

На правах рукописи



Тушканов Алексей Сергеевич

**ТЕРМИЧЕСКИ И ХИМИЧЕСКИ НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В
ФАКЕЛЕ МАРШЕВОГО ДВИГАТЕЛЯ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА**

Специальность: 01.04.14 – «Теплофизика и теоретическая теплотехника»

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискании ученой степени

кандидата технических наук

Москва – 2019

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)»

Научный доктор технических наук, доцент
руководитель: **Молчанов Александр Михайлович**

Официальные **Мартыненко Сергей Иванович**, доктор физико-
оппоненты: математических наук, Федеральное государственное
унитарное предприятие «Центральный институт
авиационного моторостроения им. П.И. Баранова», научный
сотрудник

Власенко Владимир Викторович, доктор физико-
математических наук, доцент, ФГУП «Центральный
аэрогидродинамический институт имени профессора Н.Е.
Жуковского», зам. начальника лаборатории.

Ведущая Акционерное общество «Военно-промышленная корпорация
организация: «Научно-производственное объединение машиностроения»

Защита состоится «25» декабря 2019 года в 11⁰⁰ часов на заседании
диссертационного совета Д 212.152.08, созданного на базе федерального
государственного бюджетного образовательного учреждения высшего
образования «Московский авиационный институт (национальный
исследовательский университет)», по адресу: 125993, Москва, А-80, ГСП-3,
Волоколамское шоссе, д. 4.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ФГБОУ ВО
«Московский авиационный институт (национальный исследовательский
университет)»: <https://mai.ru/upload/iblock/a44/Dissertatsiya-Tushkanov-finalnaya-versiya.pdf>

Автореферат разослан «___» _____ 2019 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 212.125.08,
д.т.н., профессор



Зуев Юрий Владимирович

Общая характеристика работы

Актуальность темы диссертации.

Проблемы разработки современных высокоскоростных летательных аппаратов ставят перед учеными и инженерами задачу создания новых расчетных методик, адекватно описывающих процессы, происходящие, например, при гиперзвуковом полете в плотных слоях атмосферы, догорания в факеле ракетного двигателя, в ударной волне, возникающей при входе в плотные слои атмосферы, при выборе точки подачи горючего в высокоскоростных прямоточных двигателях и других, аналогичных задач.

Эмпирические или полуэмпирические методики, широко применяемые в настоящее время, создаются для ограниченного набора ситуаций, ввиду невозможности воссоздать реальные условия полета. Зачастую попытка экстраполировать эти методики на экстремальные условия, возникающие, например, при гиперзвуковых течениях может вызывать ошибки, приводящие к завышению некоторых параметров, на порядок.

Аналитические методики, построенные на основе методов математического моделирования, за последнее время получившие серьезное развитие, а также большой рост вычислительных мощностей компьютерной техники, позволяют моделировать практически любые процессы, происходящие в технике. Недостатком аналитических методик является их «оторванность» от реальных условий, и необходимость их экспериментального подтверждения.

Существующее сейчас коммерческое программное обеспечение, массово применяемое для проведения инженерных расчетов, не всегда возможно использовать для расчетов перспективных изделий, например, гиперзвуковых прямоточных воздушно-реактивных двигателей. Но представленные в них модели являются аналитическими с коррекцией констант, входящих в основные уравнения, сравнением с экспериментальными данными. Ввиду невозможности

проведения эксперимента или получения значений конкретных параметров коррекция констант в этих моделях представляет собой проблемную задачу. К тому же, в коммерческом ПО, зачастую невозможно серьезно изменить уравнения, входящие в математическую модель, либо добавить новые уравнения в систему.

Степень разработанности темы. На данный момент существует разные модели, описывающие процессы, протекающие в высокоскоростных турбулентных струях. Модели влияния турбулентности на скорости химических реакций, представленные в коммерческих вычислительных пакетах, требуют больших вычислительных ресурсов. При этом, в коммерческих пакетах, не реализуются модели влияния химических реакций на процессы турбулентного переноса.

Цели и задачи исследования.

Целью работы являлось численное моделирование процессов тепло и массообмена в высокоскоростных, химически активных турбулентных струях.

Для достижения цели в работе ставятся следующие задачи:

- учет влияния сжимаемости на процессы турбулентного переноса массы и энергии;
- учет влияния турбулентных пульсаций на скорости химических реакций;
- учет влияния химических реакций на процессы турбулентного переноса массы и энергии;
- написание программы на языке программирования Фортран 95.

Научная новизна результатов исследований заключается в следующем:

1. Разработан и реализован метод расчета высокоскоростных струй с неравновесными химическими и термическими реакциями.

2. Реализован метод влияния горения на турбулентность, путем решения дополнительных уравнений переноса дисперсий концентраций и энтальпии.

3. Предложена модификация SST модели турбулентности с учетом влияния высокоскоростной сжимаемости.

5. Обнаружено, что влияние турбулентности проявляется преимущественно в задачах воспламенения и срыва горения.

6. Проанализирован характер движения частиц твердой фазы в факелах РДТТ на высотах полета от 30 до 100 км, для различных размеров частиц от 1 до 6 мкм.

Теоретическая и практическая значимость результатов исследований.

Теоретическая значимость работы заключается в том, что разработанная модель течения высокоскоростного реагирующего потока реализована в программном коде, и может быть применена при расчете химически реагирующих, турбулентных струй.

Практическая ценность результатов заключается в том, что они могут быть применены при проектировании высокоскоростных прямоточных двигателей, ракетных двигателей, выдачи рекомендаций при выборе точки подачи горючего, расчета теплозащитного покрытия донной области ракеты, при расчете заметности ракет.

Методология и методы исследования основаны на численном решении осредненной по Рейнольдсу системы уравнений Навье-Стокса, с использованием неявного метода Мак-Кормака. При моделировании средней скорости реакции использовалась заранее выбранная функция распределения плотности вероятности. Для преодоления проблемы жесткости системы уравнений применяется метод расщепления по физическим процессам.

Положения, выносимые на защиту.

1. Модификация SST модели для высокоскоростных течений. Учет влияния сжимаемости.

2. Моделирование турбулентных тепловых и диффузионных потоков в химически реагирующих течениях с переменными значениями чисел Прандтля/Шмидта на основе решения дополнительных уравнений для скалярных дисперсий и диссипаций.

3. Модель учета влияния турбулентности на скорости химических реакций на основе использования функций распределения плотности вероятностей.

Достоверность научных положений была подтверждена использованием классических уравнений газовой динамики и тепломассообмена, проверенных методов численного моделирования, а так же сравнением полученных результатов численного эксперимента с экспериментальными данными других авторов, опубликованных в открытой печати.

Авторский вклад.

При выполнении диссертационной работы автор принимал непосредственное участие в получении следующих результатов:

- разработана общая математическая модель процессов тепломассообмена, протекающих в высокоскоростных, химически активных, турбулентных струях, с учетом химической и термической неравновесности, с учетом взаимовлияния турбулентности и горения, с учетом высокоскоростной сжимаемости;
- проведена верификация разработанной математической модели путём сравнения с экспериментальными данными других авторов результатов расчёта процессов тепломассообмена при течении высокоскоростной турбулентной струи с термическими и химическими неравновесными процессами;

- сделаны выводы и сформулированы направления дальнейших исследований.

