

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ ЖИДКОСТИ В ЩЕЛЕВом ЗАЗОРЕ МЕЖДУ ЭКСЦЕНТРИЧЕСКИМИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ И КОНИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЯМИ

© 2012 М. В. Бондарева¹, Е. Н. Коржов²

¹Конструкторское бюро химической автоматики, г. Воронеж

²Воронежский государственный университет

Выполнен компьютерный эксперимент для потока вязкой несжимаемой жидкости под действием постоянного перепада давления в кольцевом канале, образованном цилиндрической и конической поверхностями, между осями которых имеется эксцентриситет. На основе полученных результатов установлены некоторые закономерности и особенности турбулентного течения, а также получена инженерная формула для вычисления коэффициента гидравлического сопротивления.

Кольцевой конфузор, эксцентриситет, турбулентное течение.

Одним из важнейших агрегатов ЖРД является турбонасосный агрегат (ТНА). Его работоспособность и надёжность в значительной степени зависят от совершенства уплотнительных устройств. Достоинство уплотнений с полуподвижными кольцами (рис. 1) заключается в том, что они, благодаря возможности кольца самоустанавливать-

ся, по сравнению с другими типами уплотнений обладают повышенной "живучестью" в случае возникновения аномалий в работе агрегата: увеличения прогиба ротора из-за его разбалансировки или воздействия на него повышенных гидродинамических нагрузок, изнашивания подшипников, коробления оси корпусов.

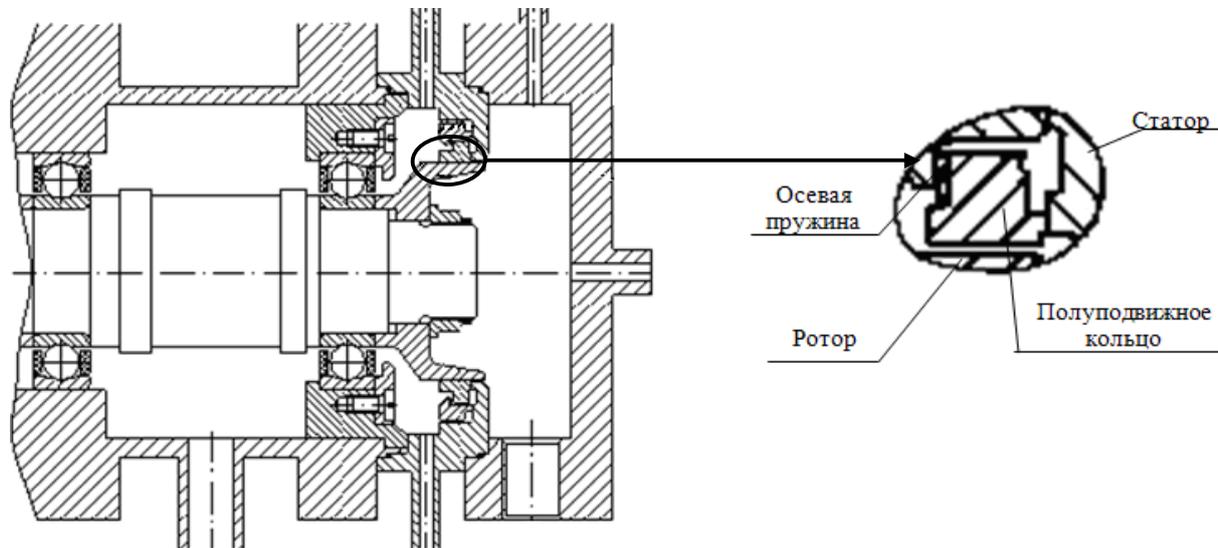


Рис.1. Общая схема ТНА и расположение уплотнительного устройства

Для определения влияния уплотнений с плавающими кольцами на динамику ротора и совместную работу с ротором вблизи его критической скорости необходимо исследовать течение жидкости в щелевом зазоре между цилиндрической и конической поверхностями. Внутренняя поверхность в таких каналах может быть расположена не концентрично с внешней, поэтому помимо изучения

течений в соосных каналах большой практический интерес представляют течения в эксцентрических каналах. Исследование напорных турбулентных течений между соосными цилиндром и конусом с малым углом раствора выполнено в [1].

В данной работе изучается развитое турбулентное течение вязкой несжимаемой жидкости под действием постоянного пере-

пада давления в коротком щелевом канале, образованном цилиндрической и конической поверхностями, между осями которых имеет место некоторый эксцентриситет.

Подобного рода сложная гидродинамическая система представляет собой кольцевой конфузор переменного поперечного сечения с эксцентриситетом (рис.2) и ранее в механике жидкости и газа ни экспериментально, ни теоретически не исследовалась.

