

РАЗРАБОТКА РЕАКТОРНЫХ МОДЕЛЕЙ ДИФФУЗИОННОЙ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ ДЛЯ СРАВНИТЕЛЬНОГО АНАЛИЗА ДЕТАЛЬНЫХ И РЕДУЦИРОВАННЫХ КИНЕТИЧЕСКИХ СХЕМ ГОРЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ТОПЛИВ

В. М. Захаров, В. Е. Козлов, А. Б. Лебедев, А. Н. Секундов, С. А. Щепин, А. М. Щепин, К. Я. Якубовский

Центральный институт авиационного моторостроения им. П. И. Баранова, 111116 Москва
secundov@ciam.ru

На основании результатов численного трехмерного расчета диффузионного горения в типичной камере сгорания газотурбинного двигателя разработаны две реакторные модели для приближенного описания эмиссии вредных веществ на выходе из камеры. Первая модель построена на основе известной идеи о тонком фронте пламени. В новой упрощенной версии модели в реакторах используются значения равновесных температур, что облегчает ее применение для анализа горения различных топлив. При разработке реакторных моделей особое внимание уделено описанию влияния давления на эмиссию NO_x . Проведены расчеты эмиссии NO_x и CO при использовании нескольких детальных кинетических схем горения метана и двух редуцированных схем горения керосина при вариации давления от 1 до 20 атм.

Ключевые слова: горение, турбулентность, реакторные модели, кинетические схемы, камера сгорания.

ВВЕДЕНИЕ

Многие характеристики современных авиационных камер сгорания, такие как полнота сгорания, эмиссия NO_x и CO , погасание пламени при больших значениях коэффициента избытка воздуха (так называемый «бедный срыв») и другие, зависят от деталей химической кинетики горения углеводородных топлив (метан или керосин). И хотя множество современных коммерческих программных комплексов типа Fluent, STAR-CD, TaskFlow неплохо описывают газодинамику, при расчете реальных камер сгорания они не позволяют применять (в основном, вследствие ограниченной мощности современных компьютеров) детальные кинетические схемы, содержащие сотни реакций и десятки компонентов. В известной литературе примеры таких расчетов отсутствуют.

Среди приближенных моделей горения только в моделях тонкого фронта пламени [1, 2] и реакторных моделях камер сгорания [3–5] используются детальные кинетические схемы для расчета состава продуктов сгорания. Обе

модели имеют определенные дефекты. Так, модель тонкого фронта пламени правильно описывает только сравнительно быстрые реакции и справедлива лишь вблизи фронта пламени. Как следствие, эта модель неточно описывает эмиссию NO_x , CO и ряда других компонентов, присутствующих в малых концентрациях при расчете реальных камер сгорания. Точность описания эмиссионных характеристик камер сгорания различными реакторными моделями несколько выше, но реакторные модели, как правило, не универсальны и пригодны для описания лишь какого-то одного класса схем камер сгорания. Большинство известных реакторных моделей приближенно описывают только наиболее характерные зоны камер сгорания, такие как первичная зона, зоны вблизи фронта пламени, пристеночная зона и т. д. При этом для анализа каждой из характерных областей в камере сгорания используются соответствующие единичные реакторы или группы реакторов, а для описания всей камеры сгорания реакторы объединяются в цепочки.

Главная проблема при моделировании камеры сгорания с диффузионным горением состоит в необходимости описать особенности диффузионного пламени посредством реакторов, в которых предполагается объемное гомо-

Работа выполнена при поддержке фонда Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (НШ-596.2008.8).

генное горение. Между тем при диффузионном режиме горение происходит в узкой зоне (фронте пламени), в которую топливо и окислитель поступают с разных сторон за счет турбулентной диффузии. Скорость химических реакций на фронте пламени велика, а вне этой зоны реакции практически отсутствуют.

Еще одна сложная проблема связана с описанием пристеночной зоны камеры сгорания, где из-за наличия охлаждающего воздуха температура смеси сравнительно низкая и зависит от сложных процессов теплообмена вблизи стенки камеры.

Первый вариант реакторной модели был разработан авторами ранее и кратко описан в [5]. В этой работе предложена реакторная модель с шестью реакторами постоянной температуры $T_n = T(Z_n, p, T_{air}) = \text{const}$, причем значения функций $T_n = T(Z_n, p, T_{air})$ определялись с использованием известной модели тонкого фронта пламени (flamelet) из решения специального уравнения [1]. Здесь Z — массовая восстановленная концентрация топлива, $Z_n = 1/(1 + \alpha_n S)$, где S — стехиометрический коэффициент ($S = 17.2$ для метана и $S = 14.1 \div 14.9$ для керосина), α_n — коэффициент избытка воздуха в данном реакторе, p — давление, T_{air} — температура воздуха. Для описания фронта пламени использовались два реактора (№ 2 и № 3), в одном из которых $Z_2 = Z_s + \Delta Z$ («богатый» реактор, $Z_s = 1/(1+S)$), а в другом $Z_3 = Z_s - \Delta Z$ («бедный» реактор). К сожалению, в этой реакторной модели для определения температур требуется специальная дополнительная программа, что создает некоторые трудности при расчете горения керосина.

