

видно, что максимум ионизации в волне горения и в области подготовки достигается при соотношении топливо — окислитель меньше стехиометрического. Этот результат подтверждают данные [8, 9].

Сравнение рис. 2 и 5 позволяет сделать вывод об их качественном сходстве. Физически это вполне объяснимо: скорость распространения волны горения при прочих равных условиях увеличивается при росте скорости горения смеси, которая, как установлено ранее (см., например, [13]), максимальна как раз при $\alpha \approx 0,95$. Но степень ионизации, функцией которой является сигнал, регистрируемый зондом, также пропорциональна скорости горения. Таким образом, должна наблюдаться прямо пропорциональная связь между потенциалом на зонде и скоростью волны горения. Эта зависимость в принципе может быть использована для прямого определения скорости волны горения в слое по абсолютной величине потенциала зонда. Сопоставление полученных результатов с данными по ионизации в пламени, стабилизированном на горелке [8], и в пламени, распространяющемся в канале [9], дает основание сделать вывод о качественном подобии ионизационных явлений в этих процессах.

Специфика фильтрационного горения обуславливает и отличия исследуемого процесса от названных выше. Это, во-первых, большая пространственная протяженность всех зон ионизации (десятки миллиметров) и, во-вторых, сравнительно небольшое уменьшение степени ионизации при переходе от волны горения в область продуктов сгорания. Последний факт делает затруднительными попытки четко разделить зоны горения и продуктов сгорания по изменению электрического потенциала. Следовательно, наличие твердой фазы в реакционном объеме способствует увеличению времени жизни заряженных частиц, возникших в результате химионизации во фронте горения. Этот вывод подтверждается тем, что при прекращении подачи горючей смеси в реакционный объем (гашении пламени) время релаксации электрического заряда значительно и достигает 10 с (см. рис. 4).

ЛИТЕРАТУРА

1. Бабкин В. С., Дробышев В. И., Лаевский Ю. М. ФГВ, 1983, 19, 2.
2. Бабкин В. С., Дробышев В. И. и др. Докл. АН СССР, 1982, 265, 5.
3. Потытняков С. И., Лаевский Ю. М., Бабкин В. С. ФГВ, 1984, 20, 1.
4. Лаевский Ю. М., Бабкин В. С. и др. ФГВ, 1984, 20, 6.
5. Потытняков С. И., Бабкин В. С. и др. ФГВ, 1985, 21, 2.
6. Лаутон Дж., Вайнберг Ф. Электрические аспекты горения. — М.: Энергия, 1976.
7. Шебеко Ю. П., Зверев Е. И. и др. Хим. физика, 1982, 1, 12.
8. Фялков Б. С., Щербаков Н. Д., Плицын В. Т. ФГВ, 1978, 14, 3.
9. Муравлев В. К., Фялков Б. С. — В кн.: Тез. докл. III Всесоюз. семинара по электрофизике горения. — Караганда, 1980.
10. Фялков Б. С., Щербаков Н. Д. ЖФХ, 1980, 54, 10.
11. Фялков А. Б., Фялков Б. С. ФГВ, 1985, 21, 3.
12. Фялков Б. С., Плицын В. Т. Кинетика движения и характер горения кокса в доменной печи. — М.: Металлургия, 1971.
13. Кумаган С. Горение. — М.: Химия, 1979.

Поступила в редакцию 8/VIII 1986,
после доработки — 6/X 1987

РОЛЬ СМЕШЕНИЯ И КИНЕТИКИ В УМЕНЬШЕНИИ ТЕПЛОЫДЕЛЕНИЯ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ГОРЕНИИ НЕПЕРЕМЕШАНЫХ ГАЗОВ В РАСШИРЯЮЩИХСЯ КАНАЛАХ

*Е. А. Мещеряков, В. А. Сабельников
(Жуковский)*

Выяснение причин резкого замедления сверхзвукового горения неперегретых газов в расширяющихся каналах (см. опытные данные [1—6]) — важная задача на пути создания эффективных камер сгорания. Она заключается в том, чтобы выяснить, какой из двух факто-

ров — смешение или кинетика — и при каких условиях ответствен за наблюдаемое в опытах замедление сверхзвукового горения. Ее решение экспериментально наталкивается на серьезные трудности из-за практической невозможности отделить друг от друга указанные факторы и исследовать их влияние в чистом виде.

В данной работе предпринята попытка решения рассматриваемой задачи методами численного эксперимента. Для широкого диапазона начальных условий на входе в камеру сгорания в рамках приближения пограничного слоя проведено численное интегрирование уравнений сохранения многокомпонентной реагирующей газовой смеси в турбулентном потоке (струя водорода в спутном потоке воздуха в канале). С помощью теории о пределе ламинарного горения неперемешанных газов [7] дан качественный анализ вопроса. Полученные результаты существенно расширяют и уточняют выводы, сделанные в [8] при использовании упрощенной (суммарной) кинетики горения водорода.

