

Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университетінің хабаршысы. Математика.  
Компьютерлік ғылымдар. Механика сериясы, 2021, том 134, №1, 6-18 беттер  
<http://bulmathmc.enu.kz>, E-mail: vest\_math@enu.kz

IRSTI: 27.35.14, 27.35.17, 27.35.45, 27.35.47

В.А. Левин<sup>1</sup>, Н.Е. Афолина<sup>1</sup>, В.Г. Громов<sup>1</sup>, И.С. Мануйлович<sup>1</sup>, В.В. Марков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup> Математический институт им. В.А. Стеклова РАН, Москва, Россия  
(E-mail: afonina@imec.msu.ru)

### Стабилизация горения керосино-воздушной смеси инъекцией водорода<sup>1</sup>

**Аннотация:** На летательных аппаратах при высоких скоростях полета в настоящее время наибольший интерес представляет прямоточный воздушно-реактивный двигатель (ПВРД), эффективность которого может быть повышена при использовании технологии термохимической конверсии топлива (ТКТ). Некоторые аспекты работы такого двигателя можно смоделировать численно. В настоящей работе проведено исследование процессов в камере сгорания, и предложен метод стабилизации горения керосино-воздушной смеси посредством инъекции в прямоточную камеру сгорания молекулярного водорода. Изучено влияние на процесс горения температуры водорода, места расположения и размера области массоподвода. Для теоретического исследования применена соответствующая численная технология на основе уравнений Навье-Стокса с использованием модели турбулентности Спаларта-Аллмареса, реализованная в комплексе компьютерных программ, разработанных в НИИ механики МГУ. При численном моделировании решались две проблемы. Первая касалась условий воспламенения молекулярного водорода, подаваемого в проточный воспламенитель, а вторая - условий стабилизации горения керосино-воздушной смеси водородным пламенем. На основе результатов расчетов установлено, что процессу воспламенения способствует увеличение температуры водорода и мощности его инъекции. Меньшее влияние оказывает положение и размеры источника водорода. В процессе исследования методом вычислительного эксперимента выявлены характерные особенности структуры течения в канале, в том числе с образованием волны детонации, и показана возможность управления горением инъекцией водорода.

**Ключевые слова:** уравнения Навье-Стокса; газообразный керосин; камера сгорания

DOI: <https://doi.org/10.32523/2616-7182/2021-134-1-6-18>

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время повышение эффективности двигателей с реактивной тягой для современной авиационной, ракетной и космической техники связывается с использованием физико-химических процессов конверсии углеводородных топлив, с совершенствованием систем подачи окислителя и горючего, а также выходных тяговых устройств. Дело в том, что при прямом сжигании углеводородного топлива неизбежны значительные потери вследствие необратимого характера реакций горения. Термодинамически выгодной оказывается промежуточная паровая или углекислотная конверсия топлива, которая может быть проведена в условиях, близким к равновесным с последующим сжиганием

<sup>1</sup>Работа выполнена в соответствии с планами исследований НИИ механики МГУ (тема АААА-А19-119012990113-1) и МИАН

продуктов конверсии – водорода и монооксида углерода, окисление которых является менее необратимым процессом по сравнению с окислением углеводорода. Как показали исследования, на летательных аппаратах для высоких скоростей полета, наибольший интерес представляет прямоточный воздушно-реактивный двигатель (ПВРД). Область работы ПВРД по скорости и высоте полета может быть значительно расширена, а его эффективность повышена при использовании технологии термохимической конверсии топлива (ТКТ). Она позволяет улучшить кинетику горения топлива, перейти от жидкой к газовой схеме подвода топлива в камеру сгорания, что увеличивает импульс и КПД двигателя. Отличительной особенностью рабочего процесса в ПВРД с ТКТ является то, что часть воздуха из воздухозаборника тормозится до звуковой скорости и направляется в термохимический реактор, в который подается углеводород, нагревается и разлагается на так называемый синтез-газ, состоящий в основном из монооксида углерода и водорода. Он поступает в камеру сгорания и сгорает, смешавшись с воздухом. Возможна схема, когда используется автономный реактор, в который подается кислород, получаемый при специальном процессе. Для проведения численного исследования течения с использованием технологии ТКТ в модели камеры сгорания с проточным водородным стабилизатором пламени, в которой в качестве горючего использовался газообразный керосин [1], в НИИ механики МГУ разработана двумерная численная модель.

Для описания турбулентного течения в канале использованы осредненные по Фавру уравнения Навье-Стокса и модель турбулентности Спаларта-Аллмареса [2]. Генерация программ и локальных баз термодинамических данных осуществлена с помощью вычислительной системы NIGHTTEMP [3], разработанной в НИИ механики МГУ для проведения численного моделирования течений высокотемпературных газов. Технология NIGHTTEMP основана на комплексе программ численного интегрирования уравнений Навье-Стокса для различных моделей газовой среды, интегрированном с базами данных по термодинамическим, транспортным и кинетическим свойствам индивидуальных газов и газовых смесей. Высокая эффективность и высокая степень надежности такого подхода подтверждена решением широкого круга прикладных задач [3, 4].

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

### 2.1. Модель газовой среды.

- газ рассматривается как реагирующая смесь вязких совершенных газов;
- турбулентное течение описывается осредненными по Фавру [5] давлением  $p$ , вектором скорости  $\vec{u}$ , мольными концентрациями компонентов  $X_i$ ,  $i = 1, \dots, N$ , и температурой  $T$ ;
- корреляциями пульсаций температуры и химического состава пренебрегается;
- используется приближение Буссинеска для описания турбулентных потоков и однопараметрическая модель Спаларта-Аллмареса для вычислений турбулентных коэффициентов переноса.

Уравнение состояния имеет вид:  $p = \rho R_u T / M$ , где  $\rho$  - плотность,  $R_u$  - универсальная газовая постоянная,  $M$  - средняя молекулярная масса смеси, которая выражается через молекулярные массы компонентов смеси  $M_i$  как  $M = \sum_{i=1}^N M_i X_i$ .

Мольная теплоемкость при постоянном давлении  $c_{pi}$  и энтальпия  $h_i$  компонента  $i$  определяются через сумму по состояниям  $Q_i(T)$  на единицу объема:

$$c_{pi}(T) = \frac{\partial h_i}{\partial T}, h_i(T) = h^0 + R_u T^2 \frac{\partial \ln(Q_i V_m)}{\partial T},$$

где  $h_i^0$  - теплота образования компонента  $i$  и  $V_m = R_u T / p$  - мольный объем.

