

## ОКОЛОПРЕДЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. А. Васильев

(Новосибирск)

Пределы детонации — общее название условий, при которых в химически активной среде возможно распространение детонационного режима. Общеизвестны пределы: концентрационные, устанавливающие граничные соотношения между горючим и окислителем; геометрические, связанные с понятием критического диаметра  $d_*$ , т. е. такого  $d_*$  заряда, при котором детонационная волна (ДВ) все еще способна распространяться в самоподдерживающемся режиме; температурные и т. д. (см., например, [1]).

Основной геометрической характеристикой многофронтной газовой детонации с пульсирующим фронтом является размер ячейки — характерный ромбовидный отпечаток, оставляемый ДВ на закопченной поверхности. Для фиксированного состава смеси и диаметра детонационной трубы с понижением начального давления  $p_0$  наблюдается укрупнение ячейки и переход от многофронтного режима к спиновому (в круглых трубах), характеризующемуся единственной поперечной волной (ПВ), аксиально вращающейся по периферии детонационной трубы [2, 3]. Траектория движения спиновой поперечной волны представляет собой спиральную линию. Время одного оборота  $t = \pi d / D_{\perp} = \pi d / 1,84c$ , где  $d$  — диаметр трубы;  $D_{\perp}$  — аксиальная скорость поперечной волны;  $c$  — скорость звука в продуктах детонации; 1,84 — значение основного корня функции Бесселя 1-го рода. Продольный размер ячейки логично определить как  $b = D_{\parallel} t = \pi d D_{\parallel} / 1,84c = \pi d$ , так как  $c / D_{\parallel} \approx 0,55$  [3],  $D_{\parallel}$  — продольная скорость детонации. Тогда поперечный размер ячейки  $a = b \cdot D_{\perp} / D_{\parallel} \approx b$ , и поскольку  $a = b \cdot \operatorname{tg} \varphi$ , то спиральная траектория спиновой ПВ имеет наклон к оси трубы  $\sim 45^\circ$ ; шаг спирали служит аналогом  $b$ .

Таким образом, спиновая детонация реализуется при условии

$$a = \pi \cdot d_s. \quad (1)$$

Зная зависимость  $a(p_0)$  для взрывчатой смеси, по (1) определяется диаметр круглой трубки  $d_s$ , в которой можно наблюдать предельный режим стационарного распространения детонации — спиновый. При дальнейшем понижении  $p_0$  спиновая детонация срывается, и при определенных условиях возникает квазистационарный режим распространения волны с сильными продольными (вдоль оси) колебаниями газа, получивший название галошпрующего [4—8].

В исследованиях наряду с круглыми трубами широко используются детонационные каналы прямоугольного сечения. С понижением  $p_0$  происходит переход от многофронтной детонации к режиму распространения с единственной поперечной волной (аналогично спиновой детонации в круглых трубках), которая периодически движется между боковыми стенками канала. Спиральный след ПВ на боковой поверхности круглой трубы, характерный для спиновой детонации, преобразуется в ромбовидный отпечаток, типичный для ячеистой структуры. Режим распространения детонации в прямоугольном канале с единственной ПВ получил в литературе название граничного (marginal), при этом ширина канала  $l$  связана с размером ячейки соотношением

$$l - l_m = a/2. \quad (2)$$

По зависимости  $a(p_0)$  с помощью (2) определяется ширина прямоугольного канала  $l_m$ , в котором реализуется граничный режим. Отметим, что хотя такой режим в прямоугольном канале и является аналогом спиновому для круглой трубы, существует принципиальное различие между ними, связанное с характером движения поперечной волны: при спиновой детонации ПВ вращается по периферии с постоянной скоростью,

