

6. В. Р. Левитт, Д. В. Шеен. *Trans. Far. Soc.*, 1965, 61, 2404.
7. Л. И. Бубнова, Е. Б. Гордон и др. *ФГВ*, 1982, 18, 5.
8. С. Паркер. *Фотолюминесценция растворов*. М.: Мир, 1972.
9. В. А. Каменщиков, Ю. А. Пластинин и др. *Радиационные свойства газов при высоких температурах*. М.: Машиностроение, 1971.
10. Е. Б. Гордон, М. С. Дроздов и др. *ФГВ*, 1980, 16, 2, 66.
11. A. Fowler, W. M. Vaidya. *Proc. Roy. Soc.*, 1931, 132, 310.
12. G. Skirrow, H. G. Wolfhard. *Proc. Roy. Soc.* 1955, 232, 78, 577.
13. A. G. Gaydon, G. H. Kimbell, H. B. Palmer. *Proc. Roy. Soc.*, 1963, A276, 461.
14. В. Р. Левитт, Д. В. Шеен. *Trans. Far. Soc.*, 1967, 63, 540.
15. S. B. Fletcher, В. Р. Levitt. *Trans. Far. Soc.*, 1969, 65, 1544.
16. L. Herman, J. Arkiche, H. Grenat. *J. Quant. Spectry Rad. Transfer*, 1962, 2, 215.
17. M. A. A. Clyne, C. J. Halstead, B. A. Thrush. *Proc. Roy. Soc.*, 1966, A295, 355.
18. C. J. Halstead, B. A. Thrush. *Proc. Roy. Soc.*, 1966, A295, 363, 380.
19. А. П. Геннич, Г. Г. Каспаров и др.— В сб.: *Молекулярная газовая динамика*. Новосибирск, 1980.
20. Л. А. Кузнецова, Н. Е. Кузьменко и др. *Вероятности оптических переходов двухатомных молекул*. М.: Наука, 1980.
21. W. H. Smith. *J. Quant. Spectry Rad. Transfer*, 1969, 9, 1191.

## ПАРАМЕТРЫ РАВНОВЕСНОГО ГАЗОВОГО ПОТОКА В СТВОЛЕ ДЕТОНАЦИОННОЙ УСТАНОВКИ

*С. А. Ждан, В. И. Феденок*  
(Новосибирск)

В последнее время широкое применение получил детонационный метод нанесения покрытий [1]. Однако до сих пор детонационные установки конструировались на базе эмпирических данных без глубокого знания динамики процессов, происходящих в канале ствола. Теоретический анализ и некоторые расчеты нестационарного течения за детонационной волной (ДВ) с учетом трения и теплообмена выполнены в [2]. Оценка влияния внутреннего диаметра ствола на параметры газового потока проведена в [3]. Авторы обеих работ исходили из упрощающего предположения о продуктах детонации (ПД) как инертном газе с постоянным показателем адиабаты. Неучет процесса диссоциации молекул приводит к тому, что расчетная температура ПД для ацетилено-кислородной смеси (см. [3]) на 1000° (24%) превышает действительную температуру продуктов. Это автоматически должно приводить к существенному завышению расчетных температур частиц металлов, ускоряемых потоком реагирующего газа.

В данной работе, исходя из представлений о ПД как реагирующей среде, имеющей в каждой точке равновесный химический состав, рассчитаны параметры газового потока за фронтом распространяющейся в трубе равновесной ДВ и для стехиометрической водородно-кислородной смеси проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными Эдвардса [4, 5].

**Постановка задачи.** Ствол детонационной установки длиной  $L$  (диаметром  $d$ ) заполнен газовой реагирующей смесью при начальных давлении  $p_0$ , плотности  $\rho_0$  и температуре  $T_0$ . В результате инициирования у закрытого конца трубы формируется ДВ, распространяющаяся по смеси. Необходимо определить движение среды за фронтом ДВ вплоть до момента выхода ее на срез ствола. Задача состоит в решении следующей системы одномерных нестационарных уравнений газовой динамики с учетом потерь на трение и теплоотвод в стенки ствола детонационной установки:

$$\begin{aligned} \partial \rho / \partial t + \partial / \partial r (\rho u) &= 0, \\ \partial (\rho u) / \partial t + \partial (\rho u^2 + p) / \partial r &= -4\tau / d, \\ \partial (\rho e) / \partial t + \partial [\rho u (e + p / \rho)] / \partial r &= -4q / d, \\ e &= U + u^2 / 2, \quad p = \rho RT / \mu, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\rho$ ,  $p$ ,  $u$ ,  $U$ ,  $T$ ,  $\mu$  — плотность, давление, массовая скорость, полная внутренняя энергия, температура и молекулярная масса ПД соответственно;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $\tau$  — сила, действующая на единицу поверхности со стороны газа в направлении его движения;  $q$  — плотность теплового потока через стенки.