Постановка задачи

Рассматривается горение турбулентной струи топлива (H_2), истекающей из сопла в спутный сверхзвуковой поток воздуха в осесимметричном канале, имеющем расширяющийся участок (рис. 1) (M — число Маха; индексы 1 и 2 относятся к параметрам струи и спутного потока; y_ϕ — среднее положение фронта пламени). Истечение струи считается близким к расчетному, т. е. статическое давление в струе и спутном потоке одинаково, $p_1 = p_2 = p_n$ (индекс n относится к начальному сечению). Влияние турбулентности на смешение и горение учитывается только заменой в уравнениях сохранения коэффициентов молекулярного переноса их эффективными турбулентными аналогами. В литературе такая модель часто называется квазиламинарной. В этом случае уравнения сохранения многокомпонентной реагирующей газовой смеси в приближении пограничного слоя имеют следующий вид [9]:

$$\frac{\partial \rho u y}{\partial x} + \frac{\partial \rho v y}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

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

$$\rho u \frac{\partial Y_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial Y_i}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho \nu_t y}{Sc_t} \frac{\partial Y_i}{\partial y} \right) + W_i, \quad (3)$$

$$\rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho \frac{\nu_t}{Pr_t} y \frac{\partial H}{\partial y} + \rho \nu_t y \sum_i \frac{Le_t - 1}{Pr_t} h_i \frac{\partial Y_i}{\partial y} + \frac{Pr_t - 1}{Pr_t} \rho \nu_t y u \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (4)$$

$$p = \rho R_0 \sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{\mu_i} T, \quad (5)$$

$$H = \sum_{i=1}^N h_i Y_i + \frac{u^2}{2}, \quad h_i = h_i^0 + \int_{T_0}^T c_{p_i}(T) dT, \quad i = 1, \dots, N.$$

Здесь ρ — плотность; x, y — продольная и поперечная координаты; u, v — продольная и поперечная скорости; $p(x)$ — статическое давление; $h_i(T), h_i^0, c_{p_i}$ — соответственно удельная энтальпия, теплота образования и теплоемкость i -го компонента смеси; Y_i, μ_i, W_i — массовая концентрация, молекулярная масса и скорость образования i -го компонента; R_0 — универсальная газовая постоянная;

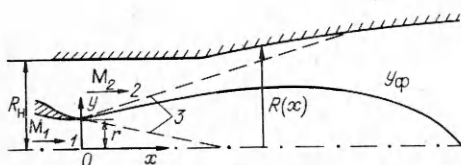


Рис. 1. Схема течения.
1 — поток топлива; 2 — поток окислителя; 3 — граница смешения.

T — абсолютная температура; N — количество компонентов; Pr_i , Sc_i , Le_i — турбулентные числа Прайдтля, Шмидта и Льюиса, в расчетах принималось $Pr_i = Sc_i = 0,8$, $Le_i = 1,0$; ν_i — коэффициент турбулентной вязкости.

Для определения турбулентной вязкости используется полуэмпирическое уравнение [10]

$$\rho u \frac{\partial \nu_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \nu_i}{\partial y} = \rho \nu_i k_0 f(M) \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho \frac{\nu_{iy} \partial \nu_i}{\sigma} \right) + \xi \nu_i \left(u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} \right), \quad (6)$$

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

Здесь $k_0 = 0,2$, $\sigma = 0,5$, $\xi = 2/3$ — эмпирические постоянные. Напомним, что функция $f(M)$ введена с целью учесть наблюдаемое в опытах уменьшение ширины сверхзвукового слоя смешения с ростом числа Маха набегающего потока. Член с постоянной ξ описывает влияние продольного градиента давления на интенсивность турбулентного смешения (и, в частности, эффект реламинаризации при ускорении потока) [11, 12].

Описание химического реагирования водорода с воздухом проводится на основе химической модели, изложенной в [9, 13, 14]. В соответствии с ней газовая смесь состоит из химически активных компонентов H, O, OH, H₂O, HO₂, H₂O₂, O₂, H₂, участвующих в двадцати элементарных стадиях, и инертного азота N₂. Подробную количественную информацию об этой химической модели и, в частности, о константах скоростей реакций можно найти в [9, 13, 14].

Метод интегрирования

Для задания профилей параметров в начальном сечении камеры сгорания в максимальной степени используются имеющиеся экспериментальные данные. При их отсутствии профили параметров на срезе сопла и в спутном потоке задаются кусочно-равномерными функциями. На кромке топливного сопла и стенке канала задаются пограничные слои, профили продольной скорости в которых аппроксимируются степенными зависимостями с показателем 1/7. Начальный профиль турбулентной вязкости в опытах, как правило, не известен и выбирается из предварительных оценок и согласования расчета и эксперимента (см. следующие разделы, а также [10]).