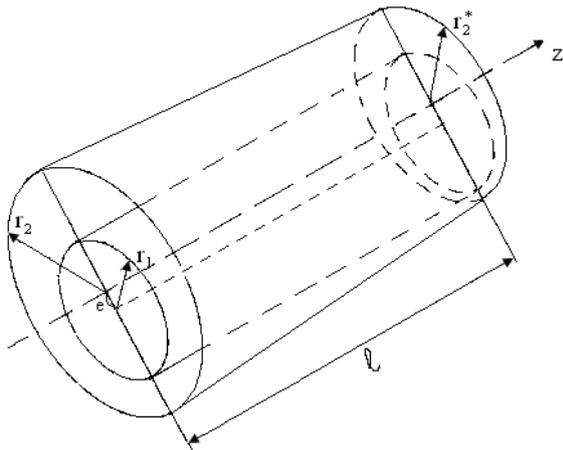


Рис.2 Геометрическая модель области течения

Для количественного описания развитого турбулентного движения используется приём, предложенный Рейнольдсом. Фиксируя во времени скорости и давление потока в данной точке пространства, можно положить:

$$\mathbf{v} = \bar{\mathbf{v}} + \mathbf{v}', \quad p = \bar{p} + p', \quad (1)$$

где \mathbf{v} - действительная (актуальная) мгновенная скорость потока в данной точке, $\bar{\mathbf{v}}$ - осреднённая во времени скорость, \mathbf{v}' - отклонение действительной скорости от осреднённой, её называют пульсационной скоростью или пульсацией. Условимся обозначать чёрточкой, поставленной над величиной, её среднее значение, определённое как обычное интегральное среднее

$$\bar{\varphi}(x, y, z, t) = \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} \varphi(x, y, z, \tau) d\tau \quad (2)$$

за промежуток времени T , называемый периодом осреднения.

Для записи уравнений, описывающих рассматриваемое течение, используется цилиндрическая система координат (r, θ, z) .

С учётом выражений (1),(2) уравнения, описывающие поведение стационарного, изотермического турбулентного течения вязкой несжимаемой жидкости без учёта массовых сил могут быть представлены следующей системой уравнений, называемой стандартной $k-\varepsilon$ моделью турбулентности [2, 3]:

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} = 0, \quad (3)$$

$$\rho \nabla \cdot (\bar{\mathbf{v}} \bar{\mathbf{v}}) = \nabla \cdot \mathbf{P}, \quad (4)$$

$$\rho \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla k = \nabla \cdot \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) + G - \rho \varepsilon, \quad (5)$$

$$\rho \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \varepsilon = \nabla \cdot \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla \varepsilon \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 G - C_2 \rho \varepsilon), \quad (6)$$

где ρ - плотность; $\bar{\mathbf{v}} = (u, v, w)$ - вектор скорости.

$$\mathbf{P} = -p \mathbf{I} + \lambda \operatorname{div} \bar{\mathbf{v}} + 2 \mu_{eff} \mathbf{E}, \quad (7)$$

где \mathbf{P} - тензор полных напряжений турбулентного потока; p - давление; \mathbf{I} - единичный тензор; \mathbf{E} - тензор скоростей деформаций, вычисленный через осреднённые компоненты вектора скорости $\bar{\mathbf{v}}$; μ_{eff} - эффективный коэффициент турбулентной вязкости, который представляется следующим образом:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t, \quad (8)$$

где μ - коэффициент «молекулярной вязкости» турбулизованной среды; μ_t - коэффициент турбулентной вязкости или «молярная» вязкость турбулентного потока, представляемый в соответствии с формулой Прандтля-Колмогорова в виде [4, 5]

$$\mu_t = c_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (9)$$

c_μ - вектор плотности массовых сил; k - кинетическая энергия турбулентных пульсаций единицы массы движущейся среды; ε - скорость диссипации кинетической энергии турбулентных пульсаций.

$$G = 2 \mu_t \mathbf{E} \cdot (\nabla \bar{\mathbf{v}}), \quad (10)$$

$$C_1 = 1.44, \quad C_2 = 1.92, \quad C_\mu = 0.09, \quad (11)$$

$$\sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

- численные значения параметров $k-\varepsilon$ модели, которые вычисляются на основе сопос-

тавления расчётов с результатами эксперимента, то есть эмпирически.

Для решения система уравнений (3) - (17) должна быть дополнена граничными условиями:

- На входе в канал задаётся однородное распределение скорости, величина кинетической энергии турбулентных пульсаций и скорость её диссипации:

$$z = 0, 0 \leq \theta \leq 2\pi,$$

$$\begin{aligned} e \cos(\theta + \varphi) + \sqrt{r_1^2 - (e \sin(\theta + \varphi))^2} \leq r \leq r_2, \\ u(r, \theta, z) = 0, v(r, \theta, z) = 0, w(r, \theta, z) = w_0, \\ k(r, \theta, z) = k_0, \varepsilon(r, \theta, z) = \varepsilon_0, \end{aligned} \quad (12)$$

где значения величин k_0 и ε_0 определяются по заданной интенсивности турбулентности I и длине пути перемешивания l_n Прандтля в соответствии с выражениями [6]

$$k_0 = \frac{3}{2} (w_0 I)^2, \quad \varepsilon_0 = C_\mu^{\frac{3}{4}} \frac{k_0^{\frac{3}{2}}}{l_n}.$$

