

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Розловский. Основы техники безопасности при работе с горючими газами и парами. М.: Химия, 1980.
2. В. М. Васильев, А. И. Вольперт и др. ФГВ, 1980, 16, 3, 127.
3. Л. И. Коровин, С. А. Лосев и др. ФГВ, 1981, 17, 3, 68.
4. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М.: Наука, 1965.
5. P. Wolanski, C. W. Kaufmann e. a. 18-th Symp. (Intern.) on Combust. Waterloo, Aug. 17—22, 1980. Pittsburg, Pa., 1981.
6. С. И. Когарко. ЖТФ, 1958, 28, 9, 2072.
7. И. И. Стрижевский, В. Ф. Заказнов. Промышленные огнепреградители. М.: Химия, 1974.
8. А. Соколик. Горение и детонация в газах. М.—Л.: Гостехиздат, 1934.
9. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. М.: Мир, 1968.
10. В. Иост. Взрывы и горение в газах. М.: ИЛ, 1952.
11. Г. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева и др. Ударные волны в реальных газах. М.: Наука, 1968.
12. Р. И. Солоухин. Ударные волны и детонация в газах. М.: Физматгиз, 1963.
13. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанец. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
14. Ф. А. Баум, К. П. Шехтер, Б. И. Станюкович. Физика взрыва. М.: Физматгиз, 1959.

## КВАЗИОДНОМЕРНЫЙ РАСЧЕТ ДЕТОНАЦИИ В КАНАЛЕ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ

С. А. Ждан, Е. С. Прохоров

(Новосибирск)

Изучению пересжатых детонационных волн (ДВ) посвящены работы [1—3]. Согласно [3], пересжатые ДВ могут служить источником импульсных потоков газа с параметрами, которые заметно превышают параметры, реализующиеся в стационарной ДВ. Этим и определяется область их возможного использования в приложениях. Конструктивно просто получать пересжатые ДВ изменением сечения трубы. Так, в [4, 5] в сужающемся плоском канале и круглой трубе экспериментально исследованы пересжатые волны при нерегулярном отражении ДВ. Расчеты параметров нестационарного реагирующего потока за ДВ, движущейся в канале постоянного сечения, проведены в [6].

В данной работе в квазиодномерном приближении численно исследовано нестационарное течение за пересжатой ДВ, распространяющейся в канале переменного сечения. Основанием для применимости такого приближения является факт хорошего согласования результатов одномерных расчетов и эксперимента по параметрам ударных волн в конических сужающихся каналах [7].

В дальнейшем приняты следующие обозначения:  $p$ ,  $\rho$ ,  $u$ ,  $T$ ,  $\mu$ ,  $U$  — давление, плотность, массовая скорость, температура, молекулярная масса, полная внутренняя энергия (с учетом потенциальной химической энергии продуктов детонации) соответственно;  $\gamma$  — эффективное значение показателя адиабаты;  $\mu_{\max}$ ,  $\mu_{\min}$  — молекулярные массы в предельно рекомбинированном и условно диссоциированном состояниях;  $k$  — константа равновесия;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $E$  — средняя энергия диссоциации продуктов реакции; параметры реагирующей смеси в начальном состоянии обозначаются индексом 0, а в точке Чепмена — Жуге с индексом \*;  $d = 4S/\gamma$ .  $S$ ,  $\chi$  — гидравлический диаметр, площадь и периметр поперечного сечения трубы соответственно;  $\tau$  — сила, действующая на единицу боковой поверхности со стороны газа;  $q$  — плотность теплового потока через стенки трубы;  $D$  — скорость детонации;  $\alpha = D/D_*$  — степень пересжатия;  $U_p$ ,  $\dot{U}_p$  — частные производные внутренней энергии по давлению и плотности;  $c = \sqrt{(p/\rho^2 - U_p)/U_p}$  — равновесная скорость звука.

