

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ГОРЕНИЯ ГАЗООБРАЗНОГО ТОПЛИВА В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ КАМЕРАХ

Г. С. Асланян, И. Л. Майков

Институт высоких температур РАН, 111250 Москва

Разработаны математическая модель и численный алгоритм расчета процессов горения газообразного топлива в двумерных турбулентных потоках. Модель включает в себя систему основных дифференциальных уравнений сохранения для газовой фазы, дополненную уравнениями энергии и скорости диссипации турбулентных пульсаций для расчета коэффициента турбулентной вязкости; функцию смешения предварительно перемешанных потоков и ее дисперсию для описания влияния турбулентности на концентрацию компонентов, на температуру и скорость химических реакций в рамках вероятностного подхода с введением функции плотности вероятности, имеющей первый момент — функцию смешения, второй — дисперсию функции смешения. Проведено сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными. Показана работоспособность модели как в предположении термодинамического равновесия, так и с учетом конечной кинетики. Достигнуто удовлетворительное соответствие с экспериментальными данными.

ВВЕДЕНИЕ

При решении большинства задач гидродинамики и горения, включающих турбулентность, достаточно знать средние значения параметров течения и некоторые количественные характеристики отклонения этих величин от средних значений. Уравнения, полученные в результате осреднения, содержат члены, описывающие корреляции различных порядков (например, $\overline{U'V'}$, $\overline{Y_1'Y_2'}$, $\overline{T'^2}$, $\overline{I'Y_1'}$ и др.). Для замыкания необходимы некоторые модельные гипотезы.

В настоящее время существуют несколько подходов к данной проблеме. В одном из них для замыкания используются математические выражения для связи пульсационных характеристик со средними значениями потока (например, $k - \epsilon$ -модель турбулентности, в которой используется обобщенная гипотеза Прандтля — Колмогорова [1]). В другом подходе для соответствующих корреляций выводятся транспортные уравнения, которые, в свою очередь, содержат корреляции [2], но уже более высокого порядка, определение которых ведется в рамках той или иной физически обоснованной модели. Третий подход состоит в описании средних значений и корреляций в рамках вероятностного метода [3–6] с введением совместного характеристического функционала плотности вероятности для всех пере-

менных $P(b_1, \dots, b_j) db_1 \dots db_j$. Данный подход очень труден в реализации, так как нет надежных численных методов решения функциональных уравнений.

Альтернативный способ использования метода функции плотности вероятности (ФПВ) состоит не в решении функционального уравнения, а в расчете различных корреляционных членов в уравнениях сохранения с помощью ФПВ, форма которой предполагается заданной [7–9].

Настоящая работа посвящена использованию метода ФПВ для получения средних значений параметров потока как в приближении локального термодинамического равновесия, так и с учетом конечной кинетики при турбулентном горении в осесимметричных камерах предварительно перемешанных коаксиальных потоков топлива и окислителя. Разработаны численные процедуры для решения модельных уравнений, проведены численные расчеты и сравнение с экспериментальными данными по горению метана в воздухе (термодинамическое приближение с учетом турбулентных пульсаций) и водорода в воздухе (кинетическое приближение с учетом турбулентных пульсаций).

СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ГАЗООБРАЗНОЙ ФАЗЫ

В цилиндрической системе координат об-

Φ	Γ_Φ	S_Φ
1	0	0
U	μ_e	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_e \frac{\partial U}{\partial r} \right)$
V	μ_e	$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_e \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_e \frac{\partial V}{\partial r} \right) - \frac{2\mu_e V}{r^2}$
k	μ_e / σ_k	$G - \rho \varepsilon$
ε	$\mu_e / \sigma_\varepsilon$	$C_{1,1} \frac{\varepsilon}{k} G - C_{2,2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$
f	μ_e / σ_f	0
g	μ_e / σ_g	$C_{g,1} \mu_e \left(\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial r} \right)^2 \right) - C_{g,2} \frac{\rho \varepsilon g}{k}$
Y_i	μ_e / σ_{Y_i}	S^{Y_i}
h	μ_e / σ_h	0

Примечание. $\mu_e = \mu_l + \mu_t$; $\bar{r} = \mu_e \left(2 \left(\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{V}{r} \right)^2 \right) + \left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right)$;
 σ — числа Шмидта соответствующей переменной.

ший вид стационарных дифференциальных уравнений для произвольной переменной Φ имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho U \Phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho V \Phi) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) = S_\Phi, \quad (1)$$

где V , U — радиальная и осевая составляющие скорости газа; x , r — продольная и радиальная координаты; Γ_Φ — эффективный коэффициент переноса; ρ — плотность; S_Φ — источниковый член.

Специфика модели состоит в том, что для всех базовых консервативных величин, обобщенных переменной Φ , соответствующие уравнения сохранения представимы в виде (1) со своими эффективными коэффициентами переноса Γ_Φ и источниковыми членами S_Φ , описывающими появление и исчезновение величины Φ . Выражения для функций Φ , Γ_Φ и S_Φ приведены в таблице. Первое из системы уравнений таблицы соответствует уравнению неразрывности газовой фазы при $\Phi = 1$, следующие два — проекциям скоростей движения.