Апробация работы.

Результаты работы прошли апробацию на 1 отраслевой конференции:

Видеосеминар по аэромеханике ЦАГИ-ИТПМ СО РАН-СПбПУ-НИИМ МГУ-ОИВТ РАН, 5 сентября 2017.

Публикации по теме диссертации.

По теме диссертации автором опубликовано 3 работы, из них в рецензируемых научных изданиях опубликовано 2 работы.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, 4 разделов, заключения и списка литературы. Объем диссертации составляет 167 страниц, включает 62 рисунка и 19 таблиц.

Основное содержание диссертации.

В **Разделе 1** приведен обзор литературы по тематике взаимодействия турбулентности с горением, влиянию переменных чисел Прандтля/Шмидта. Рассмотрены наиболее часто использующиеся подходы к моделированию влияния турбулентности на скорости химических реакций (ТСИ), а так же влияние химических реакций на турбулентность, посредством учета переменности турбулентных чисел Прандтля/Шмидта. Приведены два наиболее часто применяемые модели ТСИ – модели класса PaSR и модели, основанные на функции распределения плотности вероятности.

В **Разделе 2** представлена модель течения с неравновесными физико-химическими реакциями. Для описания газовой динамики применялась система уравнений Навье-Стокса, дополненная уравнениями: состояния, химической кинетики, турбулентности, а также уравнениями для конденсированной фазы.

2.1. Система осредненных по Фавру уравнений Навье-Стокса включает: уравнение неразрывности, уравнение количества движения, уравнение энергии и уравнения сохранения массы химических компонентов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) &= 0; \quad \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i + \bar{\rho} u_j'' u_i'' + \delta_{ji} \bar{p} - \bar{\tau}_{ij} \right) = \bar{F}_{u,i}, \quad i = 1, 2, 3; \\ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} E) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\rho} u_j H + \overline{\rho u_j'' h''} + u_i \overline{\rho u_j'' u_i''} + \frac{\overline{\rho u_j'' u_i''^2}}{2} + \bar{q}_j - u_i \bar{\tau}_{ij} \right] &= 0; \\ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} C_s) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\rho} C_s \tilde{u}_j + \bar{\rho} C_s'' u_j'' + \overline{J_{s,j}} \right) &= \bar{w}_s, \quad s = 1, 2, \dots, N_c - 1 \end{aligned} \quad (1)$$

Для моделирования входящих в эти уравнения турбулентных потоков используется подход, основанный на введении коэффициента турбулентной вязкости μ_T :

$$\tau_{T,ij} \equiv -\bar{\rho} u_i'' u_j'' = \mu_T \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_T \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - \frac{2}{3} \bar{\rho} K \delta_{ij}, \quad \frac{1}{2} \bar{\rho} u_j'' u_k''^2 = -\frac{\mu_T}{\sigma_K} \frac{\partial K}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\bar{\rho} u_j'' C_s'' = -\frac{\mu_T}{Sc_T} \frac{\partial \tilde{C}_s}{\partial x_j}, \quad \bar{\rho} u_j'' h'' = -\frac{\mu_T}{Pr_T} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_j} \quad (3)$$

2.2. Известно, что сжимаемость оказывает стабилизирующее воздействие на турбулентность, уменьшая с ростом скорости интенсивность турбулентного смешения. В современных задачах авиационной и ракетно-космической техники этот эффект играет важнейшую роль. Например, в гиперзвуковых двигателях замедляется смешение горючего с окислителем. Сжимаемость изменяет характер перехода ламинарного режима течения в турбулентный режим на поверхности спускаемого аппарата при входе в атмосферу.

Для учета этого эффекта в данной работе предложена модификация SST модели Менгера. Она включает:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho K) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u_j} K) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_{K3}} \right) \frac{\partial K}{\partial x_j} \right] + P_K - (1 + 0.29 M_T) \rho \beta_0^* K \omega \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u_j} \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha_3 \frac{\omega}{K} P_K - \beta_3 \rho \omega^2 + (1 - F_1) \frac{2\rho}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial K}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (5)$$

где коэффициенты новой модели - линейная комбинация соответствующих коэффициентов моделей, лежащих в основе метода:

$$\alpha_3 = F_1\alpha + \alpha_2(1-F_1), \quad \beta_3 = F_1\beta_0 + \beta_2^*(1-F_1)$$

$$\frac{1}{\sigma_{K3}} = F_1 \frac{1}{\sigma_{K1}} + (1-F_1) \frac{1}{\sigma_K}, \quad \frac{1}{\sigma_{\omega3}} = F_1 \frac{1}{\sigma_{\omega1}} + (1-F_1) \frac{1}{\sigma_{\omega2}} \quad (6)$$

Коэффициент турбулентной вязкости определяется по формуле

$$\mu_T = \rho \frac{K}{\max[\omega(1+0.29\bar{\rho}M_T), SF_2/a_1]} \quad (7)$$

Здесь $M_T = \sqrt{2K}/a$ - турбулентное число Маха.

Влияние сжимаемости учитывается не только в уравнениях (4) и (7), но в уравнении (5) через числовой коэффициент

$$\beta_2^* = \beta_0^* [(C_{\varepsilon_2} - 1) - 0.29M_T] \quad (8)$$

Остальные параметры рассчитываются по тем же формулам, что и в стандартной SST модели.

2.3. В формулах для турбулентной диффузии химических компонентов и для потока энтальпии (3) используются *турбулентные числа Шмидта* Sc_T и *Прандтля* Pr_T . В практических расчетах эти числа полагают обычно константами равными 0.7 для свободных течений и 0.9 для пристеночной области. Тем не менее, многочисленные экспериментальные данные показывают, что на самом деле турбулентное число Прандтля, может меняться в весьма широком диапазоне: от 0.1 до 2.