**Постановка задачи.** Рассмотрим закрытую с одного конца трубу, заполненную газовой реагирующей смесью с начальными параметрами  $p_0$ ,  $\rho_0$ ,  $T_0$ ,  $\gamma_0$ ,  $\mu_0$ . Ось координат совмещена с осью трубы, а начало отсчета — с закрытым концом. Труба до расстояния  $r_0$  имеет диаметр  $d_0$ , с расстояния  $r_1$  — диаметр  $d_1$  ( $d_1 < d_0$ ). Переход из широкой части в узкую осуществляется с помощью конического сужения сечения с углом  $\beta$  ( $\operatorname{tg} \beta = 1/2(d_0 - d_1)/(r_1 - r_0)$ ). При инициировании у закрытого конца формируется ДВ, распространяющаяся по смеси. Поведение реагирующей среды за фронтом ДВ будем описывать системой уравнений газовой динамики в квазиодномерном приближении с учетом сдвига химического равновесия ПД, потерь на трение и теплоотвода в стенки трубы [8, 9]

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho S)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u S)}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial_k^2(\rho u S)}{\partial t} + \frac{\partial[S(p + \rho u^2)]}{\partial r} &= p \frac{\partial S}{\partial r} - \chi \tau, \\ \frac{\partial[\rho S(U + u^2/2)]}{\partial t} + \frac{\partial[\rho u S(U + p/\rho + u^2/2)]}{\partial r} &= -\chi q, \\ p &= \frac{\rho RT}{\mu}, U = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{RT}{\mu} + E \left( \frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{\max}} \right), \\ \frac{\rho}{\mu} \frac{(1 - \mu/\mu_{\max})^2}{(\mu/\mu_{\min} - 1)} \cdot \exp\left(\frac{E}{RT}\right) &= k, \end{aligned} \quad (1)$$

где площадь поперечного сечения  $S$  в зависимости от координаты  $r$  имеет вид

$$S = \begin{cases} \frac{\pi d_0^2}{4}, & 0 \leq r < r_0, \\ \frac{\pi d_0^2}{4} \left[ 1 - \frac{1 - d_1/d_0}{r_1 - r_0} (r - r_0) \right], & r_0 \leq r < r_1, \\ \frac{\pi d_1^2}{4}, & r \leq r_1. \end{cases} \quad (2)$$

Замыкающие соотношения  $\tau$  и  $q$  аналогичны приведенным в [6]. Граничные условия: у закрытого конца  $u = 0$ ; на фронте ДВ

$$\begin{aligned} \rho(D - u) &= \rho_0 D, \quad p + \rho(D - u)^2 = p_0 + \rho_0 D^2, \\ \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{(D - u)^2}{2} &= \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \frac{p_0}{\rho_0} + E \left( \frac{1}{\mu_1} - \frac{1}{\mu_{\max}} \right) + \frac{n^2}{2}, \\ \frac{\rho}{\mu} \frac{(1 - \mu/\mu_{\max})^2}{(\mu/\mu_{\min} - 1)} \cdot \exp\left(\frac{E}{RT}\right) &= k. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\mu_1$  — константа интегрирования. На правой границе соотношения (3) для стационарной ДВ дополнялись условием Чепмена — Жуке  $D_* = u_* + c_*$ , а для нестационарной волны — соотношением приходящей на фронт характеристики  $c_+$  с учетом трения и теплоотвода

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{\rho c} \frac{\partial F}{\partial t} + (u + c) \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho c} \frac{\partial p}{\partial r} \right) = \frac{\chi}{\rho^2 c U_p S} [\tau(u - \rho U_p c) - q] - uc \frac{\partial(\ln S)}{\partial r}. \quad (4)$$

За время прохождения ДВ расстояния, сравнимого с диаметром трубы, трение и теплоотвод в стенки не успевают существенно изменить параметры потока, поэтому их начальное распределение за фронтом равновесной ДВ определяется из автомодельного решения.

**Результаты расчетов.** Исследование проведено на примере  $C_2H_2 + 2,5 O_2$  (характерные величины приведены в [9, 10]) при  $\gamma = 1,302$  и  $\mu_1 = 19,556$  г/моль. Итерациями законов сохранения (3) с уравнением

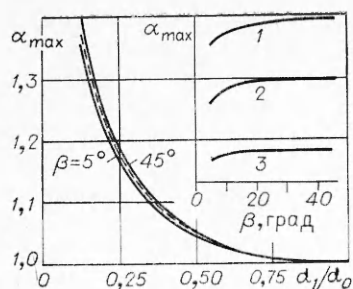


Рис. 1.