Известные трудности связаны с начальными концентрациями компонентов: важно правильно задавать не только концентрации основных компонентов (H₂ и O₂), но и промежуточных активных радикалов. Известно [15], что период индукции при воспламенении резко зависит от их содержания в исходной горючей смеси. К сожалению, обычно столь детально состав смеси не известен (особенно это относится к случаю, когда спутный поток предварительно подогрет огнем способом), поэтому приходится идти на определенный произвол, неизбежно влияющий на конечный результат расчетов. В данной работе концентрации радикалов O, H и OH определяются из условий частичного равновесия (исключения оговорены особо). Концентрации остальных промежуточных радикалов считаются равными 10⁻¹² (уменьшение этой постоянной практически не сказывается на результатах расчетов, проведенных на ЭВМ БЭСМ-6).

Граничные условия на стенках канала:

$$\frac{\partial Y_i}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{\rho_e u_e^2 c_f}{\rho_w \nu_{tw} 2}, \quad (7)$$

$$\left| \frac{\partial T}{\partial y} \right| = \frac{q_w}{\rho_w \nu_{tw} c_{pw}}, \quad y = R(x).$$

Здесь $v_{tw} = k\bar{y}u_\tau$; $k = 0,4$ — постоянная Кармана; $u_\tau = \sqrt{\frac{\rho_e u_e^2 c_f}{\rho_w}} \frac{c_f}{2}$ — динамическая скорость трения; c_f — коэффициент трения потока о стенку; индексы e и w относятся к параметрам на внешней границе пограничного слоя и на стенке соответственно; $\bar{y} = R(x) - y$ — координата в области слоя постоянного напряжения (в области логарифмического «закона стенки»); $R(x)$ — текущий радиус канала. Фактически за \bar{y} берется расстояние от стенки до ближайшего узла расчетной сетки. Для определения теплового потока q_w используется аналогия Рейнольдса, т. е. $St = c_f/2$, где St — число Стантона.

Использование граничных условий (7) позволяет избежать расчета всей тонкой пристенной области, что значительно сокращает потребное расчетное время. Считается, что c_f не зависит от продольной координаты (выбирается в соответствии с рекомендациями [16]). Такое допущение вполне оправдано при больших Re и умеренных значениях продольного градиента давления.

На оси симметрии канала справедливы условия

$$\frac{\partial Y_i}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v_t}{\partial y} = 0, \quad v = 0, \quad y = 0. \quad (8)$$

Система (1) — (6) интегрировалась с помощью численного метода, описанного в [10]. При интегрировании уравнений химической кинетики учтены рекомендации работы [9]. Большинство расчетов выполнено при 54 узлах расчетной сетки в поперечном направлении (контрольные расчеты — при 100 узлах). Продольный шаг интегрирования лежал в диапазоне $\Delta x = (0,5 \div 2,5) \cdot 0,4 \cdot 10^{-2} R_n$; с увеличением p_n интегрирование производилось с меньшими значениями Δx .

Тестовые задачи

Точность изложенной математической модели сверхзвукового горения и численного метода проконтролированы на двух задачах, для которых имеются экспериментальные данные.

Неизотермическое воспламенение однородной водородно-воздушной смеси при $p = \text{const}$. Уравнения (1) — (5) для этой задачи принимают вид

$$\rho u \frac{dY_i}{dx} = W_i, \quad H = \sum_{i=1}^9 Y_i h_i = \text{const}, \quad (9)$$

$$p = \rho R_0 \sum_{i=1}^9 \frac{Y_i}{\mu_i} T = \text{const}, \quad u = \text{const}.$$

Начальные концентрации основных компонентов задаются выражениями

$$Y_{H_2} = \frac{1}{1 + \alpha L_0}, \quad Y_{O_2} = \frac{0,232\alpha L_0}{1 + \alpha L_0}, \quad Y_{N_2} = \frac{0,768\alpha L_0}{1 + \alpha L_0}.$$

Здесь $L_0 = 34,5$ — стехиометрический коэффициент; α — коэффициент избытка воздуха. Расчеты выполнены в следующем диапазоне параметров: $p = 0,05 \div 0,4$ МПа, $T_n = 900 \div 2000$ К, $\alpha = 0,5 \div 5,0$.

По результатам расчетов найдено время задержки воспламенения — период индукции τ_n (переход от переменной x к временной координате t производится по формуле $t = x/u$). Использованы два определения τ_n . В первом он принимается равным промежутку времени, за которое концентрация радикала H в системе достигает максимума, во втором — промежутку времени, за который температура смеси повышается на 5%. На рис. 2 проведено сравнение рассчитанных значений с экспериментальными данными разных авторов, взятыми из [15], для $p = 0,1$ МПа, $\alpha = 1$ и различных T_n . Видно, что при $T_n \geq 1200$ К времена индукции, определенные по первому критерию (сплошная кривая), несколько пре-