Полная внутренняя энергия на единицу массы ПД (с учетом потенциальной химической энергии), согласно [6], представима в виде

$$U(T, \mu) = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{RT}{\mu} + E(1/\mu - 1/\mu_{\max}), \quad (2)$$

где  $\gamma$  — эффективное значение показателя адиабаты в ПД;  $\mu_{\max}$  — молекулярная масса смеси в предельно рекомбинированном состоянии;  $E$  — средняя энергия диссоциации продуктов реакции.

Предполагая, что за фронтом ДВ в течение всего времени движения смеси ПД имеют равновесный состав, можно получить (см. [6]) приближенное уравнение химического равновесия

$$\frac{\rho}{\mu} \frac{(1 - \mu/\mu_{\max})^2}{(\mu/\mu_{\min} - 1)} \cdot e^{E/RT} = K = \text{const}, \quad (3)$$

где  $\mu_{\min}$  — молекулярная масса смеси в предельно диссоциированном состоянии;  $K$  — константа равновесия. Для замыкания системы уравнений (1)–(3) воспользуемся следующей моделью трения и теплоотвода [7, 8]:

$$\begin{aligned} \tau &= \lambda/8\rho u |u|, \quad q = \lambda/8\rho |u| (H_T - H_0) \text{Pr}_m^{2/3}, \\ \lambda &= \begin{cases} 64/\text{Re}, & \text{Re} < 1200, \\ 0,316/\text{Re}^{1/4}, & 1200 < \text{Re} < f(\epsilon) \cdot 10^5, \\ \varphi(\epsilon), & \text{Re} > f(\epsilon) \cdot 10^5. \end{cases} \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $\lambda$  — коэффициент сопротивления;  $H_T = H + \text{Pr}_m^{1/3} \cdot u^2/2$  — возвращаемая энтальпия;  $H = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot p/\rho + E(1/\mu - 1/\mu_{\max})$ ,  $H_0 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{RT_0}{\mu_{\max}}$  — энтальпия потока у стенки трубы;  $T_0$  — температура стенки;  $\text{Re}$  — число Рейнольдса;  $\text{Pr}_m$  — число Прандтля, определяемое по средней температуре внутри пограничного слоя;  $\epsilon$  — относительная шероховатость трубы.

Граничные условия: у закрытого конца трубы  $u = 0$ ; на фронте ДВ

$$\begin{aligned} \rho(D - u) &= \rho_{01} D, \quad p + \rho(D - u)^2 = p_0 + \rho_{01} D^2, \\ \frac{\gamma}{\gamma - 1} p/\rho + (D - u)^2/2 &= \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \cdot p_0/\rho_{01} + E(1/\mu_1 - 1/\mu) + D^2/2, \\ D - u &= c. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $\mu_1$  — константа интегрирования;  $D$  — скорость детонации Чепмена — Жуге;  $c$  — равновесная скорость звука, выражение для которой [9] имеет вид

$$c^2 = \{1 + (\gamma - 1)(\Lambda + 2E/RT)/[\Lambda + E/RT + (\gamma - 1)(E/RT)^2]\} \cdot p/\rho, \quad (6)$$

где  $\Lambda = [2\mu\mu_{\max} - \mu_{\min}(\mu + \mu_{\max})]/[(\mu_{\max} - \mu)(\mu - \mu_{\min})]$ .

Для каждой смеси в силу равенства на фронте ДВ величины теплового эффекта химических реакций разности потенциальных химических энергий  $E(1/\mu_1 - 1/\mu)$  из термодинамического расчета [10] и уравнения сохранения энергии (5) определяются значения  $\gamma$  и  $\mu_1$ .