- На выходе из канала задаются распределение давления, соответствующее постоянной величине, равной давлению в окружающей среде, а также условие сохранения массы входящей и выходящей из канала жидкости. На поверхности S_1 , задаваемой условиями

$$z = l, 0 \leq \theta \leq 2\pi,$$

$$\begin{aligned} e \cos(\theta + \varphi) + \sqrt{r_1^2 - [e \sin(\theta + \varphi)]^2} \leq r \leq r_2, \\ p(r, \theta, l) = p_0, \\ \rho \int_0^{2\pi} \int_{e \cos(\theta + \varphi) + \sqrt{r_1^2 - (e \sin(\theta + \varphi))^2}}^{r_2 - l \operatorname{tg} \alpha} \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} dr d\theta = Q \end{aligned} \quad (13)$$

где Q - массовый расход. Интегральное соотношение (13) не обеспечивает выполнения условия единственности решения и требует дополнительных предположений или гипотез.

- На поверхности конуса $S_2 : r = r_2 - z \operatorname{tg} \alpha$ и цилиндрической поверхности $S_3 : r = e \cos(\theta + \varphi) + \sqrt{r_1^2 - (e \sin(\theta + \varphi))^2}$, где $\varphi \in [0, 2\pi]$ - угол, $e \in [0, r_2 - r_1]$ - эксцентриситет определяют смещение оси цилиндра относительно оси симметрии, компоненты

вектора скорости обращаются в ноль в силу условия прилипания.

$$u|_{S_1} = 0; v|_{S_1} = 0; w|_{S_1} = 0; k|_{S_1} = 0; \varepsilon|_{S_1} = \varepsilon_{S_1}; \quad (14)$$

$$u|_{S_2} = 0; v|_{S_2} = 0; w|_{S_2} = 0; k|_{S_2} = 0; \varepsilon|_{S_2} = \varepsilon_{S_2}.$$

Уравнения (5) и (6) справедливы при $\mu_t \gg \mu$. Вблизи стенки данное выражение не выполняется, поэтому вблизи стенок задаётся логарифмический закон распределения скорости [7, 8]:

$$v^+ = \frac{w_{\Delta y}}{v^*} = \frac{1}{\kappa} (\ln y^*), \quad (15)$$

$$\text{где } y^* = \frac{v^* \Delta n}{4\nu}, v^* = C_\mu^{1/4} k^{1/2}, \quad (16)$$

v^+ - скорость вблизи стенки, v^* - скорость трения, $w_{\Delta y}$ - касательная скорость к стенке на расстоянии $1/4 \Delta n$ от неё, Δn - высота первого элемента сетки от твёрдой поверхности, $\kappa = 0.41$ - постоянная Кармана, y^* - безразмерное расстояние от стенки, τ_w - сдвиговые напряжения на стенке. Скорость диссипации кинетической энергии турбулентных пульсаций вблизи стенки определяется по формуле

$$\varepsilon = \frac{v^* C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\bar{y}^* \nu \kappa}, \quad (17)$$

где $\bar{y}^* = \max(y^*, 11.06)$.

Введём в рассмотрение характерные величины для зависимых и независимых переменных следующим образом:

- $r_2 - r_1$ - масштаб для радиальной координаты; l - длина канала, являющаяся масштабом для осевой координаты;

- w_0 - средняя скорость течения вдоль оси канала, определяемая через заданную величину массового расхода и площадь зазора между поверхностями, образующими этот канал, на входе в него: $w_0 = \frac{Q}{\rho \pi (r_2^2 - r_1^2)}$;

- ρw_0 - величина гидродинамического напора в канале, используемая в качестве характерной величины для давления;

- k_0 - кинетическая энергия турбулентных пульсаций на входе в канал;

- ε_0 - скорость диссипации кинетиче-

ской энергии турбулентных пульсаций на входе в канал.

Приведём уравнения (3) - (6) и граничные условия (12), (13), (14) к безразмерному виду с помощью безразмерных переменных.

$$R = \frac{r - r_1}{r_2 - r_1}, Z = \frac{z}{l}, U = \frac{u}{U^*}, V = \frac{v}{V^*}, \quad (18)$$

$$W = \frac{w}{w_0}, P = \frac{p}{\rho w_0^2}, K = \frac{k}{k_0}, E = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0},$$

где U^* и V^* определяются из уравнения неразрывности (3):

$$U^* = \frac{w_0(r_2 - r_1)}{l}, V^* = \frac{w_0(r_2 - r_1)}{l}. \quad (19)$$

После подстановки (18) в уравнения (3)-(6) и граничные условия (12), (13), (14) получается краевая задача следующего вида:

$$\frac{1}{R+a} \frac{\partial [(R+a)U]}{\partial R} + \frac{1}{R+a} \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0, \quad (20)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial R} + \frac{V}{R+a} \frac{\partial U}{\partial \theta} + W \frac{\partial U}{\partial Z} - \frac{V^2}{R+a} = -\frac{1}{\delta^2} \frac{\partial P}{\partial R} + \frac{2N}{\delta} \frac{\partial F}{\partial R} \frac{\partial U}{\partial R} + \frac{N}{\delta(R+a)} \frac{\partial F}{\partial \theta} \left(\frac{\partial V}{\partial R} - \frac{1}{(R+a)} \left(V + \frac{\partial U}{\partial \theta} \right) \right) + \quad (21)$$