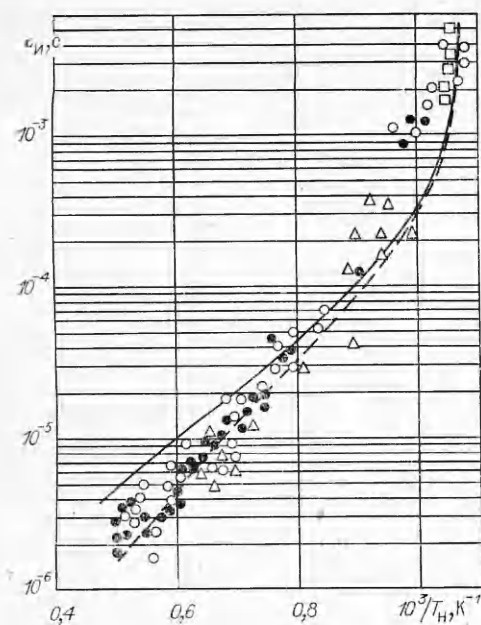


Рис. 2. Зависимость $\tau_n(T_n)$.
 — — расчет по $[H]_{\max}$; - - - - по $\Delta T/T_n = 0,05$;
 точки — эксперимент.

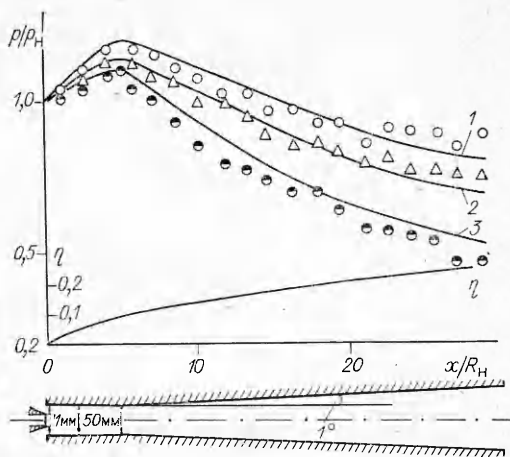


Рис. 3. Распределение давления и полнота сгорания в комбинированном канале; $T_{01} = 350$ К, $T_{02} = 1870$ К, $M_2 = 1,98$, $p_n = 0,09$ МПа.
 Кривые — расчет; точки — эксперимент [17].
 α : 1 — 2,3, 2 — 3,0, 3 — 4,4; М: 1 — 1, 2 — 0,8, 3 — 0,57.

Горение струи водорода в сверхзвуковом потоке воздуха в канале с расширением. Результаты расчетов сравниваются с опытами [17]. Геометрия канала и некоторые из условий опытов приведены на рис. 3. В расчетах для трех режимов, отличающихся значениями α , принималось: $\bar{v}_{i1} = 10^{-4}$, $\bar{v}_{i2} = 0,6 \cdot 10^{-3}$ ($\bar{v}_i = v_i/R_n u_2$). Остальные условия расчетов: $c_f = 1,5 \cdot 10^{-3}$, температура стенки канала $T_w = 720$ К, начальная толщина пограничного слоя на стенке канала $\delta_w/R_n = 0,1$; толщины внутреннего и внешнего пограничных слоев на кромке топливного сопла соответственно $\delta_1/R_n = 0,02$ и $\delta_2/R_n = 0,08$. В рассматриваемых опытах в канал поступал чистый воздух, нагретый регенеративным способом, а слегка подогретая топливная струя ($T_{01} = 350$ К) состояла из чистого водорода. В соответствии с этим задавался и состав газовых сред на входе в канал. Отметим, что при задании квазиравновесного значения концентрации радикала О во внешнем потоке ($Y_O = 1,46 \cdot 10^{-7}$) расчеты приводят к задержке воспламенения, равной 2-3 калибрам начального радиуса канала. В опытах, как это можно судить на основании распределений давления по длине канала (см. рис. 3), топливо воспламенялось практически на срезе сопла. Согласования расчета с опытом удается достичь, лишь допустив сверхравновесное содержание атомарного кислорода в исходном потоке воздуха, $Y_O = 2,5 \cdot 10^{-5}$ (по-видимому, в [17] воздух, поступающий в рабочую часть установки, содержал некоторое количество паров воды и, следовательно, в потоке могли присутствовать активные радикалы О, ОН, Н, способствующие быстрому воспламенению топлива, однако информация по этому вопросу отсутствует).

На рис. 3 приведена рассчитанная полнота сгорания топлива η (в опытах эта величина не измерялась). Значения η для всех режимов практически одинаковы и весьма малы; в конце канала $\eta = 0,24$. Низкая эффективность процесса горения обусловлена, во-первых, сравнительно низким уровнем турбулентной вязкости на входе в канал (в экспериментах [10] $\bar{v}_{i2} = 5,2 \cdot 10^{-3}$), во-вторых, небольшим начальным сдвигом скорости (в опытах параметр спутности $u_1/u_2 = 0,8 \div 0,9$), в-третьих,

расширением канала. О низкой эффективности горения топлива в рассматриваемых условиях свидетельствует и слабая трансформация не показанных здесь поперечных профилей параметров потока (чисел M , температуры и концентраций основных компонентов).