В принятой газофазной модели вычисление термодинамических функций основано на следующей аппроксимации зависимости  $c_{pi}$  от температуры  $T$ :

$$c_{pi}(T) = \frac{a_{-2,i}}{T^2} + \sum_{k=0}^5 a_{k,i} T^k \text{ для } T_{1,i} \leq T \leq T_{2,i},$$

$$\begin{aligned} c_{pi}(T) &= c_{pi}(T_{1,i}) \text{ для } T_{1,i} \geq T, \\ c_{pi}(T) &= c_{pi}(T_{2,i}) \text{ для } T_{2,i} \leq T, \end{aligned}$$

где коэффициенты  $a_{k,i}$  определяются путем интерполяции известных табличных данных в диапазоне температур  $T_{1,i} \leq T \leq T_{2,i}$  (Табл. 1). Аппроксимационные формулы для  $h_i(T)$  и  $Q_i(T)$  находятся последовательным интегрированием выражений для  $c_{p,i}(T)$  по температуре с использованием в качестве констант интегрирования табличных значений  $h_i$  и  $Q_i(p, T)$  при некоторой фиксированной температуре  $T = T^*$ . Согласно закону действующих масс мольная скорость  $j$ -ой реакции

$$\sum_i \nu_{ji}[A_j] \Leftrightarrow \sum_i \nu'_{ji}[A_j],$$

где  $\nu_{ji}$ ,  $\nu'_{ji}$  - стехиометрические коэффициенты, а  $[A_i]$  - символы химических веществ, определяется выражением:

$$\bar{\omega}_j = k_j^f \prod_{i=1}^N (\rho \gamma_i)^{\nu_{ji}} - k_j^r \prod_{i=1}^N (\rho \gamma_i)^{\nu'_{ji}},$$

где  $k_j^f$  и  $k_j^r$  - константы скоростей прямых и обратных реакций,  $\gamma_i$  - масс-мольные концентрации  $i$ -го компонента, определяемые как  $\gamma_i = X_i/M$ . Мольная скорость образования  $i$ -го компонента в единице объема во всех химических реакциях равна

$$\dot{\omega}_i = \sum_j (\nu'_{ji} - \nu_{ji}) \bar{\omega}_j.$$

Константа скорости реакции в прямом направлении задается в виде обобщенного закона Аррениуса

$$k_j^f = a_j T_j^{b_j} \exp(-E_j/T_j).$$

Константы скорости реакции в обратном направлении  $k_j^r$  определяются из условия детального равновесия:

$$k_j^f \prod_{i=1}^N (Q_i \exp(-h_i^0/R_u T))^{\nu_{ji}} - k_j^r \prod_{i=1}^N (Q_i \exp(-h_i^0/R_u T))^{\nu'_{ji}} = 0$$

Мольные диффузионные потоки  $\vec{K}_{M,i}$  определяются из соотношений Стефана-Максвелла [6]:

$$\sum_{j=1}^N \bar{M} d_{ij} (\gamma_i \vec{K}_{M,j} - \gamma_j \vec{K}_{M,i}) = \frac{\partial \gamma_i M}{\partial \vec{r}}, \quad i = 1, 2, \dots, N-1,$$

$$\sum_{j=1}^N \vec{K}_{M,j} M_j = 0,$$

где  $d_{ij} = M/\rho D_{ij}$ ,  $D_{ij}$  - коэффициенты бинарной диффузии.

Тензор вязких напряжений  $\hat{\tau}_M = (\vec{\tau}_{M,x}, \vec{\tau}_{M,y})^T$  (плотность «вязкого» потока импульса с обратным знаком) задается в виде

$$\hat{\tau}_M = 2\mu_M \hat{\varepsilon}, \quad \hat{\varepsilon} = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial \vec{u}}{\partial \vec{r}} \right) + \left( \frac{\partial \vec{u}}{\partial \vec{r}} \right)^T - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot \vec{u} \right) \hat{I} \right],$$

где  $\hat{\varepsilon}$  - тензор скоростей деформаций,  $\hat{I}$  - единичный тензор,  $\mu_M$  - коэффициент молекулярной вязкости. Молекулярный тепловой поток  $\vec{q}_M$  определяется из следующего соотношения:

$$\vec{q}_M = -\lambda_M \frac{\partial T}{\partial \vec{r}} + \sum_{i=1}^N \vec{K}_{M,i} h_i$$

где  $\lambda_M$  - коэффициент теплопроводности. Для вычисления коэффициентов вязкости газовой смеси и теплопроводности используются аппроксимационные зависимости типа Уилке-Васильевой [7]:

$$\mu_M = \sum_{i=1}^N M_i \gamma_i S_{c_i} D_i, \lambda_M = \sum_{i=1}^N \gamma_i [c_{p_i} + 2.5 R_u (1.5 S_{c_i} - 1)] D_i.$$

Здесь  $S_{c_i}(T) = \mu_i / \rho_i D_{ii}$  - число Шмидта  $i$ -го компонента, вычисленное по значениям коэффициента вязкости  $\mu_i$ , плотности  $\rho_i$  и коэффициенту самодиффузии  $D_{ii}$  этого компонента в чистом виде при температуре  $T$ ;  $D_i$  - коэффициент, определяемый соотношением

$$D_i = \frac{1}{\sum_{j=1}^N \gamma_j d_{ij}}.$$

Значения функций  $d_{ij}(T)$  и  $S_{c_i}(T)$  находятся по формулам:

$$d_{ij}(T) = 3.12 \cdot 10^5 \frac{\bar{\Omega}_{ij}^{(1.1)}(T) \sqrt{2M_i M_j}}{\sqrt{T(M_i + M_j)}}, S_{c_i}(T) = \frac{5\bar{\Omega}_{ii}^{(1.1)}(T)}{6\bar{\Omega}_{ii}^{(2.2)}(T)},$$

$$[d_{ij}] = \text{сек} \cdot \text{м} / \text{кмоль}, [\Omega] = \overset{\circ}{A}_2,$$

где  $\bar{\Omega}_{ii}^{(1.1)}(T)$  и  $\bar{\Omega}_{ii}^{(2.2)}(T)$  - так называемые интегралы столкновений диффузионного и вязкого типов соответственно. Значения интегралов столкновений определяются на основе данных о потенциале упругого взаимодействия частиц при столкновении. В настоящей работе для расчета потенциалов взаимодействия компонентов используется простая интерполяционная зависимость вида:

$$\bar{\Omega}_{ii}^{(1.1)}(T) = (a_{ij} + b_{ij} \ln T)^2,$$

в которой коэффициенты  $a_{ij}$  и  $b_{ij}$  находятся по заданным значениям интеграла столкновений при  $T_1 = 300K$  и  $T_2 = 3000K$ . Величины  $\bar{\Omega}_{ii}^{(1.1)}(T_k)$  определяются на основе двухпараметрического потенциала Леннард-Джонса (Табл. 2). Значения параметров потенциалов для пар одноименных частиц заимствуются из известных литературных источников. Параметры потенциалов взаимодействия разноименных частиц находятся по комбинаторным правилам [8]. При вычислении числа Шмидта  $S_{c_i}(T)$  здесь для всех компонентов полагается  $\bar{\Omega}_{ii}^{(2.2)}(T) = 1.1\bar{\Omega}_{ii}^{(1.1)}(T)$ .

