

---

УДК 533.6.011

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ONERA С ДОЗВУКОВЫМ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ПЕРЕМЕШАННЫМ ТУРБУЛЕНТНЫМ ГОРЕНИЕМ В КАНАЛЕ С ОБРАТНЫМ УСТУПОМ

© 2025 г. В. В. Власенко<sup>1,2,\*</sup>, Р. А. Балабанов<sup>1,2</sup>, Вэнъчо Лю<sup>2</sup>,  
С. С. Молев<sup>1</sup>, В. А. Сабельников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФАУ ЦАГИ, Жуковский, Россия

<sup>2</sup>МФТИ, Долгопрудный, Россия

\*e-mail: vlasenko.vv@yandex.ru

Поступила в редакцию 08.08.2024 г.

После доработки 15.10.2024 г.

Принята к публикации 15.10.2024 г.

Рассматривается предварительно перемешанное дозвуковое турбулентное горение метано-воздушной смеси в канале с обратным уступом (Р. Magre и др., ONERA, 1975–1989). В экспериментах воспроизведены базовые физические механизмы, характерные для процессов горения в газотурбинных установках. Дан краткий обзор предыдущих работ по численному моделированию этих экспериментов. Представлены новые результаты численного исследования режима стабилизированного горения в данной экспериментальной установке. Описан выбор модели турбулентности и ее влияние на структуру течения. Несколько подходов к описанию турбулентного горения из класса PaSR (Partially Stirred Reactor – модели реактора частичного перемешивания) сравниваются с квазиламинарным подходом. Даны рекомендации по выбору между глобальным и многоступенчатым кинетическими механизмами в сочетании с различными подходами к описанию турбулентного горения. Описано влияние модели переменных турбулентных чисел Прандтля и Шмидта на моделирование данного течения. Сформулированы идеи для дальнейших исследований.

**Ключевые слова:** предварительно перемешанное турбулентное горение, численное моделирование, взаимодействие турбулентности и горения

**DOI:** 10.31857/S0032823525010036, **EDN:** BOKVKN

**1. Введение.** В предыдущей статье [1] была представлена базовая система уравнений и замыкающие ее модели турбулентности. Были рассмотрены два основных канала взаимодействия турбулентности с горением (Turbulence-Combustion Interaction, TCI) – влияние турбулентности на средние скорости химических реакций и влияние горения на турбулентный перенос. Были описаны различные модели 1-го канала TCI, относящиеся к классу реактора частичного перемешивания (Partially Stirred Reactor, PaSR), а для описания 2-го канала TCI была представлена новая модель для переменных турбулентных чисел Прандтля и Шмидта PrOm, сопряженная с моделью EPaSR.

В настоящей статье в качестве объекта для валидации описанных в [1] физико-математических моделей выбрано течение с горением предварительно перемешанной метано-воздушной смеси в канале с обратным уступом. Обратный уступ является широко распространенным средством для стабилизации горения в канале, как при

малых, так и при высоких скоростях потока [2, 3] и обычно используется для оценки характеристик моделей турбулентности при прогнозировании отрывных течений. Экспериментальные исследования дозвукового горения в таком канале были выполнены в ONERA на стенде A3C ONERA [4]. Были получены режимы как устойчивого, так и неустойчивого горения.

Экспериментальная модель [4] представляет собой канал постоянной ширины (0.1 м) с обратным уступом (рис. 1). Вверх по течению от уступа канал имеет длину 1.5 м и высоту 0.065 м, а вниз по течению от ступеньки – длину 1.4 м и высоту 0.1 м. На входе и выходе из канала модели расположены сопла Лаваля со звуковыми сечениями, чтобы лучше контролировать массовый расход и акустику. Уровень турбулентности контролируется хонейкомбом, расположенным в канале вверх по течению. В экспериментах были сделаны шлирен-фотографии течения, измерялось давление на стенке, брались образцы газа для последующей хроматографии с целью получения профилей средних концентраций в области пламени. Также в ходе эксперимента были детально измерены профили скорости и уровень турбулентности с помощью лазерной доплеровой анемометрии (ЛДИС); также с помощью когерентной антистоксовой Рамановской спектроскопии (CARS) измерялись температура и ее пульсации.

Практическая ценность данных экспериментов заключается в том, что в них в предельно упрощенной постановке были воспроизведены базовые физические механизмы, характерные для процессов горения в газотурбинных установках, которые широко используются в различных отраслях промышленности (тепловые электростанции, компрессорные станции магистральных газопроводов, морские суда, железнодорожный транспорт и др.). Поэтому данный набор экспериментальных данных можно рекомендовать для валидации физико-математических моделей и программ, предназначенных для моделирования работы газотурбинных установок.

В настоящей работе будет рассматриваться режим устойчивого горения, при котором на вход в канал экспериментальной модели поступает предварительно перемешанная смесь метана с воздухом (коэффициент избытка топлива  $\phi = 0.8$ ) с температурой 525 К, скорость газа на входе близка к 50 м/с. Уровень турбулентных пульсаций  $Tu \equiv \sqrt{2\tilde{k}} / 3\tilde{u}_{\max}$ , измеренный на расстоянии 0.15 м вверх по потоку от уступа, составлял в эксперименте 11% от средней скорости течения.

Эксперименты показывают, что после инициирования горения в потоке возникает волна турбулентного диффузионного пламени, начинающаяся от угла обратного уступа и наклоненная к потоку под углом, в среднем близком к 5 градусам (в невязком ядре потока). Волна горения испытывает колебания, обусловленные акустическими волнами, двигающимися вдоль канала в обоих направлениях. В диссертации [5] представлены оценки турбулентного числа Дамкелера (отношения интегрального временного масштаба турбулентности к характерному времени горения) и числа Карловица (отношения характерного времени горения к микромасштаб-

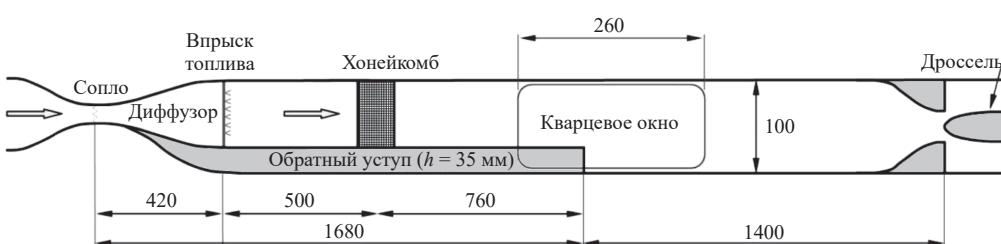


Рис. 1. Схема экспериментальной установки ONERA

бу Колмогорова):  $Da \approx 9.5$ ,  $Ka \approx 30$ . Это означает, что в канале реализуется режим утолщенного предварительно перемещенного турбулентного пламени [5–8], при котором мельчайшие турбулентные вихри искажают структуру фронта волны диффузионного горения.

Численному моделированию экспериментов [4] был посвящен ряд исследований во Франции и в России. Моделирование различных режимов эксперимента на базе уравнений RANS и на базе вихреразрешающих подходов проводилось в ONERA [9] и в ЦИАМ [10, 11]. В работах [9, 10] обеспечить удовлетворительное согласование с экспериментом одновременно во всех сечениях канала не удалось. Расчеты неустойчивых режимов [11] не сравнивались с экспериментом. В диссертации [12] было выполнено моделирование в двумерной постановке на базе уравнений RANS, замкнутых моделью турбулентности  $k-\omega$ , и трехмерное вихреразрешающее моделирование на базе подхода DDES. В расчете без горения наилучшее согласование с “холодными” экспериментами было получено в одном из вариантов DDES-расчетов (RANS-расчеты сильно завысили длину отрыва за обратным уступом). В DDES-расчетах с горением использовалась модель TCI – т.н. динамическая модель утолщенного пламени [13, 14]. Однако было получено посредственное согласование с экспериментальными данными по средним профилям параметров в поперечных сечениях канала.

Существенно лучшие результаты были достигнуты в диссертации [5], где расчеты проводились на базе собственной программы ONERA, CEDRE [15], в рамках 2D RANS-подхода. Применялась модель турбулентности  $k-l$ , а для описания TCI использовалась новейшая модель класса PaSR – Extended PaSR (EPaSR) [16–18]. Показано, что без учета 1-го канала TCI (в квазиламинарном приближении) фронт пламени получается слишком узким, а применение EPaSR позволяет с приемлемой точностью описать профили параметров в поперечных сечениях, за двумя исключениями: во-первых, в расчетных профилях температура потока была завышена около стенок канала; во-вторых, сохранилось заметное расхождение между расчетом и экспериментов в сечениях, пересекающих рециркуляционную зону за обратным уступом.

С 2017 г. исследования возможностей численного моделирования экспериментов [4] ведутся в ЦАГИ, в Лаборатории физического и численного моделирования течений с турбулентностью и горением [19]. В собственной программе ЦАГИ **zFlare** [20] были реализованы модели 1-го канала TCI класса PaSR – Unsteady PaSR, UPaSR [21], Exended PaSR, EPaSR [1, 16–18] и Generalized PaSR, GPaSR [22]. В расчетах на базе программы **zFlare**, описанных в [22], были повторены (и даже немного улучшены) результаты [5]. В отличие от [5], расчеты проводились на базе модели турбулентности  $q-\omega$  с переходом от пристенного набора коэффициентов к набору коэффициентов для свободной турбулентности [23]. Кроме квазиламинарного расчета и расчета с моделью EPaSR, расчеты были проведены с моделями UPaSR и GPaSR (рис. 2). Модель UPaSR дала худшее согласование по поперечным профилям средних параметров, а также породила нефизичное S-образное возмущение фронта пламени в окрестности обратного уступа. Модель GPaSR дала результаты, близкие к EPaSR, при сопоставимых численных затратах; поэтому в дальнейших исследованиях использовалась только более естественная по формулировке модель EPaSR.

Анализ результатов расчетов ЦАГИ [22] позволил установить, что в начале канала (в нижней части) пламя стабилизируется путем самовоспламенения вдоль линий тока благодаря диффузионному потоку тепла от горячей рециркуляционной зоны за уступом. Ниже по течению, в верхней части канала, реализуется волновой механизм стабилизации пламени в стоячей волне горения, распространяющейся по газу за счет турбулентного и молекулярного переноса тепла и наклоненную к потоку так, чтобы скорость газа по нормали к потоку была равна скорости волны относительно потока (рис. 3).