Для описания турбулентности в рамках $k - \varepsilon$ -модели, в которой вводится турбулентная вязкость $\mu_t = C_\mu \rho k^2 / \varepsilon$, где k — энергия турбулентных пульсаций, ε — скорость ее диссипации, и для связи турбулентной вязкости μ_t с рассчитанными средними значениями параметров газовой среды используется обобщенная

гипотеза Прандтля — Колмогорова [1]. Эффективная турбулентная вязкость μ_t вводится по аналогии с ламинарной вязкостью μ_l как коэффициент пропорциональности между корреляционным турбулентным членом и градиентом средней скорости потока:

$$\overline{U'V'} = - \left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \frac{\mu_t}{\rho}.$$

Здесь и далее штрихом обозначены величины, относящиеся к флуктуации.

РАСЧЕТ СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФПВ

При взаимодействии двух потоков разного состава в пределе больших скоростей химических реакций концентрации молекулярных компонентов в каждый момент времени связаны с консервативной скалярной величиной. Статистические характеристики переменных могут быть получены по статистическим характеристикам данной скалярной величины. Имеется несколько скалярных переменных, сохраняющихся при химических реакциях, например массовая доля z_i i -го химического элемента.

Массовые концентрации элементов можно привести к нормализованному виду (граничные условия для всех i -х элементов одинаковы)

и ввести переменную $f = \frac{z_i - z_{i,2}}{z_{i,1} - z_{i,2}}$ — функцию смещения, для которой получается уравнение в стандартном виде (1) [10]. Таким образом, физический смысл величины f — это массовая доля вещества в смеси, внесенная первым потоком (топливо), а $1 - f$ — внесенная вторым потоком (окислитель).

Для учета влияния турбулентности необходимо введение новой переменной g — среднеквадратичной флуктуации функции смещения (дисперсия), так как временной масштаб турбулентности скоростного поля отличается от аналогичного масштаба скалярного поля f . Необходимое модельное уравнение для g имеет вид (1) [9] с соответствующим источником членом, который описывает производство и диссипацию g , обусловленные влиянием турбулентности на функцию смещения (см. таблицу).

По f и g , представляющим собой первый и второй моменты распределения, можно построить произвольную ФПВ, удовлетворяющую следующим условиям [11]:

$$\int_0^1 P(f) df = 1 \text{ — нормировка,}$$

$$\int_0^1 f P(f) df = \bar{f} \text{ — первый момент (среднее),}$$

$$\int_0^1 (f - \bar{f})^2 P(f) df = g \text{ — второй момент (дисперсия).}$$

Исследования, проведенные в [10], показали, что вид ФПВ незначительно влияет на конечные результаты. В настоящей работе используется ФПВ прямоугольной формы [9].

Среднее значение любой величины b определяется по формуле

$$b = \alpha b_{\text{перв}} + \beta b_{\text{втор}} + (1 - \alpha - \beta) \int_0^1 b(f) df, \quad (2)$$

где α и β — доли времени, когда поток является только первичным или только вторичным; $P = 1 - \alpha - \beta$ при $\alpha = 3g - (1 - \bar{f})(3\bar{f} - 1)$, $\beta = 2\bar{f} - 1 + \alpha$ [9].

В случае конечной кинетики для концентрации каждого газового компонента необходимо решение уравнений вида (1) со своими конвективными, диффузионными и источниками членами, учитывающими появление или исчезновение данного компонента в результате химических реакций.

Уравнение сохранения энергии записывается для энтальпии газа h с учетом энтальпии образования отдельных компонентов газовой среды. Уравнения для массовых концентраций i -го компонента и энтальпии газа имеют стандартный вид (1) (см. таблицу).

В общем случае мгновенная скорость реакции не равна просто произведению средних. Представив мгновенные значения концентраций и температуры в виде суммы средних и флуктуационных составляющих и проведя осреднение, получаем следующее выражение для средней скорости бимолекулярной реакции [9]:

$$\begin{aligned} r = & -C\bar{T}^{N-2} \exp\left(\frac{T_f}{\bar{T}}\right) \bar{Y}_1 \bar{Y}_2 \left(1 + \frac{\overline{Y_1' Y_2'}}{Y_1 Y_2}\right) + \\ & + \left(\frac{P_2 + Q_2 + P_1 Q_1}{\bar{T}^2}\right) \bar{T}'^2 + \\ & + (P_1 + Q_1) \left(\frac{\overline{T' Y_1'}}{\bar{T} Y_1} + \frac{\overline{T' Y_2'}}{\bar{T} Y_2}\right) + \dots, \quad (3) \end{aligned}$$

где P и Q — полиномы, возникающие при разложении и осреднении экспоненты [9]; T и T_f — текущая температура и температура активации; C — константа; Y — массовые концентрации газообразных компонентов; индексы 1 и 2 относятся к топливу и окислителю соответственно.

