

РАСЧЕТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В ПОЛОСТИ ДИСКОВОГО НАСОСА*

Рассматривается подход к построению математической модели дискового насоса трения путем разложения его гидравлического тракта на отдельные структурно-функциональные участки. На основе выражений для напряжений трения, полученных из уравнений импульсов турбулентного пространственно-пограничного слоя, приведены решения уравнений движения вязкой несжимаемой жидкости в каждом из участков.

Ключевые слова: дисковый насос, напряжения трения, уравнения движения, математическое моделирование.

Дисковые насосы представляют собой простейшие турбомашин, в которых рабочему телу сообщается энергия за счет работы кориолисовых сил в форме сил трения. Основным элементом дискового насоса является расположенное в корпусе колесо, состоящее из нескольких дисков, скрепленных между собой. Дисковые насосы имеют ряд преимуществ по сравнению с лопастными машинами, а в некоторых областях они являются единственными работоспособными [1]. Учитывая, что дисковые насосы обладают исключительными антикавитационными свойствами, что позволяет более эффективно перекачивать двух- и трехфазные среды, имеют низкий уровень шума, они получили широкое применение в нефте- и горнодобывающей, химической, пищевой промышленности, медицине. Кроме того, дисковые насосы эффективно работают в области малых коэффициентов быстроходности (при малых объемных расходах и высоких напорах), что в сочетании с антикавитационными качествами определяет их применение в энергосистемах малой мощности (< 100 кВт), использующих фазовый переход рабочего тела: паротурбинные генераторы на низкипящем рабочем теле, системы терморегулирования различного назначения и т. п.

Для моделирования течения в рабочей полости дискового насоса целесообразно выделить структурно-функциональные участки гидравлического тракта, на которых реализованы различные типы течения.

Причем течение на каждом участке условно делится на течение в ядре и пространственном пограничном слое (ППС) [2]. Решение задачи о течении в ППС сводится к определению напряжений трения на непроницаемых границах. Результатом решения задачи о течении в ядре потока являются поля угловой скорости вращения ядра потока и статического давления. Согласно принципиальной схеме дискового насоса (рис. 1), нами были рассмотрены два следующих участка: с течением между вращающимся диском и неподвижной стенкой (рис. 1, полость В) и с течением между двумя вращающимися дисками (рис. 1, полость А). Рассмотрим каждый из этих участков по отдельности.

Рассмотрим элементарный объем жидкости в зазоре между двумя вращающимися дисками (рис. 2). На рисунке $\tau_{0\alpha}^{n1}, \tau_{0\alpha}^{n2}$ – окружные напряжения трения на первом и втором диске соответственно; $\tau_{0R\alpha}^{n1}, \tau_{0R\alpha}^{n2}$ – радиальные напряжения трения от окружной составляющей скорости на первом и втором диске соответственно; $\tau_{0Rp}^{n1}, \tau_{0Rp}^{n2}$ – радиальные напряжения трения от расходной составляющей скорости на первом и втором диске соответственно. Элементарный объем представляет собой кольцо на текущем радиусе высотой $dR \rightarrow 0$ и толщиной z_1 – нормальный зазор полости.

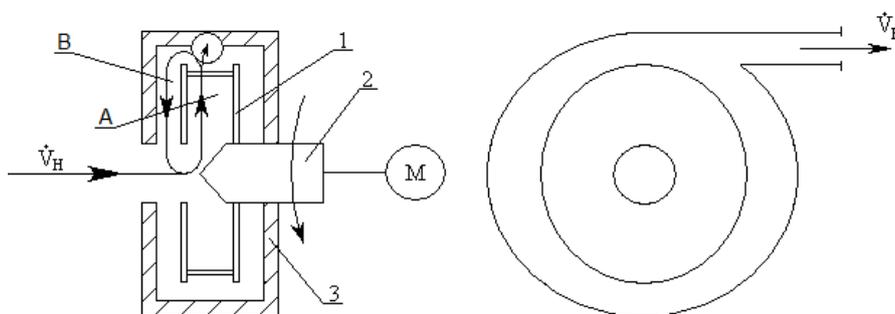


Рис. 1. Принципиальная схема дискового насоса:

1 – рабочее колесо; 2 – приводной вал; 3 – корпус; 4 – радиальное отводящее устройство; А – рабочая полость между двумя вращающимися дисками; В – полость между вращающимся диском и неподвижной стенкой

*Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы» (ГК № П657 от 15.09.09 г.).

