

ЛИТЕРАТУРА

- 1 А. И. Леспинович. ФГВ, 1979, 15, 1.
2. А. И. Леспинович. Вест. Белорус. ун-та, 1979, II, 2.
3. А. П. Глазкова. Катализ горения взрывчатых веществ. М., Наука, 1979.
4. И. Д. Скворцов, М. С. Шур.— В кн.: Итоги науки и техники. Авиационные и ракетные двигатели. Т. 1. М., ВИНТИ, 1974.
5. А. В. Болдырева, Р. П. Митрофанова и др. ФГВ, 1975, 11, 5.
6. С. С. Новиков, П. Ф. Похил, Ю. С. Рязанцев. ФГВ, 1968, 4, 4.
7. J. J. Ravlik, J. Klikorka. Col. Czech. Chem. Commun., 1965, 30, 3.
8. П. Н. Гапоник, А. И. Леспинович, Ю. Г. Орлик. Журн. неорг. хим., 1977, 22, 2.
9. М. Е. Цимблер, С. М. Цимблер, А. В. Коваль. Журн. неорг. хим., 1972, 17, 11.
10. М. Е. Цимблер, С. М. Каральник и др. Укр. хим. журн., 1973, 39, 7.
11. C. H. Burnside. Pat. USA, № 3753348.
12. H. Inoue, S. Janagisawa. J. Inorg. and Nucl. Chem., 1973, 35, 7.
13. Л. М. Батунер, М. Е. Позин. Математические методы в химической технике. Л., Химия, 1971.

ГОРЕНИЕ ВОДОРОДА В СВЕРХЗВУКОВОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ В КАНАЛЕ ПРИ СПУТНОЙ ПОДАЧЕ ГОРЮЧЕГО И ОКИСЛИТЕЛЯ

Е. А. Мещеряков, В. А. Сабельников

(Жуковский)

Расчетное исследование процессов горения в сверхзвуковых потоках в общем случае представляет значительные трудности [1]. Известные в литературе исследования сверхзвукового горения в каналах выполнены в основном для плоских и осесимметричных течений в приближении пограничного слоя, в том числе и при конечных скоростях химических реакций (см., например, [2—4]).

Достаточно широко распространен случай, когда топливо и окислитель подаются отдельно, а процесс горения лимитируется смешением (диффузионное горение) [1]. В этом случае при некоторых предположениях [5, 6] удастся исключить из рассмотрения кинетику горения, сведя задачу к задаче о диффузии пассивной примеси (см., например, в такой постановке задачу о горении затопленной дозвуковой турбулентной струи [7, 8]).

В данной работе этот подход обобщается на случай сверхзвукового диффузионного горения водорода в канале, когда условия полного подобия нарушаются вследствие отличия числа Прандтля от единицы, наличия трения и теплоотвода на стенках, а также различия в начальных распределениях параметров на входе в канал. Учет этих обстоятельств приводит к необходимости рассмотрения нескольких пассивных примесей.

Задача решается в приближении пограничного слоя. Процессы смешения описываются с помощью полуэмпирического уравнения для турбулентной вязкости [9], модифицированного с целью учета эффектов сжимаемости. Расчетная методика апробирована сопоставлением с известными из литературы экспериментальными данными и со специально поставленными опытами.

1. Рассматривается (рис. 1) истечение сверхзвуковой (с числом Маха M_1) турбулентной струи топлива (H_2) из плоского или осесимметричного сопла в спутной сверхзвуковой (с числом M_e) поток воздуха, распространяющийся в канале (индекс 1 относится к параметрам центральной

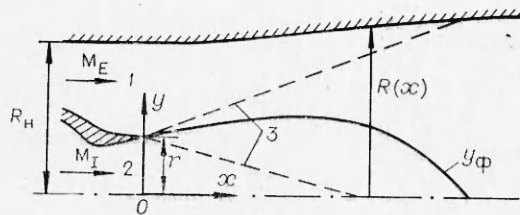
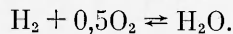


Рис. 1. Схема течения (y_ϕ — координата фронта пламени).
1 — поток окислителя; 2 — струя топлива; 3 — граница зоны смешения.