В начальный момент времени параметры в ПД находятся из автомодельного решения для ДВ. Плоская автомодельная ДВ описывается двумя обыкновенными дифференциальными уравнениями [11]

$$d\rho = \rho/cdu, \quad dp = c\rho du \quad (7)$$

и конечным соотношением между автомодельной переменной  $z = r/t$ , массовой скоростью и скоростью звука

$$c^2 = (z - u)^2. \quad (8)$$

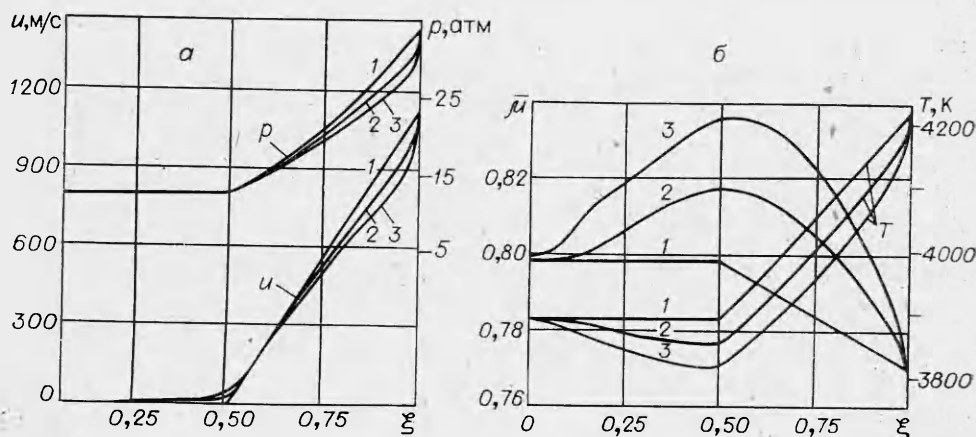


Рис. 1. Зависимости давления и скорости (а), температуры и молекулярной массы (б) от безразмерного расстояния  $\xi$ .

1 — автомодельное решение; 2 —  $r_{\phi} = 1$  м; 3 —  $r_{\phi} = 2$  м.

Численным интегрированием системы (7) с соотношениями (3), (6), (8) при условиях  $c|_{z=D} = c_*$ ,  $\rho|_{z=D} = \rho_*$ ,  $p|_{z=D} = p_*$ ,  $u|_{z=D} = u_*$  рассчитывается автомодельное решение. При заданной скорости детонации  $D$  значения  $c_*$ ,  $\rho_*$ ,  $p_*$ ,  $u_*$  из (3), (5) и (6) для каждой газовой реагирующей смеси определяются однозначно.

**Расчет газового потока в стволе.** При детонационном напылении, как правило, применяется ацетилено-кислородная смесь [11], что делает необходимым в первую очередь провести анализ численного решения для смеси  $C_2H_2 + 2,5O_2$ . Численные значения характерных величин [9, 10]:  $D = 2424$  м/с,  $\rho_{01} = 1,238$  кг/м<sup>3</sup>,  $\mu_{01} = 30,296$ ,  $\gamma_0 = 1,326$ ,  $\mu_{\max}/\mu_{01} = 7/6$ ,  $\mu_{\min}/\mu_{01} = 0,5$ ,  $E = 492,9$  кДж/моль,  $K = 2,676 \cdot 10^4$  кмоль/м<sup>3</sup>. Из третьего уравнения (5) находим  $\gamma = 1,302$ . Итерациями законов сохранения и уравнения (3) определяются параметры на фронте ДВ:  $c_* = 1306$  м/с,  $\rho_*/\rho_{01} = 1,8568$ ,  $p_* = 34,135$  атм,  $u_* = 1118$  м/с,  $T_* = 4219$  К,  $\mu_*/\mu_{01} = 0,7697$ , которые отличаются от точных из [10] не более чем на 0,8%. Значение константы  $\mu_1/\mu_{01} = 0,6455$ . Далее осуществляется численное интегрирование системы (7) от фронта ДВ.

На рис. 1 приведено автомодельное решение в зависимости от безразмерной переменной  $\xi = r/r_{\phi}$  ( $r_{\phi}$  — координата фронта ДВ, отсчитываемая от торца трубы). Следует отметить, что рассчитанная в [3] температура ПД без учета процесса диссоциации молекул на  $1000^\circ$  (24%) превышает их действительную температуру. Это обстоятельство автоматически приводит к завышению расчетной температуры частиц металлов, ускоряемых ПД при детонационном напылении.

Длина стволов современных детонационных установок не превышает двух метров, диаметры стволов  $d = 0,015 \div 0,03$  м [1]. Поэтому в расчетах полагали  $L = 2$  м,  $d = 0,02$  м. Относительная шероховатость трубы задана равной  $\epsilon = 0,003$ , что соответствует чистоте поверхности «треугольник-4» (V4). Тогда в соотношении (4) для коэффициента сопротивления (см. [7])  $f(\epsilon) = 0,3$  и  $\varphi(\epsilon) = 0,021$ . Полагали  $R_{гм} = 1$ . На начальной стадии, когда ДВ проходит расстояние от конца трубы не больше нескольких калибров — трением и теплоотводом можно пренебречь, что позволяет в качестве начальных данных задавать автомодельное решение.

