

## О ГОРЕНИИ ТОПЛИВА В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ ГАЗОТУРБИННОГО ДВИГАТЕЛЯ С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ФОРСУНКОЙ

И. А. Холмянский

Сибирская государственная автомобильно-дорожная академия, 644080 Омск, umu@sibadi.omsk.ru

Рассматриваются особенности процесса горения в камерах сгорания газотурбинного двигателя с вращающейся форсункой. Определены область очага горения и температурное поле. Изложен метод трехмерного моделирования тепло- и массопереноса. Результаты расчетов сопоставлены с полем температур реальных двигателей.

Ключевые слова: горение, тепло- и массоперенос, камера сгорания, газотурбинный двигатель, вращающаяся форсунка.

Экономичность и экологичность газотурбинных двигателей (ГТД) в значительной степени зависят от температуры и объема зоны горения. Опыт показывает, что при сжигании нефтяных топлив в камерах сгорания удается обеспечить надежное воспламенение и высокую полноту сгорания, приближающуюся к 100 %, при этом возможно достижение теплового напряжения  $(6 \div 15) \cdot 10^4$  кВт/м<sup>3</sup>. Характеристики процесса зависят от скорости сгорания топлива, которая согласно многочисленным исследованиям [1, 2] подчиняется закону Аррениуса

$$dG_j = G_j k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right),$$

где  $E$  — энергия активации,  $k_0$  — предэкспоненциальный множитель,  $T$  — температура,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $G_j$  — расход реагирующего вещества.

В то же время энергия активации зависит от многих параметров [2, 3]. В [3] отмечалось, что минимальная энергия воспламенения определяется как количество энергии, необходимой для нагрева смеси до температуры, равной адиабатической температуре пламени, при условии преодоления межзатомного расстояния гашения. Поскольку в камерах сгорания с вращающейся форсункой распределение скоростей, температур и остальных параметров переменено по пространству, выберем главные параметры, обеспечивающие устойчивое воспламенение топлива для определения зоны очага горения. К ним следует отнести температуру, коэффициент избытка окислителя, уровень турбулизации потоков и давление, которое влияет на концентрацию топлива и окислителя.

В [1, 2, 4] показано, что скорость выгорания капли жидкого топлива зависит от диаметра капли и скорости испарения. В исследованиях дисперсности распыла топлива вращающейся форсункой [5] установлено, что средний диаметр капель равен 10 мкм, капли размером не больше 15 мкм составляют 95 %. Для капель такого диаметра время сгорания по данным [1, 2] равно  $(0,8 \div 1,0) \cdot 10^{-6}$  с. Как указано в [4], при впрыске капель керосина в бутановоздушную и ацетиленовоздушную смеси перед бунзеновской горелкой капли диаметром 30 мкм успевают полностью испариться. Пересчитывая пределы воспламенения капельно-паровоздушной (тумана) и паровоздушной смесей на одинаковую температуру, авторы пришли к выводу, что бедный предел для тумана очень близок к соответствующему пределу для паровоздушной смеси. Таким образом дисперсность распыла капель топлива, получаемая в камерах сгорания с вращающейся форсункой, способствует реализации горения, близкого к гомогенному, что подтверждается светло-синим цветом пламени в реальных ГТД [6].

В [7, рис. 5.5, с. 211] на основе работы [3] приведена зависимость энергии активации от коэффициента избытка воздуха и турбулизации потока (рис. 1). Из рисунка следует, что минимальное значение энергии воспламенения  $E = 2 \div 3$  мДж соответствует коэффициенту избытка воздуха  $\alpha = 0,9 \div 1,2$  и интенсивности турбулентности  $\varepsilon_0 = 0,01 \div 0,02$ .

Согласно исследованиям [8] устойчивое воспламенение и горение керосина происходят при температуре  $\approx 300 \div 350$  °С.