В целом результаты решения тестовых задач позволяют заключить, что точность математической модели сверхзвукового горения и численного метода будет достаточной для анализа причин замедления тепловыделения в расширяющихся каналах.

Расчеты горения в расширяющихся каналах

Сравнительное расчетное исследование сверхзвукового горения водорода в цилиндрическом и расширяющемся каналах проведено для следующих начальных условий: $M_1 = 1$, $M_2 = 2,6$, $T_1 = 300 \div 1000$ К, $T_2 = 900 \div 1500$ К, $p_n = 0,01 \div 0,4$ МПа, $\bar{v}_{11} = 10^{-4}$, $\bar{v}_{12} = (3 \div 5) \cdot 10^{-3}$. Топливная струя состояла из смеси водорода с азотом; изменение концентрации последнего позволяло независимо изменять коэффициент избытка окислителя α . Относительный радиус сопла струи $r/R_n = 0,3$. Большая часть расчетов выполнена для $R_n = 50$ мм. Расширяющиеся каналы представляют собой комбинации из цилиндрического отсека длиной $5R_n$ и последующего конического отсека. Полуугол раскрытия конического отсека варьируется в диапазоне $\Theta = 0 \div 5^\circ 40'$ ($\beta = \tan \Theta = 0 \div 0,1$). Трение и теплоотвод в стенки канала не учитываются.

Некоторые из результатов расчетов представлены на рис. 4, 5 (сплошные кривые — конечные скорости реакций, штриховые — равновесное горение, суммарная реакция). На рис. 4 приведено изменение статического давления p/p_n и полноты сгорания η по длине цилиндрического канала при $\alpha = 4,3$ ($Y_{H_2} = 0,3$), $T_1 = 1000$ К, $T_2 = 1500$ К, $\bar{v}_{12} = 3,5 \cdot 10^{-3}$. На рис. 5 — изменение тех же величин по длине комбинационного канала для $\alpha = 4,3$, $p_n = 0,03$ МПа. Полнота сгорания (точнее полнота тепловыделения в долях предельного, теоретически возможного теплоподвода) находится по формуле

$$\eta = \frac{I(x) - I(0)}{G_{H_2}^0 Q}, \quad (10)$$

где $I(x) = \sum_{i=1}^8 G_i h_i^0$ — поток химической энергии смеси; G_i — массовый поток i -го компонента в сечении x ; $G_{H_2}^0$ — массовый поток водорода в

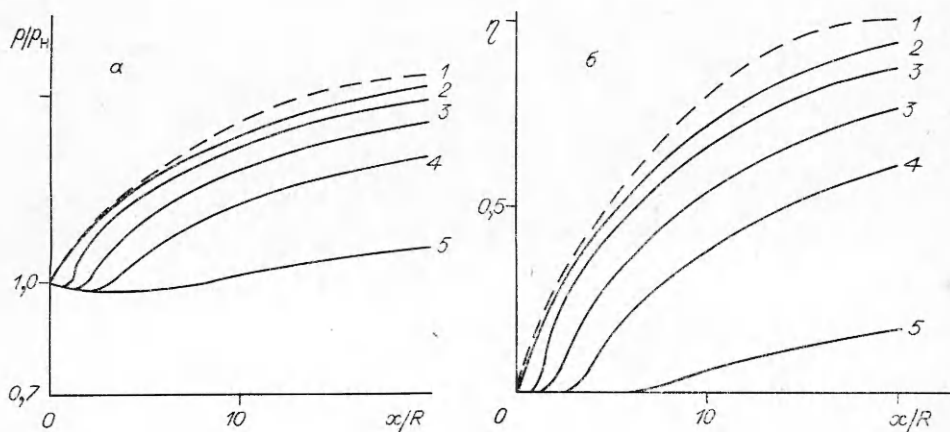


Рис. 4. Распределения давления (а) и полноты сгорания (б) в цилиндрическом канале.

p_n , МПа: 1 — 0,2, 2 — 0,1, 3 — 0,05, 4 — 0,03, 5 — 0,01.

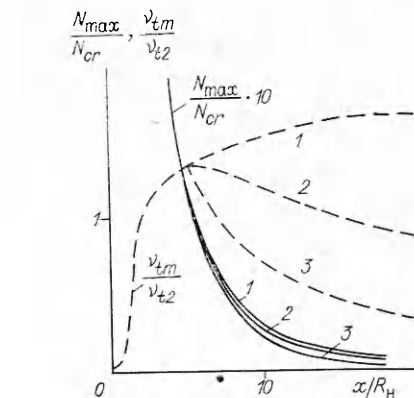
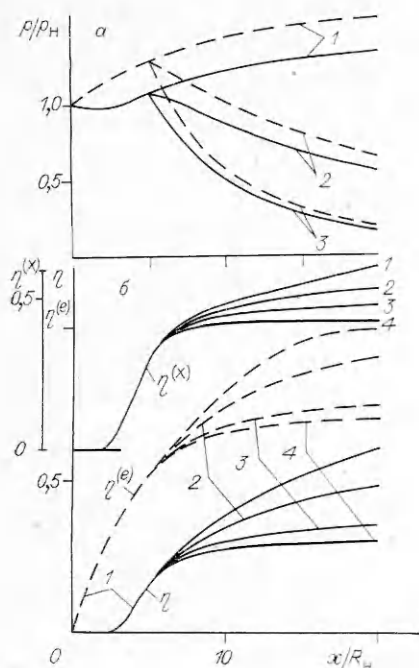