$$+ \frac{N}{\delta} \frac{\partial F}{\partial Z} \left(\delta^2 \frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial R} \right) + \frac{1}{\delta} \left(\frac{2}{\text{Re}} + NF \right) \frac{1}{(R+a)^2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial R^2} + (R+a) \frac{\partial U}{\partial R} + \frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} - \delta^2 \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} - U - 2 \frac{\partial V}{\partial \theta} \right),$$

$$U \frac{\partial V}{\partial R} + \frac{V}{R+a} \frac{\partial V}{\partial \theta} + W \frac{\partial V}{\partial Z} + \frac{UV}{R+a} = -\frac{1}{\delta^2} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \frac{N}{\delta} \frac{\partial F}{\partial R} \left(\frac{\partial V}{\partial R} - \frac{V}{R+a} + \right. \quad (22)$$

$$\left. + \frac{l}{R+a} \frac{\partial U}{\partial \theta} \right) + \frac{2N}{\delta(R+a)} \frac{\partial F}{\partial \theta} \left(\frac{1}{R+a} \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{U}{R+a} \right) + \frac{N}{\delta} \frac{\partial F}{\partial Z} \left(\frac{1}{R+a} \frac{\partial W}{\partial \theta} + \delta^2 \frac{\partial V}{\partial Z} \right) +$$

$$+ \frac{1}{\delta} \left(\frac{2}{\text{Re}} + NF \right) \left(\frac{\partial^2 V}{\partial R^2} + \frac{1}{R+a} \frac{\partial V}{\partial R} + \frac{1}{(R+a)^2} \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} + \delta^2 \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} - \frac{V}{(R+a)^2} + \frac{2}{(R+a)^2} \frac{\partial U}{\partial \theta} \right),$$

$$U \frac{\partial W}{\partial R} + \frac{V}{R+a} \frac{\partial W}{\partial \theta} + W \frac{\partial W}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Z} + \frac{N}{\delta} \frac{\partial F}{\partial R} \left(\delta^2 \frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial R} \right) + \frac{N}{\delta(R+a)} \frac{\partial F}{\partial \theta} \left(\delta^2 \frac{\partial V}{\partial Z} + \right. \quad (23)$$

$$\left. + \frac{1}{R+a} \frac{\partial W}{\partial \theta} \right) + 2N\delta \frac{\partial F}{\partial Z} \frac{\partial W}{\partial Z} + \frac{1}{\delta} \left(\frac{2}{\text{Re}} + NF \right) \left(\frac{\partial^2 W}{\partial R^2} + \frac{1}{R+a} \frac{\partial W}{\partial R} + \frac{1}{(R+a)^2} \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2} + \delta^2 \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right),$$

$$U \frac{\partial K}{\partial R} + \frac{V}{R+a} \frac{\partial K}{\partial \theta} + W \frac{\partial K}{\partial Z} = \frac{1}{(R+a)} \frac{\partial}{\partial R} \left[(R+a) \left(\frac{2}{\delta \text{Re}} + \frac{FN}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial R} \right] + \frac{1}{\delta(R+a)^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\left(\frac{2}{\text{Re}} + \right. \right. \quad (24)$$

$$\left. + \frac{FN}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial \theta} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\left(\frac{2}{\delta \text{Re}} + \frac{NF\delta}{\sigma_k} \right) \frac{\partial K}{\partial Z} \right] + 2HF \left[\left(\frac{\partial U}{\partial R} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R+a} \frac{\partial U}{\partial \theta} - \frac{V}{R+a} + \frac{\partial V}{\partial R} \right)^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2} \left(\delta \frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{1}{\delta} \frac{\partial W}{\partial R} \right)^2 + \left(\frac{1}{R+a} \frac{\partial V}{\partial \theta} + \frac{U}{R+a} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\delta \frac{\partial V}{\partial Z} + \frac{1}{\delta(R+a)} \frac{\partial W}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial Z} \right)^2 \right] - \frac{E}{H},$$

$$U \frac{\partial E}{\partial R} + \frac{V}{R+a} \frac{\partial E}{\partial \theta} + W \frac{\partial E}{\partial Z} = \frac{1}{\delta(R+a)} \frac{\partial}{\partial R} \left[(R+a) \left(\frac{2}{\text{Re}} + \frac{FN}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial E}{\partial R} \right] + \frac{1}{\delta(R+a)^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\left(\frac{2}{\text{Re}} + \right. \right. \quad (25)$$

$$\left. + \frac{FN}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial E}{\partial \theta} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\left(\frac{2}{\delta \text{Re}} + \frac{NF\delta}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial E}{\partial Z} \right] + 2C_1 C_\mu H K \left[\left(\frac{\partial U}{\partial R} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{1}{(R+a)^2} \left(\frac{\partial U}{\partial \theta} - V + \frac{\partial V}{\partial R} \right)^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2} \left(\delta \frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{1}{\delta} \frac{\partial W}{\partial R} \right)^2 + \frac{1}{(R+a)^2} \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} + U \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\delta \frac{\partial V}{\partial Z} + \frac{1}{\delta(R+a)} \frac{\partial W}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial Z} \right)^2 \right] - \frac{C_2 E^2}{KH},$$