В [9] указано, что «для круглых свободных

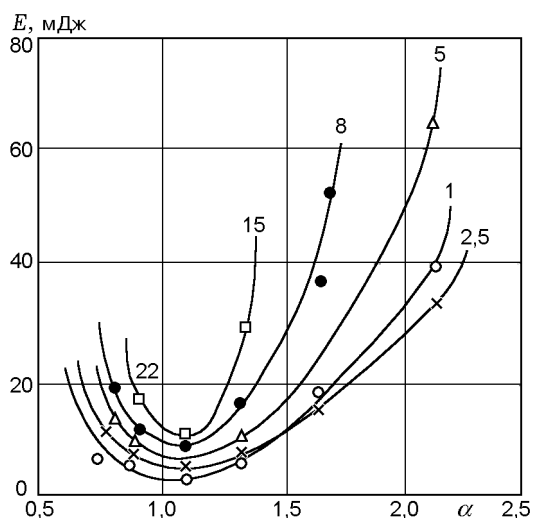


Рис. 1. Зависимость минимальной энергии воспламенения  $E$  от коэффициента избытка воздуха  $\alpha$  и интенсивности турбулентности: числа около кривых — значения интенсивности турбулентности, %

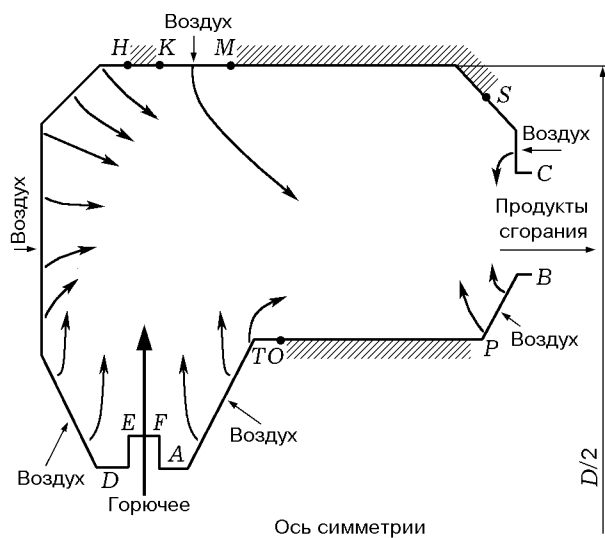


Рис. 2. Схема осесимметричной камеры сгорания

затопленных струй в камерах сгорания ГТД естественная начальная турбулентность потока воздуха  $\varepsilon_0 = 0,01 \div 0,2$ . Камеры сгорания с вращающейся форсункой имеют внутренний и наружный кожухи в виде тонкостенной, перфорированной круглыми отверстиями оболочки со щелями охлаждения. В связи с этим создаются условия для возникновения пересекающихся затопленных струй воздуха, вызывающих интенсивность турбулентности  $\varepsilon_0 = 0,01 \div 0,02$ .

На рис. 2 приведена схема осесимметрич-

ной камеры сгорания с вращающейся форсункой, моделирующей одну из реальных камер. Внутренний и наружный кожухи камеры перфорированные (соответственно линии  $ATB$  и  $DC$ ). На них расположены отверстия для подачи воздуха, за исключением зон  $HK$ ,  $MS$ ,  $OP$ ,  $ED$ ,  $FA$ . Расположение отверстий и их количество выбраны из условия обеспечения равномерного поля температуры на выходе из камеры. Горючее, поступающее в камеру сгорания через форсунку, подается в виде трех струй, вращающихся в плоскости, перпендикулярной потоку воздуха. Продукты сгорания истекают через кольцевое отверстие  $BC$ .

Границы воспламенения определяют в основном три главных параметра: температура  $300 \div 350$  °С, интенсивность турбулентности воздуха  $0,01 \div 0,02$  и стехиометрический коэффициент избытка воздуха. Учитывая специфичную структуру течения газов и малое время сгорания капель топлива, можно предположить, что ядро горения представляет собой полый тор, расположенный концентрично форсунке на радиусе распыла струи топлива. Согласно [5] радиус распыла топлива равен  $R^* = K_1(Q^{x_1}/n^{x_2}d^{x_3})$ , где  $R^*$  измеряется в миллиметрах;  $Q$  — расход жидкости, л/ч;  $n$  — частота вращения форсунки, мин<sup>-1</sup>;  $d$  — ее диаметр, мм; коэффициенты  $K_1 = 1,452$ ,  $x_1 = 0,171$ ,  $x_2 = 0,110$ ,  $x_3 = -0,946$ . Границе этой области соответствуют значения всех вышеперечисленных параметров. Именно здесь происходят воспламенение и сгорание топлива. При этом скачкообразно поднимается температура, изменяются плотность и состав газов. Все эти процессы происходят по нормали к фронту пламени [6].