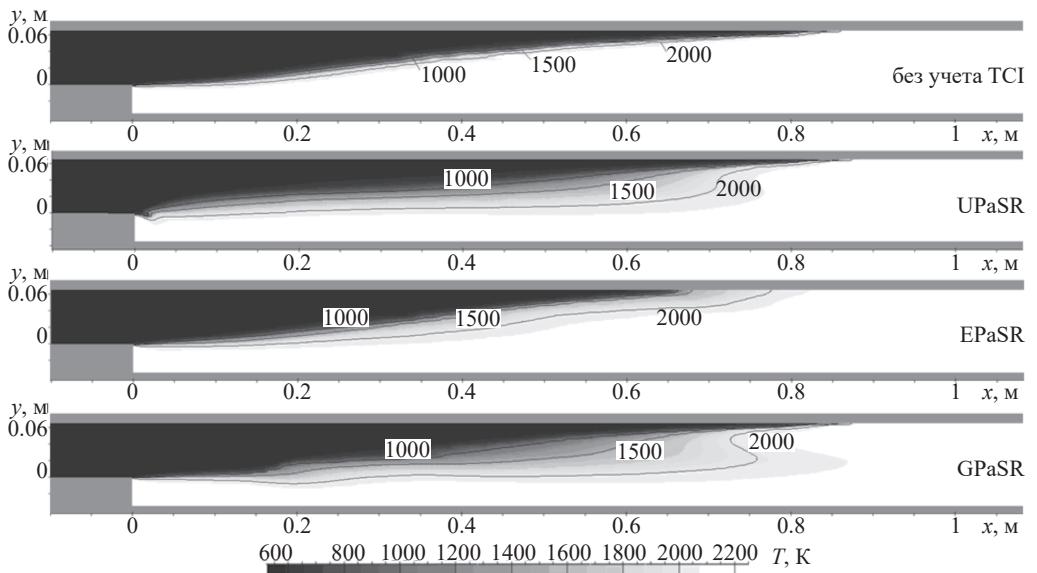


Рис. 2. Осредненные по времени поля температуры, полученные ЦАГИ в 2D URANS расчетах горения с применением  $q$ -о модели турбулентности в квазиламинарной постановке (без TCI) и с другими различными моделями TCI. Показана изолиния  $T = 1500$  К

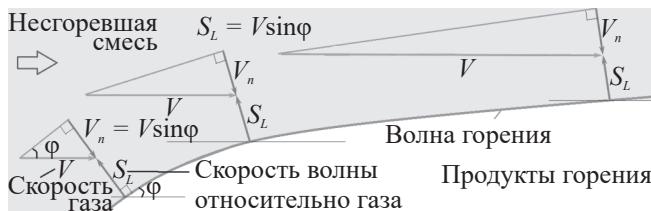


Рис. 3. Зависимость наклона фронта горения от скорости набегающей свежей смеси

В дальнейших исследованиях было сделано предположение, что причиной завышения температуры потока в расчетных профилях около стенок канала была трактовка стенок как теплоизолированных. Расчеты с различными фиксированными значениями температуры стенок показали, что это дефект устраняется при температуре стенок  $T_w = 600 \div 1000$  К (выбор любого значения температуры стенки в этом диапазоне дает близкие профили температуры, см. [24]). Однако устранить расхождение между расчетом и экспериментом в сечениях, пересекающих рециркуляционную зону за обратным уступом, не удалось. Затем были проведены расчеты с различными (постоянными во всем поле течения) значениями турбулентного числа Шмидта  $Sc_T$ , которые показали, что увеличение  $Sc_T$  позволяет приблизить профили в районе обратного уступа к эксперименту, практически не меняя структуру течения вниз по потоку от уступа [24]. Это стало причиной работ по включению в программу zFlare модели для переменных турбулентных чисел Прандтля.

Стоит отметить, что во всех расчетах ЦАГИ этого течения с горением стационарное состояние достигнуто не было. В конце развития течения возникал квазипериодический колебательный режим. Для сравнения с экспериментом поля течения осреднялись по времени. Анализ [24] показал, что колебание фронта пламени создает акустические волны, которые отражаются от выхода из канала, распространяются вверх

по течению и возмущают зону рециркуляции за уступом канала, приводя к новому колебанию фронта пламени. В “холодных” режимах течения (без горения) колебания не возникают, и достигается стационарное состояние.

Результаты, представленные в настоящей работе, были получены двумя группами исследователей. Часть результатов была получена в Лаборатории физического и численного моделирования течений с турбулентностью и горением ЦАГИ [19] с использованием собственного комплекса программ *zFlare* [20]. Другая часть результатов, описанная в разд. 3, была получена аспирантом МФТИ Лю Вэньчao в ходе подготовки его диссертации [25]. Исследования в МФТИ проводились с использованием лицензионной копии программы ANSYS Fluent<sup>©</sup> [26].

В разд. 2 настоящей статьи кратко (на уровне ключевых слов) формулируется математическая постановка задачи, которая была подробно описана в предыдущей статье [1]. Раздел 3 посвящен моделированию эксперимента ONERA с применением программы ANSYS Fluent<sup>©</sup> и моделей 1-го канала TCI–PaSR. Особое внимание уделено влиянию кинетического механизма на результаты моделирования эксперимента. В разд. 4 тот же эксперимент моделируется с помощью программы *zFlare*. При этом используется двухканальная модель EPaSR–PrOm, и исследуется влияние 2-го канала TCI (переменных турбулентных чисел Прандтля и Шмидта).

**2. Математическая постановка задачи.** Решаются двумерные осредненные по времени нестационарные уравнения Навье–Стокса для многокомпонентного сжимающегося реагирующего газа с конечными скоростями реакций (URANS), замкнутые моделью турбулентности, моделью химической кинетики и моделью взаимодействия турбулентности с горением (TCI).

В данной работе применяются основанные на гипотезе Буссинеска дифференциальные модели турбулентности класса  $k-\omega$  (модель SST [27] и модель Baseline  $k-\omega$  [28]).

Рассматривается горение предварительно перемешанной смеси метана с воздухом. Рассматриваются три кинетические схемы, соответствующие диффузионному горению предварительно смешанного газа. Квазиглобальный механизм “Frolov4” [29] использует 4 реакции между 7 компонентами и применим для смесей с коэффициентом избытком топлива  $\varphi \leq 1$  (в рассматриваемых экспериментах [4],  $\varphi = 0.8$ ). Более современная квазиглобальная кинетическая схема BFER2 ([30]; 2 реакции с 6 компонентами) может быть использована для обоих случаев  $\varphi \leq 1$  и  $\varphi > 1$ . Третья модель химической кинетики – скелетный механизм “Smooke25” (25 реакций между 16 компонентами), описанный в книге [31].

В настоящей работе используются модели обоих основных каналов TCI. На основе успешного опыта [18, 22], в данной работе для описания первого канала TCI (влияние турбулентности на средние скорости химических реакций) используются модели класса реакторов частичного перемешивания (PaSR), описанные в [1]. Если модели 1-го канала TCI не используются, то средние скорости реакций можно рассчитать путем подстановки средних параметров в стандартные формулы для скоростей химических реакций (так называемое *квазиламинарное приближение*). В рамках гипотезы Буссинеска 2-й канал TCI (влияние горения на турбулентный перенос) можно описать введением переменных турбулентных чисел Прандтля  $Pr_T$  и Шмидта  $Sc_T$  (модель PrOm для их расчета описана в [1]). Если 2-й канал TCI не учитывается, то расчеты выполняются с постоянными числами  $Pr_T = 0.9$ ,  $Sc_T = 1.0$ .

Расчеты выполняются с использованием численного метода конечного объема 2-го порядка аппроксимации по всем переменным, который включает явную противопоточную монотонную схему для конвективных потоков, явную центрально-разностную аппроксимацию для диффузионных потоков и устойчивую локально-нейевную аппроксимацию для жестких источников. Подробное описание численного метода, который используется в собственной программе ЦАГИ *zFlare*, приведено в [32].

В расчетах на основе кода ANSYS Fluent<sup>©</sup> применялся наиболее близкий численный метод; его можно описать следующими ключевыми словами: “Нестационарный неявный шаг по времени (дуальный шаг по времени) Первый Порядок”, “Солвер основанный на плотности”, “Противопоточная схема второго порядка”, “Схема Roy с расщепленными разностями”, “Метод наименьших квадратов по ячейкам”, “Центрально-разностная схема второго порядка”, “Солвер для жестких химических систем”.

Как и в расчетах ЦАГИ на базе модели турбулентности  $q-\omega$  [22, 24, 33], при наличии горения нестационарный процесс развития течения в канале экспериментальной модели ONERA завершается выходом на квазипериодический колебательный режим. Поэтому представленные ниже данные получены осреднением по времени.

**3. Численное моделирование эксперимента ONERA с применением программы ANSYS Fluent<sup>©</sup>.** Геометрия расчетной области представлена на рис. 4,а. Начало координат ( $x = 0; y = 0$ ) было помещено в угол уступа.

На входе в канал были заданы профили скорости и параметров турбулентности (рис. 5), полученные ранее [33] в расчетах течения с пограничными слоями вверх по потоку от входа в канал на базе модели турбулентности  $q-\omega$ . Были заданы однородный состав газа ( $Y_{\text{CH}_4} = 0.044656$ ,  $Y_{\text{O}_2} = 0.22269$ ,  $Y_{\text{N}_2} = 0.73265$ ) и постоянная температура  $T = 525$  К (число Маха потока близко к 0.1).

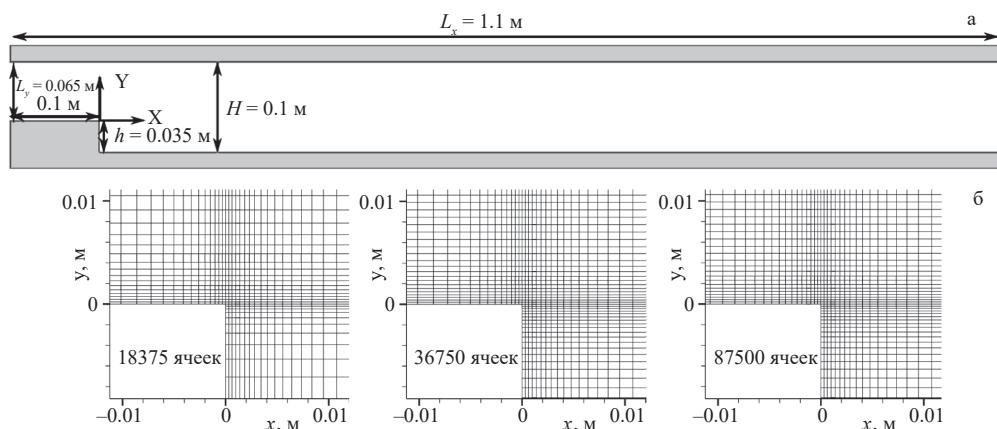


Рис. 4. Геометрия расчетной области (а) и расчетная сетка в окрестности уступа (б)

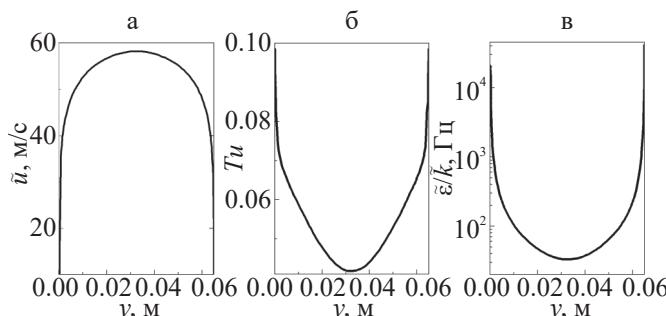


Рис. 5. Профили параметров течения на входе в расчетную область:  
 а) продольная скорость  $\bar{u}$ ;  
 б) интенсивность турбулентности  $Tu = \sqrt{2\bar{k}/3}/\bar{u}_{\max}$ ;  
 в) отношение  $\bar{\epsilon}/\bar{k} = 0.09$

В выходном сечении применялись мягкие граничные условия “Pressure–outlet” с заданным давлением  $P = 1$  бар. В эксперименте стенки канала охлаждались водой, но температура стенок не измерялась. Согласно результатам расчетов ЦАГИ [24], при температуре стенки 600÷1000 К получаются наиболее близкие к эксперименту результаты. Но такая температура стенок должна достигаться только в областях горячего потока. Поэтому температура стенок задавалась с помощью UDF (User-Defined Functions) по формуле  $T_w = \min(800, T_1)$ , где  $T_1$  – температура в центре пристеночной ячейки сетки. Было задано условие прилипания с пристеночными функциями, обеспечивающее корректность решения при любых значениях  $y^+$  (в “ $y^+ - \text{Insensitive Wall Treatment}$ ”).