Для описания турбулентного переноса используется модель, в которой тензор напряжений Рейнольдса  $\hat{\tau}_T$ , турбулентный тепловой поток  $\vec{q}_T$  и турбулентные диффузионные потоки  $\vec{K}_{T,i}$  в приближении Буссинеска записываются в виде:

$$\hat{\tau}_T = \mu_T \hat{\varepsilon}, \vec{q}_T = -\lambda_T \frac{\partial T}{\partial \vec{r}} + \sum_{i=1}^N \vec{K}_{T,i} h_i, \vec{K}_{T,i} = -\rho D_T \frac{\partial \gamma_i}{\partial \vec{r}}.$$

Турбулентная вязкость  $\mu_T$ , турбулентная теплопроводность  $\lambda_T$  и коэффициент турбулентной диффузии  $D_T$  выражаются через кинематический коэффициент турбулентной вязкости  $\nu_T$ :

$$\mu_T = \rho \nu_T, \nu_T = f_{\nu 1} \tilde{\nu}, f_{\nu 1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{\nu 1}^3}, \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu_M}, \lambda_T = \frac{\mu_T c_p}{Pr_T}, \rho D_T = \frac{\mu_T}{Sc_T}.$$

Предполагается, что турбулентные числа Прандтля и Шмидта равны единице:  $Pr_T = 1, Sc_T = 1$ . Значения коэффициента турбулентной вязкости  $\tilde{\nu}_T$  определяется из квазилинейного уравнения [9]

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \cdot \left( \vec{u} \tilde{\nu} - (\nu_M + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial \vec{r}} \right) = \omega_\nu, \text{ где } \omega_\nu = c_{b1} (1 - f_{t2}) \tilde{S} \tilde{\nu} - \left( c_{w1} f_w - \frac{c_{b1}}{\kappa^2} \right) \left( \frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 + c_{b2} \left( \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial \vec{r}} \cdot \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial \vec{r}} \right),$$

$$\tilde{S} = \Omega + f_{\nu 2} \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{\nu 2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{\nu 1}}, \Omega = |\text{rot} \vec{u}|,$$

$$f_w = g \left( \frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right)^{1/6}, g = r + c_{w2} (r^6 - r), r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2}$$

$$\sigma = 2/3, \kappa = 0.4, c_{b1} = 0.1355, c_{b2} = 0.622, c_{w1} = \frac{c_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + c_{b2}}{\sigma}, c_{w2} = 0.3, c_{w3} = 2.$$

2.2. Основные уравнения и метод численного интегрирования. Для принятой газофазной модели интегральная форма двумерных основных уравнений имеет вид:

$$\frac{d}{dt} \int_S U dS + \int_{\delta S} \vec{n} \cdot \vec{F} dl = \int_S \Omega dS,$$

где  $S$  – фиксированная контрольная область в плоскости  $(x, y)$ ,  $\delta S$  – граница области,  $\vec{n} = (n_x, n_y)$  – единичный вектор внешней нормали к  $\delta S$ ,  $U$  – набор консервативных переменных в единице объема,  $\vec{F} = \vec{F}^{inv} + \vec{F}^{vis}$  – сумма невязких и вязких потоков вектора  $U$  через границу области,  $\Omega$  представляет источники, а векторы задаются как:

$$U = \{\rho \gamma_1, \dots, \rho \gamma_N, \rho u, \rho v, \rho e_0\}^T;$$

$$\vec{F} = \left\{ \begin{array}{l} \rho \vec{u} \gamma_1 \\ \vdots \\ \rho \vec{u} \gamma_N \\ \rho \vec{u} u + p \vec{n} n_x \\ \rho \vec{u} v + p \vec{n} n_y \\ \rho \vec{u} h_0 \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} \vec{K}_1 \\ \vdots \\ \vec{K}_N \\ -\vec{\tau}_x \\ -\vec{\tau}_y \\ \vec{q}_h - u \vec{\tau}_x - v \vec{\tau}_y \end{array} \right\};$$

$$\Omega = \{\dot{\omega}_1 + b_1, \dots, \dot{\omega}_N + b_N, 0, 0, b_h\}^T.$$

Здесь  $u, v$  – компоненты вектора скорости  $\vec{u}$ ,  $e_0 = e + 0.5(\vec{u} \cdot \vec{u})$  – полная энергия единицы массы,  $h_0 = e_0 + p/\rho$  – полная энтальпия,  $b_i^E$  – скорость массопотока  $i$ -го компонента к единице объема,  $b_{tot}^E$  – мощность энергоподвода к единице объема,

$$\vec{\tau}_x = (\tau_{xx}, \tau_{xy}), \vec{\tau}_y = (\tau_{yx}, \tau_{yy}), \hat{\tau} = \hat{\tau}_M + \hat{\tau}_T = (\mu_M + \mu_T) \hat{\epsilon},$$

$$\vec{q}_h = \vec{q}_M + \vec{q}_T, \vec{K}_i = \vec{K}_{M,i} + \vec{K}_{T,i},$$

$$\vec{q}_k = -(\mu + \sigma_T^* \mu_T) \frac{\partial k}{\partial \vec{r}}, \vec{q}_\omega = -(\mu + \sigma_T^* \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial \vec{r}}, b_h = \sum_{i=1}^N h_i b_i$$

Приведенные выше уравнения решаются методом конечного объема на структурированной криволинейной сетке, ячейки которой построены пересечением двух наборов дискретных кривых. Система конечно-разностных уравнений состоит из разностных аналогов уравнений сохранения для четырехугольных ячеек, покрывающих расчетную область, и разностных аппроксимаций граничных условий. Этот метод позволяет приближенно определить значения искомой функции  $Z = \{p, u, v, \gamma_1, \dots, \gamma_N, T\}$  в центре каждой ячейки и в центре каждой стороны ячейки, лежащей на стенке. Невязкие потоки через стороны ячейки  $F_G^{inv}$  вычисляются на основе точного решения задачи Римана о распаде произвольного разрыва, где  $\mathfrak{R}$  – решение задачи Римана. Левые и правые граничные значения  $Z_G^L$  и  $Z_G^R$  находятся с помощью одномерной экстраполяции исходных переменных  $Z$  от центров ячеек к центрам их сторон. Численные значения вязких потоков через внутренние стороны ячеек  $F_G^{vis}$  определяются по центральным разностным формулам, а через стороны, лежащие на обтекаемой поверхности – по односторонним трехточечным формулам второго порядка точности.