где $a = \frac{\eta}{1-\eta}$, $F = C_\mu \frac{K^2}{E}$ и введены следующие безразмерные параметры модели:

$$\delta = \frac{r_2 - r_1}{l}, \eta = \frac{r_1}{r_2}, \text{Re} = \frac{2\bar{w}(r_2 - r_1)}{\nu}, \quad (26)$$

$$N = \frac{k_0^2}{\varepsilon_0 w (r_2 - r_1)}, H = \frac{k_0 \bar{w}}{\varepsilon_0 l}, E_\varepsilon = \frac{e}{r_2 - r_1}.$$

Граничные условия в безразмерном виде запишутся следующим образом:

- На входе в канал

$$Z = 0, 0 \leq \theta \leq 2\pi, E_e \cos(\theta + \varphi) - a + \sqrt{a^2 - (E_e \sin(\theta + \varphi))^2} \leq R \leq 1 - \frac{tg\alpha}{\delta} Z : \\ U(R, \theta, 0) = V(R, \theta, 0) = 0, \\ W(R, \theta, 0) = 1, K(R, \theta, 0) = E(R, \theta, 0) = 1. \quad (27)$$

- На выходе из канала задаётся распределение давления, соответствующее постоянной величине, равной давлению в окружающей среде, а также условие сохранения массы входящей и выходящей из канала жидкости. На поверхности S_1^* , задаваемой условиями

$$Z = 1, 0 \leq \theta \leq 2\pi, E_e \cos(\theta + \varphi) - a + \sqrt{a^2 - (E_e \sin(\theta + \varphi))^2} \leq R \leq 1 - \frac{tg\alpha}{\delta} Z : \\ P(R, \theta, 1) = P_0, \\ \int_0^{2\pi} \int_{E_e \cos(\theta + \varphi) - a + \sqrt{a^2 - (E_e \sin(\theta + \varphi))^2}}^{1 - \frac{tg\alpha}{\delta}} \sqrt{\delta^2 U^2 + \delta^2 V^2 + W^2} \times \\ \times (R + a) dR d\theta = \pi a \left(\frac{1}{\eta} + 1 \right). \quad (28)$$

- На поверхности конуса $S_2^* : R = 1 - \frac{tg\alpha}{\delta} Z$ и цилиндрической поверхности $S_3^* :$

$$R = E_e \cos(\theta + \varphi) - a + \sqrt{a^2 - (E_e \sin(\theta + \varphi))^2} : \\ U|_{S_2^*} = V|_{S_2^*} = W|_{S_2^*} = 0; K|_{S_2^*} = 0; E|_{S_2^*} = \frac{\varepsilon_C}{\varepsilon_0}; \\ U|_{S_3^*} = V|_{S_3^*} = W|_{S_3^*} = 0; K|_{S_3^*} = 0; E|_{S_3^*} = \frac{\varepsilon_K}{k_0}. \quad (29)$$

Таким образом, рассматриваемая задача характеризуется набором из семи безразмерных параметров – шесть параметров, определяемых выражениями (26), и угол раствора конуса, равный 2α .

Численное решение задачи (20)-(29) выполнялось с помощью конечно-объёмного пакета программ ANSYS CFX для различных значений геометрических параметров модели и массовых расходов, когда в качестве рабочего тела использовалась вода.

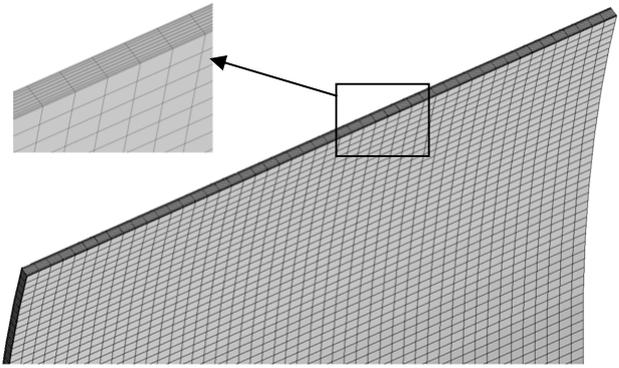


Рис. 3. Вид сетки 10×900×50

Были проведены расчёты для оценки зависимости времени расчёта от вида сетки (рис.3) и порядка, до которого сходились невязки. Удалось установить, что увеличение числа разбиений по окружностям ортогонального сечения канала от 200 до 900 приводит к увеличению времени расчёта в 3-4 раза, а увеличение порядка, до которого сходились невязки от 1×10^{-5} до 1×10^{-7} , приводит к увеличению времени расчёта в 3 раза. При этом различие между полученными значениями перепада давления составляет величину порядка 0.03%. Поэтому для получения основных результатов достаточно задать уровень сходимости невязок до 1×10^{-5} и сетку вида $10 \times 50 \times 200$, где 10 - число разбиений вдоль радиуса со сгущением к твёрдым поверхностям, 50 – количество разбиений вдоль образующей цилиндрической и конической поверхностей, 200 - количество разбиений по окружностям ортогонального сечения.