Рис. 6. Изменения относительной нагрузки на фронт пламени N_{\max}/N_{cr} и турбулентной вязкости на оси ν_{tm}/ν_{t2} по длине канала (N_{\max} — максимальная в сечении скалярная диссипация); $p_n = 0,1$ МПа, $\alpha = 4,3$, $\nu_{t2} = 3,5 \cdot 10^{-3}$.

β : 1 — 0, 2 — 0,02, 3 — 0,1.

Рис. 5. Распределения статического давления (а) и полноты сгорания по длине канала (б).

β : 1 — 0, 2 — 0,02, 3 — 0,06, 4 — 0,1.

начальном сечении; $Q = h_{H_2}^0 + h_{O_2}^0 L_0 - (1 + L_0) h_{H_2O}^0$ — тепловой эффект суммарной реакции горения $H_2 + \frac{1}{2} O_2 = H_2O$; L_0 — стехиометрический коэффициент реакции. Штриховыми кривыми на рис. 4, 5 показаны результаты расчетов для термодинамически равновесного горения (которое для простоты описывалось по суммарной реакции с помощью модели фронта пламени [10]).

На основании данных, представленных на рис. 4, 5, можно заключить, что кинетика существенным образом проявляется при горении, вызывая задержку воспламенения топлива и отклонение от термодинамического равновесия в диффузионном факеле. С уменьшением p_n эффективность горения падает, а при $p_n \leq 0,03$ МПа достаточно эффективное горение практически неосуществимо даже в цилиндрическом канале.

Расширение канала вызывает значительное снижение полноты сгорания по сравнению с каналом постоянного сечения как при равновесном горении, так и при горении с конечными скоростями химических реакций. Снижение это тем значительнее, чем больше β и чем ближе к месту подачи топлива начинается расширение. При $\beta > 0,06$ кривые полноты сгорания выходят почти на горизонтальный участок, что свидетельствует о почти полном прекращении тепловыделения. Специального внимания заслуживают случаи, когда на участке канала постоянного сечения горение стабилизировалось и вышло на режим, близкий к равновесному, т. е. в основном контролируется смешением (за сечение выхода системы на диффузионный режим удобно принять сечение, в котором химическая полнота сгорания $\eta^{(x)}$ достигает первого максимума либо выходит на горизонтальный уровень). Для указанных случаев справедлива следующая важная закономерность: относительное снижение полноты из-за конечности скоростей химических реакций практически одно и то же для цилиндрического и расширяющихся каналов. Например, для $p_n = 0,1$ МПа относительное снижение полноты сгорания в сечении $\bar{x} = 5,0$ составляет 16%, а в конце канала ($\bar{x} = 20,0$) — 13% независимо от β . Эти результаты свидетельствуют о том, что замедление тепловыделения в расширяющемся отсеке канала (при оговоренных вы-

ше условиях) обуславливается падением интенсивности смешения реагентов. Об ухудшении смешения можно также судить по представленным на рис. 6 распределениям турбулентной вязкости ν_{tm}/ν_{t2} на оси канала. В свою очередь, снижение турбулентной вязкости — реламинизация потока — определяется влиянием отрицательного градиента давления [12].

Наглядное представление о роли смешения и кинетики в замедлении горения можно получить, если записать полноту сгорания в виде

$$\eta = \eta^{(e)} \eta^{(x)}. \quad (11)$$

Сомножитель $\eta^{(e)} = \frac{I^{(e)}(x) - I(0)}{G_{H_2}^0 Q}$ ответствен за смешение, а $\eta^{(x)} = \frac{I(x) - I(0)}{I^{(e)}(x) - I(0)}$ — за кинетику. Для суммарной реакции $\eta^{(e)} = 1 - G_{H_2}^{(e)}(x)/G_{H_2}^0$. При $p_n = 0,1$ МПа $\eta^{(x)}$ слабо зависит от угла расширения канала, а при $p_n = 0,03$ МПа такая зависимость существенна (см. рис. 5). Незначительное повышение химической полноты сгорания при $p_n = 0,1$ МПа, происходящее с ростом β , может быть объяснено снижением нагрузки на фронт пламени и, как следствие, приближением к равновесному горению (см. ниже). При $p_n \leq 0,05$ МПа горение на участке канала постоянного сечения еще не стабилизируется и, как видно из рис. 5, в расширяющемся отсеке падает и химическая полнота при увеличении β . В этих случаях смешение и кинетика действуют в сторону замедления горения. Особенно этот эффект заметен при $p_n \leq 0,03$ МПа.