Сформулированная задача решалась численно методом подвижных сеток [12]. Счет контролировался по величинам дисбаланса в интегральных законах сохранения. Зависимости давления, массовой скорости, температуры и молекулярной массы ( $\bar{\mu} = \mu/\mu_{01}$ ) от безразмерного расстояния приведены на рис. 1. По мере распространения ДВ по каналу ствола наблюдается отход параметров газового потока от автомодельного ре-

шения. Причем на одинаковых безразмерных расстояниях давление и температура уменьшаются, а молекулярная масса растет. Скорость же ПД уменьшается при  $\xi > 0,6$  и увеличивается при  $\xi < 0,6$ , т. е. при наличии потерь перестает существовать область покоя ПД. Рост молекулярной массы, который происходит из-за сдвига химического равновесия ПД, приводит к дополнительному энергосвободению в продуктах.

Для анализа характерных расстояний спада массовой скорости ПД рассмотрим распределение ее в зависимости от безразмерного расстояния  $x = l/d$ , отсчитываемого от фронта ДВ в калибрах трубы (рис. 2). Можно видеть, что в указанных переменных существует огибающая профилей массовой скорости. С увеличением пройденного ДВ расстояния  $r_{\phi}$  от закрытого конца трубы, отход значений массовой скорости от огибающей кривой происходит все дальше от фронта ДВ. Этот факт для течения с трением и теплообменом установлен в работе [2], но игнорируется в [3]. Огибающая кривая — есть предельный закон спада массовой скорости за фронтом ДВ, ушедшей на бесконечность. Аналогично ведут себя и другие параметры потока. Из рис. 2 видно, что профиль скорости за ДВ, ушедшей на 2 м от торца, совпадает с огибающей до 11 калибров трубы, а ушедшей на 3 м — до 22 калибров.

Кроме того, для смеси  $C_2H_2 + 2,5O_2$  проведены расчеты параметров потока за ДВ, распространяющейся в гладкой трубе. На рис. 2 штриховой линией изображена огибающая массовой скорости ПД для этого варианта. Анализ показывает, что для ацетилено-кислородной смеси улучшением чистоты внутренней поверхности трубы можно добиться увеличения массовой скорости ПД по сравнению с шероховатой трубой  $\nabla 4$  максимум на 75 м/с.

**Сравнение с экспериментом.** Экспериментальные измерения параметров потока за фронтом ДВ проведены в [4, 5]. Для стехиометрической водородно-кислородной смеси получены записи давления и массовой скорости от времени в круглых стальных трубах внутренним диаметром 0,05 и 0,016 м. Наличие экспериментальных данных позволяет провести сравнение с результатами расчета сформулированной задачи. Для смеси  $2H_2 + O_2$  при начальном давлении 1 атм значения характерных величин [9, 10] равны:  $D = 2837$  м/с,  $\rho_{01} = 0,4909$  кг/м<sup>3</sup>,  $\mu_{01} = 12,01$ ,  $\gamma_0 = 1,397$ ,  $\mu_{\max}/\mu_{01} = 1,5$ ,  $\mu_{\min}/\mu_{01} = 0,5$ ,  $E = 459,2$  кДж/моль,  $K = 5,352 \cdot 10^3$  кмоль/м<sup>3</sup>. Далее находим  $\gamma = 1,2615$  и определяем из (5) параметры на фронте ДВ:  $c_* = 1541$  м/с,  $\rho_*/\rho_{01} = 1,8405$ ,  $p_* = 18,812$  атм,  $u_* = 1296$  м/с,  $T_* = 3684$  К,  $\mu_*/\mu_{01} = 1,2091$ , которые отличаются от точных не более чем на 0,1%. Константа интегрирования  $\mu_1/\mu_{01} = 1$ .

Расчеты параметров потока за ДВ проведены для трубы диаметром 0,016 м. В соответствии с [8] число Прандтля в водородно-кислородной смеси полагалось равным 0,815. При численном решении задачи в точ-

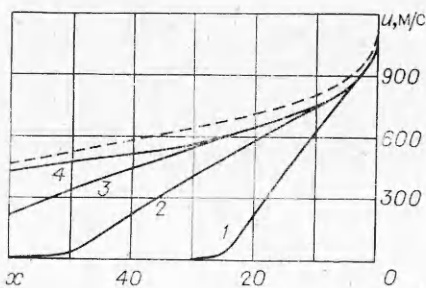


Рис. 2. Распределение массовой скорости ПД за фронтом ДВ. Расстояния от фронта  $x$  выражены в калибрах трубы.