Численное интегрирование уравнений по времени осуществляется с помощью одностадийной неявной схемы первого порядка точности. Решение разностных уравнений на каждой временной стадии проводится по двухслойной неявной итерационной схеме. При

построении неявного оператора итерационной схемы используется расщепление матриц Якоби от потоков на «±» аддитивные составляющие с последующей факторизацией. Приближенное обращение оператора осуществляется с помощью блочного варианта метода последовательной релаксации Гаусса-Зейделя в линиях с применением векторных прогонок для решения уравнений блока. Сходимость итераций контролируется по относительному изменению на очередной итерации одного из параметров течения (чаще всего плотности).

Квазилинейное уравнение для коэффициента турбулентной вязкости  $\tilde{\nu}$  аппроксимируется на той же разностной сетке с помощью противопоточной схемы второго порядка точности и решается в рамках общего итерационного процесса.

**2.3. Модель течения в камере сгорания.** На данном этапе исследования использовалась двумерная модель течения, в которой пренебрегается эффектами, связанными с зависимостью процесса от третьей координаты.

Инжекция водорода моделировалась локальным объемным источником массы и энергии заданной интенсивности и конфигурации, которые рассматривались как параметры. Модельная схема пилона показана на Рис. 1 и соответствует картине его горизонтального сечения в камере сгорания. Прямоугольником отмечена область инжекции водорода. Предполагалось, что инжекция газообразного керосина производится через стенки пилонов в направлении поперек потока.

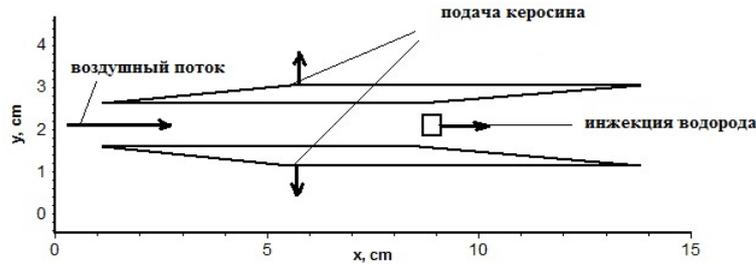


Рисунок 1 – Модельная схема пилона

**2.4. Кинетика газообразного керосина.** В численной модели газообразный керосин представлен в виде смеси двух компонентов – 41.7% парафиновой фракции и 58.3% нафтенной фракции, с одной химической формулой  $C_{12}H_{24}$  и одинаковыми термохимическими свойствами [1]. Различие фракций проявляется в скорости глобальной реакции окисления до  $CO$  и  $H_2$ . Газофазная модель включает 11 компонентов ( $C_{12}H_{24}$ -парафин,  $C_{12}H_{24}$ -нафтен,  $O$ ,  $H$ ,  $OH$ ,  $O_2$ ,  $H_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $N_2$ ), две глобальные реакции и 12 элементарных химических реакций (Табл. 3). Следует обратить внимание, что две глобальные реакции – парафиновая и нафтенная, по существу являются реакциями термохимической конверсии топлива (ТКТ), которая в рассматриваемой постановке происходит вместе с химическими превращениями ее продуктов и других промежуточных компонентов, участвующих в процессе горения. В этой связи имеет смысл в будущем провести виртуальный (вычислительный) эксперимент для оценки эффекта от ТКТ, в котором вместо газообразного керосина в воздушный поток будет подаваться синтез-газ – смесь водорода с окисью углерода.

$$\text{Скорость глобальной реакции} - \bar{\omega} = k_f p^{0.3} [C_{12}H_{24}]^{0.5} [O_2]$$

Скорость элементарных реакций определяется законом действующих масс.

Константы скорости реакций представляются в виде обобщенного закона Аррениуса  $k_f = AT^n \exp(-E/T)$ , моль, см, сек, атм.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В силу симметрии течения относительно горизонтальной линии, проходящей на равном расстоянии от пилонов, расчетная область включала только нижнюю половину области течения, показанной на рис. 1. Расчеты проводились на сетке, состоящей из четырех

Таблица 1 – Коэффициенты интерполяционных формул термодинамических функций компонентов термохимических моделей

Компонента	T1, K	T2, K	a-2	a-1	a0	a1
H	300	20000	7.7200E-19	2.5983E+00	2.5000E+00	-3.3843E-15
O	300	20000	8.7754E-05	2.9761E+00	2.5581E+00	-8.1644E-01
H <sub>2</sub>	300	20000	2.7945E-04	2.4101E-02	2.9446E+00	7.4018E+00
O <sub>2</sub>	300	20000	-3.9997E-04	-3.0752E-02	3.8610E+00	4.0101E+00
OH	300	20000	4.0806E-04	5.0363E-01	2.8792E+00	9.1635E+00
H <sub>2</sub> O	300	20000	2.9302E-04	-2.8452E+00	3.0631E+00	2.3133E+01
CO	300	20000	-3.2799E-05	-1.3696E+00	3.2831E+00	9.3389E+00
CO <sub>2</sub>	300	10000	-6.9345E-04	-4.7847E+00	4.3253E+00	3.5086E+01
C <sub>12</sub> H <sub>24</sub>	300	5000	-7.7775E-03	-4.4767E+00	1.7790E+01	9.6337E+02
N <sub>2</sub>	300	20000	6.1112E-05	6.8986E-03	3.1545E+00	1.0145E+01

Продолжение таблицы 1

Компонента	a2	a3	a4	a5	a6
H	1.7417E-14	-2.5769E-14	1.5079E-14	-3.0539E-15	2.0066E+01
O	3.3867E+00	-3.8014E+00	1.7459E+00	-2.9029E-01	2.5857E+01
H <sub>2</sub>	-8.2636E+00	2.6802E+00	-1.3048E-01	-2.9115E-02	2.3124E+01
O <sub>2</sub>	-2.6447E+00	-4.4614E-01	4.1103E-01	-1.0020E-02	3.3912E+01
OH	-1.5817E+01	1.2507E+01	-5.2511E+00	9.1158E-01	2.9347E+01
H <sub>2</sub> O	-4.4890E+01	4.1664E+01	-1.8533E+01	3.1039E+00	2.9895E+01
CO	-2.5122E+01	2.9188E+01	-1.2760E+01	1.7612E+00	3.1665E+01
CO <sub>2</sub>	-1.5491E+02	3.2619E+02	-3.1169E+02	1.1099E+02	3.5144E+01
C <sub>12</sub> H <sub>24</sub>	-4.9547E+03	1.4532E+04	-2.2495E+04	1.4113E+04	8.7856E+01
N <sub>2</sub>	-2.7328E+01	3.2146E+01	-1.4742E+01	2.2445E+00	3.0665E+01

Таблица 2 – Параметры потенциала Леннард-Джонса компонентов термохимических моделей

Компонента	$\sigma_{ii}$ , Å	$\epsilon_{ii}$ , K	Компонента	$\sigma_{ii}$ , Å	$\epsilon_{ii}$ , K
H	2.708	37.0	H <sub>2</sub> O	2.641	809.1
O	2.950	106.7	CO	3.690	91.7
H <sub>2</sub>	2.968	33.3	CO <sub>2</sub>	3.941	195.2
O <sub>2</sub>	3.467	106.7	C <sub>12</sub> H <sub>24</sub>	4.100	230.0
OH	3.147	79.8	N <sub>2</sub>	2.500	150.0

блоков с общим числом ячеек 92500. Узлы сетки сгущались вблизи обтекаемых поверхностей пилонов. Конфигурация расчетной области и расположение блоков показаны на Рис. 2.