в первом приближении пренебрежем всеми реакциями, включающими азот (рассматривая его как инертный разбавитель), а также реакции образования радикалов водорода и кислорода O, OH, H и т. д. (содержание которых в смеси, согласно точным термодинамическим расчетам, обычно мало в сравнении с долями H_2 и O_2). Будем рассматривать горение водорода по одноступенчатой суммарной реакции



Вместо точного уравнения — условия химического равновесия указанной реакции — воспользуемся моделью тонкого фронта пламени (см., например, в такой постановке задачу о диффузионном горении в ламинарном сверхзвуковом потоке в [10]). В соответствии с этой моделью предполагается, что в каждой точке пространства окислитель и топливо не могут сосуществовать одновременно, так что по одну сторону от фронта пламени есть только горючее ($c_{ок} = 0$), а по другую — только окислитель ($c_r = 0$); на фронте $c_r = c_{ок} = 0$. В отличие от случая дозвукового горения модель тонкого фронта пламени для расчета сверхзвукового горения недостаточно апробирована и установление границ ее применимости требует специального исследования, лежащего за пределами данной работы.

Расчет турбулентного диффузионного горения будем проводить предполагая, что эффект турбулентного смешения сводится лишь к замене в уравнениях сохранения коэффициентов молекулярного переноса их эффективными турбулентными аналогами (так называемое квазиламинарное приближение). Запишем в приближении пограничного слоя:

уравнение неразрывности

$$\partial \rho u y^j / \partial x + \partial \rho v y^j / \partial y = 0, \quad (1)$$

уравнение сохранения количества движения

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{dp}{dx} + \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho v_t y^j \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (2)$$

уравнение баланса химических компонентов

$$\rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} = \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho \frac{v_t}{Sc_{ti}} y^j \frac{\partial c_i}{\partial y} \right) + W_i, \quad (3)$$

уравнение для полной энтальпии

$$\rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \frac{v_t}{Pr_i} y^j \frac{\partial H}{\partial y} + \rho v_t y^j \sum_i \frac{Le_{i,i} - 1}{Pr_i} h_i \frac{\partial c_i}{\partial y} + \frac{Pr_i - 1}{Pr_i} \rho v_t y^j u \frac{\partial u}{\partial y} \right], \quad (4)$$

струи, индекс e — к параметрам окислителя). Истечение считается близким к расчетному. Предполагается, что процесс горения лимитируется смешением, т. е. в каждой точке потока имеет место равновесный состав химических компонентов.

Полный расчет равновесного горения связан со значительными трудностями вычислительного характера. Поэтому в

уравнение состояния

$$p = \rho R_0 \sum_i \frac{c_i}{\mu_i} T. \quad (5)$$

Здесь ρ — плотность; u, v — соответственно продольная и поперечная скорости; $p(x)$ — давление; $h_i(T)$ — энтальпия; c_i — массовая концентрация i -го компонента ($i = 1 \div 4$); индекс 1 соответствует H_2 , 2 — O_2 , 3 — H_2O , 4 — N_2 , $Pr_t = c_p \rho \nu_t / \lambda_t$, $Sc_{ti} = \nu_t / D_{ti}$, $Le_{ti} = Pr_t / Sc_{ti}$ — соответственно эффективные числа Прандтля, Шмидта и Льюиса; ν_t, D_{ti}, λ_t — турбулентные коэффициенты вязкости, диффузии и теплопроводности; W_i — скорость химических реакций ($W_4 = 0$); μ_i — молекулярный вес; R_0 — универсальная газовая постоянная; c_p — теплоемкость смеси; T — температура; x, y — продольная и поперечная координаты; $j = 0, j = 1$ — плоская и осесимметричная задачи соответственно; индекс t относится к турбулентным величинам; $H = h + u^2/2 = \sum_{i=1}^4 h_i c_i + u^2/2$ — полная энтальпия. Выражения для парциальных энтальпий h_i как функции температуры заимствовались из [7, 11].

Скорости химических реакций в рассматриваемом приближении обращаются в нуль везде, кроме фронта пламени, положение которого находится из условия стехиометрии диффузионных потоков горючего и окислителя (см., например, [10]). Согласно экспериментальным данным по диффузии тепла и примеси в нагретых воздушных струях (см. [12]), далее принималось

$$Pr_t = Sc_{ti} = Sc = 0,8, Le_{ti} = 1,0.$$

В этом случае, следуя методу работ [5, 6], после введения линейных комбинаций концентраций, так называемых «пассивных примесей»

$$L_1 = L_0 c_1 - c_2, Z_2 = (1 + L_0) c_1 + c_3, Z_3 = c_4 \quad (6)$$

получим для последних уравнения, которые не содержат источников членов

$$\rho u \frac{\partial Z_k}{\partial x} + \rho v \frac{\partial Z_k}{\partial y} = \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho \frac{\nu_t}{Sc_t} y^j \frac{\partial Z_k}{\partial y} \right). \quad (7)$$

В (6) $L_0 = 8$ — массовый стехиометрический коэффициент реакции.