Поэтому в настоящей статье предприняты попытки, с одной стороны, предложить более простую для реализации реакторную схему, а с другой стороны, уточнить структуру реакторов вблизи фронта пламени и вблизи стенки. При разработке реакторных моделей авторы опирались на результаты численного трехмерного расчета течения в некоторой типичной авиационной камере сгорания. В работе не ставится цель создания модели всего рабочего процесса в камере сгорания. Основная цель — разработка новой реакторной модели диффузионной камеры сгорания и сравнительный анализ на базе обеих реакторных моделей различных кинетических схем горения метана и керосина в воздухе. При этом основное внимание

сосредоточено на проверке и тестировании известных кинетических схем с точки зрения правильности определения экологических характеристик камеры сгорания, эмиссии NO_x и CO в широком диапазоне давлений.

ТРЕХМЕРНЫЙ РАСЧЕТ ДИФфуЗИОННОЙ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ

В качестве примера диффузионной камеры газотурбинного двигателя выбран одно-релочный отсек камеры сгорания ЦИАМ-М, сходный с камерой сгорания авиационного двигателя ПС-90. Эта камера была разработана в ЦИАМ и испытывалась как на метане, так и на керосине. Фронтное устройство с форсункой имело три коаксиальных ввода с закруткой потока. Топливо подавалось в центральный поток, воздух — в два периферийных, закрученных в разные стороны потока. Вторичный «разбавляющий» воздух подавался из двух поясов отверстий, по 8 отверстий в каждом из

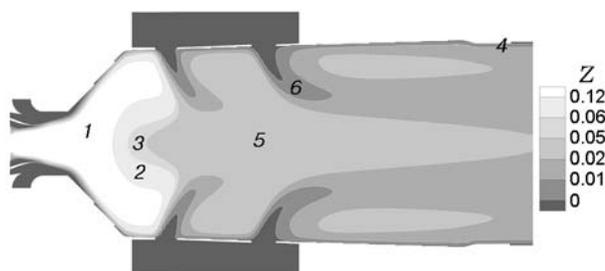


Рис. 1. Общий вид продольного сечения диффузионной камеры ЦИАМ-М. Распределение восстановленной концентрации топлива:

1-6 — зоны, соответствующие реакторам 1-6

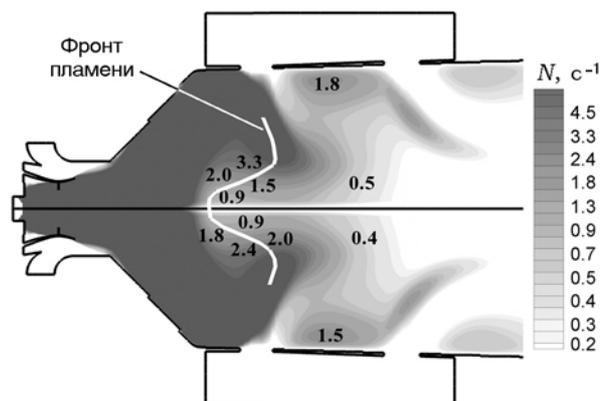


Рис. 2. Распределение скалярной диссипации в продольном разрезе камеры

них. Расход воздуха в системе охлаждения стенок камеры составлял примерно 40 % общего расхода. Некоторое представление о геометрии камеры дают рис. 1 и 2.

При расчете этой камеры принимались следующие параметры режима: давление $p = 11.3$ атм, температура воздуха $T_{air} = 733$ К, температура топлива $T_f = 300$ К, коэффициент избытка воздуха $\alpha = 2.98$, время пребывания ≈ 7 мс.

Математическая модель включала систему трехмерных стационарных осредненных уравнений Навье — Стокса, которая замыкалась известной k - ε -моделью турбулентности. Для описания тепловыделения при горении использовалась «квазиравновесная» модель химической кинетики. В этом случае плотность и температура потока являются известными функциями восстановленной концентрации топлива Z . В расчетах использовалась монотонная разностная схема 2-го порядка аппроксимации. Число расчетных ячеек около 10^6 .