Смесь	$d$ , мм	$p_0$ , мм рт. ст.	$\bar{D}$ , м/с	$\bar{D}/D_0$	Ссылка
$2H_2 + O_2$	5	180	2600	0,96	[9]
	16	45	2200	0,82	[2]
	40	27	2350	0,88	[10]
$H_2 + \text{воздух (ст.)}$	40	53	1690	0,89	[10]
$C_2H_2 + \text{воздух (ст.)}$	40	38	1580	0,88	[10]
$CH_4 + 2O_2$	5	220	2100	0,90	[9]
$2H_2 + O_2 + 3Ar$	$76,2 \times 6,3$	58	—	0,87	[14]
$(2H_2 + O_2) + 60\% Ar$	$76,2 \times 6,3$	80	—	—	[11]
$2H_2 + O_2 + 3N_2$	$38,1 \times 25,4$	59	—	—	[12]
$2CO + O_2$	$76,2 \times 38,1$	50	—	—	[13]
$2H_2 + O_2$	$76,2 \times 38,1$	25	—	—	[13]
$C_2H_2 + 2,5O_2$	$3 \times 0,5$	115	—	0,88	[16]

а при граничной скорости ПВ между соударениями с боковыми стенками канала переменна, что характерно для многофронтной детонации.

Соотношение (2) позволяет определить лишь один из размеров прямоугольного канала —  $l_m$ . Влияет ли глубина канала  $\delta$  на область существования граничного режима? Наблюдается ли в прямоугольных каналах режим, аналогичный галолирующему в круглых трубах? Каковы основные характеристики детонации вблизи пределов? Исследованию этих вопросов и посвящена данная работа.

В таблице представлены результаты известных из литературы исследований спиновое и граничного режимов. Из большого количества работ отобраны лишь те, в которых содержится информация не только о структуре фронта, но и об условиях и характеристиках детонации: составе смеси, начальном давлении, геометрии канала и размерах, дефиците скорости и т. д. Как видно из таблицы, спиновая и граничная детонации имеют примерно одинаковый дефицит скорости  $\Delta D/D_0 = 1 - D/D_0$  ( $D$  — скорость распространения самоподдерживающейся детонации,  $D_0$  — расчетная скорость Чепмена — Жуге), что указывает на примерное равенство предельного уровня потерь в круглой трубе и прямоугольном канале и одинаковом их воздействии на ДВ. Совпадение  $\Delta D/D_0$  позволяет воспользоваться гидравлической аналогией, согласно которой роль диаметра круглой трубы для трубопроводов с сечением, отличным от круглого, играет гидравлический диаметр  $d^0$ . Для прямоугольного канала с размерами  $l \times \delta$

$$d^0 = 2l\delta / (l + \delta). \quad (3)$$

Считая, что предел распространения достигается при одинаковых  $d^0 = d_s$ , из (1) и (3) получаем

$$\frac{a}{\pi} = \frac{2l\delta}{l + \delta} = \frac{2l}{n + 1}. \quad (4)$$

Величина  $l/\delta = n$  задается конструкцией канала. Из (4) условие граничной детонации определяется так:

$$l/a = (n + 1)/2\pi. \quad (5)$$

В (5) учитывается не только ширина канала, но и его глубина. Для  $n = 1$  (квадратный канал)  $l = a/\pi$ , т. е. предел описывается соотношением типа (1) для спиновой детонации. Из (5) получаем, что граничная детонация ( $l_m = a/2$ ) реализуется при условии

$$n = \pi - 1, \text{ т. е. } l/\delta \approx 2. \quad (6)$$

При больших значениях  $l/\delta$  ДВ с единственной поперечной волной не реализуется, предельным оказывается режим с большим числом попе-

речных волн. При  $n = 5$  граничная ДВ содержит две ПВ, размер ячейки совпадает с шириной канала, при этом  $\delta = 0,2a$ . Отметим, что соотношение  $l/\delta \approx 6$  экспериментально установлено в [3] в качестве оптимального для «плоских» каналов, когда трехмерная структура многофронтной детонации превращается в двумерную.

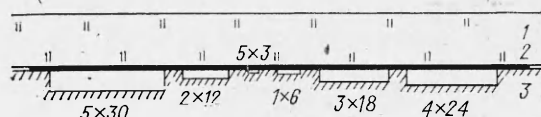


Рис. 1.