При численной реализации соотношения (3) ограничимся только выписанными членами бесконечного ряда, что справедливо при $|T'/\bar{T}| < 1$. Таким образом, неизвестными остаются четыре момента второго порядка: $\overline{Y_1' Y_2'}$, \bar{T}'^2 , $\overline{T' Y_1'}$ и $\overline{T' Y_2'}$. Для их вычисления используется метод ФПВ:

$$\begin{aligned} \overline{Y_1' Y_2'} &= \int_0^1 (Y_1^*(f) - \bar{Y}_1)(Y_2^*(f) - \bar{Y}_2) P(f) df = \\ &= \int_0^1 Y_1^*(f) Y_2^*(f) P(f) df - \bar{Y}_1 \bar{Y}_2, \end{aligned}$$

где

$$\bar{Y}_i = \int_0^1 Y_i^*(f) P(f) df, \quad \bar{T} = \int_0^1 T^*(f) P(f) df.$$

Здесь и далее звездочкой обозначены равновесные состояния. Аналогично вычисляются остальные моменты.

Для замыкания системы используется уравнение состояния газа.

Значения постоянных модели турбулентности выбраны в соответствии с [1, 9, 10]: $C_\mu = 0,09$, $\sigma_k = 0,90$; $C_1 = 1,44$, $\sigma_\epsilon = 1,22$; $C_2 = 1,92$, $\sigma_f = 0,90$; $\sigma_{Y_i} = 0,80$; $C_{g,1} = 2,80$, $\sigma_g = 0,90$; $C_{g,2} = 1,92$, $\sigma_h = 0,90$.

ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ

Согласно [12] двойное интегрирование уравнения (1) для каждой переменной Φ приводит к его дискретному аналогу, связывающему значение функции Φ в точке P со значениями в соседних точках:

$$A_P \Phi_P = \sum_d A_d \Phi_d + S_U, \quad A_P = \sum_d A_d - S_P;$$

$$d = E, W, N, S,$$

где A — коэффициент; E, W, N, S, P — основные узловые точки.

Значения S_U и S_P зависят от конкретной переменной Φ . Используется сдвинутая (шахматная) сетка. Гидродинамический блок решается в естественных переменных U, V, P с использованием алгоритма PISO [13], состоящего в расщеплении процесса решения при переходе от n -й итерации к $(n+1)$ -й на ряд шагов, на каждом из которых уравнение для давления выделяется из уравнений движения. Для решения указанных выше двумерных разностных уравнений эллиптического типа применяется метод неполной факторизации [14].

РАСЧЕТ СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФПВ

Численная процедура заключается в следующем:

а) предварительно вычисляются значения b (концентрация компонентов и температура по элементарному составу и энтальпии) как функции мгновенных значений f (расчет в предположении локального термодинамического равновесия);

б) вычисляются интегралы типа $\int_0^1 b(f) df$;

в) для определения средних значений вычисленные значения интегралов подставляются в (2).

КОНЕЧНАЯ КИНЕТИКА

Численная процедура заключается в следующем:

а) предварительно вычисляются значения Y_i^* и T^* (концентрация компонентов и температура по элементарному составу и энтальпии) как функции мгновенных значений f (расчет в предположении локального термодинамического равновесия);

б) вычисляются интегралы типа

$$\int_0^1 Y_i^*(f) df, \quad \int_0^1 T^*(f) df, \quad \int_0^1 Y_i^*(f) Y_j^*(f) P(f) df,$$

$$\int_0^1 T^*(f) Y_i^*(f) P(f) df, \quad \int_0^1 [T^*(f)]^2 P(f) df;$$

в) для определения средних скоростей реакций вычисленные значения интегралов подставляются в [3].

МЕТОД РАСЧЕТА КОНЦЕНТРАЦИИ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КОМПОНЕНТОВ

Несмотря на то, что уравнения для концентраций молекулярных компонентов и энтальпии имеют стандартный вид (1), для их решения требуется другой подход.

Связано это с тем, что переменные Φ ($\Phi = Y_i, h$) в точке P могут иметь более сильную зависимость от других переменных в этой же точке (через источниковые члены), чем от значений самой переменной в соседних узловых точках E, W, N, S .

Рассмотрим следующие функционалы:

$$f_i = A_P^Y Y_{i,P} - \sum_d A_d^Y Y_{i,d} + S_i, \quad f_M = \sum_{i=1}^{NS} Y_i - Y_m; \quad (4)$$

$$f_T = A_P^h \sum_{i=1}^{NS} \left(\frac{h_{i,P}}{RT} \right) Y_{i,P} - \sum_d A_d^h \sum_i \left(\frac{h_{i,d}}{RT} \right) Y_{i,d} + S_h,$$

где NS — количество компонентов; Y_m — вспомогательная функция, введенная для контроля точности решений; индекс h относится к теплообмену, d — к диффузионным процессам.