Трехмерное моделирование рабочего процесса в камере сгорания ГТД позволяет учитывать геометрию камеры, расположение окон и отверстий во внутренней и наружной оболочках, газодинамику потоков воздуха и струй топлива из вращающейся форсунки, дисперсность капель распыла топлива и расположение фронта пламени. Алгоритм расчета рабочего процесса ГТД базируется на перечисленных ниже основных положениях.

1. В процессе горения осуществляется одностадийная химическая реакция.
2. Зона горения определяется пространством около форсунки (как отмечено выше).
3. В любом элементарном объеме до зоны горения при изменении температуры  $< 150$  °С

концентрация газовых компонентов подчиняется следующим зависимостям [4]:

$$\bar{\rho}_{ij}\bar{T}_{ij} = \text{const}, \text{ т. е. } \frac{\bar{T}_2}{\bar{T}_1} = \frac{\bar{\rho}_1}{\bar{\rho}_2}. \quad (1)$$

4. В любом элементарном объеме, находящемся в зоне горения, концентрация газовых компонентов и давление определяются по соотношениям [4]

$$\frac{\bar{T}_2}{\bar{T}_1} = \left(\frac{\bar{\rho}_2}{\bar{\rho}_1}\right)^{k-1} = \left(\frac{\bar{p}_2}{\bar{p}_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad k = \frac{c_p}{c_v}. \quad (2)$$

5. Уравнение неразрывности имеет вид

$$\frac{\partial \bar{\rho}_{ij}}{\partial t} + \text{div}(\bar{G}_{ji} - D_j \nabla \bar{\rho}_{ji}) = 0, \quad j = 1, 2, 3. \quad (3)$$

Здесь  $\rho_i$  — плотность газа: на внешней границе расчетной области  $\rho_i = \rho_v$ , где  $\rho_v$  — плотность воздуха, поступающего в камеру при заданных давлении и температуре; у отверстий форсунки  $\rho_i = \rho_t$ , где  $\rho_t$  — плотность поступающего топлива при заданных давлении и температуре; в зоне горения  $\rho_i = (\rho_t + \varphi \rho_v)/(1 + \varphi) = \rho_n$ ;  $\varphi$  — стехиометрическое число [1];  $G_{ji} = V_{ji}\rho_i$  — поток массы;  $V_{ji}$  — скорость в направлениях  $j = 1, 2, 3$ ;  $D_j$  — коэффициент диффузии газов;  $t$  — время;  $T$  — температура;  $p$  — давление;  $c_p, c_v$  — удельные теплоемкости при постоянном давлении и объеме; индекс  $i$  означает номер элемента, где  $\rho = \rho_i$ , индекс  $j$  — направление вектора движения газа по координатам  $x_1, x_2, x_3$ .

Операторы определены в пространстве с декартовыми координатами  $x = (x_1, x_2, x_3)$ .

Для произвольной вектор-функции  $a(x) = (a_1(x), a_2(x), a_3(x))$

$$\text{div} a = \frac{\partial a_1}{\partial x_1} + \frac{\partial a_2}{\partial x_2} + \frac{\partial a_3}{\partial x_3},$$

для скалярной функции  $\beta(x)$

$$\nabla \beta = \left( \frac{\partial \beta}{\partial x_1}; \frac{\partial \beta}{\partial x_2}; \frac{\partial \beta}{\partial x_3} \right).$$

6. К системе (1) необходимо добавить уравнение сохранения энергии [10, 11]:

$$\frac{\partial \bar{T}_j}{\partial t} + \text{div}(Q_{ji} - a_i \nabla \bar{T}_{ji}) = 0, \quad j = 1, 2, 3, \quad (4)$$