Главная цель трехмерного численного расчета состояла в обосновании наших рассуждений при построении реакторной модели. На рис. 1 приведены расчетные поля приведенной концентрации Z и показаны зоны, номера которых соответствуют номерам реакторов. Кроме того, на рис. 2 представлено распределение скалярной диссипации N , которая характеризует нагрузку на фронт пламени. Путем расчета времени перемещения специальных маркеров вдоль линий тока были определены характерные времена пребывания смеси в различных участках камеры. Анализ результатов численных расчетов камеры и состава продуктов сгорания в отдельных ее зонах свидетельствует о том, что эмиссия NO_x обусловлена в основном процессами в центральной части камеры вблизи фронта пламени, а эмиссия CO — сравнительно холодными зонами вблизи стенок камеры.

НОВАЯ РЕАКТОРНАЯ МОДЕЛЬ

Анализ результатов трехмерных расчетов полей Z в камере сгорания (см. рис. 1) позволил определить характерные по значениям Z зоны и времена пребывания в них (t_n). На рис. 3 представлена новая, отличная от [5], модель с реакторами, в которых используется понятие равновесных температур. В этом случае функции $T_n = T_{n,eq}(Z_n, p, T_{air})$ определялись

из условия химического равновесия при заданных значениях восстановленной концентрации конкретного топлива (Z_n), давления p и температуры воздуха T_{air} .

Следует отметить, что в ходе разработки авторами реакторных моделей было рассмотрено более 10 вариантов, включая наличие переброса вещества на вход первого реактора, замену гомогенных реакторов проточными и т. п. Сравнение этих моделей друг с другом показало, что все они дают в целом сходные результаты. В частности, для всех моделей наблюдается большой разброс значений эмиссии NO_x в зависимости от применяемой детальной кинетики. Концентрация NO_2 на выходе из камеры сгорания, рассчитанная по известным детальным кинетическим схемам горения метана, обычно очень мала, так что $\text{NO}_2/\text{NO} < 0.02$. Лишь кинетика [6] предсказывает существенно больший выход NO_2 [5]. Эмиссия CO , рассчитанная по всем рассмотренным моделям, оказалась примерно одинаковой. Поэтому было решено остановиться на наиболее простой для применения и расчетов реакторной модели, которая приведена на рис. 3.

Изменения, внесенные в новую модель, прежде всего связаны с некоторыми особенностями образования NO при горении углеводородных топлив. Рассмотрим эти особенности подробнее. Основное кинетическое уравнение для образования оксида азота согласно [7] записывается так:

$$\frac{d[\text{NO}]}{dt} = k_{\text{NO}} \exp\left(-\frac{E_{\text{NO}}}{RT}\right) [\text{N}_2] [\text{O}]. \quad (1)$$

Здесь квадратные скобки обозначают объемную концентрацию компонентов. Из (1) следует чрезвычайно сильная чувствительность скорости образования NO к малым изменениям температуры, что связано с большим значением энергии активации: $E_{\text{NO}}/R = 38\,370$ К. Так, увеличение температуры вблизи фронта пламени на 90 К (менее 4 % от температуры на фронте) приводит к увеличению концентрации NO в два раза. Поэтому методика вычисления температуры, особенно в прифронтовых реакторах, должна обеспечивать высокую точность.

Структура формулы (1) дает явную зависимость скорости образования NO от давления, поскольку объемные концентрации (моль/см³) пропорциональны давлению. Однако численные расчеты для метана с использованием де-