Рисунок 2 – Конфигурация расчетной области и расположение блоков разностной сетки.

На входе в расчетную область были заданы условия в турбулентном сверхзвуковом воздушном потоке, соответствующие экспериментальным значениям параметров торможения  $P_0 = 24.67$  атм,  $T_0 = 1320$  К и числу Маха  $M = 2.8$ :

$$P_{in} = 0.909 \text{ атм}, T_{in} = 514 \text{ К}, C_{O_2}^{in} = 0.232, C_{N_2}^{in} = 0.768, \nu_T^{in} = 100 \nu_M^{in}(T_{in}, C_m^{in})$$

На нижней и верхней границах расчетной области использовались условия симметрии (прилипания) течения, а на выходной границе – «мягкие» граничные условия экстраполяционного типа, согласно которым параметры вытекающего через границу газа были равны параметрам потока в прилегающей к ней расчетной ячейке. Поверхность

Таблица 3 – Квазиглобальный механизм горения газообразного керосина

Реакция	A	n	E, K	Источник
<i>Глобальная парафиновая реакция</i>				
$C_{12}H_{24}_p + 6O_2 \rightarrow 12CO + 12H_2$	$3.89 \times 10^4$	1.0	12200	[1x]
<i>Глобальная нефтяная реакция</i>				
$C_{12}H_{24}_n + 6O_2 \rightarrow 12CO + 12H_2$	$2.31 \times 10^7$	1.0	19650	[1x]
<i>Константы скоростей реакций диссоциации</i>				
$M + O + O \rightleftharpoons O_2 + M$	$2.55 \times 10^{18}$	-1.0	0.	[7x, 8x]
$M + H + H \rightleftharpoons H_2 + M$	$5.00 \times 10^{15}$	0.0	0.	[7x, 8x]
$M + H + O \rightleftharpoons OH + M$	$1.00 \times 10^{16}$	0.0	0.	[7x, 8x]
$M + H + OH \rightleftharpoons H_2O + M$	$8.40 \times 10^{21}$	-2.0	0.	[7x, 8x]
$M + CO + O \rightleftharpoons CO_2 + M$	$6.00 \times 10^{13}$	0.0	0.	[7x, 8x]
<i>Константы скоростей реакций обмена</i>				
$H_2 + O_2 \rightleftharpoons OH + OH$	$1.70 \times 10^{13}$	0.	24070	[7, 8]
$OH + H_2 \rightleftharpoons H_2O + H$	$2.19 \times 10^{13}$	0.	2590	[7x, 8x]
$OH + OH \rightleftharpoons H_2O + O$	$6.02 \times 10^{12}$	0.	550	[7x, 8x]
$O + H_2 \rightleftharpoons H + OH$	$1.80 \times 10^{10}$	1.0	4480	[7x, 8x]
$H + O_2 \rightleftharpoons O + OH$	$1.22 \times 10^{17}$	-0.91	8369	[7x, 8x]
$CO + OH \rightleftharpoons H + CO_2$	$4.00 \times 10^{12}$	1.0	4030	[7x, 8x]
$CO + O_2 \rightleftharpoons O + CO_2$	$3.00 \times 10^{12}$	1.0	25000	[7x, 8x]

пилонов (кроме участка подачи керосина) считалась непроницаемой, химически нейтральной и охлаждаемой с температурой  $T_w=300K$ . Предполагалось, что через участок поверхности пилонов  $5.532 < x < 5.632$  см осуществляется вдув газообразного керосина с постоянным суммарным расходом  $F_{inj}^{ker} = \rho p / (см\ сек)$ , температурой  $T_{inj} = 300K$  и  $\tilde{y}_T^{inj} = 0$ .

Как уже говорилось, инжекция водорода в поток имитировалась локальным объемным источником массы и энергии, расположенным на линии симметрии между пилонами. Температуры инжектируемого водорода  $H_2$  варьировалась в пределах от 1000 до 2000K. Мощность источника  $Q_{H_2}$  менялась в пределах 5.5- 22 г/см сек. Источник занимал несколько соседних ячеек разностной сетки, имел форму прямоугольника и располагался на различном расстоянии от уступа пилонов.

Перечень рассмотренных вариантов расчетов приведен в табл. 4. Кроме параметров источника водорода в таблице даны полученные в расчетах коэффициенты сгорания инжектируемого водорода и инжектируемого газообразного керосина  $\alpha_{H_2}$  и  $\alpha_{ker}$ . Эти параметры вычислялись по формулам

$$\alpha_{H_2} = 1 - \frac{G_{H_2}^{out}}{G_{H_2}^{inj}}, \alpha_{ker} = 1 - \frac{G_{ker}^{out}}{G_{ker}^{inj}},$$

где  $G_{H_2}^{inj}$  и  $G_{ker}^{inj}$  - суммарные мощности инжекции водорода и керосина соответственно, а  $G_{H_2}^{out}$  и  $G_{ker}^{out}$  - суммарные массовые потоки этих компонентов через выходную границу расчетной области.

Самовоспламенение водорода в турбулентном сверхзвуковом потоке получено в вариантах расчета 2 - 8. Во всех случаях воспламенения инжектируемого водорода перед источником возникал прямой скачок уплотнения, который по мере установления течения перемещался вверх по потоку и устанавливался перед пилонами. В варианте 8 перед пилонами образовался практически прямой скачок уплотнения, который перемещался вверх по потоку до левой границы расчетной области. Стационарное решение для этого варианта получить не удалось.

