

УДК 621.43.056

С.И. СЕРБИН<sup>1</sup>, А.Б. МОСТИПАНЕНКО<sup>1</sup>, В.В. ВИЛКУЛ<sup>2</sup><sup>1</sup>*Национальный университет кораблестроения им. адмирала Макарова, Украина*<sup>2</sup>*НПКГ «Зоря»-«Машпроект», Украина***ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ ВО ФРОНТОВОМ УСТРОЙСТВЕ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ ГАЗОТУРБИННОГО ДВИГАТЕЛЯ МОЩНОСТЬЮ 25 МВт**

Исследовано течение рабочего тела во фронтальном устройстве камеры сгорания ГТД с целью определения потерь полного давления. Представлены результаты гидродинамического анализа структуры потока.

**камера сгорания, завихритель, моделирование, турбулентность, потери давления**

**Введение**

Проблема определения потерь давления во фронтальных устройствах камер сгорания ГТД является актуальной. Как правило, из-за сложной формы таких устройств аналитически рассчитать гидравлические потери не представляется возможным. В последнее время, в связи с развитием численных методов гидрогазодинамики, решение подобных задач стало одним из направлений совершенствования рабочего процесса камер сгорания [1 – 3].

**1. Формулирование проблемы**

Для исследований аэродинамической структуры потока выбран лопаточный завихритель фронтального устройства камеры сгорания газотурбинного двигателя мощностью 25 МВт производства ГП НПКГ «Зоря»-«Машпроект», г. Николаев. Геометрия завихрителя показана на рис. 1.

Сегодня исследователи располагают достаточно надежными методами расчета трехмерных течений, основанными на интегрировании уравнений с частными производными и дополненными соответствующими моделями турбулентного обмена [1, 2].

**Математическая модель**

Для практического применения наиболее эффективными считаются способы, основанные на осред-

нении системы уравнений, описывающей законы сохранения массы, импульса и энергии. Уравнения неразрывности и количества движения [3]:

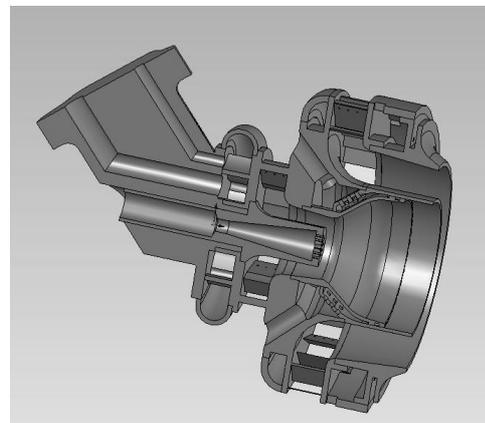


Рис. 1. Фронтальное устройство камеры сгорания газотурбинного двигателя

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0; \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_j) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_j) = \\ & = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \mu \left[ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \right) - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \rho g_j, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $t$  – время;

$x_i, x_j$  – координаты;

$\rho, u, \mu, p, g$  – плотность, скорость, коэффициент динамической вязкости, давление и ускорение свободного падения.

В уравнении (2) слагаемые в левой части пред-

ставляют собой конвективные члены, первое выражение правой части – диффузионные, второе и третье – градиент давления и гравитационные силы.

Для турбулентного потока скорость в произвольной точке рассматривается как сумма осредненной (по времени) скорости и пульсационной ее составляющей:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i. \quad (3)$$

Подстановка выражения (3) в формулы (1) и (2) дает

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_j) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \mu \left[ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \right) - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \rho g_j + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \bar{u}'_i \bar{u}'_j). \quad (4)$$

Уравнение (4) аналогично уравнению (2), но записано с учетом эффекта турбулентности через напряжения Рейнольдса  $\rho \bar{u}'_i \bar{u}'_j$ , которые определяются при помощи осредненных по времени параметров потока и выбранной модели турбулентности.

### 1.2. Модель турбулентности

При проведении расчетов использовалась стандартная  $k - \varepsilon$ -модель турбулентности и RNG  $k - \varepsilon$ -модель [3, 5]. Они обладают относительно быстрой сходимостью и приемлемой точностью результатов.

Модели турбулентности включают два основных уравнения, решение которых позволяет определить турбулентную скорость и масштаб длины. Экономия времени, разумная точность в широком диапазоне скоростей потоков объясняют их популярность при моделировании процессов течения различных вязких жидкостей. Это полуэмпирические модели, которые основываются на феноменологическом подходе и ряде эмпирических зависимостей [5].

В стандартной  $k - \varepsilon$ -модели в соответствии с гипотезой Бусинеска напряжения Рейнольдса

$$\rho \bar{u}'_i \bar{u}'_j = \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} + \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

Коэффициент турбулентной вязкости  $\mu_t$  является комбинацией двух величин:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon},$$

где  $k$  – энергия турбулентности;

$\varepsilon$  – скорость диссипации турбулентной энергии.