Положение фронта пламени определяется уже более простым условием $Z_1 = 0$, поскольку во фронте пламени $c_1 = c_2 = 0$. Концентрации c_i ($i = 1 \div 3$) связаны с концентрациями «пассивных примесей» следующими соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} c_1 &= 1/L_0 \cdot Z_1 \\ c_2 &= 0 \\ c_3 &= Z_2 - (1 + L_0)/L_0 \cdot Z_1 \end{aligned} \right\} Z_1 \geq 0, \quad \left. \begin{aligned} c_1 &= 0 \\ c_2 &= -Z_1 \\ c_3 &= Z_2 \end{aligned} \right\} Z_1 \leq 0. \quad (8)$$

Если начальные и граничные условия для Z_k подобны (это практически всегда имеет место, например, в случае горения свободной струи), то «концентрации» Z_k связаны двумя линейно независимыми соотношениями, и тогда достаточно рассматривать лишь одно из уравнений в (7). В общем случае, однако, необходимо рассматривать все три уравнения (7).

2. Турбулентная вязкость ν_t , входящая в (2)–(4), (7), находилась из решения полуэмпирического уравнения (см., например, [9]), модифицированного для учета эффектов сжимаемости (путем умножения коэффи-

циента β в члене, описывающем порождение вязкости, на некоторую функцию от максимального в сечении числа $M = f(M)$

$$\rho u \frac{\partial v_t}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v_t}{\partial y} = \rho v_t \beta_0 f(M) \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| + \xi v_t \left(u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) + \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho \frac{v_t}{\text{Pr}_{v_t}} \frac{\partial v_t}{\partial y} \right). \quad (9)$$

Здесь β_0 , ξ , Pr_{v_t} — эмпирические постоянные ($\beta_0 = 0,2$, $\xi = 2/3$, $\text{Pr}_{v_t} = 0,5$), а функция $f(M)$ имеет вид

$$f(M) = \begin{cases} 1, & M \leq 1, \\ 1/M, & M \geq 1. \end{cases}$$

Использование функции $f(M)$ позволило правильно описать наблюдающееся в опытах [13] уменьшение смещения в плоском затопленном слое с ростом числа M набегающего потока. На рис. 2 приводится сопоставление экспериментальных данных [13] и расчетов для угла расширения автомодельного слоя смещения $d\delta_\omega/dx$;

$$\delta_\omega = \frac{\Delta u}{\left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{\max}} = |\omega_{\max}|^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \omega dy, \quad \omega = \frac{\partial u}{\partial y}.$$

Расчеты слоя смещения проводились по конечно-разностной схеме, близкой к использованной в [14].

3. Перейдем к постановке краевой задачи. Профили параметров в начальном сечении канала задавались кусочно-равномерными на срезах сопел центральной струи и спутного потока. Некоторые затруднения связаны с постановкой начальных условий для турбулентной вязкости v_t , так как этот параметр в экспериментах, как правило, не контролируется. В настоящих расчетах профиль v_t на входе задавался равномерным, а уровень его выбирался исходя из предварительных оценок и согласования расчета и эксперимента.

Граничные условия на стенке для концентраций ставились в следующем виде:

$$\frac{\partial c_i}{\partial y} \Big|_{y=R} = 0. \quad (10)$$

Для продольной скорости на стенке, строго говоря, должно выполняться условие прилипания $u|_{y=R} = 0$. Решение задачи при таком граничном условии требует детального расчета пограничного слоя у стенки. Здесь пограничный слой не рассчитывался, а его главный эффект (трение и теплоотвод на стенке) учитывался посредством задания градиента скорости на стенке в виде

$$\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=R} = \frac{\overline{\rho u^2}}{\mu_t} \frac{c_f}{2}, \quad \mu_t = \rho v_t, \quad (11)$$

где c_f — коэффициент трения; черта сверху означает среднее по сечению канала. При $c_f = 0$ условие (11) переходит в условие скольжения $\frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=R} = 0$.

В силу того, что при больших числах Re и умеренных значениях продольно-

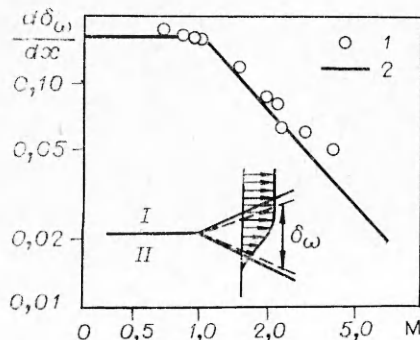


Рис. 2. Зависимость угла расширения слоя смещения от M набегающего потока.