Анализ результатов

Влияние расширения канала на горение для случаев, когда горение стабилизируется перед расширяющимся участком, рассмотренное в предыдущем разделе, находит качественное объяснение, если обратиться к теории [7] о пределе ламинарного горения перемешанных газов. Правомерность применения этой теории для анализа горения перемешанных газов в турбулентном потоке обоснована в [18, 19].

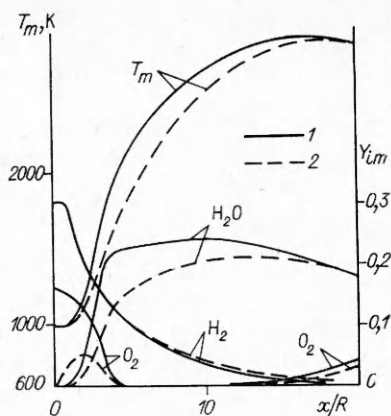
В основе анализа [18, 19] лежит представление о том, что в турбулентном потоке горение происходит в тонких нестационарных пространственных зонах, структура которых аналогична ламинарному диффузионному фронту пламени. Эти зоны из-за пульсаций скорости случайным образом перемещаются в пространстве. Такая тонкая структура горения исчезает, если выполнить осреднение, предположив, что ширина профиля средней температуры становится сравнимой с масштабом турбулентности. Существенно, что при использовании теории [7] отпадает необходимость введения предположения о малой роли пульсаций термодинамических параметров. Тем самым выводы, полученные выше в рамках квазиламинарного подхода, имеют на самом деле более широкую степень общности.

После сделанного пояснения напомним основной результат теории [7]: диффузионное горение устойчиво, т. е. пламя не потухает и кинетика не лимитирует горение, если поток горючего к фронту пламени (нагрузка на фронт) меньше некоторого критического значения. В [18, 19] показано, что применительно к турбулентному диффузионному факелу это условие можно привести к следующему, удобному для практических приложений виду:

$$N < N_{cr} = A \left(\frac{T_2}{293} \right)^2 \left(\frac{p}{p^0} \right)^{2n}. \quad (12)$$

Здесь $A = 200$ и 28 с^{-1} — при горении водорода и пропана соответственно; $p^0 = 0,1$ МПа; $N = \left\langle D \left(\frac{\partial z}{\partial x_i} \right)^2 \right\rangle$ — средняя скалярная диссипация; z —

Рис. 7. Распределения температур и концентраций основных компонентов, когда в струю подмешан воздух (1) или азот (2), по оси цилиндрического канала; $T_1 = 1000$ К, $T_2 = 1500$ К, $p_n = 0,1$ МПа, $\bar{v}_{t2} = 3,5 \cdot 10^{-3}$.



восстановленная концентрация горючего; D — коэффициент молекулярной диффузии; n — показатель степени в зависимости скорости нормального горения u_n от давления (для водорода $n = 0 \div 0,2$ [20, 21]; здесь для определенности полагается $n = 0,1$). Согласно (12), решение вопроса об устойчивости горения сводится к определению скалярной диссипации. Воспользуемся для этой цели выражением, применяемым в полуэмпирических теориях турбулентности (см., например, [18, 22]):

$$N = b \cdot E / v_t \cdot \sigma^2, \quad (13)$$

где $b = 0,19$ — эмпирическая постоянная; E — энергия турбулентности; σ^2 — дисперсия пульсаций концентрации z . Значения E и σ^2 определим из полуэмпирических уравнений баланса, приведенных в [18, 22], которые решаются совместно с (1) — (6). Результаты расчетов изменения отношения N_{\max}/N_{cr} по длине канала для ряда значений степени расширения приведены на рис. 6. Видно, что величина $N_{\max}/N_{cr} \ll 1$ при $x/R_n \geq 5$ и падает с увеличением β . Следовательно, диффузионное горение в расширяющемся канале (при оговоренных выше условиях) устойчиво, а увеличение β приводит даже к уменьшению отклонения от термодинамического и химического равновесия в диффузионном факеле. Этот качественный результат полностью согласуется с результатами численного расчета и служит еще одним свидетельством того, что основная причина замедления горения неперемешанных газов в слаборасширяющихся каналах — уменьшение интенсивности смешения топлива с окислителем.

Отметим, что замена в исходной топливной струе азота воздухом (при прочих равных условиях) не меняет основных выводов работы, хотя и приводит к некоторому ускорению выгорания топлива (рис. 7).

Выводы

1. Показано, что роль кинетики в процессе тепловыделения при сверхзвуковом горении неперемешанных газов в каналах может быть весьма существенной. При $p_n \leq 0,03$ МПа эффективное горение практически неосуществимо даже в цилиндрическом канале.

2. В случаях, когда перед расширяющимся участком канала горение стабилизировалось и контролируется смешением, замедление горения в расширяющемся канале обуславливается падением интенсивности смешения реагентов. В иных случаях вклады в снижение эффективности горения от смешения и кинетики сравнимы.