В данной работе использовались следующие формулы для этих чисел:

$$Sc_T = 0.52 \sqrt{\frac{K}{\varepsilon} \frac{\varepsilon_C}{C^{n_2}}}, \quad Pr_T = 0.52 \sqrt{\frac{K}{\varepsilon} \frac{\varepsilon_h}{h_T^{n_2}}} \quad (9)$$

где

$$C^{n_2} = \sum_{s=1}^{N_c} C_s^{n_2}, \quad Pr_C = \frac{\mu_T}{Sc_T} \sum_{s=1}^{N_c} \left(\frac{\partial C_s}{\partial x_j} \right)^2, \quad \varepsilon_C = \sum_{s=1}^{N_c} \varepsilon_{ss} \quad (10)$$

Для дисперсий скалярных величин (концентраций и энтальпий) использовались следующие уравнения:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} C^{n_2}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j C^{n_2}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu_T}{\sigma_{T,f}} + \frac{\mu}{Sc} \right) \frac{\partial}{\partial x_j} (C^{n_2}) \right] + 2Pr_C - \bar{\rho} \varepsilon_C + 2 \sum_{s=1}^{N_c} C_s^{n_2} \overline{\dot{w}_s} \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon_c) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \varepsilon_c) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu_T}{\sigma_{T,ef}} + \frac{\mu}{Sc} \right) \frac{\partial \varepsilon_c}{\partial x_j} \right] + C_{P1} \frac{\varepsilon_c}{C^{n2}} P_c + C_{P2} \frac{\varepsilon_c}{K} P - C_{D1} \rho \frac{\varepsilon_c}{C^{n2}} - C_{D2} \rho \frac{\varepsilon}{K} \varepsilon_c + C_{W1} \frac{\varepsilon_c}{C^{n2}} \sum_s \overline{C_s'' \dot{w}_s}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} h_T^{n2}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \tilde{u}_j h_T^{n2}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu_T}{\sigma_{T,f}} + \frac{\mu}{Sc} \right) \frac{\partial h_T^{n2}}{\partial x_j} \right] + 2 \frac{\mu_T}{Sc_T} \left(\frac{\partial h_T}{\partial x_j} \right)^2 - \bar{\rho} \varepsilon_h + 2 h_T^{n2} \overline{\dot{w}_h}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon_h) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \varepsilon_h) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu_T}{\sigma_{T,ef}} + \frac{\mu}{Sc} \right) \frac{\partial \varepsilon_h}{\partial x_j} \right] + C_{P1} \frac{\varepsilon_h}{h_T^{n2}} P_h + C_{P2} \frac{\varepsilon_h}{K} P - C_{D1} \bar{\rho} \frac{\varepsilon_h^2}{h_T^{n2}} - C_{D2} \bar{\rho} \frac{\varepsilon}{K} \varepsilon_h + C_{W1} \frac{\varepsilon_h}{h_T^{n2}} \overline{h_T^{n2} \dot{w}_h}$$

2.4. Скорость образования компонента в результате химических реакций складывается из скоростей всех реакций, в которых он участвует:

$$\dot{w}_s = M_s \sum_{k=1}^K (v''_{k,s} - v'_{k,s}) R_k$$

Скорость химической реакции определяется по формуле

$$R_k = \left(F_k \prod_{s=1}^{N_c} [I_s]^{v'_{k,s}} - B_k \prod_{s=1}^{N_c} [I_s]^{v''_{k,s}} \right)$$

где F_k, B_k - коэффициенты скоростей реакций, зависящие от температуры.

Для реакций горения водорода используется система реакций Коннэра. Если в пламени присутствуют CO и CO₂, к системе добавляются реакции с их участием.

Скорость образования химического компонента в общем случае является функцией плотности, температуры и концентраций компонентов:

$$\dot{w}_s = \dot{w}_s(\rho, T, C_1, \dots, C_{N_c})$$

Эта функция существенно нелинейна относительно своих аргументов. На самом деле средняя скорость реакций зависит не только от средних значений газодинамических параметров, но и существенным образом от пульсаций этих величин. В данной работе для расчета осредненной скорости образования

компонентов используется подход, основанный на функции распределения плотности вероятностей (ФРПВ):

$$\bar{w}_s = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^1 \dots \int_0^1 \dot{w}_s(\rho, T, C_1, \dots, C_{N_c}) P(\rho, T, C_1, \dots, C_{N_c}) d\rho dT dC_1, \dots, dC_{N_c} \quad (18)$$

Используем следующие допущения:

1) Функция распределения плотности вероятностей $P(\rho, T, C_1, \dots, C_{N_c})$ может быть представлена в виде произведения 3-х независимых функций:

$$P(\rho, T, C_1, \dots, C_{N_c}) = P_{\rho}(\rho) \cdot P_T(T) \cdot P_C(C_1, \dots, C_{N_c}) \quad (19)$$

2) Структура функции распределения вероятностей представляется произведением следующих известных зависимостей: функция плотности газа $P_{\rho}(\rho)$ представляется дельта-функцией (функцией Дирака); для температуры в данной работе использовалось нормальное распределение (распределение Гаусса); для концентраций компонентов использовалась многомерная бета-функция.

Нормальное распределение для температуры имеет вид:

$$P_T(T) = \frac{1}{\sqrt{2\pi T^{\prime\prime 2}}} \exp\left[-\frac{(T-T)^2}{2T^{\prime\prime 2}}\right] \left[H(T-T_{\min}) - H(T-T_{\max}) \right] + A_1 \delta(T-T_{\min}) + A_2 \delta(T-T_{\max}), \quad (20)$$

где H - функция Хевисайда (кусочно-постоянная функция, равная нулю для отрицательных значений аргумента и единице - для положительных), коэффициенты A_1, A_2 учитывают площадь отрезанных частей ФРПВ:

$$A_1 = \int_{-\infty}^{T_{\min}} \frac{1}{\sqrt{2\pi T^{\prime\prime 2}}} \exp\left[-\frac{(T-T)^2}{2T^{\prime\prime 2}}\right] dT, \quad A_2 = \int_{T_{\max}}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi T^{\prime\prime 2}}} \exp\left[-\frac{(T-T)^2}{2T^{\prime\prime 2}}\right] dT \quad (21)$$

Среднее значения этой функции, и ее дисперсия определяются формулами:

$$\tilde{\theta} = \frac{T - T_{\min}}{T_{\max} - T_{\min}}, \quad \theta^{\prime\prime 2} = \frac{T^{\prime\prime 2}}{(T_{\max} - T_{\min})^2} \quad (22)$$

Многомерная бета функция распределения вероятностей для концентраций компонентов имеет вид:

$$P_C(C_1, \dots, C_{N_c}) = \frac{\Gamma(\beta_1 + \beta_2 + \dots + \beta_{N_c})}{\Gamma(\beta_1) \cdot \Gamma(\beta_2) \cdot \dots \cdot \Gamma(\beta_{N_c})} C_1^{\beta_1-1} \cdot C_2^{\beta_2-1} \cdot \dots \cdot C_{N_c}^{\beta_{N_c}-1} \delta(1-S) \quad (23)$$

$$\text{где } S = \sum_{m=1}^{N_c} C_m, \quad \beta_m = C_m \left(\frac{1-S_C}{\sigma_C} - 1 \right), \quad S_C = \sum_{m=1}^{N_c} (C_m)^2, \quad \sigma_C = \sum_{m=1}^{N_c} C_m^2$$

Дисперсии и ковариации для многомерной бета функции распределения определяются по формулам:

$$\overline{C_m C_n} = \begin{cases} \sigma_C \frac{-C_m C_n}{1-S_C}, & m \neq n \\ \sigma_C \frac{C_m (1-C_n)}{1-S_C}, & m = n \end{cases} \quad (24)$$

2.5. Для расчета многофазных течений в работе рассмотрен способ математического моделирования многофазных потоков с учетом кристаллизации твердой фазы, имеющий следующие особенности:

1) Математическая модель включает в себя уравнения сохранения для газа и для частиц, а именно – уравнения сохранения массы, количества движения, полной энергии. Для частиц дополнительно решается уравнение для относительного радиуса кристаллизации.