Транспортные уравнения для кинетической энергии турбулентности  $k$  и скорости диссипации турбулентной энергии  $\varepsilon$  записываются в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon - Y_M; \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (6)$$

В этих уравнениях член  $G_k$  описывает генерацию турбулентной энергии и определяется уравнением

$$G_k = -\rho \bar{u}'_i \bar{u}'_j \frac{\partial u_j}{\partial x_i}.$$

По гипотезе Бусинеска член  $G_k$  определяется через коэффициент  $\mu_t$  и среднее значение напряжений  $S$ :

$$G_k = \mu_t S^2,$$

где  $S$  определяется по формуле

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}.$$

Компонент  $Y_M$  моделирует влияние сжатия в турбулентном потоке. По гипотезе Саркара этот параметр рассчитывается так:

$$Y_M = 2\rho \varepsilon M_t^2,$$

где  $M_t$  – турбулентное число Маха, которое определяется следующим образом

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}},$$

где  $a = \sqrt{\gamma RT}$  – скорость звука.

Коэффициенты  $C_\mu, C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, \sigma_k, \sigma_\varepsilon$  являются эмпирическими константами и принимались следующими [4]:

$$C_{1\varepsilon} = 1,44; C_{2\varepsilon} = 1,92;$$

$$C_\mu = 0,09;$$

$$\sigma_k = 1,0; \sigma_\varepsilon = 1,3.$$

Уравнения (4) – (6) представляют собой замкнутую систему, которая при соответствующих начальных и граничных условиях и выбранной итерационной схеме [1 – 3] определяет структуру течения при холодных продувках фронтального устройства.

## 2. Результаты численного и стендового экспериментов

Для удобства сравнения результаты численного и стендового экспериментов приведены к безразмерному виду.

Результаты представлены в виде зависимостей приведенного расхода воздуха от относительного давления на входе (рис. 2) и потери полного давления от приведенного расхода (рис. 3).

Приведенный расход рассчитывается по формуле

$$A = \frac{G\sqrt{T_{ex}}}{P_{ex}},$$

где  $G$  – расход воздуха через завихритель;

$T_{ex}$  – температура воздуха на входе;

$P_{ex}$  – полное давление воздуха на входе в завихритель.

Относительное давление на входе определяется так:

$$P_{отн} = \frac{P_{ex}}{B},$$

где  $B$  – барометрическое давление окружающей среды.

Потери полного давления рассчитываются по зависимости

$$\Delta P = \frac{P_{ex} - B}{P_{ex}} \cdot 100 \%$$

Кроме того, проведено сравнение рассчитанных и замеренных статических давлений  $P_{ст}$  в выходном сечении фронтального устройства (рис. 4).