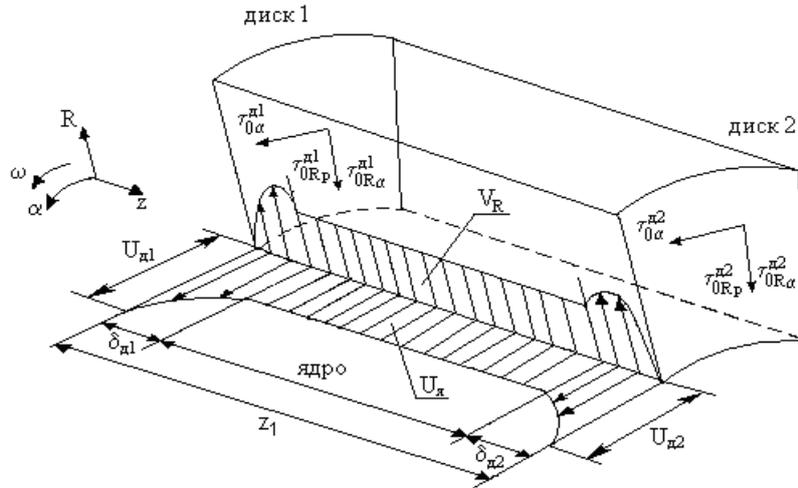


Рис. 2. Расчетная схема для полости между двумя вращающимися дисками

Бесконечно малый элементарный объем делится на три участка: течение в ППС около двух вращающихся дисков и течение ядра потока. Течение на первом диске происходит в толщине пограничного слоя $\delta_{д1}$, где окружная скорость жидкости изменяется от $U_{п1}$ – скорость вращения первого диска, до $U_{я}$ – скорость вращения ядра потока. Течение на втором диске происходит в толщине пограничного слоя $\delta_{д2}$, где окружная скорость жидкости изменяется от $U_{я}$ до $U_{п2}$ – скорость вращения второго диска.

Интегрированием системы уравнений импульсов турбулентного ППС в работе [3] получены составляющие напряжений трения на дисках в окружном и радиальном направлениях от окружной составляющей скорости:

– окружные напряжения трения на диске:

$$\tau_{0\alpha}^{ni} = 0,01256\rho(\omega_{ди} - \omega_{я})^2 \times R^2 \left(\frac{(\omega_{ди} - \omega_{я})R\delta_{\alpha ди}^{**}}{\nu} \right)^{-0,25}, \quad (1)$$

где $\omega_{ди}$, $\delta_{\alpha ди}^{**}$, $i = \overline{1,2}$ – угловые скорости вращения и толщины вытеснения пограничного слоя для первого и второго дисков соответственно; $\omega_{я}$ – угловая скорость вращения ядра потока.

Поскольку радиальная составляющая напряжений трения формируется как окружным, так и расходным (радиальным) течением, выражение для радиального напряжения на диске имеет вид:

$$\tau_{0R}^{ni} = \tau_{0Rp}^{ni} + \tau_{0R\alpha}^{ni}, \quad (2)$$

где τ_{0R}^{ni} , $i = \overline{1,2}$ – радиальная составляющая напряжений трения на первом и втором диске соответственно;

– радиальные напряжения трения от окружной составляющей скорости на диске:

$$\tau_{0R\alpha}^{ni} = \varepsilon_{ди} \tau_{0\alpha}^{ni}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_{ди}$, $i = \overline{1,2}$ – тангенс угла скоса донной линии тока на первом и втором дисках соответственно;

– радиальные напряжения трения от расходной составляющей скорости (определяются классическими выражениями [4]) на диске:

$$\tau_{0Rp}^{ni} = 0,01256\rho V_R^2 \left(\frac{V_R \delta_{\alpha ди}^{**}}{\nu} \right)^{-0,25}. \quad (4)$$