2) Уравнения для газа и для твердых частиц записываются в комплексной постановке Лагранжа-Эйлера (модели траекторий - двухжидкостной модели).

3) Учитывается взаимное влияние газа и частиц.

4) Решение уравнений для газа и для частиц происходит совместно в единой системе.

Полидисперсная смесь частиц представляется в виде набора L групп частиц, каждая из которых характеризуется значениями радиуса r_α , плотности $\rho_\alpha = n_\alpha \cdot m_\alpha$, компонент скорости $u_{\alpha,j}$ и температуры T_α . Здесь n_α - концентрация частиц; m_α - масса одной частицы. Предполагается, что частицы имеют сферическую форму, химически инертны по отношению к газовой фазе и не взаимодействуют между собой.

Для каждой группы частиц ($\alpha=1,2,\dots,L$) уравнения, описывающие движение частиц, включают в себя уравнение неразрывности, уравнение сохранения количества движения и уравнение сохранения энергии.

2.6. Для колебательно неравновесных течений использовался подход, основанный на модели гармонического осциллятора и дополнительных уравнениях для колебательных энергий.

В Разделе 3 была проведена апробация предложенной модели, учитывающей влияние сжимаемости, термическую и химическую неравновесности, а так же переменные значения турбулентных чисел Прандтля/Шмидта. Апробация проводилась путем моделирования различных экспериментов, и сопоставлением с экспериментальными данными.

Первый тест посвящен проверке используемой модели турбулентности для расчета струй, у которых температура, плотность и давление на срезе сопла совпадают с соответствующими параметрами в окружающем пространстве.

На рисунке 1 представлено изменение скорости вдоль оси струи при различных значениях числа Маха M_a . Результаты расчета (кривые 3, 4) сопоставляются с экспериментальными данными. С ростом числа Маха на срезе сопла замедляется интенсивность турбулентного смешения и увеличивается длина струи.

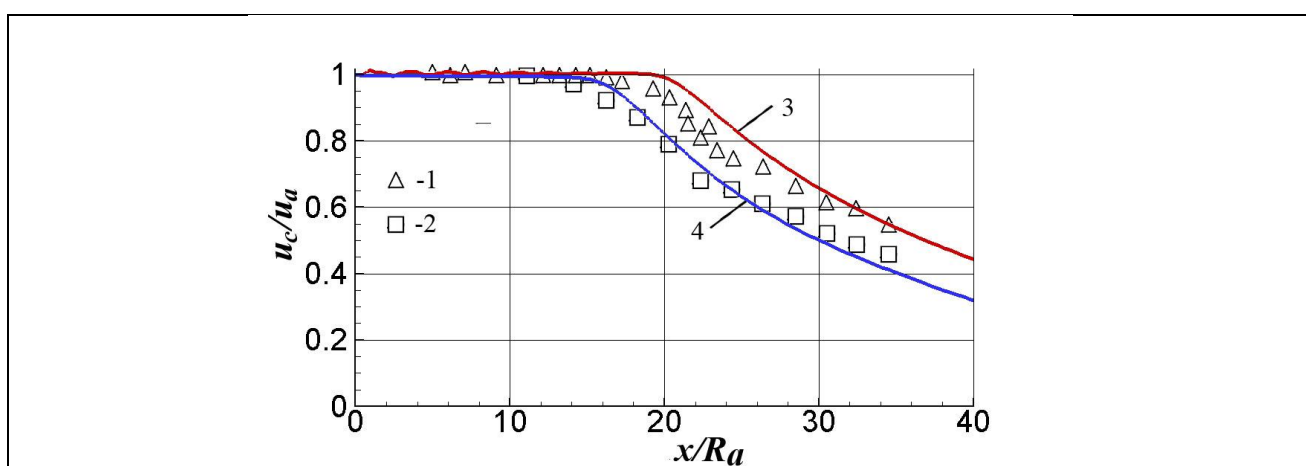


Рисунок 1. Распределение безразмерной скорости u_c/u_a вдоль оси струи при различных значениях числа Маха на срезе сопла.

1 - $M_a = 0.9$; 2 - $M_a = 1.37$ - эксперимент Lau и др.; 3 - $M_a = 0.9$; 4 - $M_a = 1.37$ - расчет.

Целью второго теста является расчет струи продуктов сгорания, истекающие из модельных двигателей через сужающие звуковые сопла. Основными чертами таких струй является сравнительно высокая степень нерасчетности (~ 10) и наличие ярко выраженного центрального скачка уплотнения (диска Маха).

Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными, полученными на двух модельных двигателях: керосин-воздушном и водород-воздушном.

В первом эксперименте в камеру сгорания подаются воздух и жидкий керосин при комнатной температуре. Давление и температура в камере сгорания составляют соответственно $p_0 \approx 27 \cdot 10^5 \text{ Pa}$; $T_0 \approx 1950 \text{ K}$. Истечение в атмосферу происходит через профилированное звуковое сопло – см. рис. 2., обеспечивающее равномерный профиль скорости на срезе сопла.

В эксперименте проводилось измерение скорости с помощью метода PIV (Particles Image Velocimetry).

Окружающее пространство – воздух при нормальных условиях.

На рисунке 3 представлена расчетная и экспериментальная структура струи. На основе анализа мгновенных PIV снимков можно определить положение основных характерных областей струи: диска Маха, висячего скачка, отраженного скачка и т.д. То же самое получается на основе картины поля скоростей, полученного в расчете. Сопоставление этих данных показывает, что результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментом.

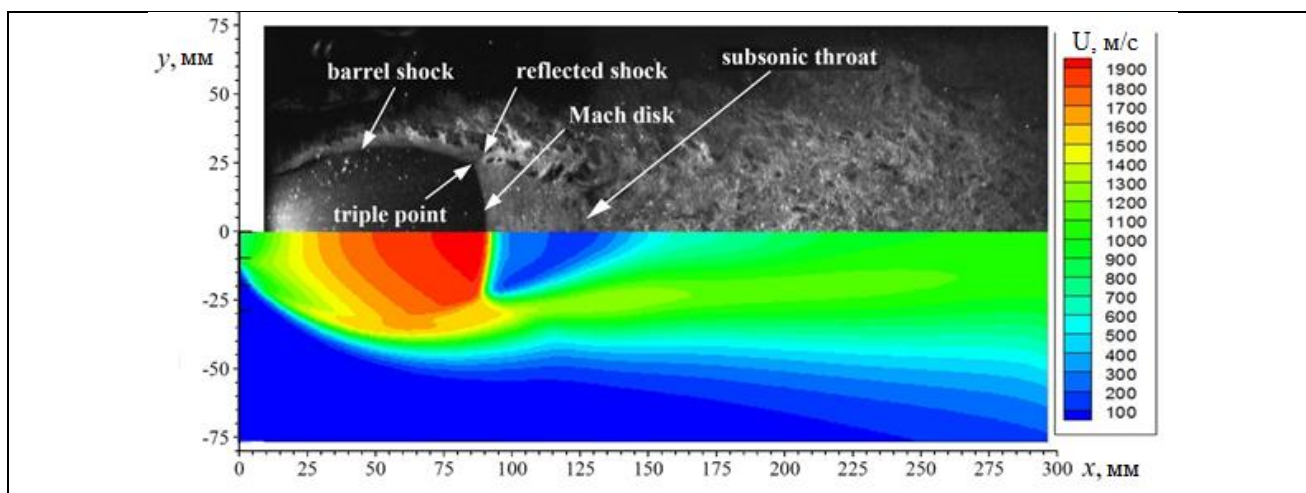


Рисунок 3. Структура струи, визуализированная на основе мгновенных PIV снимков, (верхняя половина) и полученное в результате расчетов поле скоростей (нижняя половина).