Система (4) решалась методом Ньютона — разложением функционалов в ряд Тейлора в окрестности точки x_0 :

$$\sum_{j=1}^{NS} \left(\frac{\delta f_i}{\delta x_j} \right) \Delta x_j = -f_i.$$

В качестве x_j выбраны величины $\ln(Y_i)$, $i = 1, \dots, NS$; $\ln(Y_m)$, $\ln(T)$.

Система уравнений (4) имеет размерность $NS + 2$ и решается методом исключения Гаусса [15] для заданных $Y_i^{(0)}$ ($i = 1, \dots, NS$), $Y_m^{(0)}$, $T^{(0)}$. В результате решения получаются $\Delta \ln(Y_i)$, $\Delta \ln(Y_m)$, $\Delta \ln(T)$. Определив $\Delta \ln(Y_i)$ из (4), вычисляем новые значения Y_i по формуле

$$Y_i = Y_i^{(0)} \exp(\alpha_{rel} \Delta \ln(Y_i)),$$

где α_{rel} — коэффициент релаксации ($\sigma_{rel} < 1$). Аналогично определяются Y_m и T .

При численной реализации системы (4) могут возникать осцилляции в итерационном процессе в связи с резким изменением температуры. Во избежание этого уравнение для температуры можно решать отдельно. На первом шаге решается система при $\Delta \ln(T) = 0$, а затем с помощью полученных Y_i ($i = 1, \dots, NS$) и Y_m решается уравнение для температуры при $\Delta \ln(Y_i) = 0$ ($i = 1, \dots, NS$) и $\Delta \ln(Y_m) = 0$. Обычно требуется несколько итераций для получения сходящегося решения, критерий сходимости определяется следующим образом: $\Delta Y_i / Y_i < \varepsilon = 0,01$.

Алгоритм решения:

1. Решается система для Y_i , Y_m методом Ньютона. Определяются новые Y_i и Y_m .
2. Решается уравнение для определения T .
3. При неудовлетворении критерия сходимости переход к п. 1.

ХАРАКТЕРИСТИКИ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ

Цилиндрическая камера сгорания диаметром D и длиной L показана на рис. 1.

Топливо и окислитель подаются в камеру сгорания отдельно по цилиндрическим коаксиальным каналам диаметрами d_1 и d_2 . На входе в камеру задаются расходы, температура, давление и состав топлива и окислителя, по которым пересчитываются значения всех переменных на входе (скорость, турбулентные характеристики потоков, плотность и т. д.).

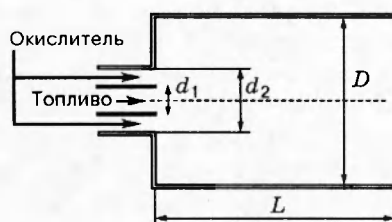


Рис. 1. Схема камеры сгорания

Функция смешения f равна единице в первичном потоке (топливо) и нулю во вторичном (окислитель).

Кинетическая энергия турбулентных пульсаций k на входе определяется из выражения для интенсивности турбулентности: $k = 0,001(U_0^2 + V_0^2)$, где индекс нуль соответствует условиям на входе. Скорость диссипации определяется из эмпирической формулы [11]: $\varepsilon = C_\mu k^{1,5} / 0,3d$, где d — диаметр входного отверстия.

Значения коэффициентов апробированы в расчетах турбулентных потоков.

В качестве граничных условий на стенке заданы условие прилипания для скоростей, равенство нулю потоков массы компонентов и температура стенки.

Для определения пульсационных характеристик течения вблизи стенок может быть использован метод пристеночных функций [12]. Введение пристеночных функций позволяет существенно уменьшить количество расчетных узлов в направлении нормали к поверхности. В этом случае граничные условия задаются не на самой стенке, в области вязкого подслоя, где резко изменяются характеристики, а на некотором расстоянии от нее, в так называемом логарифмическом слое.

В пристеночной области на расстоянии y_p от стенки используются следующие пристеночные функции [12]:

$$\tau_w = \frac{\varkappa C_\mu^{1/4} \rho U_p k_p^{1/2}}{\ln(E C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p / \nu_l)}; \quad \varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{\varkappa y_p};$$

$$q_w = \frac{(T_u - T_p) c_p C_\mu^{1/4} \rho k_p^{1/2}}{(\sigma_h / \varkappa) \ln(E C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} / \nu_l)} + 9,24 \sigma \left(\frac{\sigma_h}{\sigma} \right)^{3/4} \left(\frac{\sigma_h}{\sigma} - 1 \right),$$

где $E = 9,79$; $\varkappa = 0,42$; τ_w , q_w — напряжение трения и тепловой поток на стенке; ν_l — динамическая вязкость; c_p — теплоемкость компонентов.

На оси симметрии применяется условие

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} = 0$$

для всех переменных, а для радиальной скорости — $V = 0$.

На выходной границе предполагалось, что

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0$$

и $V = 0$.