где

$$Q_{ji} = \left[ H_i + (Q_p - H_{ис})\rho_t \times \right.$$

$$\left. \times \exp \left[ -6,9 \left( \frac{t_r}{t_r} \right)^{m+1} \right] \right] \frac{V_{ji}}{c_p \rho_n}$$

— тепловой поток в направлении  $j$ ;  $a = \lambda/c_p \rho$  — температуропроводность;  $t_r$  — время от начала горения;  $t_r$  — время сгорания капли топлива;  $Q_p$  — теплотворная способность топлива в зоне горения;  $H_{ис}$  — теплота испарения топлива в зоне горения;  $H_i$  — суммарное теплосодержание компонентов в  $i$ -м элементе;  $m \approx 0,5$  (значение  $m$  зависит от сорта топлива); значения  $c_p$  см. в [12];  $\rho_n$  — концентрация топлива после распыла. Граничные условия:

а) для гомогенного сгорания на части границы  $S_i$  тепловой поток через поверхность  $S_i$  равен

$$q_{ij} = \alpha_{i,1}(\bar{T}_{газ} - \bar{T}_{S_i}), \quad j = 1, 2, 3; \quad (5)$$

б) для гетерогенного сгорания

$$q_i = f_1 \sigma \varepsilon (T_{пр}^4 - T_i^4) + f_2 \alpha_{i,2} (T_{газ} - T_i), \quad j = 1, 2, 3. \quad (6)$$

Здесь  $T_{S_i}$  — температура  $S_i$ -й поверхности, образующей границу,  $T_{пр}$  — температура продуктов сгорания,  $T_i$  — температура стенки камеры сгорания,  $T_{газ}$  — температура газа,  $\alpha_{i,1}$  — коэффициент теплоотдачи к поверхности  $S_i$ ,  $\sigma$  — обобщенная постоянная Больцмана с учетом степени черноты газа,  $\varepsilon$  — приведенная степень черноты поверхностей стенки камеры сгорания,  $f_1, f_2$  — доли сгорания жидкой и паровой фаз топлива,  $\alpha_{i,2}$  — местный коэффициент теплоотдачи от газа к стенке камеры сгорания.

Для вычисления поля скоростей  $V_j$  используются уравнения сохранения импульса в направлениях  $x_1, x_2, x_3$ :

$$\frac{\partial G_j}{\partial t} + \text{div}(GV_j - \mu_{эфф} \nabla V_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_j}, \quad j = 1, 2, 3, \quad (7)$$

где  $\mu_{эфф}$  — эффективная вязкость, пропорциональная плотности и кинетической энергии, определяется в соответствии с [13] или находится экспериментально методами внутривибрационной лазерной спектроскопии. Применяя к уравнениям (7) операцию  $\text{rot}$ , получаем

$$\frac{\partial \omega_j}{\partial t} + V_j \nabla \omega_j - \bar{\omega} \nabla V - \omega_j \text{div} V_j = r_j, \quad j = 1, 2, 3, \quad (8)$$

где  $\vec{\omega} = (\omega_1, \omega_2, \omega_3)^m$  — вектор завихренности,  $r_j$  — компонента вектора  $r = \text{rot}\zeta$ ,  $\zeta = (\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3)^m$  составлена из компонент

$$\zeta_j = \frac{1}{\rho_\Sigma} \text{div}(\mu_{\text{эфф}} \nabla V_j).$$

При этом скорость  $V_j$  представляет собой сумму потенциальной составляющей скорости и составляющей, индуцированной завихренностью. То есть существует потенциал скоростей  $\Phi$  такой, что

$$V_j = \nabla\Phi + u_j, \quad (9)$$

где  $u_j = (u_1, u_2, u_3)$  в точке  $X$  из области  $\Omega$ , в которой происходят рассмотренные процессы, при этом вектор  $u_j$  определяется следующим уравнением:

$$u_j(x) = \int_{\vec{\zeta} \in \Omega} \frac{\vec{\omega}(\vec{\zeta}) (\vec{\zeta} - x)}{|\vec{\zeta} - x|^2} d\vec{\zeta}, \quad j = 1, 2, 3. \quad (10)$$