$r_{\phi}$ , м: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 5.

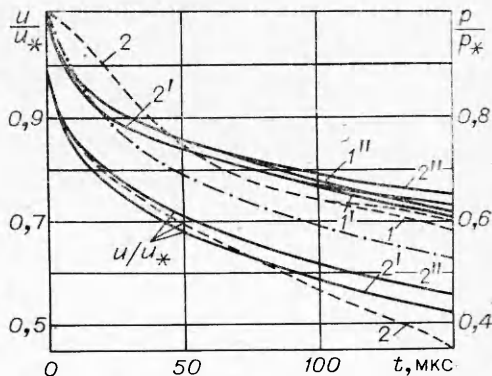


Рис. 3. Изменения давления и массовой скорости от времени в фиксированных точках трубы  $r$ .

ках трубы, отстоящих, как и в эксперименте [5], на расстоянии 1,6 и 3,5 м от закрытого конца, определялись давление и массовая скорость как функции времени. К сожалению, в [5] нет точных сведений о шероховатости стенок, поэтому в расчетах ее пришлось варьировать.

На рис. 3 представлены зависимости за плоскостью Чепмена — Жу́ге давления  $p/p_*$  и массовой скорости  $u/u_*$  от времени  $t$  на расстоянии 1,6 м (кривые 1, 1', 1''), и 3,5 м (кривые 2, 2', 2''). Кривые 1'' и 2'' рассчитаны для абсолютной шероховатости стенки трубы 15 мкм, что соответствует чистоте поверхности  $\nabla 5$ , кривые 1' и 2' — для шероховатости 30 мкм —  $\nabla 4$ . Штриховыми линиями изображены экспериментальные данные [5]. Сопоставление экспериментальных и расчетных профилей массовой скорости (см. рис. 3, 2, 2', 2'') показывает хорошее их соответствие и дает основание предполагать, что чистота поверхности используемой в эксперименте трубы находится в окрестности  $\nabla 4$ . Одновременное сравнение профилей давления (см. рис. 3, 1', 1'') дает расхождение при  $t < 40$  мкс до 10%. Это несоответствие по давлению можно объяснить разбросом самих экспериментальных данных. В подтверждение сказанному на рис. 3 штрихпунктирной линией приведен профиль давления из [4], измеренный для смеси  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  в той же трубе и при тех же начальных условиях, что и в [5]. Можно видеть, что при  $t < 40$  мкс разброс между экспериментальными кривыми достигает 10%.

Таким образом, рассчитанные в трубе за фронтом ДВ профили параметров равновесного газового потока с точностью до ошибки эксперимента находятся в хорошем соответствии с экспериментальными результатами.

Итак, сформулирован обобщенный подход к задаче о распространении ДВ в трубе и для двух реагирующих смесей рассчитаны параметры равновесного газового потока в канале ствола. Показана необоснованность замены ПД инертным газом с постоянным показателем адиабаты, приводящая к конечным ошибкам в определении температуры продуктов. Разработан алгоритм, позволяющий решать сформулированную задачу для ряда детонирующих газовых смесей, перспективных для детонационного напыления.

Поступила в редакцию 18/II 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Зверев, С. Ю. Шаривкер, Е. А. Астахов. Детонационное напыление покрытий. Л.: Судостроение, 1979.
2. J. H. Skinner. AIAA J., 1967, 5, 11.
3. А. М. Гладиллин, Е. И. Карпиловский. ФГВ, 1980, 16, 3.
4. D. H. Edwards et. al. J. Fluid Mech., 1959, 6, 497.
5. D. H. Edwards et. al. Phys. D: Appl. Phys., 1970, 3, 3.
6. Ю. А. Николаев. ФГВ, 1978, 14, 4.
7. И. П. Гринзбург. Прикладная гидрогазодинамика. Л.: Изд-во ЛГУ, 1958.
8. M. Sichel, T. S. David. AIAA J., 1966, 4, 6.
9. Ю. А. Николаев, П. А. Фомин. ФГВ, 1982, 18, 1.
10. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчиян. ФГВ, 1977, 13, 3.
11. К. П. Станюкович. Неуставившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
12. Г. Б. Алалыкин, С. К. Годунов и др. Решение одномерных задач газовой динамики в подвижных сетках. М.: Наука, 1970.