На рисунках 4 и 5 показаны полученные в результате расчета продольные и поперечные профили скорости и их сравнение с экспериментальными данными.

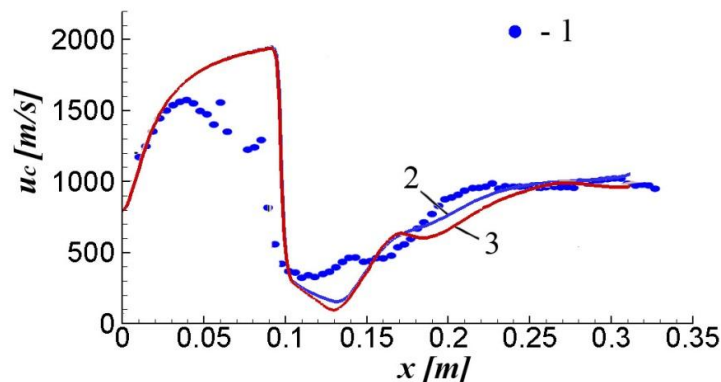


Рисунок 4. Распределение скорости вдоль оси струи $u_a = 792 \text{ m/s}$; $T_a = 1720 \text{ K}$; $p_a / p_e = 14.77$

1 – эксперимент Chauveau и др.; 2 – расчет по данной методике без учета поправки на сжимаемость); 3 – расчет по данной методике с учетом поправки на сжимаемость

Это сравнение показывает неплохое совпадение результатов расчета и экспериментальных данных во всей области течения за исключением окрестности диска Маха. Сами авторы эксперимента объясняют, что в районе диска Маха метод измерения PIV имеет большую погрешность из-за того, что при больших значениях числа Маха и низко плотности частицы просто не успевают сравняться по своим параметрам с параметрами газа, и их скорость может сильно отличаться от скорости газа.

Целью третьего теста является проверка возможностей используемой модели турбулентности для изучения поведения холодной сверхзвуковой струи кислорода в высокотемпературном поле, т.е. для исследования течения с большими перепадами плотности и температуры.

С этой целью проведены расчеты струи со следующими параметрами:

$$u_a = 451 \text{ m/s}; \quad T_a = 190 \text{ K}; \quad p_a = 10^5 \text{ Pa}, \quad \text{рабочее тело} - \text{O}_2, \quad \text{радиус среза сопла:} \\ R_a = 9.2 \text{ mm}$$

Рассматривалось 3 варианта параметров окружающего пространства:

T_e [K]	% O_2	% N_2	% CO_2
285	54	46	0
772	85	9	6
1002	88	3	9

Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными Sumi и др. Эта работа посвящена исследованию струй кислорода в сталелитейной

промышленности, и в ней проводилось измерения скорости потока, температуры и концентраций некоторых компонентов.

На рисунке 5. показано влияние учета переменнойности числа Прандтля на результаты расчета.

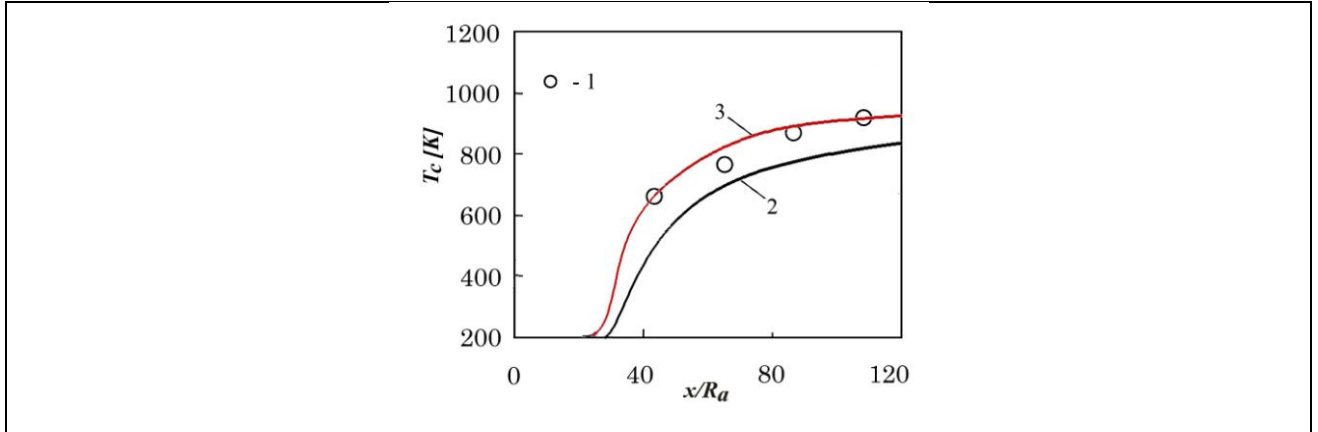


Рисунок 5. Распределение температуры вдоль оси струи кислорода при $T_e = 1002 K$. 1 – эксперимент Sumi и др.; 2 – расчет при постоянном значении $Pr_T = 0.7$; 3 - расчет при переменном значении $Pr_T = var$

В четвертом тесте предложенная методика использовалась для расчета эксперимента Эванса. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 6.

Важным результатом моделирования является то, что при использовании «турбулентной химии» воспламенение происходит выше по потоку, чем при «ламинарной химии» (см. рис. 7).

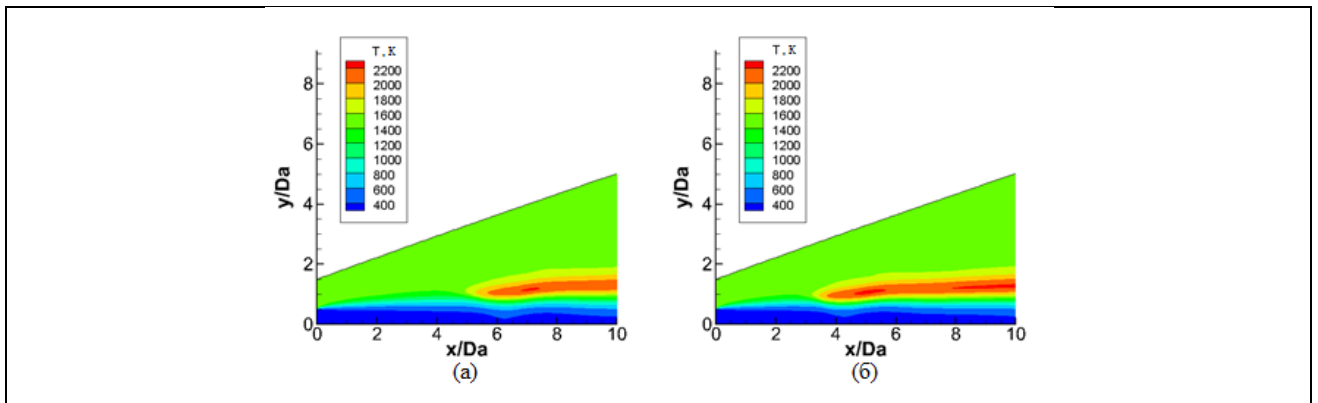


Рисунок 7. Пространственное распределение температуры: (а) - при использовании "ламинарной химии"; (б)- при использовании "турбулентной химии".