Ниже на Рис. 3(а-о) представлены рассчитанные поля основных газодинамических функций и состава газа для варианта 5 в таблице 4. Согласно расчетам, воспламенение

Таблица 4 – Таблица рассмотренных вариантов расчетов

Вариант	$G_{H_2}^{inj}/cm\ sec$	$T_{H_2}, K$	$\alpha_{H_2}$	$\alpha_{ker}$
1	5.5	1000	0.0013	0.0085
2	11	1000	0.67	0.056
3	16.5	1000	0.52	0.083
4	22	1000	0.50	0.10
5	5.5	2000	0.81	0.25
6	11	2000	0.64	0.21
7	16.5	2000	0.66	0.56
8	22	2000	-	-

водорода происходит в два последовательных этапа. Сначала образуется узкая область горения при обтекании источника водорода. Газ в этой области нагрет до температуры свыше 2000K и содержит значительное количество радикалов O, H, OH. На втором этапе при удалении от источника область горения расширяется и в следе за пилонами замыкается детонационной волной. Воспламенение водорода вызывает значительное повышение температуры в следе за пилонами, что в свою очередь активизирует горение инжектируемого керосина.

Согласно расчетам в конце камеры сгорания в результате воздействия давления наблюдалось возмущение потока в виде отрывной зоны. В этом случае переобогащенная водородом смесь, выходящая из канала стабилизатора в камеру сгорания, смешивается с воздухом и воспламеняется в отрывной зоне, образуя первичную зону горения.

При подаче керосина в камеру сгорания первичная зона инициирует его возгорание, давление в камере сгорания возрастает, образуется течение типа «псевдоскачка». Следует заметить, что керосин продолжает гореть после прекращения подачи водорода в проточный канал стабилизатора, хотя менее эффективно. Это может быть вызвано тем, что стенки стабилизаторов достаточно нагрелись и являются источником вынужденного воспламенения. Кроме того, перед проточными стабилизаторами образуется ударная волна, течение за которыми может быть вихревое. Первичная зона горения водорода в камере сгорания в данном случае является определяющей. Именно она, наполняясь продуктами горения, передает энергию керосино-воздушной смеси, которая и воспламеняется.

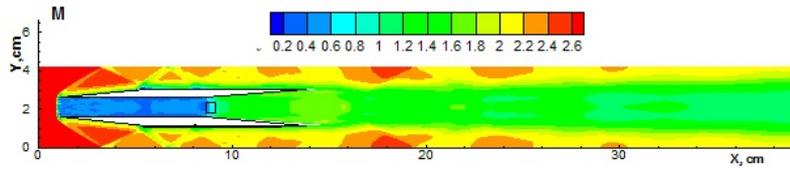
#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена двумерная численная модель турбулентного течения в экспериментальной камере сгорания с проточным воспламенителем, основанная на осредненных уравнениях Навье-Стокса для многокомпонентного реагирующего газа и модели турбулентности Спаларта-Алвареса.

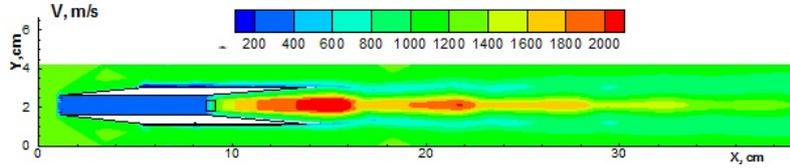
Применен созданный ранее программный комплекс для численного моделирования двумерных турбулентных сверхзвуковых реагирующих потоков в камерах сгорания со стабилизацией горения водородным пламенем, основанный на интегрировании уравнений Навье-Стокса для различных моделей газовой среды с использованием созданных баз данных по термодинамическим, транспортным и кинетическим свойствам индивидуальных газов. Генерация программ и баз термохимических данных выполнена с помощью технологии HIGHTEMP НИИ механики МГУ.

Проведено параметрическое исследование воспламенения и горения керосино-воздушной смеси при стабилизации пламени водородным воспламенителем с использованием технологии HIGHTEMP НИИ механики МГУ.

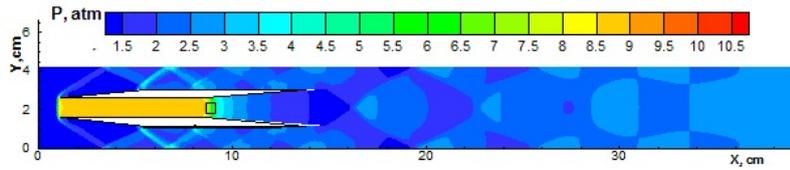
Установлено, что процессу воспламенения способствует увеличение температуры водорода и мощности его инъекции. Меньшее влияние оказывает положение и размеры источника водорода. Самовоспламенение водорода в турбулентном сверхзвуковом потоке получено в вариантах расчета 2 - 8. Во всех случаях воспламенения инжектируемого