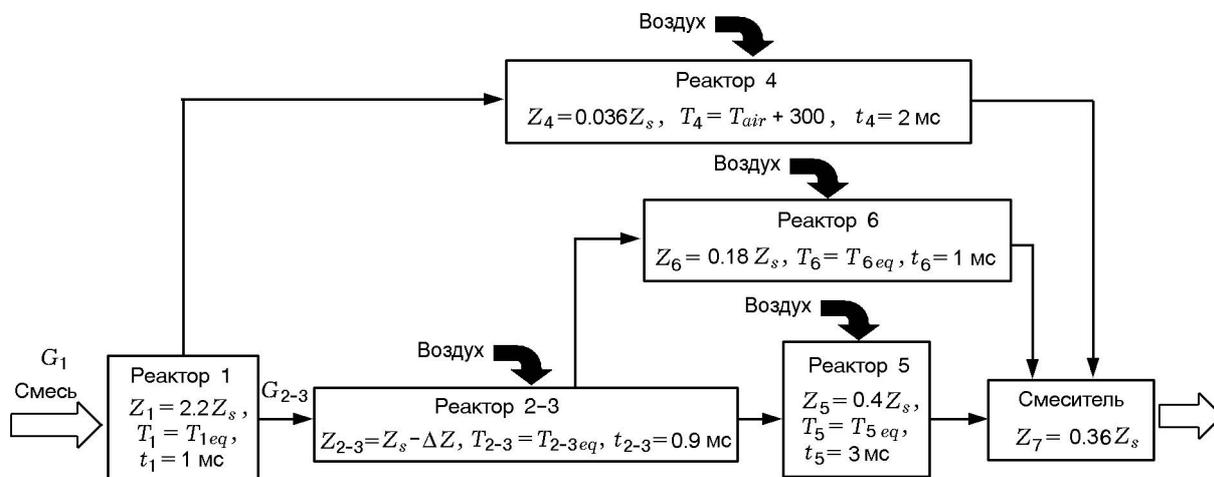


Рис. 3. Новый вариант реакторной модели камеры

тальных кинетических схем типа GRI 3.0 показывают, что при фиксированной температуре, близкой к равновесной температуре для смеси стехиометрического состава, молярная концентрация NO убывает с ростом давления. Можно предположить, что этот неочевидный эффект связан с наличием тримолекулярных реакций, роль которых возрастает с ростом давления и которые уменьшают концентрацию атомарного кислорода. С другой стороны, обобщение многочисленных экспериментов показывает, что молярная и массовая концентрации NO и индекс эмиссии (EINO) при горении углеводородных топлив растут с увеличением давления как $p^{0.4 \div 0.5}$. Следовательно, наблюдаемый в эксперименте рост концентрации NO при увеличении давления, вероятно, связан с увеличением температуры вблизи фронта пламени.

В таблице приведены значения равновесной температуры T_{eq} и температуры пламени T_f , вычисленные по модели тонкого фронта пламени [1] при $Z = 0.05$ и $T_{air} = T_f = 660$ К

p , атм	T_{eq} , К	T_f , К
1	2 332	2 082
3	2 360	2 222
4	2 366	2 250
6	2 375	2 283
10	2 384	2 315
14	2 389	2 332
20	2 394	2 348

для метана. Видно, что при изменении давления p от 1 до 20 атм T_f увеличивается на 266 К, а T_{eq} — всего на 62 К. Сходные тенденции наблюдаются и при других значениях Z , если они слабо отличаются от стехиометрической величины Z_s (для метана $Z_s = 0.055$). По мере удаления значения Z от Z_s зависимости обеих температур от давления резко ослабевают.

Расчеты показывают, что зависимость $T_f(p)$ в прифронтовых реакторах дает близкую к экспериментальным данным зависимость концентрации NO от давления ($p^{0.4 \div 0.5}$). В то же время использование равновесной температуры $T_{eq}(p)$ в прифронтовых реакторах приводит к уменьшению расчетных значений концентрации NO по мере роста давления. Отметим, что вблизи стехиометрии $d^2T/dZ^2 < 0$ и в модели тонкого фронта пламени скорости прямых реакций больше, чем обратных. Эта неравновесность и приводит к увеличению чувствительности температуры к изменению давления.

При построении простой реакторной модели, которая была бы пригодна для любого типа топлива и не требовала бы специальных программ при проведении расчетов, было предложено использовать в реакторах № 1, 5, 6 значения равновесной температуры $T_{i,eq}$. Однако, как уже отмечалось, равновесная температура в прифронтовых реакторах слишком слабо зависит от давления, поэтому в объединенном прифронтовом реакторе № 2–3 была введена коррекция температуры:

$$T_{i,p} = T_{i,eq} \{10.5P^0 / (1 + 10P^0)\}^{0.12}, \quad (2)$$

$$P^0 = p/10 \text{ атм.}$$

Соотношение (2) приближает значения температуры $T_{i,p}$ в прифронтовых реакторах к значениям T_f .

Еще одно существенное упрощение новой реакторной модели по сравнению с [5] связано с «богатым» прифронтовым реактором. Расчеты показали, что в реакторах с восстановленной концентрацией топлива Z , равной или немного большей стехиометрической концентрации Z_s , концентрация кислорода быстро уменьшается практически до нуля и образование NO прекращается. В таких реакторах концентрация NO лимитируется не реакциями механизма Зельдовича, а другими реакциями. Такие реакторы дают сравнительно небольшой вклад в образование NO и неверную зависимость концентрации NO от давления. Поэтому реакторы № 2 и 3 были объединены в один «бедный» прифронтовой реактор (см. № 2-3 на рис. 3) с концентрацией восстановленного топлива $Z_{2-3} = Z_s - \Delta Z$.

При разработке обеих реакторных моделей учитывалось, что в первичной зоне камеры вблизи форсунки образуется богатая смесь метана и воздуха, которая с учетом осреднения по входному сечению камеры дает значение концентрации $Z_1 = 2.2Z_s$ (реактор № 1). Температура продуктов сгорания, соответствующая этому составу, достаточно высока для поддержания горения. Смесь из этого реактора поступает как к фронту пламени (реактор № 2-3), так и в область системы охлаждения вблизи стенки (реактор № 4).

Физический объем, который занимает в камере область со значениями Z , лежащими между Z_s и $Z_s - \Delta Z$, в прифронтовом реакторе невелик, и время пребывания в нем небольшое. Из этого реактора смесь поступает в реактор № 5 с обедненной смесью, но имеющей еще достаточно высокую температуру. Реакторы № 2-3 и № 5 определяют образование NO, топливо в них успевает практически полностью сгореть, а CO окислиться до CO₂.