Таким образом, в отличие от круглых труб, где на пределе стационарного распространения реализуется спиновая детонация с единственной поперечной волной, в прямоугольном канале предельный режим зависит от соотношения размеров канала: при  $l/\delta \gg 2$  предельным может оказаться даже многофронтный режим, а детонация с меньшим, чем по (5), числом ячеек на ширине канала будет нестационарной и должна затухнуть. Подтверждение этому можно найти в [11], где для канала сечением  $76,3 \times 6,3$  мм на смеси  $(2\text{H}_2 + \text{O}_2) + 60\% \text{Ar}$  обнаружена предельная ДВ с  $l = a/2$  при  $p_0 = 0,08$  атм, по средняя скорость распространения оказалась равной  $(0,4-0,5)D_0$ , а сама детонация оказалась затухающей. Квазистационарной, по мнению авторов, ДВ стала при  $p_0 \geq 0,1$  атм, когда на ширине канала укладывается не менее трех тройных точек, чему соответствует  $l > 1,5a$ . Из (5) при  $n = 12$  (условия [11]) граничная ДВ должна наблюдаться при  $l/a \approx 2$ . Одноголовый предельный режим обнаружен в [12] на смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{N}_2$  ( $p_0 = 59$  торр) в канале сечением  $38,1 \times 25,4$  мм ( $l/\delta = 1,5$ ) и в [13] на смесях  $2\text{CO} + \text{O}_2$  в канале  $76,2 \times 38,1$  мм ( $l/\delta = 2$ ). Последние результаты полностью согласуются с (6). Близкие к предельным режимы распространения детонации в прямоугольных каналах исследовались в работах [14—17].

Экспериментальные исследования околокритической детонации выполнены в прямоугольных каналах с различными  $l$  и  $\delta$ . Взрывная камера 3 (рис. 1) представляла собой систему соосных каналов прямоугольного сечения с  $l/\delta = 6$ , оптимальном для получения двумерной детонации [3]. Длина каналов  $L = 300$  мм,  $\delta = 5, 4, 3, 2, 1$  и  $0,5$  мм, чистота обработки поверхности — класс 6. Общей стенкой для всех каналов служило оптическое стекло 1, через которое осуществлялась фотосъемка самосвечения процесса в каждом канале на движущуюся пленку барабанного фоторегистратора. При исследовании следовых отпечатков вдоль плоскости стекла устанавливалась закопченная фольга 2 по всей длине взрывной камеры. Кроме этой была изготовлена камера 2 с каналами  $1,5 \times 0,5, 3 \times 0,5, 6 \times 0,5$  и  $2 \times 2$  мм;  $1 \leq l/\delta \leq 12$  (длина каналов 700 мм).

Эксперименты выполнены на смеси  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ , приготавливаемой обычно за сутки до экспериментов. Использовались газы из технических баллонов. Перед каждым опытом камера предварительно вакуумировалась до давления  $< 10^{-3}$  атм. Иницирование осуществлялось высоковольтным разрядом ( $CU^2/2 \approx 40$  Дж), давление контролировалось образцовым вакуумметром с ценой деления  $0,004$  атм, соотношение горючее — окислитель — по парциальным давлениям компонентов. Режимы распространения исследовались при изменении  $p_0$ .

По мере понижения  $p_0$  происходит переход от многофронтной детонации к околопредельной, причем для каналов с  $l/\delta = 6$  предельным оказывается режим с двумя ПВ (одна ячейка на канал) в полном соответствии с (5). Получить устойчивый режим распространения с одной ПВ не удается, ДВ либо срывается, либо появляются слабые ПВ с последующим переходом к многофронтной нестационарной детонации. Такое поведение волны предъявляет повышенные требования к доказательству, что наблюдаемый режим — предельный не только с точки зрения структуры волны (единственная поперечная волна на фронте), но и его стационарности. Именно необходимость доказательства стационарности предельных режимов заставила провести дополнительные ис-