Полученные напряжения трения позволяют интегрировать уравнения движения вязкой несжимаемой жидкости в цилиндрических координатах [5] в граничных условиях полости между двумя вращающимися дисками:

$$\begin{aligned} V_R \frac{\partial V_R}{\partial R} + \frac{U_{я}}{R} \frac{\partial V_R}{\partial \alpha} + V_z \frac{\partial V_R}{\partial z} - \frac{U_{я}^2}{R} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_R}{\partial z}; \\ V_R \frac{\partial U_{я}}{\partial R} + \frac{U_{я}}{R} \frac{\partial U_{я}}{\partial \alpha} + V_z \frac{\partial U_{я}}{\partial z} + \frac{V_R U_{я}}{R} &= -\frac{1}{\rho R} \frac{\partial p}{\partial \alpha} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{\alpha}}{\partial z}; \\ V_R \frac{\partial V_z}{\partial R} + \frac{U_{я}}{R} \frac{\partial V_z}{\partial \alpha} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_z}{\partial z}; \\ \frac{\partial V_R}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial U_{я}}{\partial \alpha} + \frac{\partial V_z}{\partial z} + \frac{V_R}{R} &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где $U_{я}$, V_R , V_z , τ_{α} , τ_R , τ_z – проекции скорости и напряжения трения на оси цилиндрической системы координат α , R , z соответственно.

Преобразуем систему (5) с учетом следующих допущений:

- течение в осевой щели осесимметрично, члены с $\frac{\partial}{\partial \alpha}$ равны нулю;

– в осевом направлении (в направлении z) течение отсутствует, следовательно $\frac{\partial V_z}{\partial z} = 0$, $\frac{\partial p}{\partial z} = 0$, $V_z = 0$;
 третье уравнение системы (5) обнуляется;
 – свойства жидкости постоянны;
 – жидкость течет по гидравлически гладким поверхностям;
 – течение происходит при турбулентном режиме.
 Получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned} V_R \frac{dV_R}{dR} - \frac{U_y^2}{R} &= -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dR} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_\alpha}{\partial z}; \\ V_R \frac{dU_y}{dR} + \frac{V_R U_y}{R} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_\alpha}{\partial z}; \\ \frac{dV_R}{dR} + \frac{V_R}{R} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Третье уравнение системы (6) – уравнение неразрывности – интегрируется как уравнение с разделяющимися переменными:

$$\int \frac{dV_R}{V_R} = -\int \frac{dR}{R}.$$

В результате получаем:

$$V_R R = \text{const} = V_{R_0} R_0 = C_R, \quad (7)$$

где V_R – радиальная составляющая скорости в ядре потока; C_R – определяется граничными условиями на входе.

Сделанные допущения формулируют задачу в следующей постановке: поток разделяется на вязкое ядро, в котором члены не зависят от координаты z и тонкий пограничный слой, в котором $\tau = \int \frac{\partial \tau}{\partial z} dz = \tau|_{\tau_0}^{\tau_\delta} = \tau_\delta - \tau_0 = -\tau_0$. Проинтегрируем первые два уравнения системы (6) по z в пределах от 0 до z_1 (причем в первом приближении не учитываем толщину вытеснения пограничных слоев). Подставив в полученную систему выражение (7), получаем:

$$\begin{aligned} z_1 \left(\frac{C_R}{R} \frac{dU_y}{dR} + \frac{C_R U_y}{R^2} \right) &= -\frac{\tau_{0\alpha}}{\rho}; \\ z_1 \left(-\frac{C_R^2}{R^3} + \frac{U_y^2}{R} \right) &= \frac{z_1}{\rho} \frac{dp}{dR} + \frac{\tau_{0R}}{\rho}. \end{aligned} \quad (8)$$

Перепишем систему (8) с учетом касательных напряжений трения, при этом учтем $U = \omega_y R$, где ω_y – угловая скорость вращения ядра потока:

$$\begin{aligned} \left(\frac{C_R}{R} \frac{d(\omega_y R)}{dR} + \frac{C_R \omega_y}{R} \right) z_1 &= -\frac{1}{\rho} (-\tau_{0\alpha}^{n1} - \tau_{0\alpha}^{n2}); \\ \left(-\frac{C_R^2}{R^3} + \omega_y^2 R \right) z_1 &= \frac{z_1}{\rho} \frac{dp}{dR} + \\ + \frac{1}{\rho} \left(\tau_{0R(\alpha)}^{n1} + \tau_{0R(\alpha)}^{n2} - \tau_{0R(p)}^{n1} - \tau_{0R(p)}^{n2} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Заменяем постоянный параметр C_R на более употребительный параметр \dot{V} , учитывая (7):