Для проверки независимости результатов от сетки были построены три сетки, показанные на рис. 4,б. Сетка с 87500 ячейками уже не давала заметных отличий в решении, поэтому основные расчеты проводились на сетке с 36750 ячейками. Высота пристенных ячеек сетки была равна  $2 \cdot 10^{-4}$  м, высота ячеек в ядре потока – около  $7 \cdot 10^{-4}$  м, продольный размер ячеек в ядре потока –  $5 \cdot 10^{-3}$  м.

Первые расчеты данной задачи были выполнены в постановке, максимально приближенной к расчетам ЦАГИ в квазиламинарном приближении [22], когда влияние турбулентных пульсаций на средние скорости реакций не учитывается. Как и в расчетах ЦАГИ, применялась модель кинетики Басевича, Фролова и др. с 4 реакциями [29] (далее – “Frolov4”). Поскольку модель турбулентности  $q-\omega$ , использовавшаяся в [22, 24, 33], в пакете ANSYS Fluent<sup>©</sup> не реализована, была предпринята попытка провести расчеты с использованием модели турбулентности SST [27], которая также является базовой моделью турбулентности в собственной программе ЦАГИ zFlare [20].

Однако в расчетах течения с горением в модели ONERA (в квазиламинарном приближении) угол наклона пламени к направлению потока оказался существенно меньшим, чем в эксперименте (рис. 6,а). Поэтому была рассмотрена другая модель класса  $k-\omega$ , реализованную в пакете ANSYS Fluent<sup>©</sup>, – Baseline  $k-\omega$  [28], которая отличается от SST [27] только тем, что турбулентная вязкость описывается формулой  $\mu_t = \bar{\rho}k/\omega$ . Угол наклона пламени в расчете по модели Baseline  $k-\omega$  стал больше и приблизился к эксперименту (рис. 6,б).

Угол наклона пламени определяется отношением средней скорости пламени относительно газа к скорости исходной смеси. Напомним, что в классической теории Зельдовича и Франк-Каменецкого [34] для случая односторонней одностадийной брутто-реакции в газе с постоянной теплоемкостью и числом Льюиса  $Le = 1$  получена простая формула для скорости распространения ламинарного пламени относительно исходной (предварительно перемешанной) смеси:

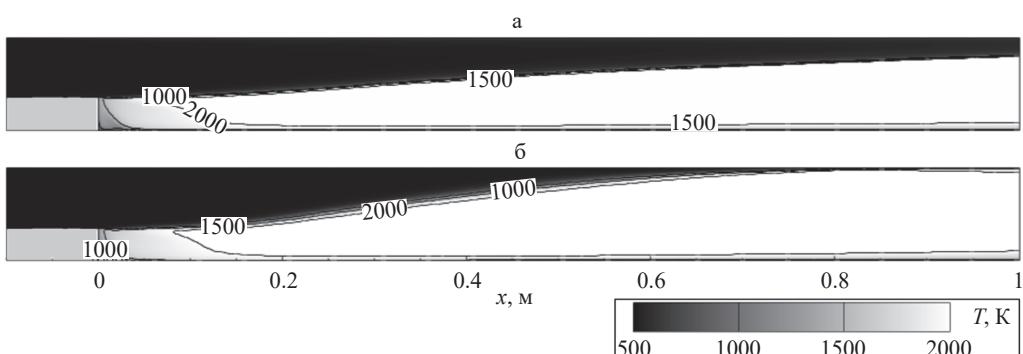


Рис. 6. Поля температуры в расчетах без TCI:  
а) модель SST, кинетика Frolov4; б) модель Baseline  $k-\omega$ , кинетика Frolov4

$$S_f \approx \frac{\sqrt{2\lambda q \int_{T_{\text{ini}}}^{T_{\text{fin}}} \dot{\omega}(T) dT}}{\rho_{\text{ini}} c_p (T_{\text{fin}} - T_{\text{ini}})} \quad (3.1)$$

Здесь  $\lambda$  – коэффициент теплопередачи,  $q$  – тепловыделение на единицу массы,  $c_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении,  $\dot{\omega}$  – скорость реакции. Для ламинарного пламени  $\lambda = \mu c_p / \text{Pr}$ . В турбулентном случае в первом приближении  $\lambda \approx \mu_T c_p / \text{Pr}_T$ . Следовательно, в турбулентном случае средняя скорость пламени относительно газа  $S_f \sim \sqrt{\mu_T}$ . В моделях класса  $k-\omega$  турбулентная вязкость вычисляется по формуле

$$\mu_T = \rho F_\mu \frac{\tilde{k}}{\omega}, \quad (3.2)$$

где  $\rho$  – плотность,  $\tilde{k}$  – средняя по Фавру кинетическая энергия турбулентности,  $\omega$  – характерная частота турбулентных пульсаций скорости,  $F_\mu$  – пристеночная функция, которая равна единице в свободной турбулентности. В модели SST,  $F_\mu = \min(1; 0.31\omega / (SF_2))$ , где  $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$  – норма тензора скоростей деформации  $S_{ij} = \frac{1}{2}(\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i)$ , и  $F_2$  – гладкая функция, равная единице у стенок и стремящаяся к нулю вдали от стенок. В модели Baseline  $k-\omega$   $F_\mu = 1$ .

Расчеты показывают, что при использовании модели SST функция  $F_\mu$  на фронте пламени оказывается существенно меньшей единицы. Это и приводит к падению скорости пламени и уменьшению угла его наклона. А в модели Baseline  $k-\omega$   $F_\mu = 1$ , и этот эффект не возникает.

Квазиламинарное приближение приводит к тому, что толщина фронта пламени оказывается сильно заниженной по сравнению с экспериментом. Согласно описанному во Введении опыта ONERA [5] и ЦАГИ [22, 24, 33], хорошие результаты дают модели 1-го канала TCI класса PaSR, особенно модель, предложенная В.А. Сабельниковым и др. – EPaSR [16, 35]. К сожалению, последняя модель недоступна в программе ANSYS Fluent®, а из моделей класса PaSR реализованы только различные варианты модели EDC Магнуссена [36]. Поэтому модель EDC в ANSYS Fluent® была модифицирована при помощи UDF (User-Defined Functions) и превращена в модель PaSR Хомяка и Карлссона [37], наиболее близкую к модели EPaSR. Данная модель была реализована в формулировке PFR (Plug Flow Reractor) и описана в работе [1]. Напомним, что в моделях класса PaSR считается, что горение происходит в так называемых тонких структурах, которые рассматриваются как реакторы, и определяющими параметрами этих моделей являются объемная доля тонких структур  $\gamma^*$  и характерное время смешения  $\tau^*$ , определяющее скорость обмена тонких структур с окружающим пространством. В модели PaSR Хомяка и Карлссона [37] эти параметры выражаются формулами

$$\gamma^* = \frac{\tau_{\text{chem}}}{\tau_{\text{chem}} + \tau^*}; \quad \tau^* = C_\tau \sqrt{\frac{\tilde{k}}{\tilde{\epsilon}}} \sqrt{\frac{\tilde{v}}{\tilde{\epsilon}}}, \quad (3.3)$$

где  $\tau_{\text{chem}}$  – характерное время реакции в тонких структурах,  $\tilde{v}$  – кинематический коэффициент молекулярной вязкости,  $\tilde{\epsilon}$  – средняя по Фавру скорость диссипации кинетической энергии турбулентности.

В данной задаче при турбулентном горении на микроскопических масштабах реализуется примерно такой же путь реакции, как и внутри ламинарного пламени. Характерное время химической реакции при прохождении объема газа через фронт ламинарного пламени можно оценить по формуле  $\tau_{\text{chem}} = \delta_L / S_L$ , где  $\delta_L$  – ширина фронта ламинарного пламени, а  $S_L$  – его скорость относительно газа. В работе [5]

была выполнена оценка величины  $\tau_{\text{chem}} = \delta_L / S_L$  при параметрах эксперимента ONERA, и было получено значение  $6.09 \cdot 10^{-4}$  с. В расчетах ЦАГИ [22, 24] в формуле объемной доли тонких структур  $\gamma^*$  (см. (3.3)) для повышения устойчивости счета во всем поле течения принималось  $\tau_{\text{chem}} = 6.09 \cdot 10^{-4}$  с. Поэтому в предварительных расчетах на базе ANSYS Fluent<sup>©</sup> по модели PaSR с кинетикой "Frolov4" использовалось это же значение. Значение коэффициента  $C_\tau$  в формуле для  $\tau^*$  (см. (3.3)) в оригинальной модели PaSR равно единице. Именно это значение сильно влияет на ширину фронта турбулентного пламени, получаемую в расчетах. В расчетах ЦАГИ с моделью турбулентности  $q-\omega$  использовалось значение  $C_\tau = 0.2$ . В расчетах на базе ANSYS Fluent<sup>©</sup> с другой моделью турбулентности (Baseline  $k-\omega$ ) для получения правильной ширины фронта турбулентного пламени было подобрано значение  $C_\tau = 0.11$  (рис. 7,а). Соответствующее поле средней температуры изображено на рис. 6,б.

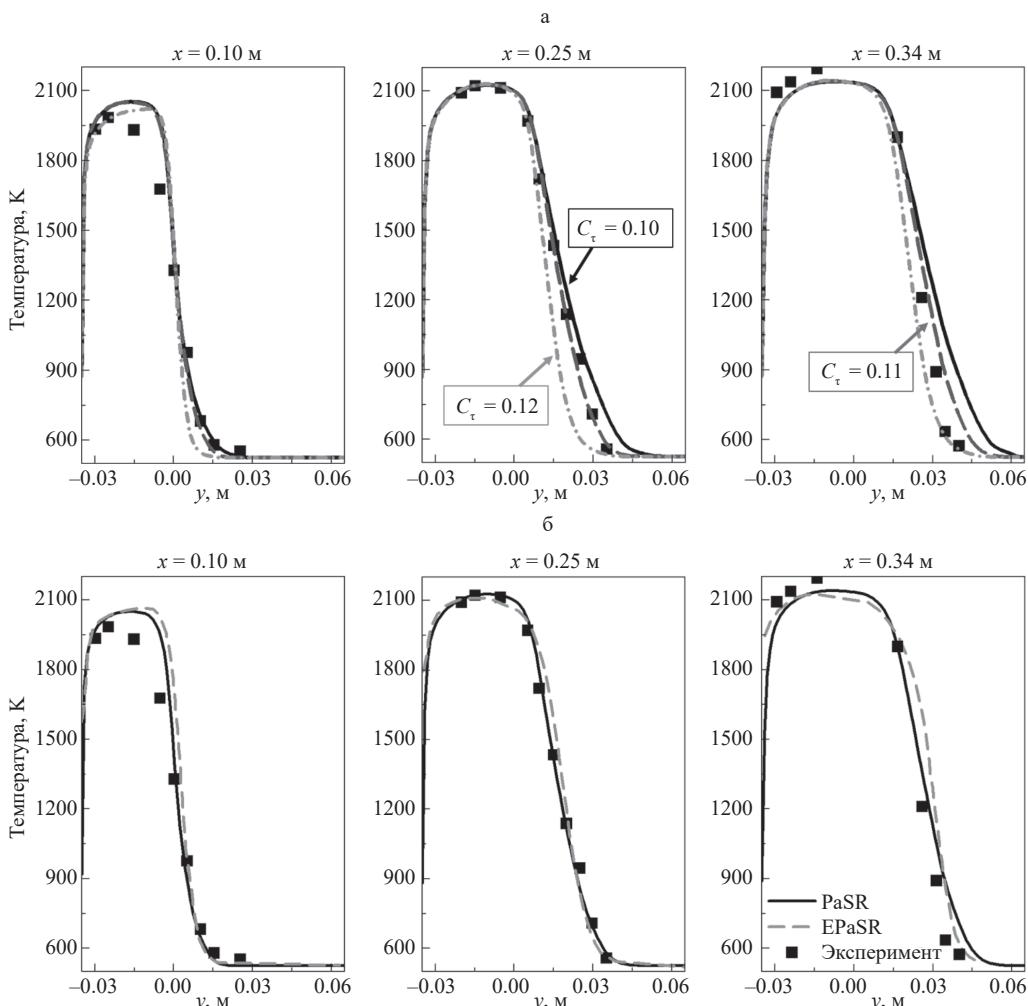


Рис. 7. Профили температуры в трех поперечных сечениях в расчетах на основе модели PaSR а) расчеты с разными значениями константы  $C_\tau$ ; б) сравнение с расчетами ЦАГИ на базе модели турбулентности  $q-\omega$  по модели EPaSR

Все расчеты на базе ANSYS Fluent<sup>©</sup> выполнялись без учета 2-го канала TCI – с постоянными числами  $Pr_T = 0.9$ ,  $Sc_T = 1.0$ .