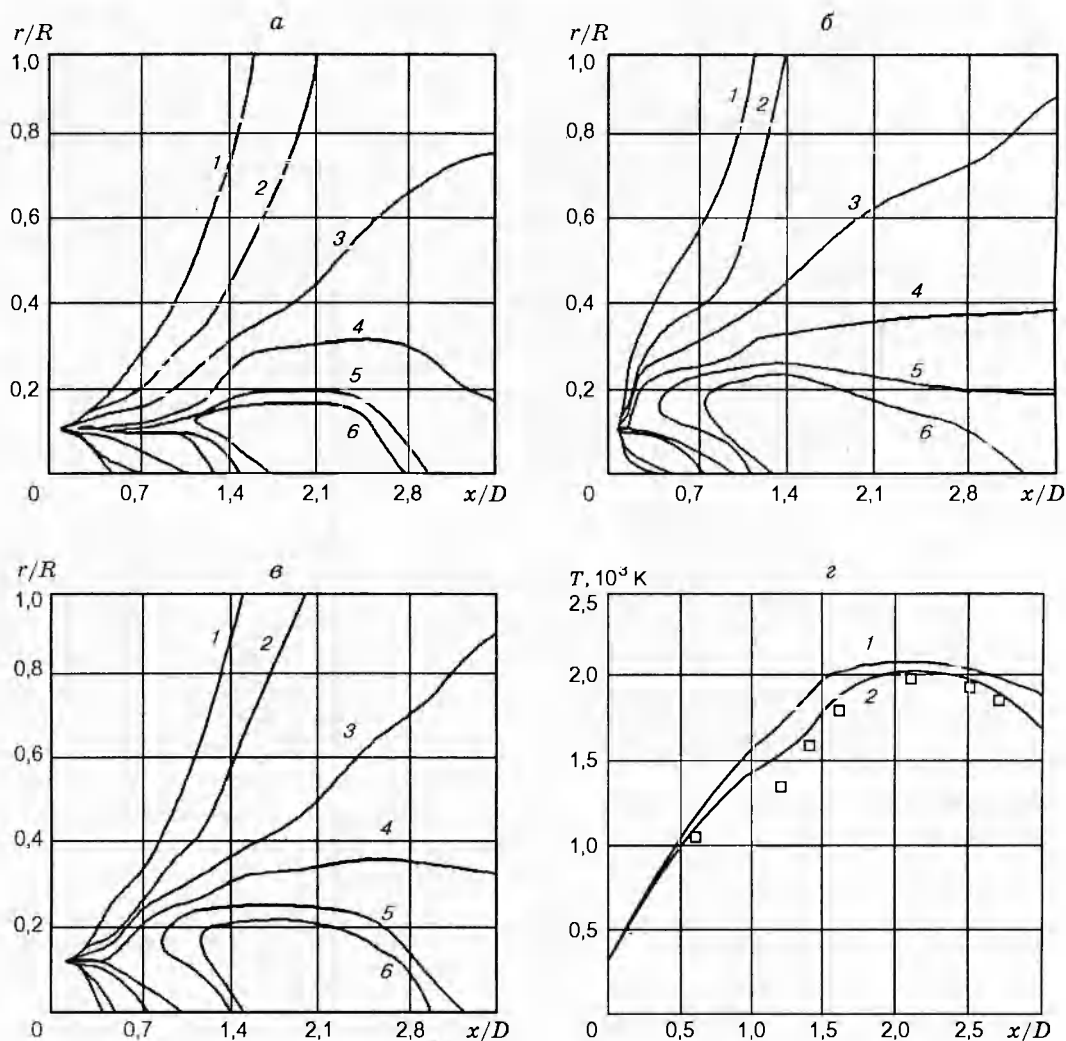


Рис. 2. Распределения температуры:

a — эксперимент [17], *б, в* — расчет в приближении термодинамического равновесия соответственно с учетом и без учета турбулентных пульсаций, T , К: 1 — 700, 2 — 1100, 3 — 1300, 4 — 1500, 5 — 1700, 6 — 1900; *z* — сопоставление расчетных и экспериментальных [17] данных для распределения температуры вдоль оси реактора, 1, 2 — расчет в приближении термодинамического равновесия соответственно с учетом и без учета турбулентных пульсаций

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты проводили на сетке 92×32 . При проведении расчетов в приближении локального термодинамического равновесия применяли программу «TERM» [16].

Для анализа тепловых режимов использовали результаты экспериментов [17] по измерению температурных полей в камере сгорания метана в воздухе: диаметр камеры $D = 0,45$ м, диаметры отверстий вводов первичного и вторичного потоков $d_1 = 0,01$ м и $d_2 = 0,081$ м соответственно. Расход топлива $23 \text{ м}^3/\text{ч}$ (81,9 % метана и 18,1 % азота), расход воздуха $108 \text{ м}^3/\text{ч}$; значения чисел Рейнольдса в

обоих потоках одинаковы ($Re = 32\,000$).

Результаты расчетов представлены на рис. 2. Видно, что наиболее близкая к эксперименту картина наблюдается в случае б, т. е. когда учитываются турбулентные флуктуации. В этом приближении модель обеспечивает существование областей, в которых вследствие флуктуации концентрации присутствуют одновременно топливо и окислитель. В результате температурные уровни в них ниже, чем в термодинамическом приближении, предполагающем наличие либо реагентов, либо продуктов реакции в каждой расчетной ячейке.