Вопросы гидродинамической устойчивости течений между цилиндрическими или коническими поверхностями исследуются теоретически и экспериментально достаточно давно, однако до настоящего времени полная картина возникновения неустойчивостей потоков отсутствует [9]. В данной работе все расчёты проводились при числах Рейнольдса, изменявшихся в диапазоне от $1,2 \times 10^4$ до $3,0 \times 10^5$, что соответствует развитию турбулентному режиму течения.

На рис. 4 показано изменение скорости и статического давления в продольном сечении, плоскость которого проходит через максимальный и минимальный зазоры.

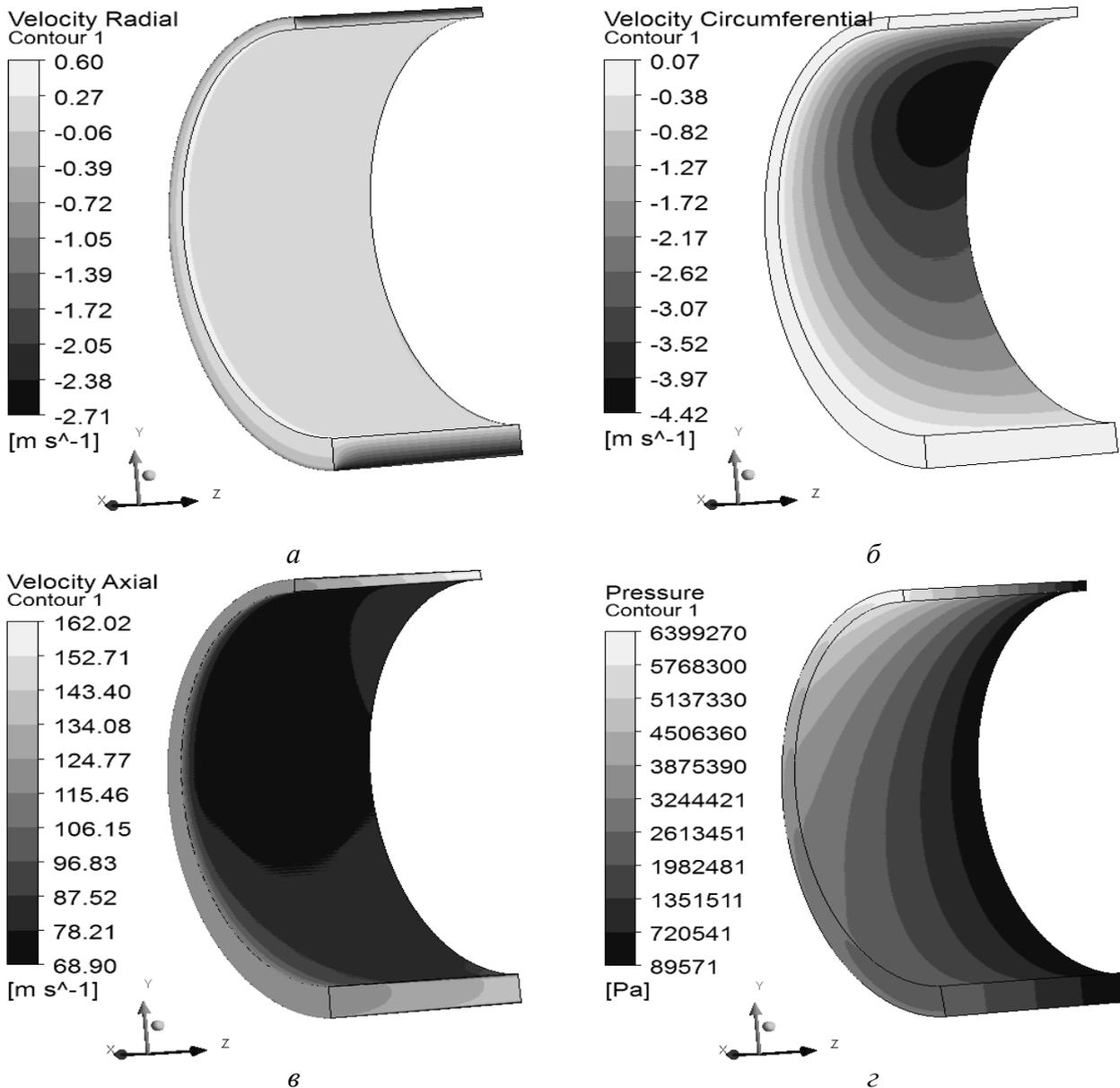


Рис. 4. Поле скоростей и давления на входе, в продольном сечении и вблизи поверхности цилиндра: а – поле радиальной компоненты скорости; б – поле угловой компоненты скорости; в – поле осевой компоненты скорости; г – поле статического давления; $Re=2,9 \cdot 10^5$, $\eta=0,9$, $\alpha=1$, $E_e=0,433$

Из рисунков видно, что максимальная скорость потока достигается на выходе в минимальном сечении и составляет 162 м/с, что на 12,5 % больше максимальной скорости на выходе в максимальном сечении. Радиальный компонент скорости уменьшается от цилиндрической поверхности, где он равен 2,49 м/с, к конической. На входе в расчётную область задаётся только скорость вдоль оси OZ, поэтому угловая скорость равна нулю. Из-за смещения внутреннего цилиндра на расстояние E_e угловой компонент скорости увеличивается при движении потока и на выходе из расчётной области достигает максимального значения 7,06 м/с. Радиальный и

угловой компоненты скорости малы по сравнению с осевым (радиальный компонент составляет 1,5 % от осевого, угловой - 4,5 %).