На рис. 7,б вертикальные профили средней температуры, полученные на базе ANSYS Fluent<sup>©</sup> по модели PaSR при  $C_\tau = 0.11$ , сравниваются с квазиламинарными расчетами, с экспериментом и с расчетами, полученными в ЦАГИ по модели EPaSR с моделью турбулентности  $q - \omega$  [33]. Видно, что для данной задачи с простой геометрией течения результаты, полученные при помощи простой модели PaSR, не уступают по точности результатам расчетов ЦАГИ с использованием более современной модели EPaSR.

Для изучения вопроса о влиянии механизма химической кинетики на результаты расчета были рассмотрены три механизма горения метана в воздухе: два квазиглобальных механизма – Frolov4 [29] (7 компонентов, 4 реакции), более новый механизм BFER2 [30] (6 компонентов, 2 реакции), и один скелетный механизм – Smooke25 [31] (16 компонентов, 25 реакций). Как показано в [22, 33], в данной задаче важную роль играет волновой механизм распространения пламени за счет диффузии тепла. Как показывают тестовые расчеты, все три механизма правильно предсказывают скорость ламинарного пламени при интересующем нас значении коэффициента избытка топлива  $\phi = 0.8$ .

На рис. 8 сравниваются поля скорости тепловыделения за счет химических реакций  $Q = -\sum_k \dot{s}_k \Delta h_{f,k}^0$  (“*Energy Sources due to Reaction*”) и изолинии продольной скорости, полученные в расчетах по моделям кинетики Frolov4, BFER2 и Smooke25. Применились модель турбулентности Baseline  $k - \omega$  и модель TCI PaSR с  $C_\tau = 0.11$ . В расчетах с кинетическими механизмами BFER2 (рис. 8,а) и Frolov4 (рис. 8,б) получены подобные распределения средней температуры и скорости. В этих расчетах длина зоны рециркуляции за ступенькой примерно 0.15 м. Однако скелетный (самый точный из рассмотренных) механизм кинетики Smooke25 дал существенно меньший, чем в эксперименте, угол наклона пламени и завышенную длину зоны рециркуляции за ступенькой (рис. 8,в).

Почему скелетный механизм Smooke25 при работе в сочетании с моделью PaSR дает гораздо худшие результаты, чем квазиглобальная модель Frolov4?

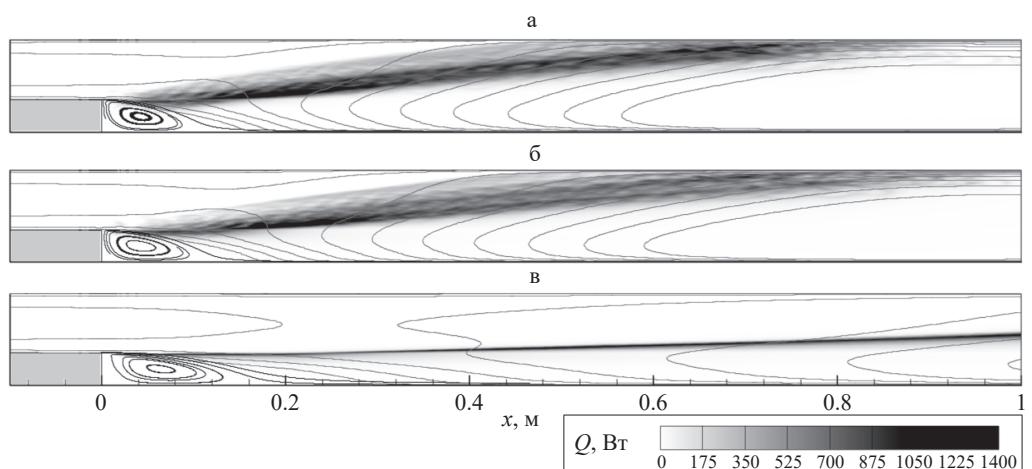


Рис. 8. Поля скорости тепловыделения, полученные в расчетах с моделью PaSR

с использованием разных кинетических схем:

а) BFER2; б) Frolov4; в) Smooke25

Уменьшение наклона фронта пламени в расчете по механизму Smooke25 свидетельствует об уменьшении средней скорости пламени относительно исходной смеси  $S_f$ . Это означает, что внутри фронта выделяется меньшее количество тепла (которое в модели Зельдовича для одной реакции равно  $q \int_{T_{ini}}^{T_{fin}} \dot{\omega}(T) dT$ , см. (3.1)). Как следствие, скорость газа в расчете с механизмом Smooke25 меньше увеличивается по модулю внутри волны горения, и ее вектор меньше поворачивается в волне. Оба этих фактора способствуют увеличению размера рециркуляционной зоны. В самом деле, меньшая скорость потока над рециркуляционной зоной приводит к сокращению эжекции газа из этой зоны в слое смешения, ограничивающем зону снаружи.

Напомним, что в данной задаче реализуется волна горения, распространяющаяся по газу за счет диффузионных потоков тепла и массы от продуктов сгорания к холодной смеси, что меняет путь химической реакции, добавляя вещества, которых нет в исходной смеси (в том числе – радикалы), и существенно ускоряет протекание реакций. Все три рассмотренные модели кинетики (Frolov4, BFER2, Smooke25) дают очень близкие результаты при описании ламинарного пламени (рис. 9, а).

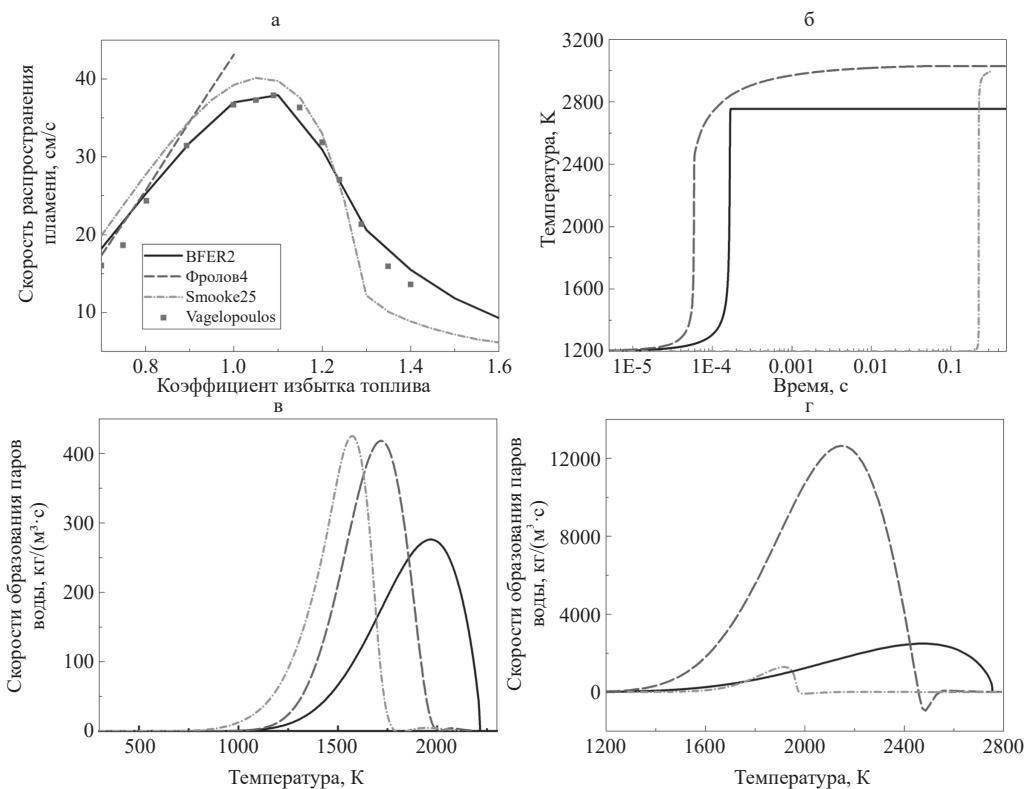


Рис. 9. Сравнение трех механизмов химической кинетики:

- а) зависимость скорости ламинарного пламени от коэффициента избытка топлива и сравнение с экспериментом [96]; б) зависимость температуры от времени при горении в реакторе  $p = \text{const}$ ;  
 в) зависимость скорости образования водяного пара от температуры, соответствующая графику (а)  
 при  $\varphi = 1.0$ ;  
 г) аналогичные зависимости, соответствующие (б)

Известно, что изменение пути реакции может существенно изменить характеристики процесса – в частности, изменить величину тепловыделения. Например, рассмотрим горение в замкнутом объеме при  $p = \text{const}$ . В этом случае развитие реакции определяется механизмом самовоспламенения, и путь реакции оказывается совершенно иным, чем в ламинарном пламени. На рис. 9,б показаны зависимости температуры от времени в таком процессе при следующих начальных условиях:  $T = 1200$  К,  $p = 1$  бар, стехиометрическая смесь. Видно, что, несмотря на хорошее согласие моделей в задаче о ламинарном пламени, в задаче о локальном горении при  $p = \text{const}$  задержка воспламенения, предсказанная Smooke25, на три порядка больше, чем по моделям Frolov4 и BFER2.

Сильно упрощенные кинетические схемы Frolov4 и BFER2, которые рассчитаны на корректное описание распространения ламинарного пламени, вообще не описывают реальный путь реакции. На рис. 9,в приведены зависимости скорости образования водяного пара от температуры в ламинарном пламени, посчитанные по всем трем механизмам (согласно рис. 9,а, все три механизма хорошо предсказывают скорость ламинарного пламени). Видно, что модели Frolov4 и BFER2 дают зависимости скорости образования  $\text{H}_2\text{O}$  от температуры, отличающиеся друг от друга, и от детального механизма Smooke25. Тем не менее, площади под этими тремя кривыми примерно одинаковы: Frolov4 отличается от BFER2 на 5%, а от Smooke25 на 17%. Таким образом, Frolov4 и BFER2 неплохо предсказывают значение интеграла  $q \int_{T_{\text{ini}}}^{T_{\text{fin}}} \dot{\omega}(T) dT$ ; поэтому, в соответствии с (3.1), они неплохо предсказывают и скорость ламинарного пламени. На этих принципах и основаны упрощенные схемы Frolov4 и BFER2.