химического равновесия [9] находим параметры стационарной детонации  $c_* = 1306$  м/с,  $\rho_*/\rho_0 = 1,8568$ ,  $p_* = 34,135$  атм,  $u_* = 1118$  м/с,  $T_* = 4219$ К,  $\mu_* = 23,32$  г/моль, которые отличаются от точных из термодинамического расчета [10] не более чем на 0,8%. Диаметр широкой части трубы  $d_0 = 0,08$  м. Изменением диаметра узкой части трубы создавался перепад площади поперечного сечения  $S_0/S_1 d_0^2/d_1^2 = 4 \div 64$ , угол конического сужения  $\beta = 5 \div 45^\circ$ . Для четвертого класса чистоты обработки поверхности трубы

величина относительной шероховатости составляла  $\varepsilon = 0,0007 \div 0,0056$ .

Сформулированную задачу решали численно методом распада разрыва в подвижных сетках [11]. Разностную схему конструировали на основе законов сохранения, имеющих вид интегральных тождеств. Переход к расчету скорости ДВ по соотношениям (3), (4) осуществлялся в момент времени, когда в ближайшем к фронту ДВ узле разностной сетки выполнялось условие  $u + c \geq D_*$ . Конечно-разностный аналог (4) располагался на шаблоне «ромб» [12]. Точность получаемых решений контролировали по величине дисбаланса в законах сохранения, а также сравнением на различных сетках.

Предварительные численные расчеты показали, что параметры нестационарной ДВ для исследованного диапазона углов и перепадов сечения практически не зависят от объема газа, заключенного в широкой части трубы, если ее длина  $r_0 > r'_0 = d_0 \sqrt{8 \operatorname{ctg} \beta}$ . При  $r_0 < r'_0$  наблюдали уменьшение максимальной степени пересжатия и увеличение скорости затухания ДВ. Поэтому в дальнейшем полагали  $r_0 = r'_0$ . На рис. 1 приведены расчетные зависимости максимальной степени пересжатия ДВ  $\alpha_{\max}$ , которая достигается в конце области сужения, от  $d_1/d_0$  при разных углах конического сужения. Видно, что  $\alpha_{\max}$  быстро растет с увеличением перепада сечения. При всех  $5 < \beta < 45^\circ$  значения  $\alpha_{\max}$  расположены между указанными кривыми, т. е.  $\alpha_{\max}$  слабо зависит от  $\beta$ . Поэтому при фиксированном отношении  $S_0/S_1$  для класса зависимостей  $S = S(r)$  справедливо следующее утверждение: если в каждой точке сужения угол  $\beta = \beta(r)$  между касательной к образующей боковой поверхности и осью трубы удовлетворяет условию  $5 \leq \beta \leq 45^\circ$ , то  $\alpha_{\max}$  должна находиться между кривыми. Если продукты детонации описывать как изотермический газ в предположении малости влияния градиентов параметров и потерь на трение, для малых степеней пересжатия можно по-

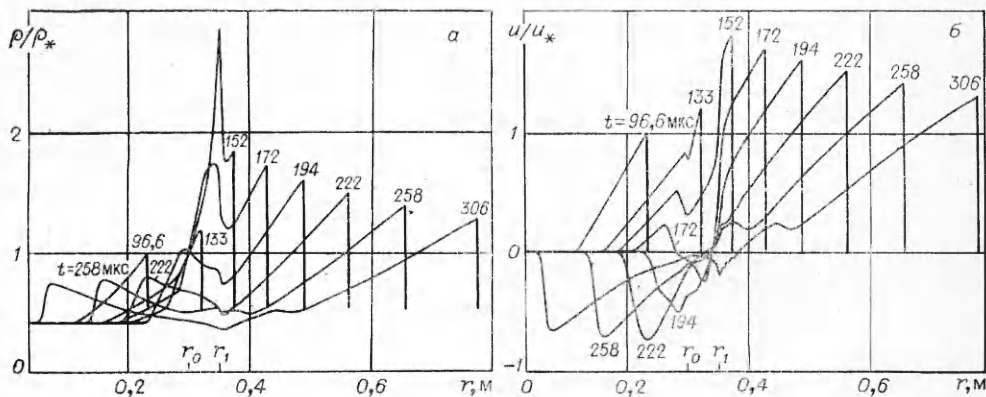


Рис. 2.