Важность правильного учета влияния

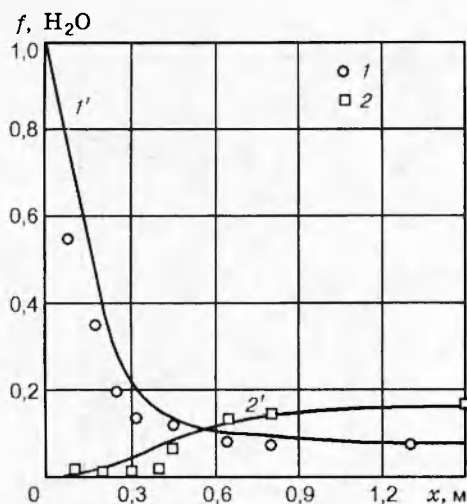


Рис. 3. Моделирование горения метана в коаксиальном потоке воздуха:

1, 1' — функция смешения, 2, 2' — концентрация паров воды на оси камеры сгорания; точки — экспериментальные данные [18]

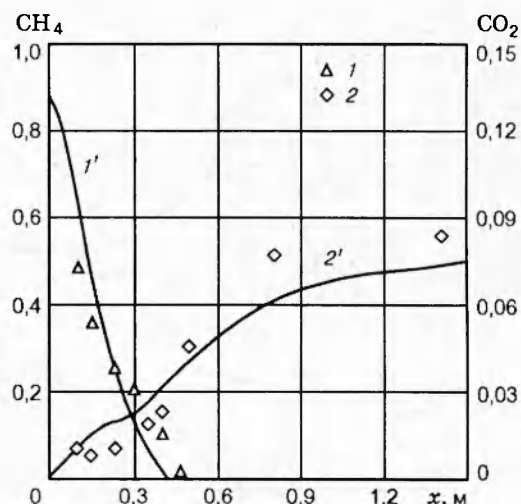


Рис. 4. Моделирование горения метана в коаксиальном потоке воздуха:

1, 1' и 2, 2' — молярные доли метана и углекислого газа на оси камеры сгорания; точки — экспериментальные данные [18]

турбулентности на распределение температуры демонстрирует и рис. 2,г.

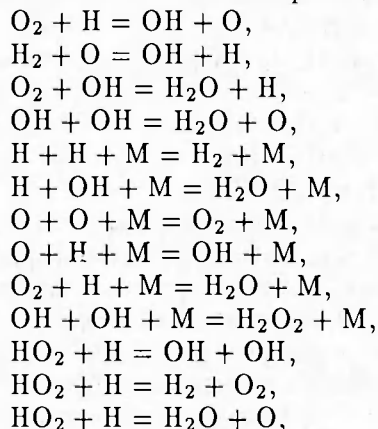
Для проверки адекватности расчетов реагирования двух предварительно перемешанных коаксиальных турбулентных потоков привлечены экспериментальные данные работы по измерению концентраций продуктов горения метана [18]. Эксперимент проводился в цилиндрическом канале со следующими геометрическими размерами: $D = 0,203$ м, $L = 1,524$ м, $d_1 = 0,016$ м и $d_2 = 0,057$ м.

Расход топлива $0,0031$ кг/с в первичном потоке и $0,0362$ кг/с — во вторичном. Первичный поток состоял из смеси метана и азота при температуре 286 К. В качестве вторичного потока использовался воздух, подогретый до 589 К. Давление составляло $0,85$ атм.

Расчеты проводили в приближении локального термодинамического равновесия. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных функции смешения и молярных концентраций H_2O , CH_4 и CO_2 , представленных на рис. 3, 4, демонстрирует удовлетворительное согласие. Наблюдаемое на начальном участке канала некоторое расхождение расчетных и экспериментальных данных концентраций рассматриваемых компонентов объясняется использованием термодинамического приближения, которое не учитывает конечность скорости горения метана в реальном эксперименте.

Моделирование химически реагирующих потоков проведено также с учетом реальной кинетики газофазных реакций. Кинетические возможности модели проверяли применительно к сжиганию водорода в воздухе. Использованы данные эксперимента [19] в цилиндрическом канале со следующими геометрическими размерами: $D = 0,208$; $L = 2,5$ м, $d_1 = 0,005$ м и $d_2 = 0,104$ м. Скорости первичного и вторичного потоков 70 и $5,1$ м/с. Первичный поток, состоящий из смеси азота и водорода (40% по объему), имел температуру $T = 297$ К. В качестве вторичного потока использовался воздух, подогретый до 589 К. Коэффициент избытка окислителя равен 20 , давление — 1 атм.

