. М. Кузнецов. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Металловедение, 1965.
19. Compendium of Shock Wave Data. URCL-50108, Lawrence Livermore Lab. Univ. of Calif. Livermore Calif., 1977.
20. M. M. Carroll, A. C. Holt. J. Appl. Phys., 1972, 43, 4(1), 1626.
21. M. M. Carroll, A. C. Holt. Ibid., 1973, 44, 40, 4388.

Поступила в редакцию 20/VI 1986 г.

ШИРИНА ФРОНТА СТАЦИОНАРНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В МЕТАЛЛАХ

Л. А. Мерзиевский
(Новосибирск)

В идеализированном математическом описании ударная волна (УВ) вводится как поверхность, на которой претерпевают разрыв функции, описывающие распределение кинематических и термодинамических параметров. Оценки и измерения для реальных газов и жидкостей дают