На рис. 9,г приведены зависимости скорости образования  $\text{H}_2\text{O}$  для самовоспламенения в замкнутом объеме ( $p = \text{const}$ ). Все три зависимости опять отличаются друг от друга. Однако в этой локальной задаче, где нет диффузии тепла и массы, влияющих на развитие процесса, интеграл тепловыделения для скелетного механизма гораздо меньше, чем для механизмов Frolov4 и BFER2.

Но в модели PaSR состав смеси в “тонких структурах” находится из решения системы алгебраических уравнений (3.3), в которой также нет диффузии тепла и массы. Вот почему в модели PaSR скелетный механизм дает существенно меньший интеграл тепловыделения и, соответственно, гораздо меньший угол наклона пламени к потоку, чем указанные выше квазиглобальные схемы.

Если вести расчет без модели PaSR (квазиламинарное приближение, см. (3.2)), то в уравнениях движения газа появится диффузия тепла и массы, и скелетный механизм Smooke25 будет описывать правильный путь реакции и даст значение интеграла тепловыделения, близкое к BFER2 и PaSR. Поэтому в случае квазиламинарного расчета все три рассмотренные кинетические схемы должны дать близкие результаты. И действительно, в случае расчетов в квазиламинарном приближении модели Frolov4 и Smooke25 дали близкие углы наклона турбулентного пламени – ср. поля температуры, представленные на рис. 6,б (Frolov4) и на рис. 10,а (Smooke25). Но при этом, естественно, в квазиламинарном приближении фронт пламени получается слишком узким.

**4. Численное моделирование эксперимента ONERA с применением программы zFlare.** Расчеты ЦАГИ проводились как в квазиламинарном приближении, так и с использованием модели EPaSR [1], которая учитывает 1-й канал TCI. В этой модели для учета предыстории процесса в тонких структурах решаются дополнительные дифференциальные уравнения в частных производных для значений всех компонент смеси в тонких структурах  $Y_j^*$ ,  $j = 1, \dots, N_{sp}$ , и для полной энергии газа в тонких структурах  $E^*$ . Давление газа в тонких структурах принимается равным среднему давлению  $\bar{p}$ .

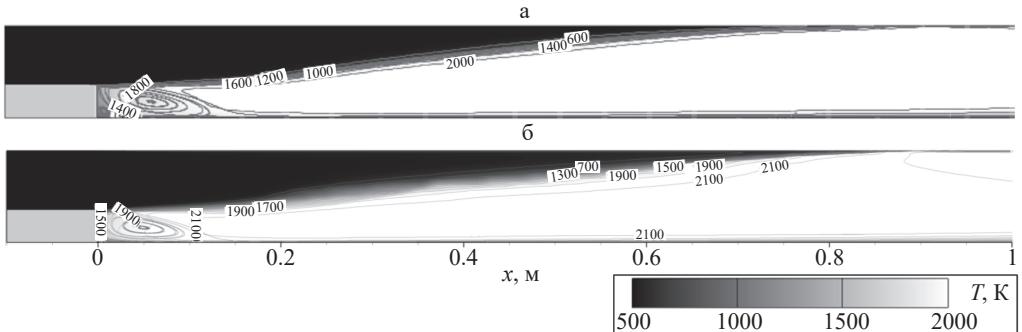


Рис. 10. Поля температуры, полученные в расчетах с кинетикой Smooke25:  
а) Fluent, без TCI; б) zFlare, учет TCI с помощью модели EPaSR

2-й канал ТCI либо не учитывался ( $\text{Pr}_T = 0.9$ ,  $\text{Sc}_T = 1.0$ ), либо применялась модель переменных турбулентных чисел Прандтля и Шмидта PrOm [1], в которой принимается

$$\text{Pr}_T = C_\Phi \sqrt{\frac{\omega_h}{\omega}}, \quad \text{Sc}_T = C_\Phi \sqrt{\frac{\omega_c}{\omega}}, \quad (4.1)$$

где  $\omega_h = \tilde{\varepsilon}_h / (0.09\sigma_h)$ ,  $\omega_c = \tilde{\varepsilon}_c / (0.09\sigma_c)$  – характерные частоты пульсаций явной (тепловой) энталпии смеси  $h_s$  и массовых долей  $Y_i$ ,  $\sigma_h = \widetilde{h''^2_s}$ ,  $\sigma_c = \sum_{j=1}^{N_{sp}} \widetilde{Y_j''^2}$ , и  $\varepsilon_h$ ,  $\varepsilon_c$  – их диссипации соответственно. Следовательно, определение турбулентного числа Прандтля  $\text{Pr}_T$  и турбулентного числа Шмидта  $\text{Sc}_T$  требует решения четырех дополнительных дифференциальных уравнений в частных производных – для  $\sigma_h$ ,  $\omega_h$ ,  $\sigma_c$  и  $\omega_c$ . Полностью все дифференциальные уравнения моделей EPaSR и PrOm выписаны в [1].

Двухканальная модель EPaSR–PrOm была реализована в программе zFlare уже после расчетов ANSYS Fluent®, поэтому в расчетах ЦАГИ учитывался не только прежний опыт применения модели EPaSR (без модели PrOm и на базе модели турбулентности  $q-\omega$ , см. [33]), но опыт, описанный в разд. 3.

Расчеты проводились также в двумерной постановке, с геометрией расчетной области, показанной на рис. 4,а. Исследование сходимости по сетке, проведенное в [33], показало слабую зависимость профилей средней продольной скорости от шага сетки, поэтому использовалась самая грубая из трех сеток, применявшихся в прежних расчетах ЦАГИ. Общее количество ячеек в этой сетке равно 14 560. Сетка показана на рис. 11.

В начальный момент расчетная область заполнялась покоящимися продуктами сгорания метана с начальной температурой  $T = 2913\text{K}$  и давлением  $p = 101\,325\text{ Pa}$ . Во входном сечении задавался тот же профиль параметров, что и в разд. 3 (см. рис. 5). На выходе было поставлено аддитивное граничное условие с постоянным давлением  $p_{\text{out}} = 99\,000\text{ Pa}$  (небольшое понижение давления позволяет предотвратить развитие обратного втекания газа в процессе установления течения). Для модели EPaSR на входе был задан профиль параметров, определявшийся условиями:  $T^* = \tilde{T}$ ,  $Y_j^* = \tilde{Y}_j$ ,  $\gamma^* = 0$ . Для определения параметров модели PrOm на входе счита-

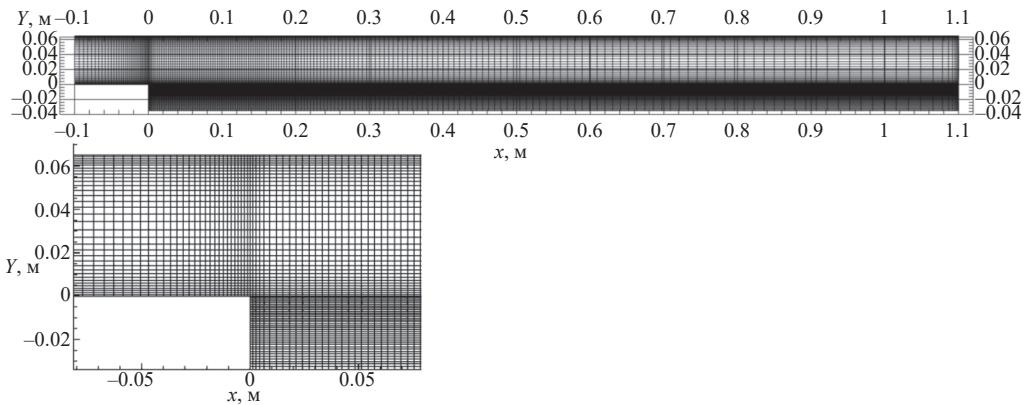


Рис. 11. Сетка ЦАГИ для моделирования эксперимента ONERA

лось, что  $\sigma_h = (c_p \tilde{T})^2 \tilde{k}/\tilde{u}^2$ ,  $\sigma_c = \tilde{k}/\tilde{u}^2$ , а значения  $\omega_h$ ,  $\omega_c$  подбирались так, чтобы получить в формулах (4.1)  $Pr_T = 0.9$ ,  $Sc_T = 1.0$ . При использовании граничного условия из разд. 3:  $T_w = \min(800, T_1)$ , где  $T_1$  – температура в центре пристеночной ячейки сетки, в расчетах ЦАГИ наблюдался проскок пламени вверх по потоку – см рис. 12,а. Поэтому в расчетах ЦАГИ было решено определять температуру стенок канала формулой  $T_w = \min(600, T_1)$ , а вверх по потоку от обратного уступа стенки канала считались теплоизолированными.

Расчеты проводились с использованием модели турбулентности Baseline  $k-\omega$  [28]. Чтобы гарантировать корректную толщину фронта пламени при отсутствии проскока пламени вверх по потоку, вместо значения коэффициента для пристенной турбулентности  $Pr_{T,1}^k = 2$ , которое рекомендовано в [28] и которое использовалось в расчетах с моделью PaSR в разд. 3, расчеты ЦАГИ с моделью EPaSR проводились с  $Pr_{T,1}^k = 1.176$  (как в модели SST [27]), но, как и в модели Baseline  $k-\omega$  [28], без множителя  $F_w$  в формуле для турбулентной вязкости (3.2).

Кроме того, при использовании в EPaSR в формуле (3.3) коэффициента  $C_\tau = 0.11$ , как в разд. 3, получался слишком узкий фронт пламени в осредненном по времени поле течения (рис. 12,б). Было найдено оптимальное значение коэффициента. Таким

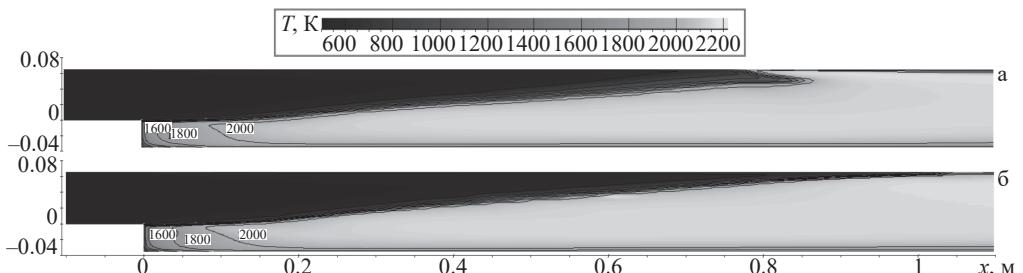


Рис. 12. Примеры неудачных полей средней температуры, полученных в расчетах ЦАГИ с моделью EPaSR-PrOm на этапе настройки параметров модели:

- а) проскок пламени при  $T_w = \min(800, T_1)$ ,  $Pr_{T,1}^k = 1.176$ ;
- б) слишком узкий фронт пламени при  $T_w = \min(800, T_1)$ ,  $Pr_{T,1}^k = 2$ ,  $C_\tau = 0.11$

образом, расчеты ЦАГИ проводились с  $Pr_{T,1}^k = 1.176$  (как в SST), с  $T_w = \min(600, T_1)$  и с оптимизированным значением коэффициента  $C_\tau$ .

Для выхода на квазипериодический режим течения требуется примерно 35 мс физического времени. Далее ведется осреднение в течение интервала времени 30 мс.