1 — эксперимент [13]; 2 — расчет; I — $u = U$, M ; II — $u = 0$.

го градиента давления коэффициент трения слабо меняется по координате x [15], c_f в расчетах принимался постоянным, а конкретные значения его выбирались из данных [16].

Аналогично трению тепловые потери в стенку учитывались заданием граничного условия для градиента температуры на стенке

$$\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=R} = \frac{\overline{q_w}}{\mu_t c_p}. \quad (12)$$

Тепловой поток q_w в (12) исключался с использованием аналогии Рейнольдса: число Стантона $St = 1/2c_f$.

На оси или плоскости симметрии справедливы условия

$$y = 0, \partial c_i / \partial y = \partial T / \partial y = \partial u / \partial y = 0, v = 0.$$

Граничные условия для v_i :

$$\frac{\partial v_i}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{\partial v_i}{\partial y} \Big|_{y=R} = 0. \quad (13)$$

Последнее из условий (13) является приближенным. Его физический смысл обсуждается в [18].

4. Интегрирование уравнений (1)–(5), (7), (9) удобно проводить в переменных Мизеса (x, ω) [2–3], связанных с физическими переменными следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \partial \psi / \partial y &= \rho u y^j, \quad \partial \psi / \partial x = -\rho v y^j, \quad \psi = \int_0^y \rho u y^j dy, \\ \psi_0 &= \int_0^{R(x)} \rho u y^j dy, \quad \omega = \psi / \psi_0. \end{aligned}$$

Здесь ψ — функция тока. В координатах (x, ω) уравнения представлялись в обобщенном виде

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} + k_0 \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{c}{\sigma_{\text{эфф}}} \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \right) + a_{\Phi} \Phi. \quad (14)$$

Здесь Φ — любая из функций u, Z_i, H, v_i ($i = 1 \div 3$); $c = y^{2j} \rho^2 v_i u / \psi_0^2$; $k_0 = -\frac{\omega}{\psi_0} \frac{d\psi_0}{dx}$; $\sigma_{\text{эфф}} = \text{Pr}_{v_i}$ — в уравнении для v_i , для остальных уравнений $\sigma_{\text{эфф}} = \text{Pr}_t$. Поперечная координата y , входящая в (14), находилась из соотношения

$$y = \left[(j+1) \psi_0 \int_0^{\omega} \frac{d\omega}{\rho u} \right]^{\frac{1}{1+j}}.$$

Остановимся теперь на способе определения входящего в систему (14) и заранее не известного в задачах внутренней аэродинамики продольного градиента давления — $p' = dp/dx$. В переменных Мизеса условием, позволяющим определить p' и тем самым замкнуть задачу, является следующее нелинейное интегральное уравнение:

$$\left[(j+1) \psi_0 \int_0^1 \frac{d\omega}{\rho u} \right]^{\frac{1}{1+j}} = R(x). \quad (15)$$

Решение (15) на каждом продольном шаге интегрирования системы (14) находилось итерационным методом секущих

$$p' = p'_{k-1} - \frac{p'_k - p'_{k-1}}{\Phi_k - \Phi_{k-1}} \Phi_k.$$

Здесь k — номер итерации: $\phi = y_w/R(x) - 1$ — невязка (y_w — интеграл в левой части (15) при заданном градиенте давления p' ; если значение p' задано точно, то $y_w = R$).

В ряде работ (см., например, [17, 18]) при анализе струйных турбулентных течений в каналах для градиента давления получена формула, связывающая dp/dx непосредственно с профилями параметров в каждом сечении и геометрией канала (эта формула справедлива лишь для безотрывных течений). Аналогичную формулу для dp/dx можно получить и в рассматриваемом случае турбулентного горения в канале, но она имеет громоздкий вид и здесь не выписывается. Отметим лишь, что, как и в [17, 18], dp/dx представляется в виде отношения двух выражений: в числителе содержится член, описывающий вклад в изменение давления от изменения геометрии канала, процессов турбулентного переноса и горения, а в знаменателе входит известный интеграл Пирсона [19]

$$\Pi = \int_0^R \frac{1}{\kappa} \left(1 - \frac{1}{M^2}\right) y^j dy,$$

где κ — показатель адиабаты; M — число Маха в точке.