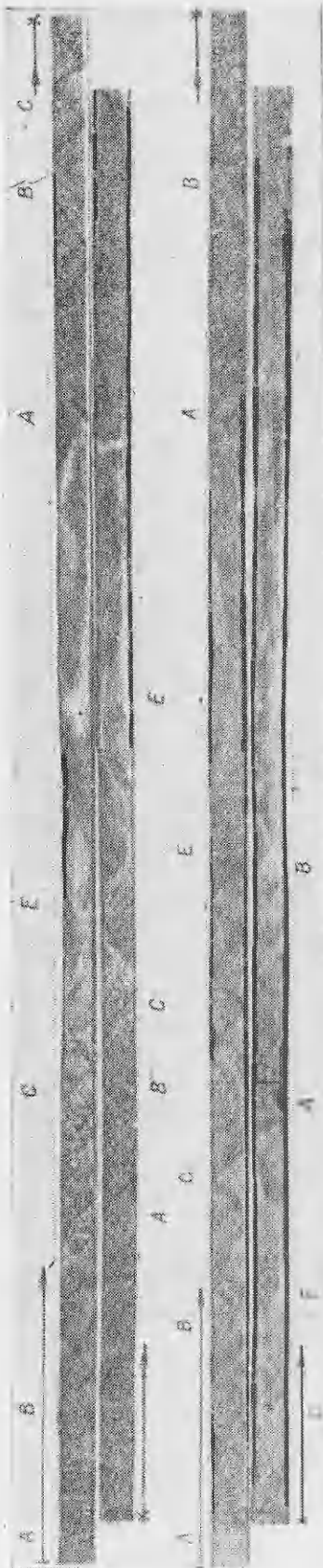


Рис. 2

следования на взрывной камере большей длины.

При дальнейшем уменьшении  $p_0$  в некоторой области давлений фиксируется квазистационарный режим распространения ДВ, который можно трактовать как аналог галоширующего для круглых труб. На рис. 2 приведены следовые отпечатки такого процесса: многофронтная волна, теряя скорость, превращается в предельную с одной ПВ и даже полностью срывается, затем в некоторой точке волна возбуждается вновь в виде пережатой многофронтной детонации, и процесс повторяется. На рис. 2: многофронтная ДВ с мелкой ячейкой — А; В — ДВ, когда размер ячейки совпадает с шириной канала; С — граничный режим с единственной ПВ; Е — срыв детонации; А — восстановление многофронтной детонации и начало нового цикла. Особо отметим, что детонация восстанавливается вблизи границ канала. Качественно режим полностью соответствует галоширующему для круглых труб [4—8].

Используемая конструкция взрывной камеры с несколькими прямоугольными каналами с различным уровнем потерь позволяет получить в отдельном опыте большой объем информации о воздействии потерь на основные характеристики ДВ: среднюю скорость распространения  $D$  и размер элементарной ячейки  $a$ . Вопрос о взаимосвязи  $a$  и  $D$  приобретает особое значение при определении критической энергии иницирования, поскольку  $E_{*v} \sim \rho_0 D_0^2 a^v$  ( $v = 1, 2, 3$  для плоского, цилиндрического и сферического случаев симметрии). При критическом режиме иницирования детонационная волна имеет значительный диапазон изменения скорости: пережатая ( $D > D_0$ ) — вблизи точки иницирования, постоянно ослабевающая — по мере распространения до  $D_{\min} < D_0$  и квазистационарная — вдали от источника. Для ответа на вопрос о зарождении и гибели тройных конфигураций на расходящемся детонационном фронте необходима достоверная информация о зависимости  $a(D)$  на стадиях пережатия и  $D < D_0$ . Последнее относится не только к нестационарным процессам, но и к самоподдерживающимся режимам с заметным уровнем потерь, что характерно для околопредельных условий.

Наиболее полные экспериментальные данные относительно  $a$  содержатся в [18—22]. К сожалению, в этих работах отсутствуют сведения о скорости самоподдерживающейся детонации  $\bar{D}$  в условиях

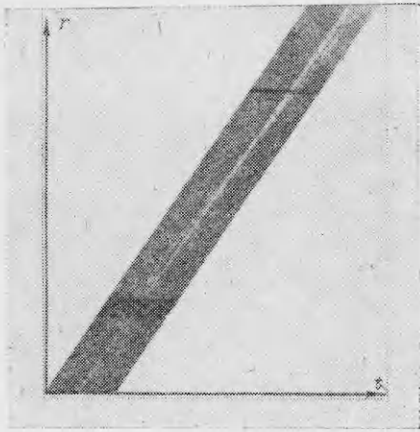


Рис. 3.