Трехмерные расчеты камеры показали, что концентрация несгоревших углеводородов и выбросы CO в значительной степени определяются процессами вблизи стенок камеры сгорания в областях с бедным составом ($Z \ll Z_s$) и с пониженной из-за системы охлаждения температурой. Напомним, что охлаждающий воздух поступает в эту зону в количестве 40 %

от общего расхода воздуха через камеру сгорания. Для описания этой сравнительно холодной области у стенки предлагается цепочка двух параллельных реакторов № 4 и 6, в которые смесь поступает из реакторов № 1 и 2-3, описывающих «богатую» первичную зону и приосевую область камеры сгорания. Следует отметить, что непосредственно вблизи стенки (реактор № 4) однозначная связь между Z и T может нарушаться вследствие сложных процессов конвективного и лучистого теплообмена. В данной работе использовалась упрощенная модель этих процессов, основанная на ряде экспериментальных и расчетных данных авторов, полученных ранее [8]. Согласно этой модели температура в пристеночном реакторе № 4 приближенно равна $T_4 \approx T_{air} + 300$.

Все расходные соотношения в реакторной схеме находились по заданным значениям Z_n . Необходимо отметить неизбежный небольшой произвол в величинах Z_n и t_n , значения которых в реакторах задавались на основе численных расчетов конкретной, хотя и весьма типичной камеры. Поэтому, строго говоря, предложенная реакторная модель камеры сгорания (см. рис. 3) не универсальна и пригодна только для данной конкретной схемы камеры. Тем не менее, с помощью реакторных моделей можно исследовать и анализировать ряд важных характеристик камеры при вариации ее параметров. В частности, изменение давления в камере и температуры воздуха на входе моделируется с помощью зависимости $T_{eq}(Z, p, T_{air})$. Изменение времени пребывания в камере также можно приближенно учесть, применяя очевидную формулу: $t \propto \rho V/G$, где ρ — плотность воздуха на входе в камеру, V — характерный объем жаровой трубы, G — массовый расход воздуха через камеру. Изменение суммарного коэффициента избытка воздуха α в камере требует, вероятно, пересмотра параметров всей реакторной схемы, однако, если вариации α невелики, в первом приближении можно поменять состав Z_1 только в реакторе № 1. Еще раз напомним, что главная цель реакторной модели — дать возможность применять и сопоставлять друг с другом достаточно сложные детальные кинетические схемы, в том числе и редуцированные (упрощенные).

Как уже отмечалось, время пребывания в реакторах задавалось приближенно, причем наибольшие погрешности могли возникнуть при выборе времени t_{2-3} для реактора № 2-3,

который описывает процессы вблизи фронта пламени. Выбранное время пребывания в этом реакторе уточнялось как путем сравнения результатов расчетов по предложенной реакторной модели с экспериментальными данными об индексе эмиссии оксидов азота, так и путем специальных оценок.

Проведем оценку времени пребывания t_{2-3} , следуя работе [1]. Обозначим через ΔZ диапазон изменения Z в реакторе № 2-3 ($Z_{2-3} = Z_s - \Delta Z$). Соотношение для осредненной величины скалярной диссипации в турбулентном потоке можно записать как $N \approx D_t \left(\frac{\partial \langle Z \rangle}{\partial x_k} \right)^2$, где D_t — коэффициент турбулентной диффузии, $\langle \rangle$ — осредненная величина, x_k ($k = 1, 2, 3$) — декартовы координаты. Тогда приближенная оценка для толщины δ фронта пламени имеет вид

$$\delta^2 \approx 4D_t \Delta Z^2 / N. \quad (3)$$

Характерную скорость протекания газа v_s через фронт пламени можно найти из уравнения диффузии для восстановленной концентрации топлива Z :

$$\frac{\partial(\rho v_s \langle Z \rangle)}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \frac{\rho D_t \partial \langle Z \rangle}{\partial x_k} \right\}.$$

Перейдем в систему координат, связанную с фронтом пламени, и проинтегрируем это уравнение один раз по координате, нормальной к фронту пламени. В результате для условий на фронте пламени получим соотношение

$$v_s Z_s \approx (D_t N)^{1/2}. \quad (4)$$

Используя выражения (3) и (4) для толщины фронта δ и скорости v_s , находим время пребывания в прифронтовом реакторе:

$$t_{2-3} = \delta / v_s = 2\Delta Z Z_s / N. \quad (5)$$

Величина скалярной диссипации изменяется вдоль камеры. Расчеты показывают (см. рис. 2), что типичные значения N вблизи фронта пламени, где производство NO максимально, равны $N \approx 0.9 \div 3.3 \text{ с}^{-1}$. Из (5) получается оценка для характерного времени пребывания в прифронтовых реакторах: $t_{2-3} \approx 0.3 \div 1.1 \text{ мс}$. С учетом многочисленных тестовых расчетов для параметров прифронтового реактора выбраны следующие значения: $\Delta Z = 0.19 Z_s$ и $t_{2-3} = 0.9 \text{ мс}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ИНДЕКСА ЭМИССИИ ДЛЯ ГОРЕНИЯ МЕТАНА