Тот факт, что интеграл Пирсона входит в знаменатель выражения для dp/dx , обуславливает особую роль этого критерия при расчетах внутренних струйных течений. Продолжить решение за сечение с координатой $x = x_{\text{зап}}$, в которой интеграл Пирсона обращается в нуль, вообще говоря, нельзя. Это так называемое явление заклинивания. Критерий Пирсона позволяет определить при расчете горения сечения заклинивания и определить теплоподвод, который можно осуществить в сверхзвуковом потоке при заданных условиях на входе в канал.

Несмотря на существование конечного выражения, связывающего градиент давления с геометрией канала и профилями параметров в каждом сечении и тем самым удобного для качественного исследования вклада разных воздействий на dp/dx , в расчетах обычно удобнее применять итерационные методы его определения, основанные на использовании одного из интегральных законов сохранения (в зависимости от постановки задачи и используемых переменных). Это объясняется как громоздкостью формулы для dp/dx , так и тем, что в ней содержатся первые производные параметров по y (подробнее см. [18]).

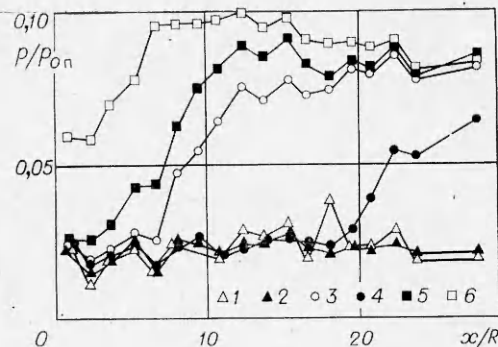
Система уравнений (14) интегрировалась с помощью неявной двухслойной монотонной конечно-разностной схемы первого порядка точности по продольной координате x и второго — по ω [20]. При этом коэффициенты перед искомыми функциями Φ в конечно-разностных соотношениях, аппроксимирующих (14), рассчитывались на каждом считаемом слое x по параметрам с предыдущего слоя $x - \Delta x$ (Δx — продольный шаг интегрирования). Каждое из уравнений решалось последовательно стандартным методом прогонки. Основные расчеты проведены при 100 узлах в сечении канала; $\Delta x = 0,04R$. Ошибка в определении интегральных характеристик потока (расхода, импульса) не превышала 0,1%.

5. С целью апробирования развитого расчетного метода проведено экспериментальное исследование горения водородной струи в коаксиальном сверхзвуковом потоке воздуха в цилиндрическом канале.

Эксперименты проводились на установке, подробно описанной в [21] и состоящей из подогревателя, форкамеры и канала. Воздух подогревался сжиганием керосина. Подогреватель заканчивался кольцевым соплом, обеспечивающим для потока окислителя числа $Me = 2,7 \div 2,9$. Температура в подогревателе могла достигать $T_{0e} \approx 2600$ К. Форкамера, устанавливаемая внутри подогревателя на пилонах, снабжалась сверхзвуковым коническим соплом с диаметром выхода 20 мм и обеспечивала значения $M_1 = 2,4$; температура торможения горючей струи $T_{01} \approx 280$ К. Для орга-

Рис. 3. Распределение статического давления вдоль цилиндрического канала при горении; $M_e=2,85$, $M_1=2,4$, $p_{оп}=25,6$ атм, $p_{0ф}=11,2$ атм, $T_{01}=280$ К (светлые точки — смесь водород — азот, темные точки — водород — воздух).

Режимы: 1 — $\alpha = \infty$, $T_{0e} = 2230$ К; 2 — $\alpha = \infty$, $T_{0e} = 2200$ К; 3 — $\alpha = 3,62$, $T_{0e} = 2240$ К; 4 — $\alpha = 3,4$, $T_{0e} = 2260$ К; 5 — $\alpha = 2,94$, $T_{0e} = 2210$ К; 6 — $\alpha = 3,34$, $T_{0e} = 2220$ К.



пизации расчетного истечения в форкамеру, помимо водорода, подавался азот либо воздух. Подача азота давала возможность применить развитую расчетную методику в этом случае, рассматривая азот как инертный разбавитель. При подаче воздуха в форкамеру в канале, вообще говоря, может реализоваться комбинированное горение, когда часть топлива будет сгорать в первичном гомогенном фронте, а избыток горючего — во вторичном диффузионном фронте, образующемся при смешении струи со спутным потоком воздуха. Очевидно это течение не описывается принятой расчетной схемой. Канал, пристыкованный к соплу подогревателя, состоял из гладкой трубы с внутренним диаметром 70 и длиной 960 мм.