лучить приближенное уравнение

$$(\alpha_{\max} - 1) + \sqrt{8(\alpha_{\max} - 1)} = \ln(d_0/d_1). \quad (5)$$

Расчет по (5) представлен на рис. 1 (штриховая линия). Отметим, что (5) описывает расчетные данные максимальной степени пересжатия во всем исследованном диапазоне углов и перепадов сечения (отклонение не превышает 2,5%). Поэтому для оценок  $\alpha_{\max}$  можно пользоваться уравнением (5). Расчеты показали, что с увеличением угла  $\beta$  при фиксированном  $S_0/S_1$  максимальная степень пересжатия стремится к некоторому постоянному значению. Практически с  $\beta = 20^\circ$   $\alpha_{\max}$  не зависит от угла конического сужения. Зависимость  $\alpha_{\max}$  от угла  $\beta$  приведена на рис. 1 ( $d_1/d_0: 1 - 1/8, 2 - 1/6, 3 - 1/4$ ).

На рис. 2 представлены характерные профили плотности (*a*) и массовой скорости (*b*) за фронтом ПД при  $S_0/S_1 = 16$  и  $\beta = 30^\circ$ . Координаты  $r_0$  и  $r_1$  выделяют область конического сужения. Время  $t$  отсчитывается от момента инициирования ДВ у закрытого торца трубы. Из расчетов следует, что до пересжатий  $\alpha \simeq 1,2$  колебания температуры и молекулярной массы ПД в любой точке пространства за волной не превышают 7% относительно их значений в точке Чепмена — Жуге, т. е. для небольших пересжатий ПД ведут себя почти как изотермический газ, поэтому изменение профилей давления подобно изменению профилей плотности. После входа ДВ в сужающуюся часть трубы в окрестности координаты  $r_0$  формируется отраженная волна, которая начинает сдвигаться влево. За уско-ряющейся ДВ следует нестационарная волна разрежения. Когда волна входит в трубу диаметром  $d_1$ , весь движущийся газ не может сразу перетечь в нее, поэтому в окрестности точки  $r_1$  образуется область торможения потока (давление и плотность резко увеличиваются до значений, больших чем на фронте ДВ, а массовая скорость быстро падает). Затем происходит отражение основной части потока от конического сужения, о чем свидетельствуют отрицательные значения массовой скорости. В узкой трубе формируется «пробка» газа с повышенными параметрами и характерными «треугольными» профилями. Пересжатая ДВ постепенно затухает, а профили параметров, растягиваясь, со временем приближаются к профилям для детонации Чепмена — Жуге. Трение и теплотери обеспечивают выход ДВ на стационарный режим на конечном расстоянии.

На рис. 3 приведены расчетные зависимости степени пересжатия ДВ в канале диаметром  $d_1$  от безразмерного расстояния  $\xi = (r_1 - r_0)/d_0$ , отсчитываемого от координаты  $r_1$ . Видно, что для создания возможно высоких параметров потока в узкой части трубы необходимо увеличивать перепад сечения  $S_0/S_1$ . При фиксированном  $S_0/S_1$  рост угла  $\beta$  приводит (см. рис. 3) к более быстрому затуханию ДВ, так как большим углам соответствует более крутой спад параметров за фронтом волны. Поэтому для получения протяженных «пробок» газа с высокими параметрами могут быть использованы малые углы  $\beta$ . Ясно, что сильно уменьшать угол конического сужения нельзя, поскольку максимальная степень пересжатия стремится к единице. Для  $S_0/S_1 \leq 4$  в исследованном диапазоне углов конического сужения скорость затухания ДВ практически не зависит от  $\beta$ .