Кинетическая схема окисления водорода представлена двадцатью реакциями [20]:



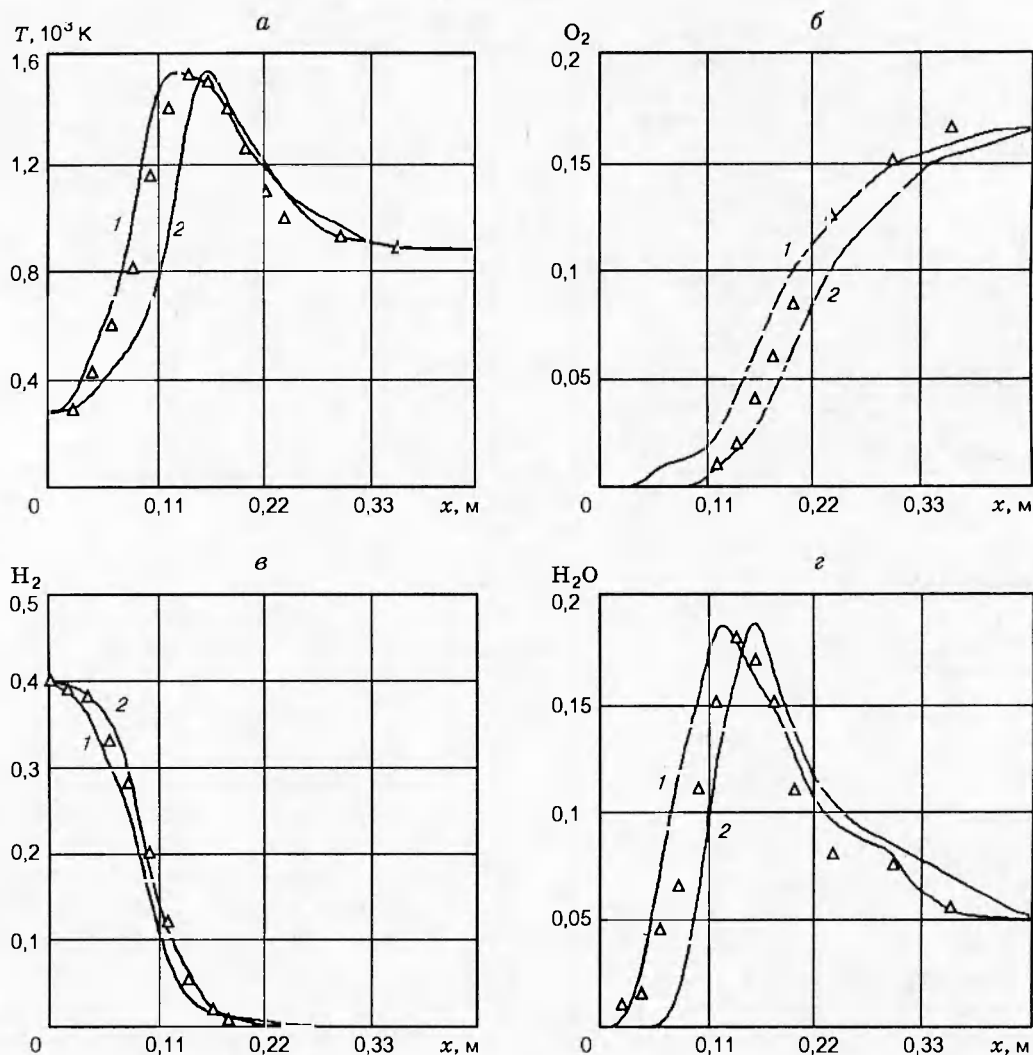
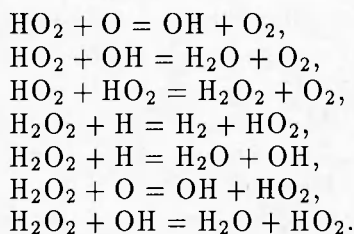


Рис. 5. Распределения температуры продуктов сгорания (а) и объемных концентраций O_2 , H_2 , H_2O (б-г) по длине реактора:

1 — расчет в приближении термодинамического равновесия; 2 — расчет в кинетическом приближении; точки — эксперимент [19]



Константы скорости реакций даны в [20].

На рис. 5 показаны результаты расчетов зависимостей температуры и концентраций O_2 , H_2 , H_2O по длине реактора в термодинамическом и кинетическом приближениях. Оба приближения показывают достаточно близкие результаты, что является следствием

высокой скорости реакций и контролирования процесса скоростью перемешивания топлива и окислителя. Из этого следует, что предположение $|T'/T| < 1$ справедливо для горения водорода, и с достаточной точностью при осреднении скоростей химических реакций можно ограничиваться расчетом только двойных корреляций.