Прежде чем перейти к описанию расчетов с использованием особенностей новой модели, приведем некоторые результаты расчета индекса эмиссии NO_x , полученные с применением старого варианта реакторной модели [5] при $T_{air} = 660 \text{ К}$. Как уже отмечалось, в этой модели было два прифронтовых реактора (№ 2 и 3), значения концентраций восстановленного топлива в них равнялись $Z_2 = Z_s + \Delta Z$ и $Z_3 = Z_s - \Delta Z$, причем $\Delta Z = 0.18 Z_s$, а температуры в реакторах выбирались на основе модели тонкого фронта пламени [1].

Массовая концентрация NO_x оценивалась с помощью известного соотношения:

$$C_{\text{NO}_x} = C_{\text{NO}} \frac{\mu_{\text{NO}_2}}{\mu_{\text{NO}}} + C_{\text{NO}_2}.$$

Здесь μ_{NO} и μ_{NO_2} — молекулярные массы соответственно NO и NO_2 . Сразу отметим, что используемые нами известные детальные кинетические схемы горения метана дают очень небольшие значения для концентрации NO_2 , поэтому приводимые далее значения индекса эмиссии EINO_x близки к значениям EINO . Расчеты показывают (рис. 4) заметный разброс значений EINO_x , который для четырех известных кинетических схем [9–12] составляет около 50 %. Отметим, что здесь рассматриваются детальные кинетические схемы, которые содержат свыше 50 компонентов и сотни реакций. В то же время, как видно из рис. 4, рассчитанные значения EINO_x неплохо согласуются

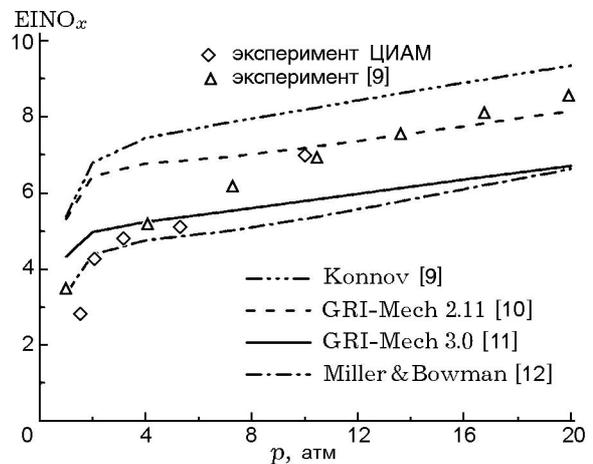


Рис. 4. Зависимости индекса эмиссии NO_x от давления при $T_{air} = 660 \text{ К}$, рассчитанные для метана по старому варианту модели [5]

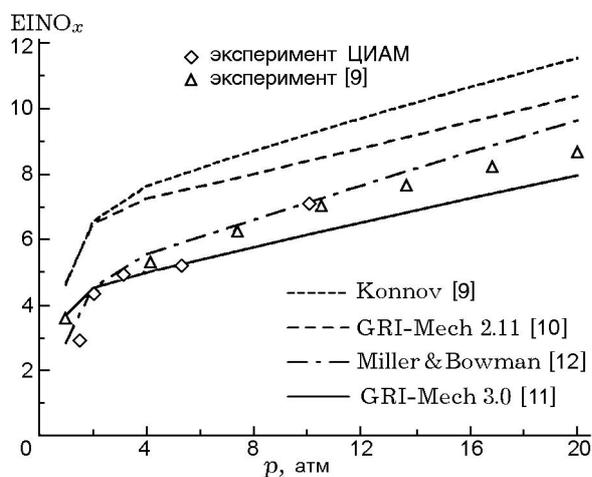


Рис. 5. Зависимости индекса эмиссии NO_x от давления при фиксированной температуре воздуха, рассчитанные для метана по новой реакторной модели

с нашими данными и результатами обобщения экспериментальных данных, приведенных в работе [13].

Примерно такое же расхождение значений EINO_x для известных кинетических схем показывает и новая реакторная модель (рис. 5). Это расхождение трудно объяснить дефектами предложенных реакторных моделей. Как правило, большинство кинетических схем тестируется по времени задержки самовоспламенения при использовании всего одного модельного реактора. Видимо, существующие кинетические схемы недостаточно универсальны при описании процессов горения метана, когда коэффициент избытка окислителя α_n в разных реакторах изменяется в широком диапазоне $0.3 \div 3.0$.