Большой интерес представляет процесс взаимодействия недогоревших продуктов сгорания двигателей ЛА с кислородом воздуха при истечении в

атмосферу. В струях, истекающих из сопла, содержится достаточно большое количество H_2 и CO , которые могут активно догорать в воздухе.

В качестве примера рассмотрена струя со следующими параметрами на срезе сопла:

Параметры на срезе сопла

T_a , К	U_a , м/с	R_a , м	P_a , Па	H_2	H_2O	CO	CO_2	N_2
1330	2500	1.0	$0.7e5$	0.05	0.4	0.05	0.15	0.35

Рассматривалось 5 высот: 25км (скорость внешнего потока 775 м/с), 30км (960 м/с), 33км (1100 м/с), 35км (1200 м/с), 37км (1300 м/с).

На рисунке 8 представлено осевое изменение температуры на высоте 25 км. На этой высоте расчеты с использованием "ламинарной химией" и с "турбулентной химией" практически совпадают, поэтому на рисунке показаны результаты только с "турбулентной химией".

Очевидно, что при использовании модели, учитывающей влияние высокоскоростной сжимаемости, струя получается длиннее, чем при использовании стандартной $K-\epsilon$ модели. Максимум температуры, связанный с догоранием, смещается вниз по потоку.

С увеличением длины слоя смешения, увеличивается число Дамкёлера, горение усиливается, поэтому максимальная температура у длинной струи несколько выше, чем у короткой (сравните кривые 1 и 2 рисунка 8).

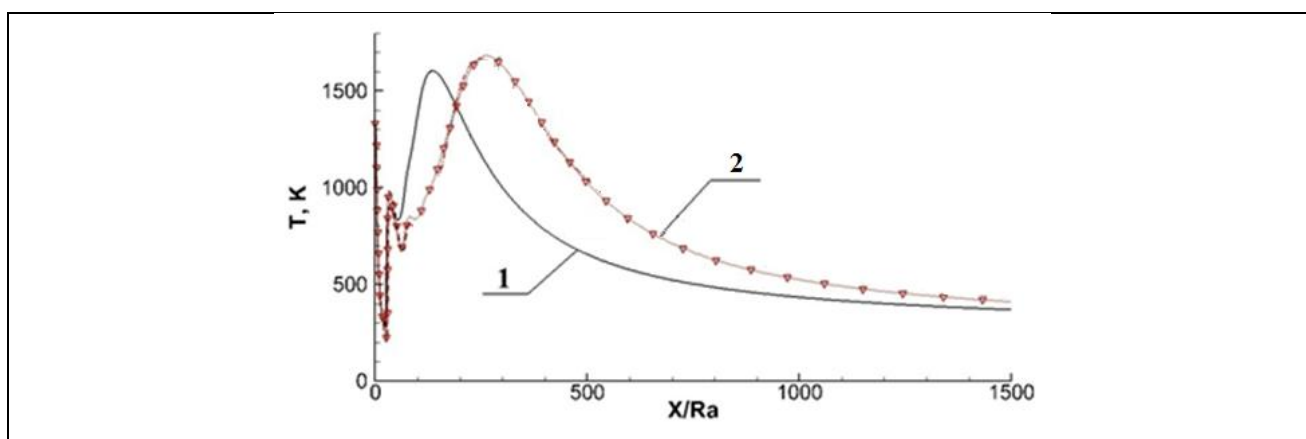


Рисунок 8. Распределение температуры вдоль оси струи на высоте 25 км при расчете с использованием различных моделей турбулентности: 1 - $K-\epsilon$; 2 – SST cc2.

Аналогичные результаты получаются при расчете струи на высоте 30 км (см. рисунок 9).

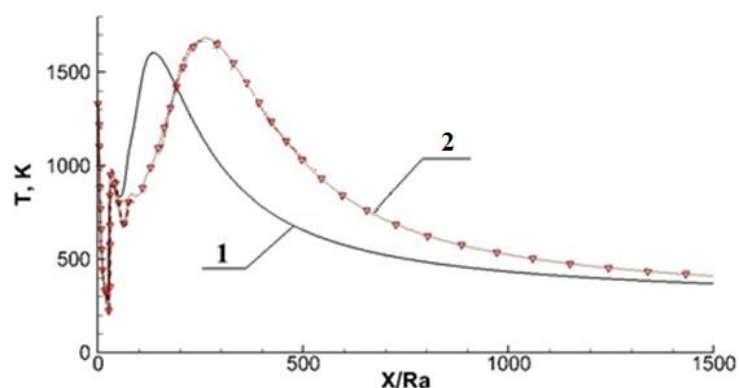


Рисунок 9. Распределение температуры вдоль оси струи на высоте 30 км при расчете с использованием различных моделей турбулентности: 1 - $K-\epsilon$; 2 - SST cc2;. Расчет с использованием "турбулентной химии"

Расчеты с использованием "ламинарной химии" и "турбулентной химии" дают очень близкие результаты.

На высоте 37 км течение в струе является фактически замороженным для всех моделей турбулентности (см. рис. 10), и результаты расчетов с использованием "ламинарной химии" и "турбулентной химии" практически совпадают; поэтому на рисунке представлены результаты только с использованием последней. Для наглядности на рисунке 11 показаны результаты расчетов с использованием обеих моделей "химии" с моделью турбулентности SST cc2.

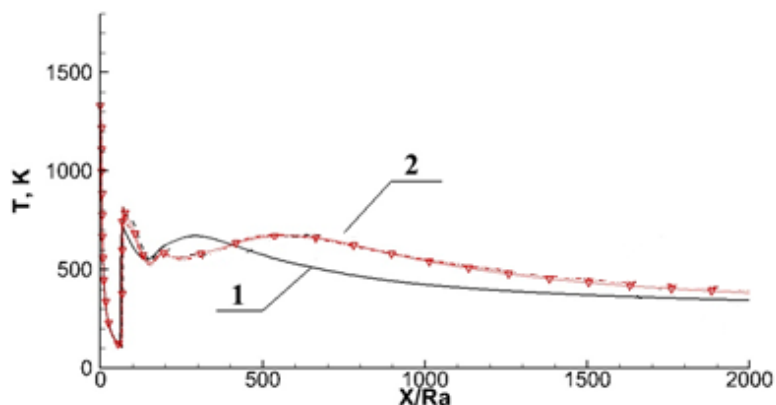


Рисунок 10. Распределение температуры вдоль оси струи на высоте 37 км при расчете с использованием различных моделей турбулентности: 1 - $K-\epsilon$; 2 - SST cc2.