Было выполнено три расчета с моделью турбулентности Baseline  $k-\omega$  ( $Pr_T^k = 1.176$ ) по кинетике Frolov4 [29]: квазиламинарный (без учета TCI), с моделью 1-го пути TCI EPaSR и с двухканальной моделью EPaSR–PrOm. Результаты расчетов представлены на рис. 13 (поля температуры) и на рис. 14 (поперечные профили температуры и двух компонент скорости в сравнении с экспериментом). Поля объемной доли тонких структур, полученные в последних двух расчетах, показаны на рис. 15, а поля турбулентных чисел Прандтля и Шмидта, полученные в последнем расчете на рис. 16.

Рис. 13 показывает, что при учете TCI ширина фронта пламени в осредненном по времени поле течения увеличивается по сравнению с квазиламинарным расчетом. Можно отметить, что применение модели турбулентного переноса скаляра PrOm позволило получить более равномерную толщину фронта пламени: фронт быстрее уширяется на начальном участке (в районе уступа канала), достигает некоторой ширины и далее практически перестает меняться по ширине до окрестности верхней стенки, где скорость пламени и, соответственно, угол наклона пламени к потоку быстро падают из-за потери тепла в стенку. Судя по наклону профилей температуры, ширина фронта пламени в сечениях  $x = 0.25, 0.34, 0.46$  м близка к экспериментальной.

Ускоренное (по сравнению с EPaSR) расширение фронта пламени на начальном участке обусловлено в расчете с моделью PrOm двумя факторами:

1) пониженным турбулентным числом Прандтля в зоне горения ( $Pr_T \sim 0.7 \div 0.8$ , рис. 16,а), усиливающим турбулентный перенос поперек пламени, и

2) повышенным турбулентным числом Шмидта в слое смешения на внешней границе рециркуляционной зоны за уступом канала ( $Sc_T \sim 1.5$ , рис. 16,б), что снижает массообмен потока, выходящего из пламени, с рециркуляционной зоной. Тепловые потоки в холодную стенку приводят к смещению равновесного состояния в рециркуляционной зоне, и массообмен с этой зоной понижает теплоизделие внутри пламени, приводя к меньшему наклону пламени на рис. 13,б по сравнению с рис. 13,в. Благодаря этим факторам профиль температуры в пер-

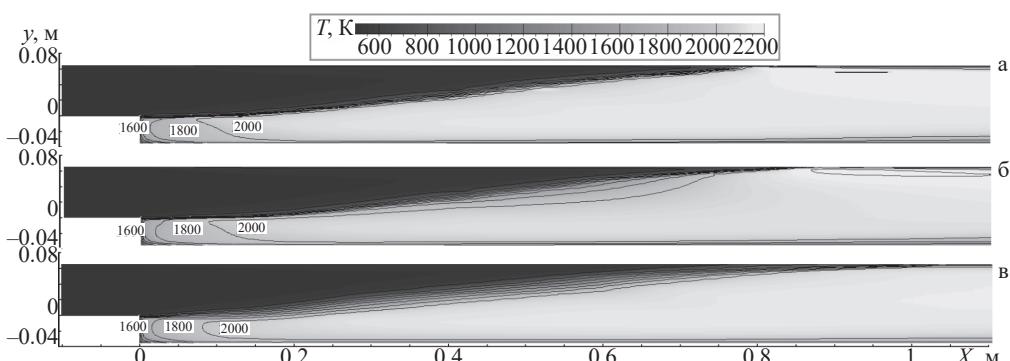
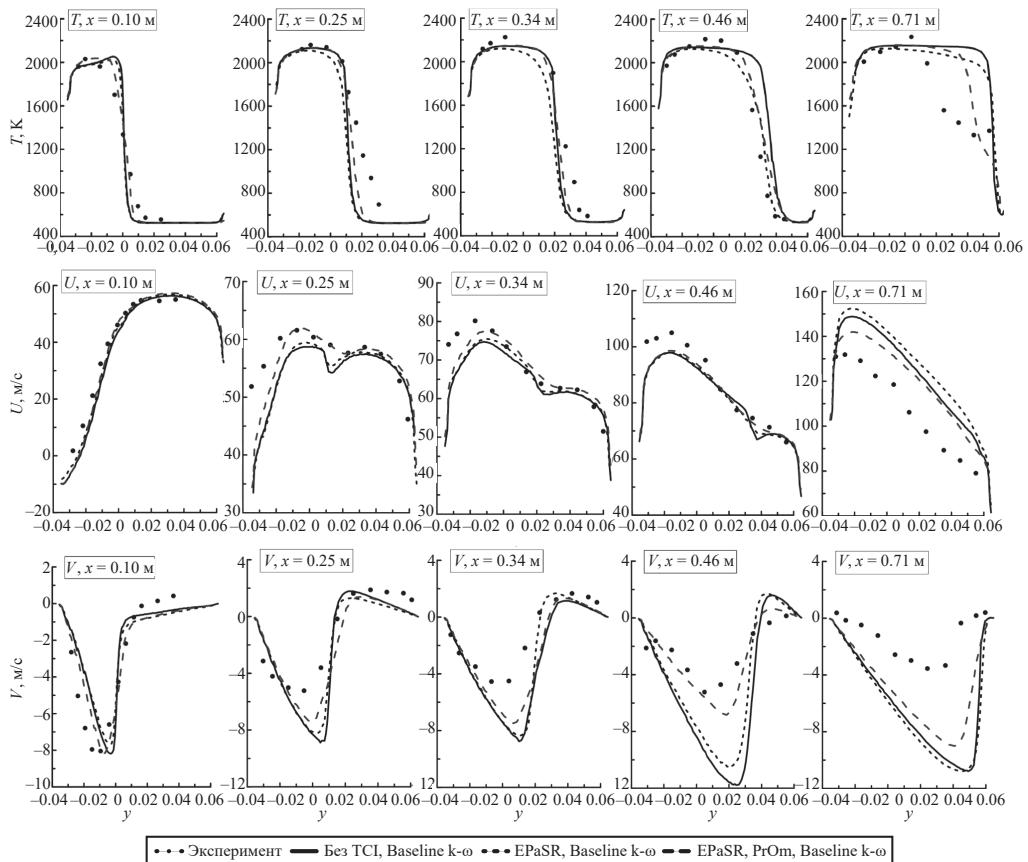


Рис. 13. Распределение средней температуры, полученное в zFlare,  
а) без TCI,  $k-\omega$  Baseline; б) EPaSR,  $k-\omega$  Baseline;  
в) двухканальный EPaSR–PrOm,  $k-\omega$  Baseline

вом сечении приближается к эксперименту, исчезает нефизичный пик температуры в окрестности фронта пламени, наблюдаемый в двух других расчетах (рис. 14).

Корректное описание турбулентного переноса в зоне высоких градиентов скорости за уступом канала возможно в основном за счет анизотропной квадратичной диссипации частоты, выражаемой переменным коэффициентом  $C_{D1}$  (см. аппроксимацию члена ЕПИ в разд. 3 предыдущей статьи [1]). Без увеличения коэффициента  $C_{D1}$  эта модель подвержена перепроизводству турбулентного числа Прандтля, особенно в рециркуляционной зоне со значительным сдвигом скорости. Вторым членом, дающим этот эффект усиления турбулентного скалярного переноса, является химический источник  $Q_f^{\text{chem}} \equiv 2f''\dot{s}_f$ .

Улучшается профиль температуры и во втором сечении, в котором при использовании модели EPaSR еще только происходит развитие наклонной волны горения, а в случае модели EPaSR-PrOm она уже полностью развита. Правда, фронт пламени расположен ниже, чем в эксперименте. Это говорит о том, что ускорение пламени на начальном участке (над рециркуляционной зоной) происходит все-таки слишком медленно. Если бы удалось еще приблизить профиль температуры



**Рис. 14.** Профили средней температуры  $T$ , средней продольной скорости  $U$  и средней поперечной скорости  $V$ . Столбцы соответствуют сечениям  $x = 0.1, 0.25, 0.34, 0.46$  и  $0.71$  м от уступа канала

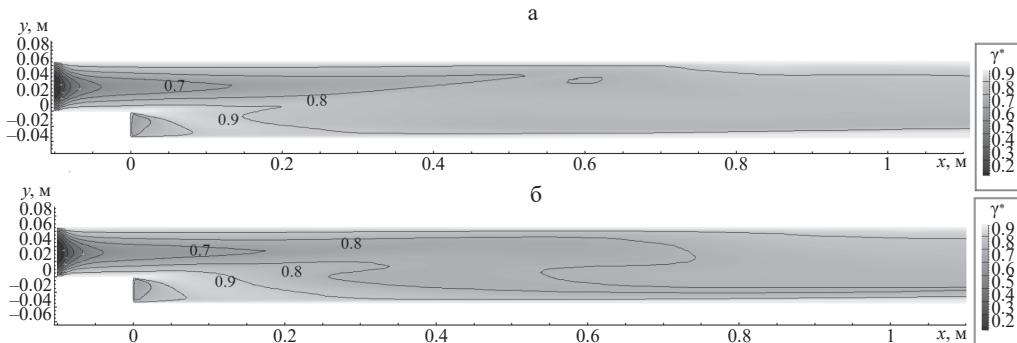


Рис. 15. Поле объемной доли тонких структур для эксперимента ONERA с дозвуковым горением.  
а) EPaSR,  $k-\omega$  Baseline; б) двусторонняя EPaSR-PrOm,  $k-\omega$  Baseline

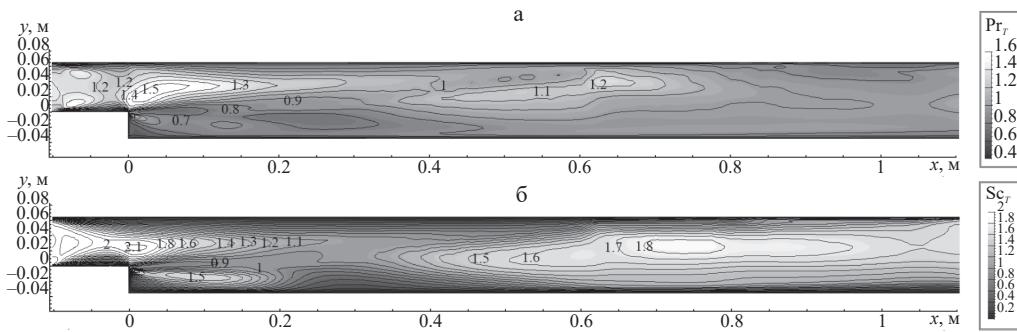


Рис. 16. Поля переменных турбулентных чисел Прандтля и Шмидта, полученные по модели EPaSR-PrOm в расчетах эксперимента ONERA с дозвуковым горением

к эксперименту в первом сечении, то во втором сечении фронт пламени проходил бы уже выше.

Расчеты показали, что включение модели PrOm практически не влияет на распределение объемной доли тонких структур  $\gamma^*$  (рис. 15).

Стоит отметить, что использование модели PrOm позволило приблизить к эксперименту и профили продольной скорости в сечениях  $x = 0.25, 0.34$  м.

В профилях вертикальной скорости все модели дают значительные относительные погрешности. Это неудивительно, т.к. вертикальная скорость в канале всюду (кроме рециркуляционной зоны) гораздо ниже продольной.

Все профили сильно расходятся с экспериментом в последнем сечении  $x = 0.71$  м, где происходит взаимодействие пламени с верхней стенкой. Область низкой температуры в эксперименте может быть связана со срывом горения из-за притока тепла к стенке и недостатка свежей топливно-воздушной смеси. Двухсторонняя модель EPaSR-PrOm решает эту проблему только частично, увеличивая турбулентный поток тепла к стенке, хотя срыв горения в этой области не получается воспроизвести правильно. Это говорит о недостаточной точности описания поведения тонких структур в этой области. В частности, в модели EPaSR объемная доля тонких структур стремится к значению  $\gamma_{eq}^*$ , выражаемому первой формулой (3.3). Эта формула включает в качестве характерного масштаба времени величину

$\tau^* \sim \sqrt{\omega^{-1}} \sim y$  [38], которая при приближении к стенке стремится к нулю. Таким образом,  $\gamma_{eq}^*$  всегда стремится к единице на стенке. Это может приводить к излишней стабилизации пламени.