На рис. 6 приведены результаты расчетов индексов эмиссии CO (EICO). Видно, что разброс значений EICO для разных кинетических схем порядка 30 %, а зависимость EICO от давления очень незначительна.

РЕДУЦИРОВАННЫЕ КИНЕТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ДЛЯ КЕРОСИНА

Как уже отмечалось, полученные реакторные модели позволяют не только определять некоторые характеристики камеры сгорания, но и, что самое главное, проводить тестирование редуцированных кинетических схем горения углеводородных топлив в воздухе. В многочисленных работах, использующих реак-

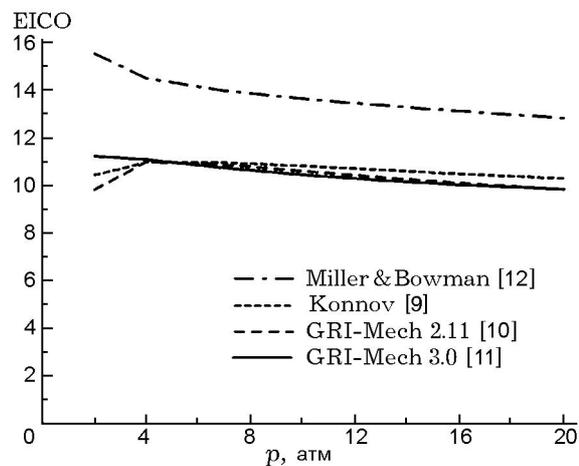


Рис. 6. Зависимости индекса эмиссии CO от давления при фиксированной температуре воздуха, рассчитанные для метана по новой реакторной модели

торные модели, приведен ряд редуцированных схем для горения метана в воздухе [6], различающихся количеством реакций. При этом известны даже примеры редуцирования кинетической схемы до одной глобальной реакции $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2 = \text{CO}_2 + 2\text{H}_2\text{O}$.

Значительно менее разработаны редуцированные схемы для горения в воздухе керосина — основного авиационного топлива. Здесь представлены результаты расчетов для двух редуцированных схем, приведенных в [10, 14, 15]. Кинетическая модель [14] содержит 16 компонентов и 21 реакцию и предназначена для моделирования керосина марки JET-A, который имитировался в этой модели химическим компонентом $\text{C}_{13}\text{H}_{27}$ (стехиометрическая концентрация топлива для него равна $Z_s = 0.063$).

Более полная редуцированная кинетическая схема (JP10Det) для керосина марки JP-10 взята из [15] вместе с необходимыми термодинамическими свойствами. Модель содержит 62 компонента и 316 реакций.

Для тестирования этих кинетических схем горения керосина использовался новый вариант реакторной модели (см. рис. 3) с $T = T_{eq}$. Результаты расчетов индексов эмиссии NO_x и CO от давления приведены на рис. 7. Видно, что расчетные зависимости индекса EINO_x не сильно отличаются друг от друга и разброс не превышает $20 \div 30$ %. Обе редуцированные кинетические схемы неплохо согласуются с аппроксимацией GEAE [13] и экспериментальной точкой авторов.

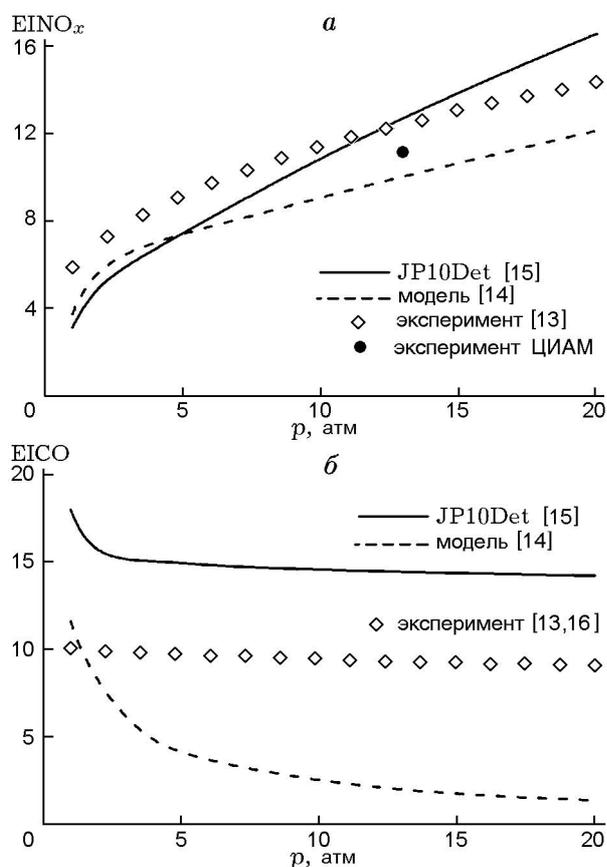


Рис. 7. Индексы эмиссии NO_x (а) и CO (б) при горении керосина в воздухе, рассчитанные по новой модели