На рис. 3 представлены кривые распределения статического давления по длине канала для некоторых из характерных режимов, с разными коэффициентами избытка окислителя α и близкими исходными температурами окислителя. Анализ представленных данных показывает, что в большинстве рассмотренных случаев горение в потоке начиналось не сразу от кромки внутреннего сопла, а с задержкой. Исключение составляют режимы 5 и 6, где горение стабилизировалось в самом начале канала, причем в случае 6 тепловыделение приводило к заклиниванию потока на входе в канал. Отмеченная особенность указывает на наличие критических условий для самовоспламенения топлива в настоящих экспериментах (статическая температура потока окислителя $T_e = 880-920$ К; давление в канале до момента воспламенения $p \approx 0,6$ атм).

Сравнение кривых рис. 3 для примерно одинаковых значений α и T_{0e} показывает, что в последнем случае горение начинается позже. Балластирование топливной струи азотом затягивает начало воспламенения — характерные времена развития химического процесса окисления водорода в обогащенной азотом среде существенно превышают времена для смеси, обогащенной кислородом.

6. Расчетам горения предшествовала апробация развитой расчетной методики на экспериментальном материале по смешению сверхзвуковых потоков в канале в отсутствие горения. С этой целью использовались данные работы [22], в которой исследовалось смешение дозвуковой водородной струи ($M_1 \approx 0,8$, $T_{01} = 290$ К) и сверхзвукового коаксиального потока воздуха ($M_e = 2,6$; $T_{0e} = 290$ К) в цилиндрическом канале. Диаметр канала 98 мм, диаметр внутреннего сопла 28 мм, давление на входе в канал 0,12 атм.

На рис. 4 показано сравнение замеренных и рассчитанных профилей полных давлений за прямым скачком (R — радиус канала). Расчет проводился при начальной турбулентной вязкости, полагаемой одинаковой в струе и спутном потоке, $\nu_{tH} = \nu_{tH}/u_x d = 4,5 \cdot 10^{-4}$ (здесь и далее индекс n относится к начальному сечению канала). Для сравнения укажем, что при смешении несжимаемой турбулентной струи в свободном затопленном пространстве $\nu_t = 10^{-2}$ (см., например, [8]). В расчетах учитывалось

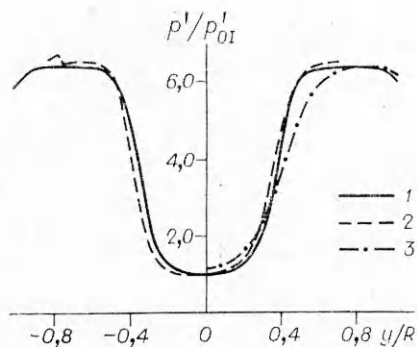


Рис. 4. Профили полных давлений за прямым скачком уплотнения при холодном смещении; $p_{01}=0,18$ атм, $M_1=0,8$, $M_e=2,6$, $T_{01}=T_{0e}=290$ К, $x/R=8$.

1 — расчет; 2 — эксперимент [22]; 3 — расчет при $\beta=0,2$.

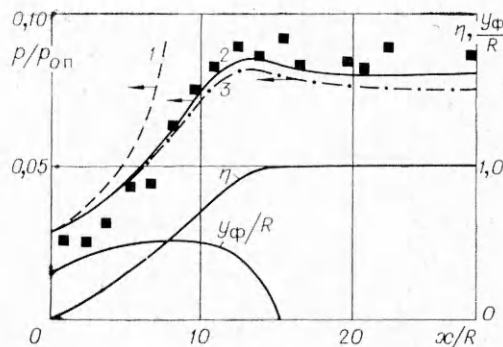


Рис. 5. Сопоставление расчета и эксперимента.

трение на стенке ($c_f = 2,1 \cdot 10^{-3}$), теплоотвод отсутствовал. Из рис. 4 видно, что расчет удовлетворительно описывает экспериментальные данные. На рис. 4, 3 показаны результаты расчетов при постоянном β в модельном уравнении для турбулентной вязкости (9). Остальные условия расчета не менялись. В этом случае наблюдается значительное расхождение расчета и эксперимента.

Рассмотрим некоторые результаты расчетов, выполненных для условий наших экспериментов. Из представленных на рис. 3 данных для теоретического анализа выбран режим 5, в котором горение начиналось практически с места подачи топливной струи. Оценки интегрального периода (длины x_3) задержки воспламенения вдоль линий тока методом, близким к [23], показали, что в этом режиме воспламенение, действительно, должно было произойти у входа в канал ($x_3/R < 3$) и, следовательно, использование концепции диффузионного горения в данном случае оправдано.