Если известно распределение скоростей  $V_j$ , то уравнение (7) можно проинтегрировать вдоль траекторий течения, которые определяются как решение задачи Коши:

$$\frac{dx(t)}{dt} = U(t, x(t)), \quad x(t_0) = x_0, \quad x_0 \in \Omega,$$

точку  $X$  нужно рассматривать как функцию  $x(x_0, t)$ :

$$\rho(t, x) = \frac{1}{\delta} \rho(t_0 x_0), \quad (11)$$

где  $\delta = |J|$  — якобиан-определитель матрицы

$$J(t) = \left\{ \frac{\partial x_i}{\partial x_{0j}} \right\}_{i,j=1,2,3}.$$

Можно поставить краевую задачу для момента времени  $t = t_0 + \tau$  относительно  $\rho(t, x)$  и  $\Phi(t, x)$  в области  $\Omega(t)$ . Вдоль траектории имеем

$$\rho(t, x) \text{div} U(t, x) = \frac{d}{dt} \rho(t, x), \quad x \in \Omega.$$

Граничные условия:

$$U(x_\Gamma) n = 0, \quad x_\Gamma \in \Gamma,$$

$$U(x_\Gamma) n = U_\Gamma(t) n_3, \quad x_\Gamma \in \Gamma,$$

где  $\Gamma$  — твердые неподвижные границы,  $\Gamma$  — подвижная поверхность,  $n(n_1, n_2, n_3)$  — внешняя единичная нормаль к поверхности.

По полю скоростей  $V^{(k)} = \nabla\Phi^{(k)} + U$  находится  $\delta^{(k)} = |J^{(k)}|$ . Тогда вектор-функция движения  $x_0$  в момент  $t$  принимает вид

$$X^{(k)}(x) = x - \tau V^{(k)}(t, x). \quad (12)$$

Завихренность вдоль траектории определяет уравнение

$$\vec{\omega}(t, x) = \frac{1}{\delta} J \vec{\omega}(t_0, x_0) + \int_{t_0}^t \frac{1}{\delta(s)} J(s) \tau(t_0, x_0) ds.$$

Интеграл можно заменить простой квадратурой:

$$\vec{\omega}(t, x) = \frac{1}{\delta} J(\vec{\omega}(t_0, x_0) + \tau r(t_0, x_0)). \quad (13)$$

Аналогично для (4) на траектории  $x = x(x_0, t)$  можно записать

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{\rho(t, x)} \text{div}(a \nabla T_i(t, x) + T(t, x) Q_{ji}(t, x)).$$

Интегрируя по времени вдоль траектории и заменяя выражение в правой части простой квадратурой, получаем

$$T(t, x) = T(t_0, x_0) + r \delta \left\{ \frac{1}{\rho(t_0, x_0)} \times \right. \\ \left. \times \text{div} \left( a \nabla T_i(t_0, x_0) + T_i(t_0, x_0) \left[ H_{ij} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + (Q_p - H_{\text{ис}}) \rho_n \exp \left( -6,9 \frac{t_\Gamma}{t_r} \right) \right] \right) \right\}. \quad (14)$$

Затем следует конечно-элементная реализация. Расчетная область  $\Omega(t)$  разбивается на элементы-тетраэдры. С каждым узлом разбиения (вершиной тетраэдра)  $x_i$  связывается кусочно-линейная функция  $U_j(x)$ . Находится потенциал

$$\Phi(x) = \sum_{l=1}^N \Phi_l U_l(x), \quad (15)$$

где  $l$  — номер узла. Проведя интегрирование, получаем систему линейных алгебраических уравнений  $\Phi_j$ :

$$\sum_{i=1}^N \Phi_i a_{li} = b_l, \quad l = 1, \dots, N, \quad (16)$$

$$a_{li} = \int_{\Omega} \nabla U_i(x) \nabla U_l(x) d\Omega,$$

$$b_l = \int_{\partial\Omega} \frac{\partial\Phi}{\partial n}(x) U_l(x) dS - \frac{1}{\tau} \int_{\Omega} (\ln \delta) U_l(x) d\Omega.$$