Наибольшее статическое давление 6,4 МПа достигается на входе в расчётную область, в том месте, где расстояние между цилиндром и конусом является наименьшим. На противоположной стороне, где расстояние между поверхностями наибольшее, статическое давление в 2,5 раза меньше и равно 2,56 МПа. Такая разница по давлению на входе обусловлена наличием эксцентриситета. Чем больше будет его величина, тем больше будет разница по давлению на входе между областью, в которой расстояние меж-

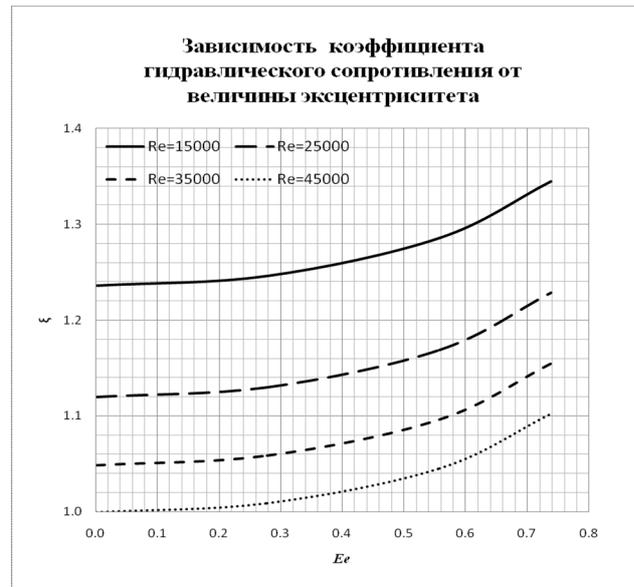
ду цилиндром и конусом является наименьшим, и областью, в которой расстояние между цилиндром и конусом является наибольшим.

На рис. 5 показана зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от отношения величины эксцентриситета к разности радиусов на входе. Из рисунков видно, что при увеличении эксцентриситета коэффициент гидравлического сопротивления монотонно возрастает для всех чисел Рейнольдса. Также стоит отметить, что при увеличении числа Рейнольдса коэффициент гидравлического сопротивления потока уменьшается. Увеличение эксцентриситета мало влияет на коэффициент гидравлического сопротивления для всех $\eta < 0.99$ при постоянном угле раствора конуса. При увеличении эксцентриситета коэффициент гидравлического сопротивления возрастает для всех $\alpha \geq 0$, причём чем больше угол, тем больше влияние смещения оси цилиндра относительно оси конуса.

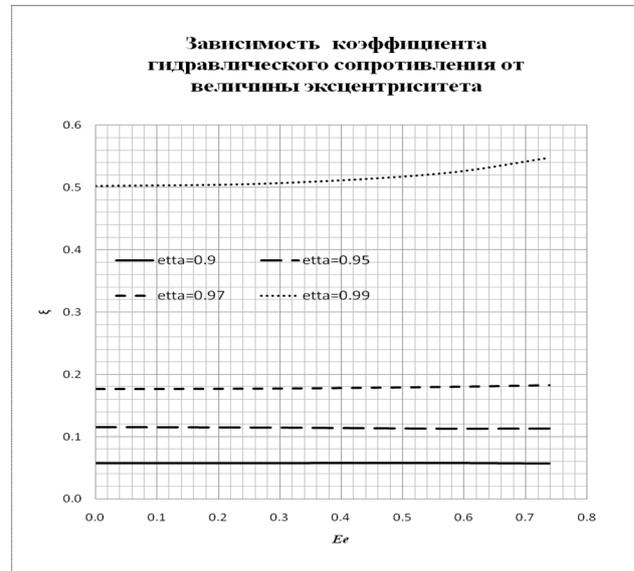
На основе полученных результатов предложена формула для расчёта коэффициента гидравлического сопротивления турбулентного потока жидкости в щелевом зазоре между эксцентрическими цилиндрической и конической поверхностями:

$$\zeta = 0.079 Re^{0.109} \eta^{-3.09} tg^{0.6} \alpha \cdot \delta^{-1.37} (1 - E_e)^{0.022}. \quad (30)$$