На рис. 5 представлено сопоставление результатов расчетов (сплошные линии) с экспериментальными данными. Расчет проводился при следующих начальных данных: $M_1=2,4$, $M_e=2,85$, $T_{01}=280$ К, $T_{0e}=2210$ К, $p_{0n}=25,6$ атм, $c_{H_2I}=0,065$, $c_{O_2e}=0,23$, $c_{H_2Oe}=0,114$ ($\alpha=2,94$); $\bar{v}_{из}=5,2 \cdot 10^{-3}$. В качестве граничных условий для u и T на стенке использовались (11) и (12) при $c_f=2,5 \cdot 10^{-3}$ и температуре стенки 720 К.

Кроме распределения давления на рис. 5 приведена кривая интегральной в сечениях полноты сгорания η , определяемой как отношение расхода сгоревшего водорода к начальному, и конфигурация фронта пламени y_f/R . Судя по этим кривым, горение заканчивается в сечении $x/R \approx 15$, т. е. примерно по длине 0,5 м.

На рис. 5, 3 приведена также кривая распределения давления, полученная расчетом без учета трения и теплоотвода на стенке. Видно, что учет указанных факторов в рассматриваемых условиях проявляется слабо. Кривой 1 показано распределение давления, рассчитанное с использованием модели для турбулентной вязкости (9), но при постоянном $\beta=0,2$. Игнорирование эффектов сжимаемости, как и в случае холодного смещения, приводит к значительному расхождению расчета и эксперимента. Существенно, что согласования расчетов при $\beta=\text{const}$ с экспериментом не удалось достичь путем подбора начального значения турбулентной вязкости.

Анализ рассчитанных для этого случая профилей чисел M указал на наличие в потоке достаточно обширных дозвуковых зон, обусловленных тепловыделением. Однако оценка интеграла Пирсона, произведенная по профилям чисел M , показывает, что он во всех сечениях положительна и, следовательно, поток в среднем был еще сверхзвуковым. Вместе с тем на расстоянии $x/R \approx 10$ $P \approx 0$, что говорит о близости рассматриваемого режима к критическому по теплоподводу (об этом свидетельствуют и одномерные оценки при $\eta = 1$). Это, в свою очередь объясняет, почему в рассмотренных экспериментах (см. рис. 3) при сравнительно небольших изменениях α от режима к режиму область тепловыделения значительно перемещалась по каналу.

На рис. 6 представлено сравнение расчетов (кривые) и эксперимента (точки) при горении в комбинированном канале. За основу брались данные работы [24], в которой исследовалось горение соосной дозвуковой (звуковой) водородной струи в сверхзвуковом подогретом потоке воздуха. Канал состоял из цилиндрического участка с диаметром 50 и длиной 130 мм и последующего конического участка длиной 630 мм. Диаметр водородного сопла в опытах составлял 10,7 мм. Сверхзвуковая воздушная струя имела параметры: $M_e = 1,98$, $T_{0e} = 1870$ К. Условия расчетов: $c_f = 2 \cdot 10^{-3}$, $T_w = 700$ К, $v_{in} = 1,1 \cdot 10^{-3}$ — для режима 1, $v_{in} = 0,7 \cdot 10^{-3}$ — для режимов 2 и 3, начальное давление в канале $p_n \approx 0,9$ атм.

На рис. 6 приведена также рассчитанная полнота сгорания, которая во всех трех случаях получается практически одинаковой и довольно низкой. Это обстоятельство связано с ухудшением процесса смешения в расширяющемся канале. В целом, за исключением третьего режима, наблюдается удовлетворительное согласие расчета и эксперимента.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что при наличии стабилизации горения на кромках топливного сопла развитый метод расчета позволяет качественно и количественно правильно рассчитать горение водородной струи в слутном потоке воздуха в каналах различной геометрии.

Авторы выражают признательность В. М. Левину, принимавшему участие в проведении экспериментов.

Поступила в редакцию
30 / I 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Ferri. Ann. Rev. Fluid Mech., 1973, 5.
2. В. К. Баев, В. И. Головичев, В. А. Ясаков. Двумерные турбулентные течения реагирующих газов. Новосибирск, Наука, 1976.
3. Н. А. Дубов. Тр. ЦАГИ, № 1306, 1971.
4. J. S. Evans, C. J. Schexnayder, H. L. Beach. NASA Techn. Paper, 1978, 1169.
5. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 19, 10.
6. В. А. Шваб. — В сб.: Исследование процессов горения натурального топлива. М.—Л., ГЭИ, 1948.