В начальной части реактора состав газа в основном формируется первичным потоком, подаваемым по центру камеры. В аксиальной части кислород на расстоянии примерно до 0,11 м от входа реактора практически отсутствует. Рост концентрации O_2 происходит постепенно

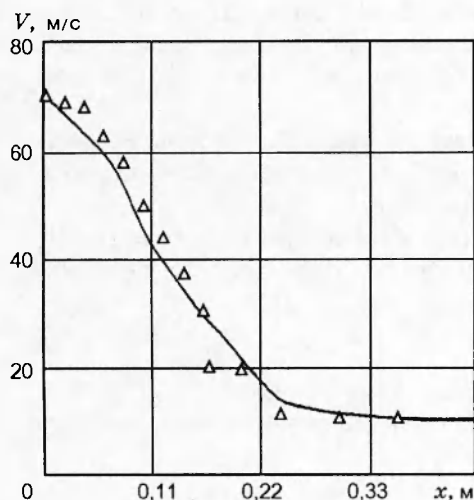


Рис. 6. Расчет аксиальной скорости пламени горения водорода в воздухе в кинетическом приближении:

точки — экспериментальные измерения [19]

по мере перемешивания потоков, и далее после воспламенения, когда весь водород практически сгорает ($x > 0,20$ м), кислород становится доминирующим компонентом потока, причем его молярная доля здесь равна концентрации кислорода во вторичном потоке за вычетом прореагировавшей части. Сильным разбавлением потока избыточным окислителем объясняется и уменьшение концентрации продукта сгорания (водяного пара) после завершения горения (см. рис. 5, в). Расчетные зависимости температуры пламени удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, имеющими ярко выраженный максимум в зоне воспламенения.

Хорошее соответствие расчетных и экспериментальных значений аксиальной скорости потока иллюстрирует рис. 6.

Таким образом, в работе реализован метод функции плотности вероятности заданной формы консервативной величины функции смешения для расчета средних значений в предположении локального термодинамического равновесия. Он позволяет правильно предсказать поведение основных переменных. Использование данного подхода при учете конечной кинетики позволяет рассчитывать средние скорости реакций с учетом двойных корреляций. Расчеты показали, что для быстрых химических процессов (горение водорода) приближение локального термодинамического равновесия и конечная кинетика дают практически одинако-

вые результаты, так как в данном случае смешение является лимитирующим фактором процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Launder B. E., Spalding D. B.** Mathematical Models of Turbulence. London: Academic Press, 1972.
2. **Rodi W.** A new algebraic relation for calculating the Reynolds stresses // ZAMM 56. 1976.
3. **Pope S. B.** Computations of turbulent combustion: progress and challenges // Twenty-Third Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, PA: The Combustion Inst., 1990. P. 591.
4. **Norris A. T., Pope S. B.** Turbulent mixing model based on ordered pairing // Combust. Flame. 1991. V. 83. P. 27.
5. **Chen C., Riley J. J., McMurtry P. A.** A study of Favre averaging in turbulent flows with chemical reaction // Combust. Flame. 1991. V. 87. P. 257.
6. **Corea S. M., Pope S. B.** Comparison of a monte carlo PDF/finitevolume mean flow model with bluff-body raman data // Twenty-Fourth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, PA: The Combustion Inst., 1992. P. 279.
7. **Bockhorn H., Lutz G.** Reaction models for simulation of the oxidation of carbon monoxide in turbulent diffusion flames // Chem. Eng. Technol. 1987. V. 10. P. 43.
8. **Philipp M., Hoffman S., Habisreuther P., et al.** Experimental and numerical study concerning stabilization of strongly swirling premixed and nonpremixed flames // Twenty-Fourth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, PA: The Combustion Inst., 1992. P. 361.
9. **Smoot L. D., Pratt D. T.** Coal Combustion and Gasification. New York; London: Plenum Press, 1984.
10. **Либби П. А., Вильямс Р. Р.** Турбулентные течения реагирующих газов. М.: Мир, 1983.
11. **Худсон Д.** Статистика для физиков. М.: Мир, 1967.
12. **Patankar S. V.** Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. Washington: Hemisphere, 1980.
13. **Issa R. I.** Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operating-splitting // J. Comput. Phys. 1985. V. 62. P. 40.
14. **Марчук Г. И.** Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1989.
15. **Крылов В. И., Бобков В. В., Монастырский П. И.** Вычислительные методы высшей математики. Минск: Высшейш. шк., 1972.

16. **Асланян Г. С., Иванов П. П., Мун-вез С. С.** Программы расчета состава, термодинамических и переносных свойств многокомпонентных химически реагирующих гетерогенных систем. М., 1994. (Препр. / ИВТАН; № 3-374).
17. **Gunter R., Lenze B.** Exchange coefficients and mathematical model of jet diffusion flames // Fourteenth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, PA: The Combustion Inst., 1972. P. 675.
18. **Lewis M. H., Smoot L. D.** Turbulent gaseous combustion. Pt 1. Local species concentration measurements // Combust. Flame. 1981. V. 42. P. 183.
19. **Takagi T., Shim H., Ishio A.** Properties of turbulence in turbulent diffusion flames // Combust. Flame. 1981. V. 40. P. 121.
20. **Warnatz J.** Combustion Chemistry / W. C. Gardiner, Jr (Ed.). New York: Springer Verlag, 1984.

*Поступила в редакцию 19/IX 1995 г.,
в окончательном варианте — 5/III 1998 г.*