Итак, по разработанному алгоритму проведен квазиодномерный расчет детонации смеси  $C_2H_2 + 2,5 O_2$  в канале переменного сечения. Исследовано влияние геометрии канала на характер течения за пересжатой ДВ в области сужения и узкой части трубы. Показано, что решение задачи практически не зависит от объема газа, заключенного в широкой

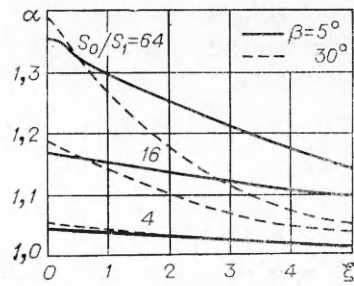


Рис. 3.

части трубы, если ее длина  $r_0 > r'_0$ . Установлена (при  $5 \leq \beta \leq 45^\circ$ ) слабая зависимость максимальной степени пересжатия от угла конического сужения.

Поступила в редакцию 19/V 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Айвазов, Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1947, 17, 10.
2. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
3. Т. П. Гавриленко, Ю. А. Николаев, М. Е. Толчийн. ФГВ, 1979, 15, 5.
4. Т. П. Гавриленко, Е. С. Прохоров. ФГВ, 1981, 17, 6.
5. Т. П. Гавриленко, Е. С. Прохоров. Матер. VI Всесоюз. симп. по горению и взрыву. Черногоровка, 1980.
6. С. А. Ждан, В. И. Феденок. ФГВ, 1982, 18, 6.
7. Т. В. Баженова, Л. Г. Гвоздева. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977.
8. И. П. Гинзбург. Прикладная гидрогазодинамика. Л.: Изд-во ЛГУ, 1958.
9. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 1.
10. Ю. А. Николаев, М. Е. Толчийн. ФГВ, 1977, 13, 3.
11. С. К. Годунов, А. В. Забродин и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
12. Г. А. Алашкин, С. К. Годунов и др. Решение одномерных задач газовой динамики в подвижных сетках. М.: Наука, 1970.

### УЛЬТРАДИСПЕРСНЫЕ АЛМАЗНЫЕ ПОРОШКИ, ПОЛУЧЕННЫЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭНЕРГИИ ВЗРЫВА

А. М. Ставер, Н. В. Губарева, А. И. Лямкин, Е. А. Петров  
(Новосибирск)

Энергия взрыва широко используется для осуществления фазовых переходов в веществах. Работа [1] — одна из первых, в которой описаны техника взрывного синтеза и некоторые свойства алмазов. В [1] ромбоэдрический графит подвергали ударно-волновому нагружению при 300 кбар. В [2, 3] алмазы получены путем ударно-волновой обработки смесей графита с металлами при 200—400 кбар и длительности ударной волны 10—20 мкс [4]. В [4] установлено, что алмазный порошок содержит одиночные кристаллы размером не более 0,05 мкм, скопления и плотно спаянные агрегаты размерами до 5 мкм и более, состоящие из кристаллов размерами 10—40 и 100—1600 Å. Подобным методом алмазы синтезированы в [5]. В [6, 7] приведены данные о свойствах алмазов, полученных динамическими способами, и изучены физико-химические свойства алмазов, синтезированных при воздействии на графит высоких давлений и температур, создаваемых детонацией ВВ. Установлено, что алмаз (смесь кубической и гексагональной модификации) характеризуется высокой дисперсностью. Некоторые свойства алмазных порошков, образующихся при экстремальных условиях охлаждения, описаны в [8]. На рис. 1 приведена фазовая диаграмма состояния углерода в  $p - T$ -ко-

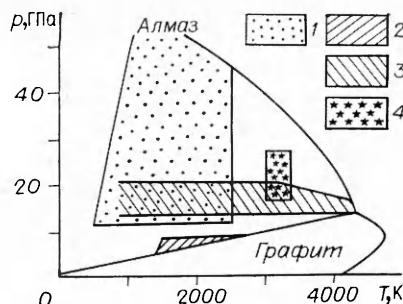


Рис. 1.  $p - T$ -диаграмма состояния углерода с указанием областей синтеза различными методами.

1 — ударно-волновой синтез; 2 — статический переход с использованием катализатора; 3 — статический переход без катализатора; 4 — область синтеза, осуществленного авторами.