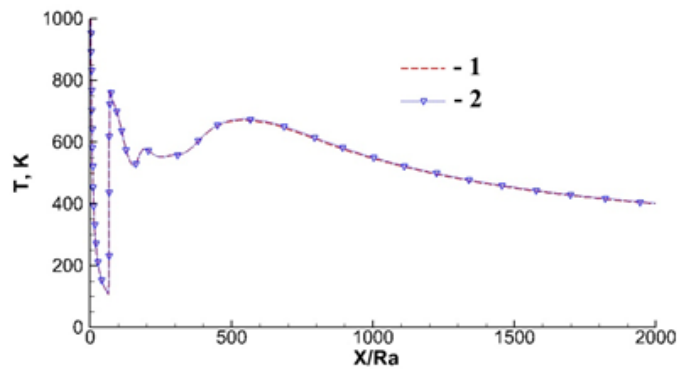


Рисунок 11. Распределение температуры вдоль оси струи на высоте 37 км при расчете с использованием *K-εсс2* модели турбулентности: 1 - расчет с использованием "ламинарной химии"; 2 - "турбулентной химии"

Проведены серии контрольных расчетов и сравнение с имеющимися экспериментальными данными, которое показало удовлетворительное совпадение.

В Разделе 4 было проведено параметрическое исследование типичных ракетных двигателей.

Проведен расчет струи следующего типичного жидкостного ракетного двигателя. Параметры двигателя на срезе и условия внешнего потока представлены в таблице ниже:

Параметры на срезе										
Скорость, м/с					2868.0					
Давление, Па					74275					
Температура, К					1917.0					
Угол на выходе, рад					0.17453					
Радиус, м ²					1.0 (для высот ниже 60 км) 0.5 (для высот выше 60 км)					
Состав, мольные доли										
O ₂	CO	H	O	OH	NO	H ₂	H ₂ O	CO ₂	N ₂	
.1631e-5	.08372e-0	.2406e-3	.5037e-6	.1521e-3	.1058e-4	.05415e-0	.4053e-0	.1461e-0	.3103e-0	
Условия внешнего потока										
Высота полета, км				30	50	70	100			
Число Маха				5	7	9	10			

Полученные результаты представлены ниже. Осевая температура, для трех вариантов кинетики (замороженная, упрощенная и полная схемы горения водорода):

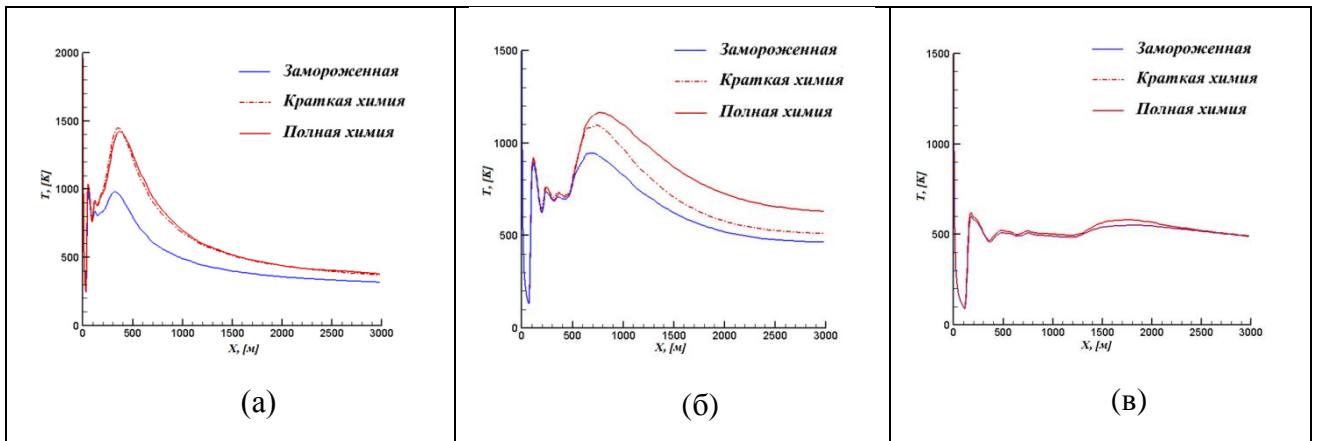


Рисунок 15. Жидкое топливо, осевая температура.

(а) – высота полета 30 км; (б) – высота полета 40 км; (в) – высота полета 50 км.

Очевидно, что учет полной системы реакций горения водорода важен на переходных режимах (при срыве догорания). При установившемся горении результаты расчета с использованием упрощенной и полной химии практически совпадают.

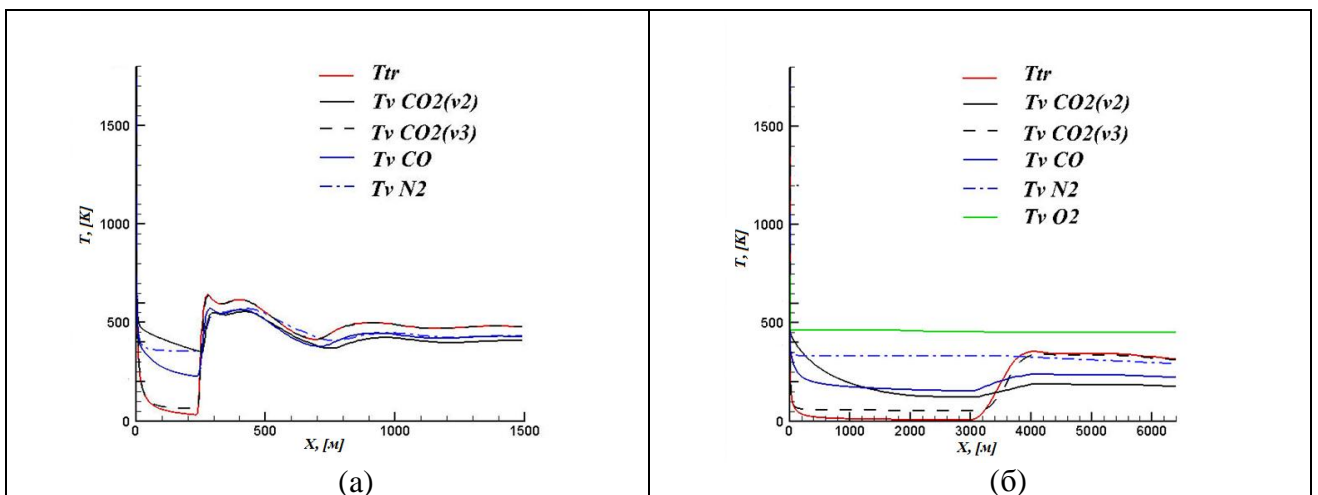


Рисунок 16. Жидкое топливо. Осевые температуры: T_{tr} - поступательно-вращательная и T_v - колебательные температуры различных мод (а) – высота 70 км; (б) – высота 100 км.