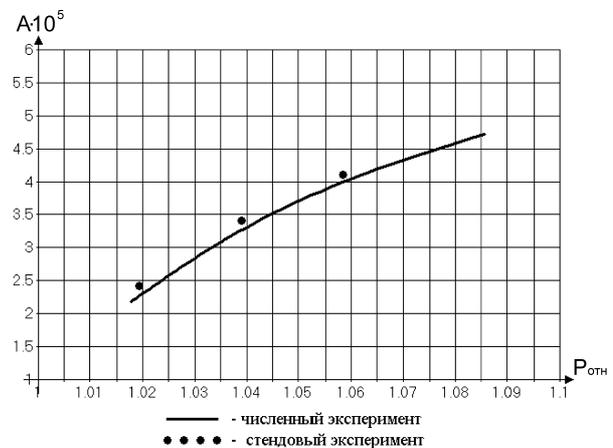


Рис. 2. Зависимость приведенного расхода от относительного давления на входе

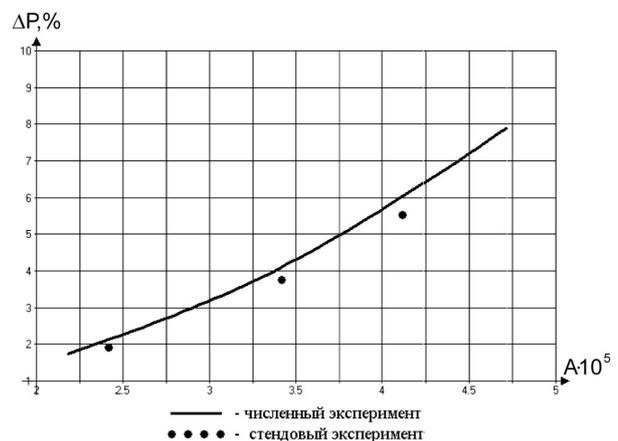


Рис. 3. Зависимость потерь полного давления от приведенного расхода

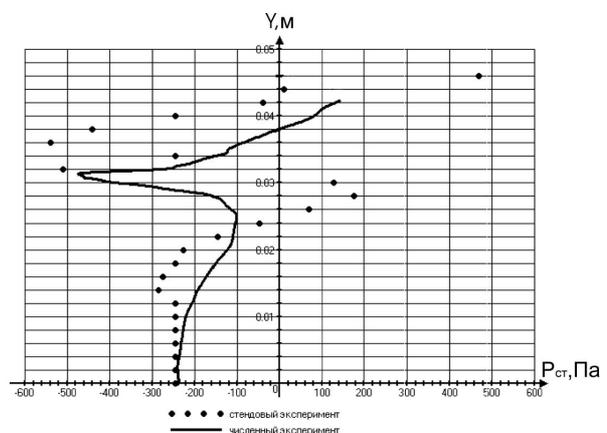


Рис. 4. Распределение статического давления в выходном сечении завихрителя

Получено также распределение компонент скорости во фронтном устройстве, которое представлено на рис. 5.

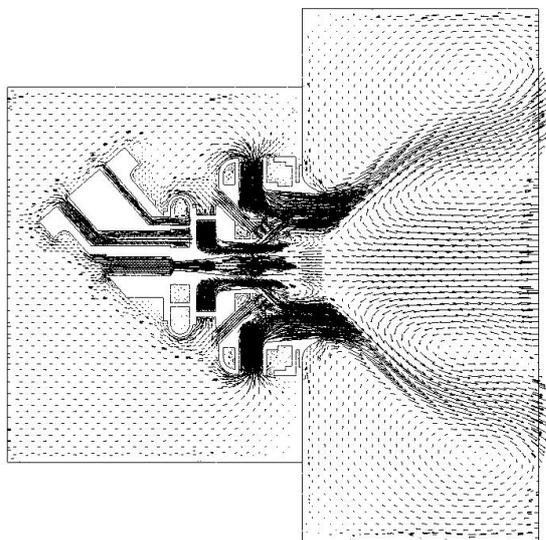


Рис. 5. Распределение скоростей во фронтном устройстве

### Заключение

1. По результатам расчетов трехмерной виртуальной модели фронтного устройства, подтвержденных экспериментом, видно, что потери полного давления значительно возрастают с увеличением приведенного расхода (см. рис. 3).

2. Расчетные потери полного давления в завихрителе отклоняются от экспериментальных данных не более чем на 15%. Увеличение расчетных потерь полного давления по сравнению с замеренными величинами связано с некоторыми упрощениями элементов при построении геометрической модели фронтного устройства.

3. Расчетное распределение статического давления в выходном сечении фронтного устройства, как видно из рис. 4, не полностью соответствует реальной физической картине. Это связано с недостаточной густотой разностной сетки, отсутствием в расчетной модели призматического подслоя в районе стенок, а также с недостаточной точностью используемых моделей турбулентности. Может потребо-

ваться применение более сложных моделей турбулентности, связанных с непосредственным вычислением напряжений Рейнольдса. Однако, если целью эксперимента ставится определение потерь полного давления, то использование  $k - \epsilon$ -модели и ее модификаций, представляется вполне целесообразным. Ее основным преимуществом при проведении оптимизационных расчетов остается стабильная и достаточно быстрая сходимость вычислений.

4. По сравнению с натурными испытаниями численный эксперимент имеет ряд преимуществ: отсутствие затрат на стендовое оборудование, существенное сокращение времени на принятие решений, значительно больший объем данных, получаемых в результате расчетов, отсутствие влияния средств измерений на структуру потока.

### Литература

1. Романовский Г.Ф., Сербин С.И. Плазмохимические системы судовой энергетики. – Николаев: УГМТУ, 1998. – 246 с.
2. Меллор А.М. Загрязнение атмосферы газотурбинными двигателями // Образование и разложение загрязняющих веществ в пламени. – М.: Машиностроение, 1981. – С. 217 – 260.
3. Launder B.E., Spalding D.B. The Numerical Computation of Turbulent Flows // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1974.
4. New  $k - \epsilon$  Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows / T.-H. Shih, W.W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, J.A. Zhu // Model Development and Validation. Computers Fluids, 1995.
5. Yakhot V., Orszag S. A. Renormalization Group Analysis of Turbulence: 1. Basic Theory // Journal of Scientific Computing, 1986.

Поступила в редакцию 11.05.2005

**Рецензент:** д-р техн. наук, проф. Г.Ф. Романовский Национальный университет кораблестроения им. адмирала Макарова, Николаев.