Матрица полученной системы симметричная, система решается методом сопряженных градиентов:

$$J(s) = \frac{\partial x(x_0, s)}{\partial x_0}, \quad \delta(s) = |J(s)|.$$

Необходимо провести расчет матрицы  $J$  и определителя  $\delta = |J|$ , которые непосредственно участвуют в определении правой части (16), плотности (11), завихренности (13) и энтальпии (14). Потенциальная составляющая скорости имеет вид

$$\nabla\Phi(x) = \sum_{l=1}^N \Phi_l \nabla U_l(x).$$

Она постоянна внутри отдельного элемента. При расчете диффузионных членов (11), (12) требуется дважды провести дифференцирование при определении матрицы  $J$ . Применим процедуру сглаживания. Пусть

$$V_i(x) = \left( \int_{\Omega} V(x) U_i(x) d(\Omega) \right) / \left( \int_{\Omega} U_l(x) d\Omega \right),$$

а средняя скорость  $v'(x) = \sum_{l=1}^N v_l U_l(x)$  непрерывна в  $\Omega(t)$  с ненулевой производной внутри элементов разбиения области. Тогда

$$X(x) = x - \tau u' = \sum_{l=1}^N (x_i - \tau u_l) U_l(x) = \sum_{l=1}^N x_i U_l(x).$$

В определении  $\delta$  участвуют частные производные  $\partial X_i / \partial x_0$ , следовательно, получим постоянные значения в отдельных элементах.

При вычислении других параметров течения процедура сглаживания будет применяться для приведения к узловым значениям.

Следует заметить, что в период прогрева газа температура может изменяться в широких пределах, что, в свою очередь, приводит к существенному изменению теплофизических

характеристик (теплопроводности и теплоемкости). Поэтому при расчете необходимо периодически переформировывать матрицу жесткости с учетом зависимости теплофизических характеристик от температуры.

Граничные условия (коэффициент теплоотдачи и температура среды) также могут изменяться во времени, поэтому должен соответственно переформировываться и столбец правых частей. Считается, что граничные условия заданы для нескольких режимов работы изделия и во время перехода с одного режима на другой коэффициенты теплоотдачи и температура среды для каждого элемента поверхности изменяются по линейному закону.

При условии, что теплофизические характеристики газа существенно зависят от температуры или коэффициенты теплоотдачи на границе непостоянны во времени, необходимо периодически (не на каждом временном шаге) переформировывать конечно-элементный ансамбль. Особо следует обратить внимание на выбор шага по временной координате при расчетах нестационарного поля температуры. При использовании неявной конечно-разностной схемы особую роль играет соотношение шагов по временной и пространственной координатам. Причем при большом шаге по времени не удастся получить хорошего решения, однако и при слишком мелком шаге, помимо того, что возрастает время счета, увеличивается также и дополнительная погрешность, связанная с округлениями при вычислениях на компьютере. Проведенные исследования пока-