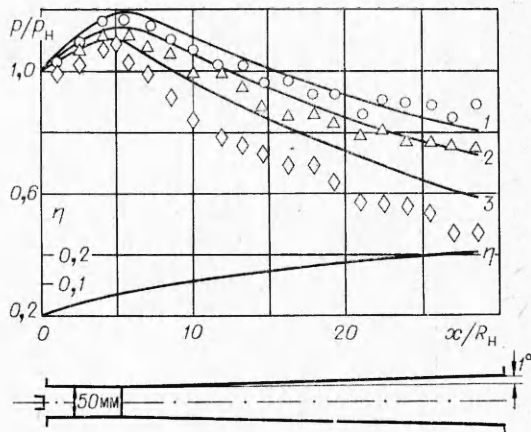


Рис. 6. Распределение давления и полнота сгорания в комбинированном канале; $T_{01} = 350$ К.

Режимы: 1 — $\alpha = 2,25$, $M_I \sim 1,0$, 2 — $\alpha = 3,04$, $M_I = 0,8$, 3 — $\alpha = 4,35$, $M_I = 0,57$.

7. В. И. Головичев, В. А. Ясаков. ФГВ, 1972, 8, 1.
8. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев и др. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, 1.
9. Г. П. Абрамович, С. Ю. Крашенинников, А. Н. Секундов. Турбулентные течения при воздействии объемных сил и неавтомоделности. М., Машиностроение, 1975.
10. E. Krause, F. Mauger, H. Pfeiffer. ICAS Paper, 1972, 72—21.
11. Г. Моретти. РТК, 1965, 3, 2.
12. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
13. P. J. Morris. AIAA J., 1976, 14, 10.
14. В. И. Расщупкин, А. Н. Секундов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, 5.
15. В. Н. Острась, В. И. Пензин. Уч. записки ЦАГИ, 1972, 4.
16. R. C. Ort, F. S. Billig, S. E. Crenleski.—In: Instrumentation for Air Breathing Propulsion. V. 34, 1974.
17. S. H. Weinbaum, R. W. Garvine. J. Fluid Mech., 1969, 39, 1.
18. В. Е. Козлов, В. А. Сабельников. Тр. ЦАГИ, № 1982, 1979.
19. H. Rearson, I. Holliday, S. F. Smith. J. Roy. Aeron. Soc., 1958, 62, 746.
20. А. А. Самарский. Теория разностных схем. М., Наука, 1977.
21. В. Л. Зимонт, В. М. Левин, Е. А. Мещеряков. ФГВ, 1978, 14, 4.
22. J. E. Drewry, M. E. Neer. AIAA Paper, 1973, 73—1320.
23. В. Н. Строкин. ИФЖ, 1972, XXII, 3.
24. R. A. Cookson, P. Flanagan, G. S. Penny. 12-th Int. Symp. Comb. 14—20/VII 1968, 1969.

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА СКОРОСТЬ ГОРЕНИЯ И ОКИСЛЕНИЯ МОЛИБДЕНА

М. Е. Деревяга, Л. Н. Стесик

(Черноголовка)

Молибден широко применяется в практике в качестве конструкционного материала, поэтому необходимо знать закономерности его окисления в агрессивных средах в различных условиях. Кроме того, он представляет большую группу тугоплавких металлов, которые при высокотемпературном окислении образуют жидкие окислы на поверхности. В связи с этим полученные на молибдене физические представления могут быть использованы для анализа процессов окисления и горения других металлов из этой группы. Систематические исследования окисления тугоплавких металлов при давлениях выше атмосферного и высоких температурах практически отсутствуют [1].

Настоящая работа посвящена исследованию влияния давления окислительной газовой среды на процесс окисления молибдена при высоких температурах. Давление в опытах изменялось в пределах 1—20 атм. Применялись цилиндрические образцы молибдена (чистота 99,97%) диаметром 6 и высотой 7 мм. Образцы разогревались индукционным способом. Схема применяемой методики (рис. 1) — модернизированный вариант описанной ранее схемы [2]. Образец 1, подвешенный на термопаре, помещался в соленоид 4, который питался от высокочастотной установки ЛЗ-13. Образец изолировался от атмосферы с помощью трубки из кварцевого стекла 5, через которую продувалась смесь аргона с кислородом комнатной температуры. Трубка зажималась струбциной между двумя крышками 2. В крышках предусмотрены каналы для входа и выхода газа, а также для герметичного ввода термопар. С помощью вентилей 3, 6, 7 регулировались состав, давление и скорость движения газа в стеклянной трубке. Давление измерялось образцовым манометром М. Состав и скорость движения газа контролировались газосчетчиком ГС (ГСБ-400). В опытах непрерывно измерялась температура образцов с помощью вольфрам-рениевых термопар (толщина 0,35 мм), сигнал с