В разд. 3 был сделан вывод о том, что многостадийные кинетические схемы можно использовать только в сочетании с моделями TCI, которые учитывают диффузию тепла и массы. Такой моделью в классе моделей PaSR является модель EPaSR. Поэтому ожидалось, что модель EPaSR в сочетании со скелетным механизмом Smooke25 должна дать хорошее описание пламени (в отличие от алгебраической модели PaSR Хомяка и Карлссона, в которой диффузия тепла и массы не учитывается). Проверить это в рамках ANSYS Fluent<sup>©</sup> было невозможно, т.к. модель EPaSR с дополнительными дифференциальными уравнениями не реализована в этом коммерческом пакете. Поэтому расчет на базе EPaSR (без PrOm) со скелетным механизмом Smooke25 был выполнен с использованием программы zFlare. Результаты показаны на рис. 10,б. Предположения подтвердились: в сочетании с EPaSR кинетика Smooke25 позволила и получить правильный наклон фронта пламени, и повысить его ширину по сравнению с квазиламинарным расчетом (рис. 10,а).

**Заключение.** Представленные результаты показывают, что для корректного описания дозвукового предварительно перемешанного турбулентного горения в канале со ступенчатым расширением необходимо учитывать взаимодействие всех трех компонент математической модели течения – модели турбулентности, модели химической кинетики и модели взаимодействия турбулентности с горением (TCI).

При использовании моделей TCI, не учитывающих диффузию и другие пространственные процессы (например, базовая модель PaSR [37]), рекомендуется использовать не многостадийные кинетические механизмы, а квазиглобальные модели, которые дают хорошую оценку интеграла тепловыделения. Детальные и скелетные кинетические механизмы можно использовать вместе с моделями TCI, учитывающими пространственный перенос (например, EPaSR [16, 35]).

Использование двухканальной модели EPaSR–PrOm дает дополнительное утолщение фронта пламени за счет уменьшения турбулентного числа Прандтля на участке развития пламени и дает дополнительное ускорение волны горения за счет повышения турбулентного числа Шмидта на внешней границе рециркуляционной зоны.

Показано, что выбор пристенной функции в формуле для турбулентной вязкости влияет на скорость распространения волны горения, а коэффициенты модели EPaSR  $C_\tau$  и  $C_g$  влияют на ширину фронта пламени в осредненном по времени поле течения. В ряде расчетов было обнаружено явление проскока пламени вверх по потоку вблизи верхней стенки канала. Это явление удается предотвратить понижением температуры стенки и понижением пристенного значения параметра  $Pr_t^k$ . В связи с этим можно также сделать вывод о важности промера в экспериментах распределения температуры стенки или тепловых потоков по длине канала. В расчетных исследованиях стоит рассмотреть вопрос о решении сопряженной задачи теплообмена (решения полного нестационарного уравнения теплопроводности в стенках канала одновременно с расчетом течения внутри канала).

Напоследок стоит подчеркнуть, что данное исследование было сосредоточено на влиянии моделей турбулентности, кинетики и TCI на данное течение. Поэтому задача решалась в двумерной постановке и на достаточно грубой сетке, чтобы по возможности демпфировать колебательные процессы, вызванные акустикой, которые неизбежно возникают в дозвуковых течениях в каналах. Однако в дальнейших исследованиях, несомненно, нужно перейти к моделированию данного эксперимента в трехмерной нестационарной постановке с использованием вихреразрешающих подходов.

## БЛАГОДАРНОСТЬ

Исследования, описанные в настоящей работе (за исключением разд. 3), финансировались Министерством образования и науки РФ (Договор № 14.G39.31.0001 от 13 февраля 2017).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Власенко В.В., Балабанов Р.А., Вэнъчо Лю, Молев С.С., Сабельников В.А.* Модели для описания дозвуковых течений с предварительно перемешанным турбулентным горением в каналах // ПММ. 2024. Т. 88. № 6. С. 828–836.
2. *Correa S.* Non-equilibrium step-stabilized combustion of hydrogen in supersonic air // 24th AIAA/ASME/SAE/ASEE J. Propulsion Conf.: Massachusetts, USA. AIAA paper. 1988. V. 88. 3223. 9 p.
3. *Ueda T., Mizomoto M.* Effect of slot gas injection to the flow field and coherent structure characteristics of a backstep flow // Int. J. of Heat Mass Transfer. 2001. V. 44. № 14. P. 2711–2726.
4. *Magre P., Moreau P., Collin G., Borghi R., Péalat M.* Further studies by CARS of premixed turbulent combustion in a high velocity flow // Combust.&Flame. 1988. V. 71. № 2. P. 147–168.
5. *Petrova N.* Turbulence-chemistry interaction models for numerical simulation of aeronautical propulsion systems. Ph.D. Thesis. Paris, Ecole Polytechnique, 2015. 316 p. <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01113856/>
6. *Poinson T., Veynante D.* Theoretical and Numerical Combustion. Flourtown: RT Edwards Inc., 2005. 522 p.
7. *Peters N.* Turbulent Combustion. Cambridge: Univ. Press, 2000. 304 p.
8. *Lipatnikov A.* Fundamentals of Premixed Turbulent Combustion. Boca Raton: CRC Press, 2012. 548 p.
9. *Dupoirieux F., Vincent A., Bertier N., Banh A.* Numerical simulation of a premixed CH4–air burner for comparison of RANS and LES methodologies // NEPCAP 2016. October 2016. Sochi, Russia. hal-01400311.
10. *Лебедев А.Б., Токталиев П.Д., Якубовский К.Я.* Расчетное исследование турбулентного гомогенного горения смеси метан/воздух методами RANS и LES в малоэмиссионной камере горания // Горение и взрыв. 2017. Т. 10. № 4. С. 8–16.
11. *Токталиев П.Д., Якубовский К.Я., Лебедев А.Б.* Расчетное исследование неустойчивых режимов гомогенного горения смеси метан/воздух в малоэмиссионной камере горания // Горение и взрыв. 2017. Т. 11. № 1. С. 35–46.
12. *Sainte-Rose B.* Simulations numeriques d'écoulements reactifs massivement d'écoules par une approche hybride RANS/LES / PhD Thes. Paris: Ecole Centrale, 2010. 186 p.
13. *Colin O., Ducros F., Veynante D., Poinsot T.* A thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion// Phys. of Fluids. 2000. V. 12. P. 1843–1863.
14. *Legiert J.P., Poinsot T.* Dynamically thickened flame LES model for premixed and non-premixed turbulent combustion // Studying Turbulence Using Numer. Simul. Databases. 2000. V. VIII. P. 157–168.
15. *Refloch A., Courbet B., Murrone A., Villedieu P., Laurent C., Gilbank P., Troyes J., Tessé L., Chaineray G., Dargaud J.B., Quémérais E., Vuillo F.* CEDRE Software. <https://web.archive.org/web/20200216012255/http://www.aerospacelab-journal.org/sites/www.aerospacelab-journal.org/files/AL2-11.pdf>
16. *Sabelnikov V., Fureby C.* LES combustion modeling for high Re flames using a multi-phase analogy // Combust.&Flame. 2013. V. 160. № 1. P. 83–96.
17. *Berglund M., Fedina E., Fureby C., Tegnér J., Sabel'nikov V.* Finite rate chemistry large-eddy simulation of self-ignition in supersonic combustion ramjet // AIAA J. 2010. V. 48. № 3. P. 540–550.

18. *Petrova N., Sabelnikov V., Bertier N.* Numerical simulation of a backward-facing step combustor using RANS/Extended Partially Stirred Reactor model // EUCASS-2015. 17 p.
19. Лаборатория физического и численного моделирования течений с турбулентностью и горением.  
<http://tsagi.ru/institute/lab220/>
20. *Трошин А.И., Молев С.С., Власенко В.В., Михайлов С.В., Бахнэ С., Матяш С.В.* Моделирование турбулентных течений на основе подхода iddes с помощью программы *zflare* // Вычисл. мех. сплошн. сред. 2023. Т. 16. № 2. С. 203–218.
21. *Moule Y., Sabelnikov V., Mura A.* Highly resolved numerical simulation of combustion in supersonic hydrogen – air coflowing jets // Combust.&Flame. 2014. V. 161. № 10. P. 2647–2668.
22. *Власенко В.В., Ноздрачев А.Ю., Сабельников В.А., Ширяева А.А.* Анализ механизмов стабилизации турбулентного горения по данным расчетов с применением модели реактора частичного перемешивания // Горение и взрыв. 2019. Т. 12. № 1. С. 43–57.
23. *Власенко В.В., Кажан Е.В., Матяш Е.С., Михайлов С.В., Трошин А.И.* Численная реализация неявной схемы и различных моделей турбулентности в расчетном модуле *ZEUS* // Тр. ЦАГИ. 2015. № 2735. С. 5–49.
24. *Балабанов Р.А., Власенко В.В., Ширяева А.А.* Опыт валидации моделей турбулентного горения класса PaSR и планы развития этих моделей применительно к камерам сгорания газотурбинных установок // Сб.: Неравновесные процессы: плазма, горение, атмосфера. NEPCAP-2022 / под. ред. Фролова С.М., Ланшина А.И. М.: Торус Пресс. 2022. С. 94–99.
25. *Лю В.* Влияние модели химической кинетики на результаты численного моделирования турбулентных течений с горением / Дисс. на соискание уч. ст.к.ф.-м.н. М.: МФТИ, ВЦ им. А.А. Дородницына РАН, 2023. 154 с.  
[https://www.frccsc.ru/sites/default/files/docs/ds/002-073-03/008-lu/24-1-224-02\\_008\\_Lu\\_main.pdf?738](https://www.frccsc.ru/sites/default/files/docs/ds/002-073-03/008-lu/24-1-224-02_008_Lu_main.pdf?738)
26. ANSYS CFD.  
<https://www.ansys.com/products/fluids#tab1-2>
27. *Menter F.R., Kuntz M., Langtry R.* Ten years of industrial experience with the SST turbulence model // Turbul., Heat Mass Transfer. 2003. V. 4. № 1. P. 625–632.
28. *Menter F.R.* Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. 1994. V. 32. № 8. P. 1598–1605.
29. *Басевич В.Я., Беляев А.А., Фролов С.М.* Глобальные кинетические механизмы для расчета турбулентных реагирующих течений. Ч. 1. Основной химический процесс тепловыделения // Хим. физ. 1998. Т. 7. № 9. С. 112–128.
30. *Franzelli B., Riber E., Gicquel L.Y., Poinsot T.* Large eddy simulation of combustion instabilities in a lean partially premixed swirled flame // Combust.&Flame. 2012. V. 159. № 2. P. 621–637.
31. *Smooke M.D.* Reduced Kinetic Mechanisms and Asymptotic Approximations for Methane-Air Flames: A Topical Volume / Lecture Notes in Phys. Vol. 384. Berlin: Springer, 1991. 251 p.
32. *Bosnyakov S., Kursakov I., Lysenkov A., Matyash S., Mikhailov S., Vlasenko V., Quest J.* Computational tools for supporting the testing of civil aircraft configurations in wind tunnels // Progr. in Aerosp. Sci. 2008. V. 44. P. 67–120.
33. *Ширяева А.А.* Моделирование высокоскоростных течений со смешанными режимами турбулентного горения на основе трехмерных уравнений Рейнольдса / Дисс. ... к.ф.-м.н. М.: МФТИ, 2019. 217 с.
34. *Zeldowitsch J.B., Frank-Kamenetzki D.A.* A theory of thermal propagation of flame // in: Dynamics of Curved Fronts. Acad. Press, 1988. P. 131–140.
35. *Berglund M., Fedina E., Fureby C., Tegnér J., Sabel'nikov V.* Finite rate chemistry large-eddy simulation of self-ignition in supersonic combustion ramjet // AIAA J. 2010. V. 48. № 3. P. 540–550.