Расчетные значения EICO существенно отличаются друг от друга и от известных экспериментальных данных [13, 16]. Вероятно, и наша реакторная модель, и рассмотренные редуцированные схемы горения керосина менее точно описывают процессы образования CO .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

• На основе численного трехмерного расчета разработаны две простые реакторные модели для приближенного описания горения в типичной диффузионной камере сгорания газотурбинного двигателя. В первой модели используются известные идеи о тонком фронте пламени, во второй — температура в реакторах вычисляется из условия равновесия.

• Расчеты индекса эмиссии NO_x и CO при использовании реакторных моделей показали, что применение нескольких известных детальных кинетических схем горения метана дает расхождение около 50 и 30 % соответственно.

• Расчеты по двум известным редуцированным кинетическим схемам горения авиационного керосина дали несколько меньший разброс значений индекса эмиссии NO_x — приблизительно 20 ÷ 30 %. Обе схемы показали неплохое согласование с эмпирической зависимостью GEAE [9] и нашими опытными данными при вариации давления в диапазоне 1 ÷ 20 атм.

• В то же время указанные схемы горения керосина дали неприемлемый разброс значений индекса эмиссии CO .

Авторы выражают признательность Н. С. Титовой и Д. А. Любимову за полезные советы и обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Турбулентность и горение. — М.: Наука, 1986.
2. Peters N. Gas turbine combustion. — N.-Y.: Cambridge Univ. Press, 2000.
3. Rizk N. K., Chin Ju. S., Marshall A. W., Razdan M. K. Predictions of NO_x formation under combined droplet and partially premixed reaction of diffusion flame combustors // ASME. Paper 99-GT-357. — 1999. — P. 1–8.
4. Rizk N. K., Mongia H. C. Semi-analytical emission model for diffusion flame, rich/lean and premixed lean combustors // Trans. ASME. — 1995. — V. 117. — P. 290–301.
5. Lebedev A. B., Secundov A. N., Starik A. M., Schepin S. A., Titova N. S. Modeling of N-containing species emission from gas turbine combustors using the detailed kinetic mechanisms // Nonequilibrium Processes. V. 1: Combustion and Detonation. — М.: Torus press Ltd, 2005. — P. 158–167.
6. Даутов Н. Г., Старик А. М. К вопросу о выборе кинетической схемы при описании объемной реакции метана с воздухом // Кинетика и катализ. — 1997. — Т. 38, № 2. — С. 207–230.
7. Математическая теория горения и взрыва / Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе. — М.: Наука, 1980. — С. 478.
8. Рекин А. Д., Секундов А. Н., Якубовский К. Я. Особенности численного моделирования конвективно-ударной системы охлаждения для камеры сгорания // Теплоэнергетика. — 2005. — Т. 52, № 4. — С. 14–18.
9. Konnov A. A. 2000, Version 0.5. Available at: <http://homepages.vub.ac.be/~akonnov>.
10. Bowman C. T., Hanson R. K., Davidson D. F., Gardiner W. C., Jr., Lissianski V., Smith G. P., Golden D. M., Frenklach M., Goldenberg M. http://www.me.berkeley.edu/qri_mech/.

11. **Smith G. P., Golden D. M., Frenklach M., Moriarty N. W., Eite-
neer B., Goldenberg M., Bowman
C. T., Hanson R. K., Song S., Gar-
diner W. C., Jr., Lissianski V. V., Qin Z.**
http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/.
12. **Miller J. A., Bowman C. T.** Mechanism and
modeling of nitric chemistry in combustion //
Progress Energy Combust. Sci. — 1989. — V. 5. —
P. 287–338.
13. **Prather M. J., Wesoky H. L., et al.** The at-
mospheric effects of stratospheric aircraft: A first
program report // NASA Reference Publication
1272. — 1992.
14. **Lee Chi-Ming, Kundu Krishna, Acosta
Waldo.** JET-A reaction mechanism study for
combustion application // AIAA. Paper 1991-
2355. — 1991.
15. **San Diego Mechanism.** [http://maeweb.ucsd.edu/
~combustion/cermech](http://maeweb.ucsd.edu/~combustion/cermech), JP10 chemistry.
16. **Mongia H. C.** Recent progress in low-emissions
gas turbine combustors // XIII Intern. Symp. on
Airbreathing Engines, Chattanooga, TN, USA, 7–
12 September 1997. — P. 7.

*Поступила в редакцию 20/II 2007 г.,
в окончательном варианте — 16/IV 2008 г.*