Отличие колебательных температур от поступательно-вращательной усиливается с ростом высоты полета. На высотах ниже ~ 50 релаксация практически отсутствует.

Колебательные моды CO, CO₂(v₂), CO₂(v₃), N₂ и O₂ сильно отстают от поступательно-вращательной температуры.

Так же проведен расчет струи следующего типичного ракетного двигателя на твердом топливе.

Параметры на срезе				
Скорость, м/с	Давление, Па	Температура, К	Угол на выходе, рад	Радиус, м ²
2987.0	15081	1656.0	0.17453	0.43

Параметры частиц:

Радиусы частиц, мкм	0.471E-6	0.746E-6	1.228E-6	1.627E-6	2.214E-6
	3.039E-6	4.084E-6	4.476E-6	5.000E-6	5.390E-6
Доля расхода	0.0141	0.0582	0.1492	0.2356	0.3631
	0.5185	0.6490	0.7512	0.8871	1.0
Скорость частиц, м/с	2968.	2950.	2910.	2875.	2824.
	2758.	2683.	2659.	2628.	2603.
Температура, К	1712.	1742.	1792.	1830.	1880.
	1944.	2016.	2038.	2068.	2091.

Условия внешнего потока аналогичны таковым из предыдущего теста.

Температуры частиц, различного диаметра, на различных высотах, приведена на рисунке 25.

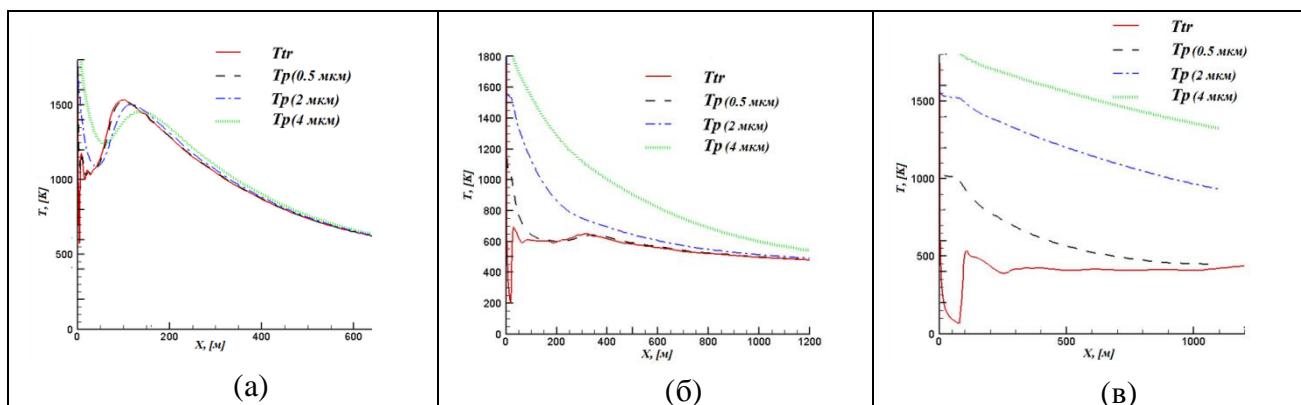


Рисунок 17. Твердое топливо. Осевые температуры: T_{tr} - поступательно-вращательная и T_p - температуры частиц различного размера. (а) – высота 30 км; (б) – высота 50 км; (в) – высота 70 км.

Проведены расчеты газодинамических и теплофизических характеристик типичных ракетных двигателей. В результате расчетов получены:

- распределение поступательно-вращательной температуры, давления, концентраций химических компонентов и колебательных температур для различных энергетических мод в струях.

- показано, что учет полной системы реакций горения водорода важен на переходных режимах (при срыве догорания). При установившемся горении

результаты расчета с использованием упрощенной и полной химии практически совпадают.

- колебательные моды CO, CO₂(v2), CO₂(v3), N₂ и O₂ сильно отстают от поступательно-вращательной температуры. Все моды воды в рассмотренном диапазоне высот полета практически совпадают с T_{tr}

Заключение

В диссертационной работе решена важная научная и практическая задача: разработана комплексная модель течения струи с химической и термической неравновесностью. Рассмотрено влияние твердой фазы на процессы в факеле ракетного двигателя. Разработанная модель была реализована в компьютерной программе и проведена её валидация на основе ряда экспериментов.

Наиболее важные результаты, полученные в диссертации:

1. Предложена модификация SST модели турбулентности с учетом влияния высокоскоростной сжимаемости. Учет сжимаемости показал увеличение длины факела ракетного двигателя.

2. Показано, что учет воздействия турбулентных пульсаций на горение проявляется, преимущественно, в задачах воспламенения горючего и срыва догорания в факеле ракетного двигателя. В случае развитого горения влияние турбулентности на химические реакции снижено.

3. Предложена модель воздействия горения на турбулентный перенос энергии и химических компонентов, для расчета которых получены дополнительные уравнения переноса дисперсий энтальпии и концентраций и их диссипаций. Показано, что результаты расчета полей температуры и концентраций при таком подходе могут существенно отличаться от расчетов с использованием постоянных значений турбулентных чисел Прандтля/Шмидта.

4. Показано, что термическая неравновесность проявляется только на высотах более 50 км. С ростом высоты увеличивается различие поступательно-вращательных и колебательных температур различных мод.

5. Проанализирован характер движения частиц твердой фазы в факелах РДТТ на высотах полета от 30 до 100 км для различных размеров частиц от 1 до 6 мкм. Показано, что отставание частиц от газа начинает проявляться уже на высоте 30 км и к высоте 100 км ставится весьма существенным. На средних высотах для мелких частиц наблюдается образование "кожуха" - большая часть частиц сосредоточена на периферии струи. На больших высотах частицы практически не взаимодействуют с газом и разлетаются по прямым траекториям.

Список публикаций по теме диссертации

Публикации в рецензируемых научных изданиях:

1. Молчанов А. М., Тушканов А. С. Расчет излучения от факела ракетного двигателя с использованием метода k-распределения // Тепловые процессы в технике. 2017. Т.10, №9. С. 392–396.

2. Молчанов А.М., Янышев Д.С., Тушканов А.С. Влияние турбулентности на скорости химических реакций // Тепловые процессы в технике. 2019. Т.11, №2. С. 61–68.

Другие публикации:

3. Молчанов А.М., Янышев Д.С., Тушканов А.С. Влияние турбулентности на скорости химических реакций в высокоскоростных потоках // Видеосеминар по аэромеханике ЦАГИ-ИТПМ СО РАН-СПбПУ-НИИМ МГУ-ОИВТ РАН, 05.09.2017 <http://www.tsagi.ru/pressroom/events/seminars/videoseminar-aeromekh/05.09.2017/> (дата обращения 04.10.2019).