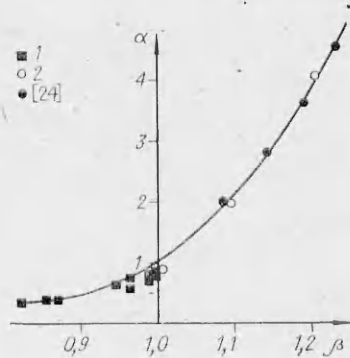


Рис. 4.

эксперимента и можно лишь предполагать, что эти результаты получены для самоподдерживающихся режимов вдали от пределов ( $d/a \gg 1$ ), когда  $D$  практически совпадает с  $D_0$ . Для пересжатых режимов ( $1 < \beta < 1,25$ ) значения  $a$  приведены в [23], здесь  $\beta$  — степень пересжатия (по скорости). Пересжатие достигалось при переходе детонации из трубы с  $d = 80$  мм в трубу с  $d = 12$  мм, состыкованных с помощью конического перехода. Угол конуса выбирался из условия  $\operatorname{tg} \varphi = a/b \approx 0,6$ , характерного для многофронтной детонации. Установлено, что относительное уменьшение ячейки при увеличении пересжатия примерно одинаково для смесей  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ,  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$ . В [24] пересжатие волны было осуществлено за маховской пожкой, возникающей при нерегулярном отражении ДВ от твердой стенки. Измерения  $a$  выполнены также в [25], где исследованы нестационарные волны при иницировании детонации.

Связь  $a(D)$  для режимов с  $\bar{D} < D_0$  устанавливалась с помощью следовой методики ( $a_i$  — размер ячейки в каждом канале) и фоторазверток самосвечения, по которым определялись значения  $\bar{D}_i$  (рис. 3). Канал  $5 \times 30$  мм служил базовым для определения  $D$  и  $\bar{a}$  при условиях, далеких от предельных, ибо независимые измерения этих же параметров в трубе с  $d = 40$  мм показали их идентичность при одинаковых  $p_0$ . Результаты экспериментов представлены на рис. 4, 1, точки 2, 3 соответствуют пересжатым режимам ( $\alpha = \bar{a}/a_i$ ,  $\beta = D_i/\bar{D}$ ). Полученные данные можно аппроксимировать зависимостью  $\alpha = \beta^{7,2}$ . Следует отметить систематическое отклонение зависимости  $\alpha(\beta)$  от монотонной в области  $0,96 < \beta < 1,0$ . Подобное поведение параметра  $T/\tau_0$  в этом же диапазоне скоростей отмечено в [26] ( $T = b/D$ ,  $\tau_0$  — задержка воспламенения за плоской ударной волной, имеющей скорость  $D_0$ ). Причпы немонотонности пока не ясны. Возможно, что определенную роль играет высокая чувствительность потока при околосвуковых течениях.

По аналогии с соплом Лавала поверхность Чепмена — Жуге в газовой ДВ играет роль критического сечения. Из аэродинамики известно [27], что небольшие изменения поперечного сечения в околосвуковом режиме заметно влияют на параметры потока. Возрастание потерь, даже незначительное, приводит к уменьшению эффективного критического сечения, что в свою очередь может вызвать заметное смещение поверхности Чепмена — Жуге и перестройку всего течения в ДВ.

Используя вывод [23] о том, что зависимость  $\alpha(\beta)$  практически одинакова для различных смесей, можно объяснить различие экспериментальных размеров ячеек, например для стехиометрической смеси ацетилена с воздухом из [28] и [20]. В [28]  $b = 18$  мм при  $p_0 = 1$  атм и  $\Delta D/D_0 \approx 5,6\%$ ; в [20]  $b = 13,6$  мм при  $D \approx D_0$ . С учетом рис. 4 данные [28], пересчитанные на  $\bar{D} \approx D_0$  (как в [20]), дают  $b = 12$  мм.

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. Meddins. 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