36. *Magnussen B.F.* The eddy dissipation concept: A bridge between science and technology // ECCOMAS Thematic Conf. on Comput. Combust. Lisbon: 2005.
37. *Chomiak J., Karlsson A.* Flame liftoff in diesel sprays // Int. Symp. on Combustion. Elsevier, 1996. V. 26. № 2. P. 2557–2564.
38. *Wilcox D.C.* Turbulence Modeling for CFD. La Cañada: DCW Industries, 2006. 544 p.

## Modeling of ONERA Experiment with Subsonic Premixed Turbulent Flame in Duct with Backward Step

**V. V. Vlasenko<sup>a,b,‡</sup>, R. A. Balabanov<sup>a,b</sup>, Wenchao Liu<sup>b</sup>, S. S. Molev<sup>a</sup>, V. A. Sabelnikov<sup>a</sup>**

<sup>a</sup>*TsAGI, Zhukovsky, Russia*

<sup>b</sup>*MIPT, Dolgoprudny, Russia*

<sup>‡</sup>*e-mail: vlasenko.vv@yandex.ru*

The premixed subsonic turbulent combustion of methane-air mixture in channel with backward step is considered. (*Magre P. et al.*, ONERA, 1975–1989). These experiments represent basic physical mechanisms, which are common for combustion processes in gas turbine units. The brief review of previous works on numerical modeling of these experiments is presented. The new results of numerical investigation of stable flame regime for this experimental setup are presented. The choice of turbulence model and its influence on flow structure are described. Various approaches for turbulent combustion description, based on PaSR (Partially Stirred Reactor) are compared with quasi-laminar approach. The recommendations are given for choice between global and multistage chemical kinetics in combination with different models for turbulence combustion interaction. The influence of variable turbulent Prandtl and Schmidt number model on this flow representation. The ideas for further research are formulated.

**Keywords:** premixed turbulent combustion; numerical modeling; turbulence combustion interaction

## REFERENCES

1. *Vlasenko V.V., Balabanov R.A., Liu W., Molev S.S., Sabelnikov V.A.* Models for description of subsonic flows with premixed turbulent combustion in channels // JAMM, 2024, vol. 88, no. 6, pp. 828–836.
2. *Correa S.* Non-equilibrium step-stabilized combustion of hydrogen in supersonic air // 24th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf.: Massachusetts, USA. AIAA paper. 1988, vol. 88, 3223. 9 p.
3. *Ueda T., Mizomoto M.* Effect of slot gas injection to the flow field and coherent structure characteristics of a backstep flow // Int. J. of Heat Mass Transfer, 2001, vol. 44, no. 14, pp. 2711–2726.
4. *Magre P., Moreau P., Collin G., Borghi R., Péalat M.* Further studies by CARS of premixed turbulent combustion in a high velocity flow // Combust.&Flame, 1988, vol. 71, no. 2, pp. 147–168.
5. *Petrova N.* Turbulence-chemistry interaction models for numerical simulation of aeronautical propulsion systems / Ph.D. Thes. Paris: Ecole Polytechnique, 2015. 316 p.  
<https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01113856/>
6. *Poinson T., Veynante D.* Theoretical and Numerical Combustion. Flourtown: RT Edwards Inc., 2005. 522 p.
7. *Peters N.* Turbulent Combustion. Cambridge: Univ. Press, 2000. 304 p.
8. *Lipatnikov A.* Fundamentals of Premixed Turbulent Combustion. Boca Raton: CRC Press, 2012. 548 p.
9. *Dupoirieux F., Vincent A., Bertier N., Banh A.* Numerical simulation of a premixed CH<sub>4</sub>–air burner for comparison of RANS and LES methodologies // NEPCAP, 2016, October 2016, Sochi, Russia. hal-01400311.
10. *Lebedev A.B., Toktaliev P.D., Yakubovsky K.Ya.* Computational research of turbulent homogeneous combustion of methan-air mixture with RANS and LES methods in low emission combustion chamber // Combust.&Explos., 2017, vol. 10, no. 4, pp. 8–16. (in Russian)

11. *Toktaliev P.D., Yakubovsky K.Ya., Lebedev A.B.* Numerical research of unsteady homogenous combustion regimes of methane-air mixture in low emission combustion chamber // *Combust.&Explos.*, 2017, vol. 11, no. 1, pp. 35–46. (in Russian)
12. *Sainte-Rose B.* Simulations numeriques d'écoulements réactifs massivement d'écoules par une approche hybride RANS/LES / PhD Thes. Paris: Ecole Centrale, 2010. 186 p.
13. *Colin O., Ducros F., Veynante D., Poinsot T.* A thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion // *Phys. of Fluids*, 2000, vol. 12, pp. 1843–1863.
14. *Legiert J.P., Poinsot T.* Dynamically thickened flame LES model for premixed and non-premixed turbulent combustion // *Studying Turbulence Using Numer. Simul. Databases*, 2000, vol. VIII, pp. 157–168.
15. *Refloch A., Courbet B., Murrone A., Villedieu P., Laurent C., Gilbank P., Troyes J., Tessé L., Chaineray G., Dargaud J.B., Quémérais E., Vuillo F.* CEDRE Software  
<https://web.archive.org/web/20200216012255/http://www.aerospacelab-journal.org/sites/www.aerospacelab-journal.org/files/AL2-11.pdf>
16. *Sabelnikov V., Fureby C.* LES combustion modeling for high Re flames using a multi-phase analogy // *Combust.&Flame*, 2013, vol. 160, no. 1, pp. 83–96.
17. *Berglund M., Fedina E., Fureby C., Tegnér J., Sabel'nikov V.* Finite rate chemistry large-eddy simulation of self-ignition in supersonic combustion ramjet // *AIAA J.*, 2010, vol. 48, no. 3, pp. 540–550.
18. *Petrova N., Sabelnikov V., Bertier N.* Numerical simulation of a backward-facing step combustor using RANS/Extended Partially Stirred Reactor model // *EUCASS-2015*, 17 p.
19. Laboratory of physical and numerical modeling of flows with turbulent combustion.  
<http://tsagi.ru/institute/lab220/>
20. *Troshin A.I., Molev S.S., Vlasenko V.V., Mikhailov S.V., Bakhne S., Matyash S.V.* Modeling of turbulent flows on the basis of ides method in *zflare* program // *Comput. Cont. Mech.*, 2023, vol. 16, no. 2, pp. 203–218. (in Russian)
21. *Moule Y., Sabelnikov V., Mura A.* Highly resolved numerical simulation of combustion in supersonic hydrogen–air coflowing jets // *Combust.&Flame*, 2014, vol. 161, no. 10, pp. 2647–2668.
22. *Vlasenko V.V., Nozdrachev A.Yu., Sabelnikov V.A., Shirayeva A.A.* Analysis of stabilization mechanisms of turbulent combustion on the data of calculations with application of partially stirred reactor // *Combust.&Explos.*, 2019, vol. 12, no. 1, pp. 43–57. (in Russian)
23. *Vlasenko V.V., Kazhan E.V., Matyash E.S., Mikhailov S.V., Troshin A.I.* Numerical realization of implicit scheme and various turbulence models in computational module ZEUS // *Tr. TSAGI*, 2015, no. 2735, pp. 5–49. (in Russian)
24. *Balabanov R.A., Vlasenko V.V., Shirayeva A.A.* Validation experience of turbulent combustion models of PaSR class and plans for these models development for gas turbine units combustion chambers // *Compendium: Unsteady Processes: Plasma, Combustion, Atmosphera. NEP-CAP–2022* / ed. by *Frolov S.M., Lanshin A.I.* Moscow: Torus Press, 2022. pp. 94–99. (in Russian)
25. *Liu W.* Influence of chemical kinetics models on results of numerical modeling of turbulent flows with combustion / PhD Thes. Moscow: MIPT; Dorodnitsyn Comput. Centre of the RAS, 2023. 154 p. (in Russian)  
[https://www.frcscs.ru/sites/default/files/docs/ds/002-073-03/008-lu/24-1-224-02\\_008\\_Lu\\_main.pdf?738](https://www.frcscs.ru/sites/default/files/docs/ds/002-073-03/008-lu/24-1-224-02_008_Lu_main.pdf?738)
26. ANSYS CFD.  
<https://www.ansys.com/products/fluids#tab1-2>
27. *Menter F.R., Kuntz M., Langtry R.* Ten years of industrial experience with the SST turbulence model // *Turbulence, Heat Mass Transfer*, 2003, vol. 4, no. 1, pp. 625–632.
28. *Menter F.R.* Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // *AIAA J.*, 1994, vol. 32, no. 8, pp. 1598–1605.
29. *Basevich V.Ya., Belyaev A.A., Frolov S.M.* Global kinetic mechanisms for calculation of turbulent reacting flows. pp. 1. Basic chemical process of heat release // *Chem. Phys.*, 1998, vol. 7, no. 9, pp. 112–128. (in Russian)
30. *Franzelli B., Riber E., Gicquel L.Y., Poinsot T.* Large eddy simulation of combustion instabilities in a lean partially premixed swirled flame // *Combust.&Flame*, 2012, vol. 159, no. 2, pp. 621–637.

- 
31. *Smooke M.D.* Reduced Kinetic Mechanisms and Asymptotic Approximations for Methane-Air Flames: A Topical Volume / Lecture Notes in Physics. Vol. 384. Berlin: Springer, 1991. 251 p.
  32. *Bosnyakov S., Kursakov I., Lysenkov A., Matyash S., Mikhailov S., Vlasenko V.* Quest J. Computational tools for supporting the testing of civil aircraft configurations in wind tunnels // Progr. in Aerosp. Sci., 2008, vol. 44, pp. 67–120.
  33. *Shiryaeva A.A.* Modeling of high speed flows with mixed regimes of turbulent combustion on the basis of three dimensional Reynolds equations / PhD Thes. Moscow: MIPT, 2019. 217 p. (in Russian)
  34. *Zeldowitsch J.B., Frank-Kamenetzki D.A.* A theory of thermal propagation of flame // in: Dynamics of Curved Fronts. Acad. Press, 1988. pp. 131–140.
  35. *Berglund M., Fedina E., Fureby C., Tegnér J., Sabel'nikov V.* Finite rate chemistry large-eddy simulation of self-ignition in supersonic combustion ramjet // AIAA J., 2010, vol. 48, no. 3, pp. 540–550.
  36. *Magnussen B.F.* The eddy dissipation concept: A bridge between science and technology // ECCOMAS Thematic Confer. on Comput. Combust. Lisbon, 2005.
  37. *Chomiak J., Karlsson A.* Flame liftoff in diesel sprays // Int. Symp. on Combustion, 1996, vol. 26, no. 2, pp. 2557–2564.
  38. *Wilcox D.C.* Turbulence modeling for CFD. 3rd edition. La Cañada: DCW Industries, 2006. 544 p.