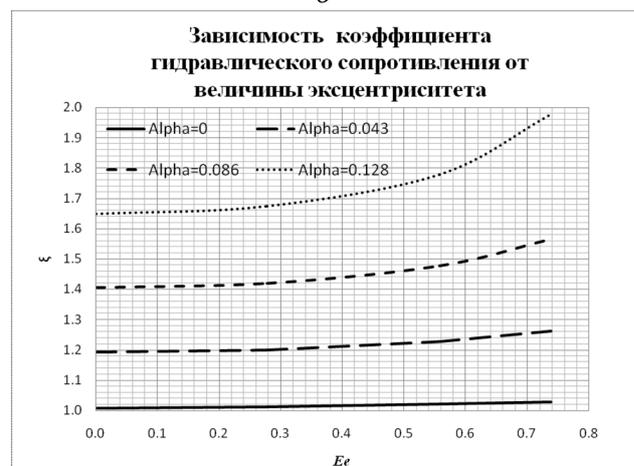
Разность между значениями коэффициента гидравлического сопротивления, полученного с помощью компьютерного эксперимента и вычисленного по формуле (30), не превышает 15 %. Для случая, когда эксцентриситет равен нулю, полученные на основе компьютерного моделирования значения коэффициента гидравлического сопротивления были сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными, максимальная разница в результатах не превышает 30%. Причиной полученного расхождения может быть следующее: неточность экспериментальных данных; при компьютерном моделировании твёрдые поверхности рассматривались как идеально гладкие; использование $k-\varepsilon$ модели турбулентности при компьютерном моделировании.



а



б



в

Рис. 5. Зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от отношения величины эксцентриситета к разности радиусов на входе:
 а - $\eta = 0.99$, $\alpha = 0.064$; б - $\alpha = 0.1$, $Re = 2.9 \times 10^5$;
 в - $\eta = 0.99$, $Re = 12000$

Таким образом, с помощью предложенной математической модели проведены численные исследования с целью выявления некоторых особенностей и закономерностей турбулентного течения в кольцевом конфузоре, образованном цилиндрической и конической поверхностями, между осями которых имеет место некоторый эксцентриситет, и предложено выражение для вычисления коэффициента гидравлического сопротивления.

Библиографический список

1. Изучение основных закономерностей турбулентного течения жидкости в кольцевом конфузоре под действием перепада давления [Текст] / [И.В. Ерофеев и др.] // Ракетно-космическая техника и технология 2010. – Воронеж: ВГТУ, 2010. – С.38-44.
2. Лойцянский, Л.Г. Механика жидкости и газа [Текст] / Л.Г. Лойцянский. – М.: Дрофа, 2003. – 840 с.
3. Белов, И.А. Моделирование турбулентных течений [Текст] / И.А. Белов, С.А.

Исаев. – СПб.: БГТУ «Военмех», 2001. – 108с.

4. White, F.M. Viscous Fluid Flow, Second Edition [Text] / F.Мю White – New York e.a: McGraw-Hill, 1991. – 826 p.

5. Численное моделирование течений в турбомашинах [Текст] / [С.Г. Черный и др.] – Новосибирск: Наука, 2006. – 202 с.

6. Mohammadi, B. Analysis of the K-Epsilon Turbulence Model [Text] / B. Mohammadi, O.Pironneau – NewYork: MASSON, 1994. – 198p.

7. Braga, E.J. Numerical simulation of turbulent flow in small-angle diffusers and contractions using a new wall treatment and a linear high Reynolds $k-\varepsilon$ model [Text] / E.J. Braga, M.J.S. de Lemos // Numerical Heat Transfer Part A. – 2004. – № 45(9). – P. 911-933.

8. ANSYS CFX Version 14.0 Documentation, 2011.

9. Heaton, C.J. Linear instability of annular Poiseuille flow [Text] / C. J. Heaton // J.Fluid Mech. - 2008. - V.610. - №2. - P.391-406.

INVESTIGATION OF FLUID FLOW IN THE GAP BETWEEN ECCENTRIC CYLINDRICAL AND CONICAL SURFACES

© 2012 M. V. Bondareva¹, E. N. Korzhov²

¹ OSC KBKhA, Voronezh

² Voronezh State University

Performed a computer experiment for the flow of an incompressible viscous fluid under a constant pressure drop in an annular channel formed by the cylindrical and conical surfaces between the axes of which there is eccentricity. Based on the results established certain regularities and characteristics of the turbulent flow, and obtained an engineering formula to calculate the coefficient of hydraulic resistance.

Annular confuser, eccentricity, turbulent flow.

Информация об авторах

Бондарева Мария Владимировна, инженер-конструктор ОАО КБХА. E-mail: dobrosotskaya_masha@mail.ru. Область научных интересов: жидкостные ракетные двигатели.

Коржов Евгений Николаевич, доцент факультета прикладной математики, информатики и механики Воронежского государственного университета. E-mail: ken@amm.vsu.ru. Область научных интересов: жидкостные ракетные двигатели.

Bondareva Mariya Vladimirovna, design-engineer KBKhA. E-mail: dobrosotskaya_masha@mail.ru. Area of research: liquid rocket engines.

Korzhov Evgeniy Nikolaevich, associate professor of faculty of applied mathematics, information technologies and mechanics, Voronezh State University. E-mail: ken@amm.vsu.ru. Area of research: liquid rocket engines.