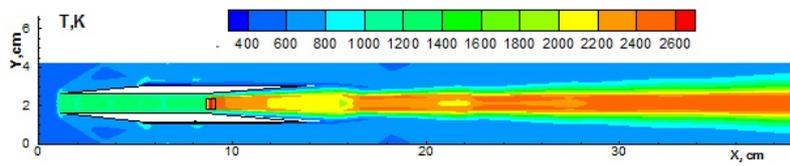
а) Число Маха



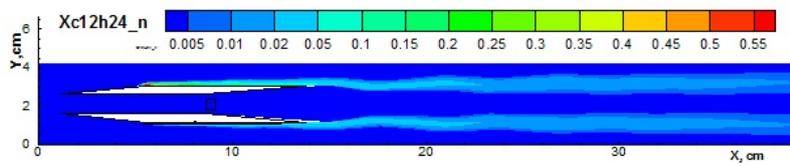
б) Скорость газа



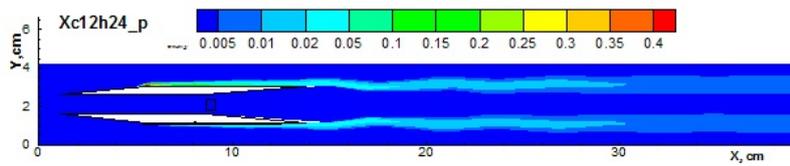
в) Давление



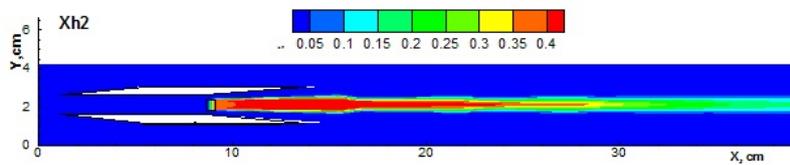
г) Температура



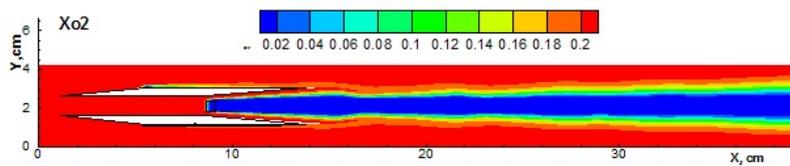
д) Концентрация нафтена



е) Концентрация парафина



ж) Концентрация водорода



з) Концентрация кислорода

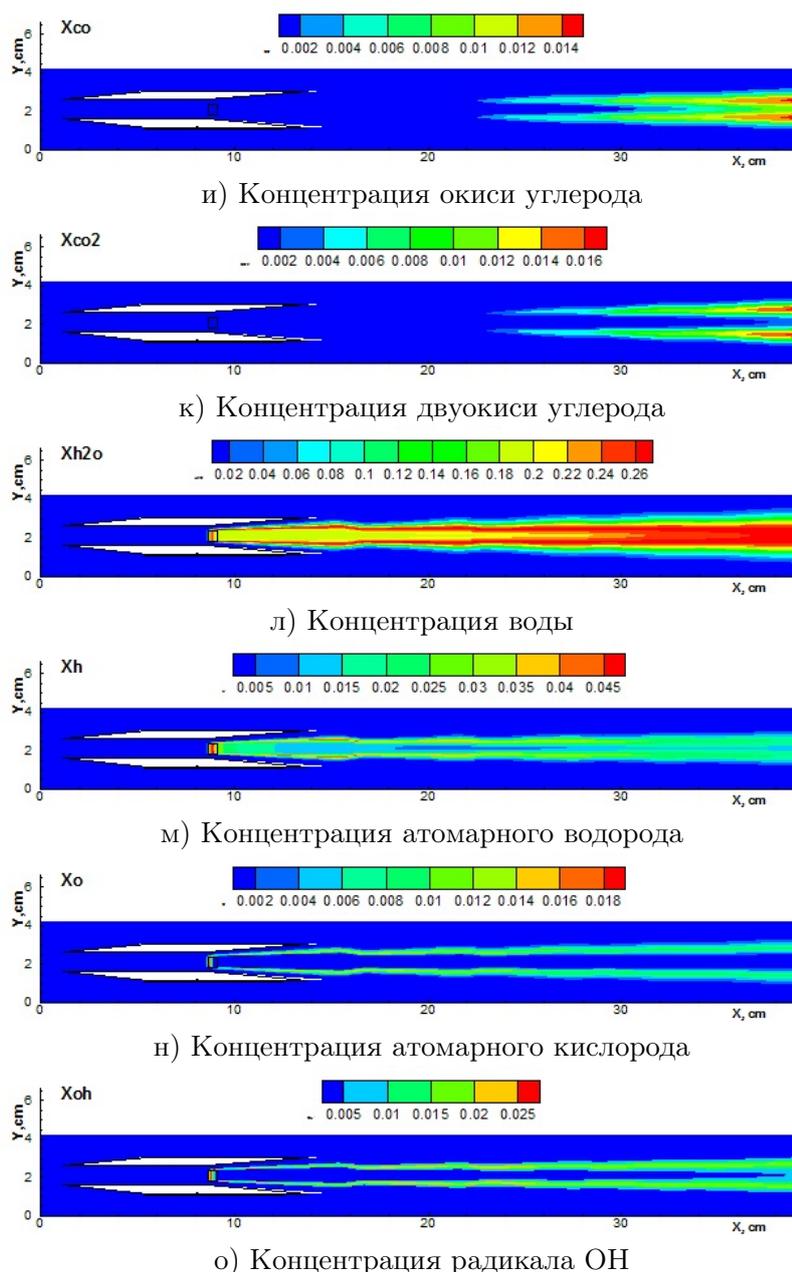


Рисунок 3 – Поля основных газодинамических функций для варианта 5.

водорода перед источником возникал прямой скачок уплотнения, который по мере установления течения перемещался вверх по потоку и устанавливался перед пилонами. В варианте 8 перед пилонами образовался практически прямой скачок уплотнения, который перемещался вверх по потоку до левой границы расчетной области. Стационарное решение для этого варианта получить не удалось.

### Список литературы

- 1 Ten-See Wang, Thermophysics Characterization of Kerosene Combustion. J. of Thermophysics and Heat Transfer, V. 15, # 2, 2001
- 2 Spalart P.R., Allmaras S.R. One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, AIAA Paper 92-0439, Jan 1992.
- 3 Afonina N.E., Gromov V.G., Sakharov V.I. HIGHTEMP Technique for High Temperature Gas Flows Numerical Simulation. Proc. of the 5th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Cologne, Germany, 8-11 November 2004. SP-563, February 2005, p.323-328

- 4 Gromov V.G. Applications: Simulation of Martian Atmosphere Entry. Physico-Chemical Models for High Enthalpy and Plasma Flows, Lectures Series 2002-07, von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2002
- 5 Favre, A. "Equations des gas turbulents compressibles", Journal de Mecanique, 4, 1965.
- 6 Гиршфельдер Дж., Кертис Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. Пер. с англ., М., ИЛ, 1961, 933с.
- 7 Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. Ленинград, Химия, 1982, 591с
- 8 Edelman, R.B., Harsha, P.T., Laminar and Turbulent Gas Dynamics in Combustors-Current Status.
- 9 Wang, T.S., Farmer, R.C., Edelman, R.B. Turbulent Combustion Kinetics for Complex Hydrocarbon Fuels, AIAA Paper 88-0733, 1988.

В.А. Левин<sup>1</sup>, Н.Е. Афолина<sup>1</sup>, В.Г. Громов<sup>1</sup>, И.С. Мануйлович<sup>1</sup>, В.В. Марков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> М.В. Ломоносов атындағы Мәскеу мемлекеттік университетінің Механика ғылыми-зерттеу институты, 119192, Мәскеу, Ресей

<sup>2</sup> В.А. Стеклов атындағы Математика институты, Ресей ғылым академиясы, 119991, Мәскеу, Ресей

### Керосин-ауа қоспасының жануын сутегі айдау арқылы тұрақтандыру

**Аннотация:** Үшу жылдамдығы жоғары әуе кемелерінде қазіргі кезде тура ағынды ауа-реактивті қозғалтқышы үлкен қызығушылық тудырады, оның тиімділігі отынды термохимиялық конверсиялау технологиясын қолдану арқылы жоғарылатуға болады. Мұндай қозғалтқыштың жұмысының кейбір аспектілерін сандық моделдеуге болады. Бұл жұмыста жану камерасындағы процестерді теориялық және эксперименттік зерттеу жүргізілімді және тікелей ағынды жану камерасына молекулалық сутегіні айдау арқылы керосин-ауа қоспасының жануын тұрақтандыру әдісі ұсынылды. ЦАГИ-де құрылған эксперименттік қондырғы пайдаланылды, ондағы жану процесіне сутегі температурасының, масса беру аймағының орналасуы мен өлшемдерінің әсері зерттелді. Теориялық зерттеу үшін Мәскеу мемлекеттік университетінің Механика ғылыми-зерттеу институтында жасалған компьютерлік бағдарламалар кешенінде іске асырылған Спаларт-Алларес турбуленттік моделін қолданылып, Навье-Стокс теңдеулеріне негізделген сәйкес сандық технология жүзеге асырылды. Сандық модельдеу екі мәселені шешті. Біріншісі мәселе ағынды типтегі тұтандырғышқа берілетін молекулалық сутегінің тұтану шарттарына қатысты болса, екіншісі - керосин-ауа қоспасының жануын сутегі жалынымен тұрақтандыру шарттарына қатысты болды. Есептеулер нәтижесінде тұтану процесіне сутегінің температурасы мен оны айдау қуатының жоғарылауы оң әсер беретіні анықталды. Сутегі көзінің орны мен оның көлемі аз әсер ететіні көрсетілді. Табиғи және есептеу эксперименті әдісімен жан-жақты зерттеу барысында арнадағы ағын құрылымының, оның ішінде детонациялық толқынның қалыптасуының сипаттамалық ерекшеліктері анықталды және сутегі инъекциясы арқылы жануды басқару мүмкіндігі көрсетілді.