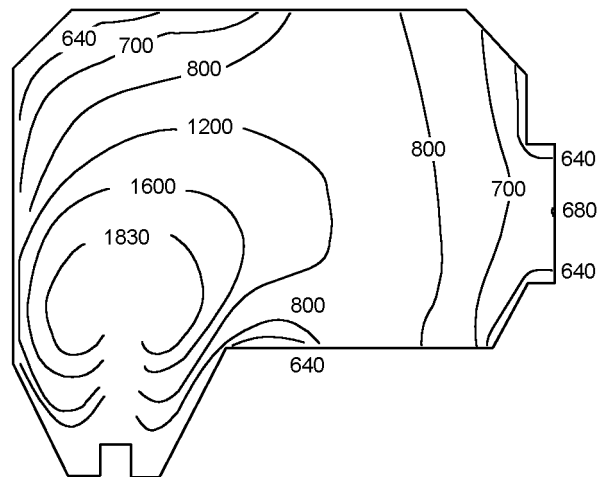


Рис. 3. Поле температуры

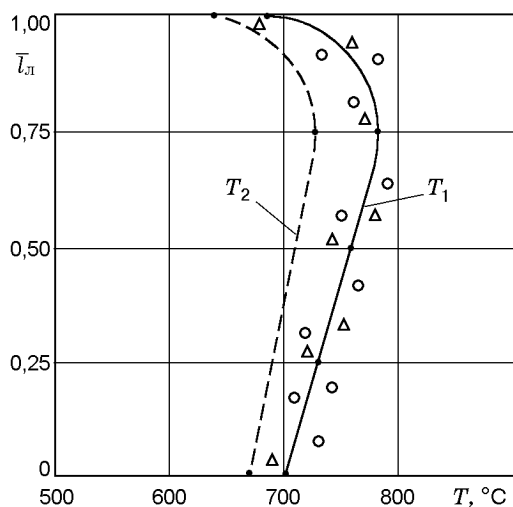


Рис. 4. Поле температуры на выходе из камеры сгорания двигателя ТВД-10 в режиме малого газа (на высоте лопатки соплового аппарата I ступени турбокомпрессора):

$T_1$  — средние измеренные температуры;  $T_2$  — расчетные температуры

зали, что временной шаг должен быть переменным по временной координате и должен выбираться автоматически, чтобы максимальный прирост температуры в любой точке не превышал заданного значения. При таком подходе затраты времени при расчете нестационарного поля температуры сокращаются более чем в 20 раз, без ущерба точности. Более того, в отдельных случаях без применения этого метода невозможно получить правильное нестационарное поле температуры для заданных моментов времени.

Выполненные по изложенной методике расчеты показали достаточно быструю сходимость и совпадение с известными значениями скоростей и температур реальных процессов в камерах сгорания ГТД. На рис. 3 приведены значения температур, полученные для камеры сгорания реального двигателя, находящегося в серийном производстве. Погрешность расчета по распределению температур не превосходит 6 % (рис. 4).

Таким образом, предложена математическая модель газовой динамики и тепло- и массо-

переноса с горением в трехмерной постановке, позволяющая моделировать процессы в камере сгорания ГТД. Модель учитывает изменение теплосодержания газов по линиям тока, завихренность, влияние перфорации стенок камеры и расположение зоны горения. Полученная система дифференциальных уравнений без особых сложностей линеаризуется и решается методом сопряженных градиентов в конечно-элементной аппроксимации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Сполдинг Д. Б.** Горение и массообмен. М.: Машиностроение, 1985.
2. **Основы** практической теории горения / Под ред. В. В. Померанцева. Л.: Энергоиздат, 1986.
3. **Лефевр А.** Процессы в камерах сгорания ГТД. М.: Мир, 1986.
4. **Физические** основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей / Б. В. Раушенбах, С. А. Белый, И. В. Беспалов, В. Я. Бородачев, М. С. Вольнский, А. Г. Прудников. М., 1964.
5. **Холмянский И. А.** Исследование распыла капель топлива вращающейся форсункой газотурбинного двигателя // Физика горения и взрыва. Т. 38, № 5. 2002. С. 65–69.
6. **Холмянский И. А., Пащенко В. С.** Экспериментальные исследования характеристик камер сгорания с вращающимися форсунками // Проектирование и доводка авиационных газотурбинных двигателей: Сб. тр. Куйбышев: КуАИ, 1985.
7. **Топливная** экономичность автомобилей с бензиновыми двигателями. М., 1988.
8. **Соколик А. С.** Самовоспламенение, пламя и детонация в газах М.: Изд-во АН СССР, 1962.
9. **Сударев А. В., Антоновский В. И.** Камеры сгорания газотурбинных установок. Теплообмен. Л.: Машиностроение, 1985.
10. **Кутателадзе С. С.** Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.
11. **Теплообмен** в энергетических установках космических аппаратов / Под ред. В. К. Кошкина. М.: Машиностроение, 1975.
12. **Теория** турбулентных струй / Под ред. Г. Н. Абрамовича. М.: Наука, 1984.
13. **Лалин Ю. В.** Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1982.

Поступила в редакцию 15/V 2001 г.,  
в окончательном варианте — 20/VIII 2003 г.