3. Ухудшение перемешивания в расширяющихся каналах вызвано воздействием отрицательного градиента давления на поток.

Практическое значение полученных в работе результатов состоит в том, что они указывают некоторые возможные способы борьбы с рассматриваемым явлением. Это, во-первых, выбор достаточной длины начального участка канала постоянного сечения, которая должна быть не меньше длины задержки горения. Во-вторых, интенсификация процесса смешения путем дополнительной турбулизации потока, осуществляемой постановкой различного рода турбулизаторов, завихрителей, либо создания сдвиговых слоев в потоке. В этой связи альтернативным

и, по-видимому, простейшим решением является использование обращенного по потоку уступа в стенке канала (см., например, [6]). В-третьих, устранение отрицательного градиента давления, например с помощью дополнительного распределенного вдува топлива в расширяющийся отсек с пилонов или со стенок камеры. Напомним, что именно такой способ организации процесса лежит в основе известного принципа «термического сжатия» [23, 24].

Отказ от приближения пограничного слоя, в рамках которого производился анализ, по-видимому, не изменит качественных выводов работы, поскольку возможные скачки уплотнения и локальные зоны обратных токов или зоны пониженных скоростей будут только способствовать горению [25].

Авторы благодарят В. Р. Кузнецова и А. Н. Секундова за полезные советы при обсуждении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зимонт В. Л., Иванов В. И., Мироненко В. А. и др.— В кн.: Горение и взрыв.— М.: Наука, 1977.
2. Cookson R. A., Isaac J. J. *Astronautica Acta*, 1979, 6, 531.
3. Албегов Р. В., Курзинер Р. И., Петров М. Д. и др. Тр. VII чтений Ф. А. Цандера. Теория двигателей летательных аппаратов.— М., 1984.
4. Guy R. W., Mackey E. A. *AIAA Paper* 1979, N 7045.
5. Stalker R. J., Morgan R. G. *Comb. Flame*, 1984, 57, 1, 55.
6. Забайкин В. А., Лазарев А. М., Соловова Е. А. и др. *Вестн. АН БССР. Сер. физико-энергетических наук*, 1986, 3, 103.
7. Зельдович Я. Б. *ЖТФ*, 1949, 19, 10, 1199.
8. Зимонт В. Л., Левин В. М., Мещеряков Е. А. и др. *ФГВ*, 1983, 19, 4, 75.
9. Баев В. К., Головичев В. И., Ясаков В. А. Двумерные турбулентные течения реагирующих газов.— Новосибирск: Наука, 1976.
10. Мещеряков Е. А., Сабельников В. А. *ФГВ*, 1981, 16, 2, 55.
11. Абрамович Г. И., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н. Турбулентные течения при воздействии объемных сил и неавтономности.— М.: Машиностроение, 1975.
12. Гольдфельд М. А., Тютин Э. Г. Препринт ИТПМ № 12—82.— Новосибирск, 1982.
13. Димитров В. И. Простая кинетика.— Новосибирск: Наука, 1982.
14. Baulch D. L., Drysdale D. D., Horne D. G. e. a. *Evaluated kinetic data for high temperature reactions*. V. 1.— London, 1972.
15. Баев В. К., Головичев В. И., Димитров В. И. и др. *ФГВ*, 1973, 9, 6, 823.
16. Orth R. C., Billig F. S., Grenleski S. E.— In.: *Instrumentation for air breathing propulsion*. V. 34, 1974.
17. Cookson R. A., Flanagan P., Penny G. S. 12-th Symp. (Intern.) on Combustion, 1969.
18. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Турбулентность и горение.— М.: Наука, 1986.
19. Кузнецов В. Р. Тр. ЦИАМ, № 1086.— М., 1983.
20. Щетников Е. С. Физика горения газов.— М.: Наука, 1965.
21. Warnatz J. *Comb. Sci. and Technol.*, 1981, 26, 5, 6, 203.
22. Зимонт В. Л., Мещеряков Е. А., Сабельников В. А. *ФГВ*, 1978, 14, 3, 55.
23. Ferri A. *AIAA Paper*, N 826, 1966.
24. Billig F. S., Orth R. C., Lasky M. J. *Spacecraft*, 1968, 5, 9, 1076.
25. Забайкин В. А., Лазарев А. М.— В кн.: Моделирование процессов гидрогазодинамики и энергетики.— Новосибирск, 1985.

Поступила в редакцию 15/XII 1986

К ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ В РЕЖИМЕ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ

Г. С. Сухов, Л. П. Ярил
(Ленинград, Ухта)

В работах [1, 2] рассмотрены закономерности горения жидкости в условиях свободноконвективного движения парогазовой смеси над свободной поверхностью. Задача решена на основе квазиодномерной модели процесса, предусматривающей замену струйного свободновосходящего движения одномерным, локализованным в вертикальном цилиндрическом