**Түйін сөздер:** Навье-Стокс теңдеулері; газ тәрізді керосин; жану камерасы

V.A. Levin<sup>1</sup>, N.E. Afonina<sup>1</sup>, V.G. Gromov<sup>1</sup>, I.S. Manuilovich<sup>1</sup>, V.V. Markov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Scientific Research Institute of Mechanics of M.V. Lomonosov Moscow State University, 119192, Moscow, Russia

<sup>2</sup> V.A. Steklov Mathematical Institute Russian Academy of Sciences, 119991, Moscow, Russia

### Stabilization of combustion of kerosene-air mixture by hydrogen injection

**Аннотация:** On aircrafts at high flight speeds, the ramjet engine (ramjet) is of greatest interest at present, the efficiency of which can be increased by using the thermochemical fuel conversion (TFC) technology. Some aspects of the operation of such an engine can be simulated numerically. In this work, a theoretical and experimental study of the processes in the combustion chamber is carried out, and a method is proposed for stabilizing the combustion of a kerosene-air mixture by injecting molecular hydrogen into a direct-flow combustion chamber. An experimental setup created at TsAGI was used, on which the influence of the hydrogen temperature, the location and size of the mass supply area on the combustion process was studied. For a theoretical study, the corresponding numerical technology was applied based on the Navier-Stokes equations using the Spal-rt-Allmaras turbulence model, implemented in a complex of computer programs developed at the Research Institute of Mechanics of Moscow State University. Numerical modeling solved two problems. The first concerned the conditions for the ignition of molecular hydrogen supplied to the flow-type igniter, and the second - the conditions for the stabilization of the combustion of a kerosene-air mixture by a hydrogen flame. Based on the results of calculations, it was found that the ignition process is facilitated by an increase in the temperature of hydrogen and the power of its injection. The position and size of the hydrogen source is less influential. In the course of a comprehensive study by the method of a full-scale and computational experiment, the characteristic features of the flow structure in the channel, including the formation of a detonation wave, were revealed, and the possibility of controlling combustion by hydrogen injection was shown.

**Keywords:** Navier-Stokes equations; gaseous kerosene; combustion chamber

## References

- 1 Ten-See Wang, Thermophysics Characterization of Kerosene Combustion, J. of Thermophysics and Heat Transfer, 15(2) (2001)
- 2 Spalart P.R., Allmaras S.R. One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, AIAA Paper 92-0439, Jan 1992.

- 3 Afonina N.E., Gromov V.G., Sakharov V.I. HIGHTEMP Technique for High Temperature Gas Flows Numerical Simulation. Proc. of the 5th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Cologne, Germany, 8-11 November 2004. SP-563, February 2005, 323-328.
- 4 Gromov V.G. Applications: Simulation of Martian Atmosphere Entry. Physico-Chemical Models for High Enthalpy and Plasma Flows, Lectures Series 2002-07, von Karman Institute for Fluid Dynamics (2002).
- 5 Favre A. Equations des gas turbulents compressibles. Journal de Mecanique, 4 (1965).
- 6 Girshfel'der Dzh., Kertis Ch., Berd R. Molekuljarnaja teorija gazov i zhidkostej. Per. s angl. [Molecular theory of gases and liquids. Translation from English] (Moscow, IL, 1961, 933 p.) [In Russian].
- 7 Rid R., Prausnic Dzh., Shervud T. Svoystva gazov i zhidkostej [Properties of gases and liquids] (Leningrad, Himija, 1982, 591 p.) [In Russian].
- 8 Edelman, R.B., Harsha, P.T., Laminar and Turbulent Gas Dynamics in Combustors-Current Status.
- 9 Wang, T.S., Farmer, R.C., Edelman, R.B. Turbulent Combustion Kinetics for Complex Hydrocarbon Fuels, AIAA Paper 88-0733 (1988).

**Сведения об авторах:**

*Левин В.А.* - академик РАН, профессор, Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Мичуринский проспект, дом 1, 119192, г. Москва, Россия.

*Афонина Н.Е.* - автор для корреспонденции, к.ф.-м.н., с.н.с., Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Мичуринский проспект, дом 1, 119192, г. Москва, Россия.

*Громов В.Г.* - к.ф.-м.н., с.н.с., Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Мичуринский проспект, дом 1, 119192, г. Москва, Россия.

*Мануйлович И.С.* - д.ф.-м.н., вед.н.сотр., Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Мичуринский проспект, дом 1, 119192, г. Москва, Россия.

*Марков В.В.* - д.ф.-м.н., вед.н.сотр., Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, 119192, г. Москва, Россия; Мичуринский проспект, дом 1. Математический институт им. В.А. Стеклова РАН, ул.Губкина, д.8, 119991, г. Москва, Россия.

*Levin V.A.* - Academician of the Russian Academy of Sciences, Professor, Scientific Research Institute of Mechanics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Michurinsky prospect, building 1, 119192, Moscow, Russia.

*Afonina N.E.* - **corresponding author**, PhD., Senior Researcher, Research Institute of Mechanics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Michurinsky prospect, building 1, 119192, Moscow, Russia.

*Gromov V.G.* - PhD., Senior Researcher, Research Institute of Mechanics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Michurinsky prospect, building 1, 119192, Moscow, Russia.

*Manuylovich I.S.* - Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Leading Scientific Researcher, 1) Scientific Research Institute of Mechanics, Moscow State University named after M.V. Lomonosov, 119192, Moscow, Russia, Michurinsky prospect, house 1.

*Markov V.V.* - Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Leading Scientific Researcher, 1) Research Institute of Mechanics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Michurinsky prospect, building 1, 119192, Moscow, Russia. 2) Mathematical Institute named after V.A. Steklov Institute of Mathematics, Russian Academy of Sciences, Gubkina st., 8, 119991, Moscow, Russia.

Received 07.03.2021