$$V_{R_0} R_0 = C_R; V_{R_0} = \frac{\dot{V}}{2\pi R_0 z_1}.$$

Тогда

$$C_R = \frac{\dot{V}}{2\pi z_1}. \quad (10)$$

Выразим производную по ω_y из первого уравнения системы (9) с учетом (10). Согласно расчетной схеме при течении от центра к периферии получим:

$$\frac{d\omega_y}{dR} = \frac{2\pi}{\rho \dot{V}} \left(\tau_{0\alpha}^{n1} + \tau_{0\alpha}^{n2} \right) - \frac{2\omega_y}{R}. \quad (11)$$

Аналогично изложенному выше, выразим из второго уравнения системы (9) производную по p :

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dR} &= \rho \omega_y^2 R + \frac{\rho \dot{V}^2}{4\pi^2 n_0^2 R^3} + \\ + \frac{1}{n_0} \left(\tau_{0R(\alpha)}^{n1} + \tau_{0R(\alpha)}^{n2} - \tau_{0R(p)}^{n1} - \tau_{0R(p)}^{n2} \right). \end{aligned} \quad (12)$$

Полученные выражения позволяют провести численное интегрирование и получить поле угловой скорости в ядре потока и поле статического давления, которые в достаточной мере позволяют оценить характер движения рабочего тела в полости между двумя вращающимися дисками.

Приращение по радиусу выбираем в зависимости от количества шагов расчетного алгоритма (требуемой точности):

$$\Delta R = \frac{R}{N},$$

где R – радиус диска; N – число шагов алгоритма.

Тогда радиус на i -м шаге: $R_i = R_{i-1} + \Delta R$, $i = \overline{1..N}$.

Далее для определения напряжений трения необходимо вычислить толщины потери импульса на дисках.

Толщина потери импульса на первом диске:

$$\begin{aligned} (\delta_{n1}^{**})_i &= (\delta_{un1}^{**})_i \frac{|\omega_{n1} - (\omega_y)_{i-1}|^2 R_i^2}{|\omega_{n1} - (\omega_y)_{i-1}|^2 R_i^2 + (C_R/R_i)^2} + \\ + (\delta_p^{**})_i \frac{(C_R/R_i)^2}{|\omega_{n1} - (\omega_y)_{i-1}|^2 R_i^2 + (C_R/R_i)^2}, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$(\delta_p^{**})_i = 0,036 \left(\frac{C_R}{R_i v} \right)^{-0,2} |R_i - R_0|^{0,8}; \quad (14)$$

$$(\delta_{un1}^{**})_i = k \left(\frac{|\omega_{n1} - (\omega_y)_{i-1}|}{v} \right)^{-0,2} R_i^{0,6}, \quad k = 0,362 \quad \text{при}$$

$$\omega_{n1} < (\omega_y)_{i-1}, \quad k = 0,3018 \quad \text{при} \quad \omega_{n1} > (\omega_y)_{i-1}.$$

Толщина потери импульса на втором диске:

$$(\delta_{л2}^{**})_i = (\delta_{ил2}^{**})_i \frac{|\omega_{л2} - (\omega_{я})_{i-1}|^2 R_i^2}{|\omega_{л2} - (\omega_{я})_{i-1}|^2 R_i^2 + (C_R/R_i)^2} + (\delta_p^{**})_i \frac{(C_R/R_i)^2}{|\omega_{л2} - (\omega_{я})_{i-1}|^2 R_i^2 + (C_R/R_i)^2}, \quad (15)$$

$$(\delta_{ил2}^{**})_i = k \left(\frac{|\omega_{л2} - (\omega_{я})_{i-1}|}{v} \right)^{-0,2} R_i^{0,6}, \quad k = 0,362 \text{ при}$$

$\omega_{л2} < (\omega_{я})_{i-1}$, $k = 0,3018$ при $\omega_{л2} > (\omega_{я})_{i-1}$.

Окружные напряжения трения и суммарные радиальные напряжения трения на дисках определяем по выражениям (1)–(4).

Новые значения на шаге интегрирования для угловой скорости ядра потока и статического давления в узлах R_i получим из выражений (11) и (12) соответственно при помощи модифицированного метода Эйлера с пересчетом.

Следующий структурно-функциональный участок, который необходимо рассмотреть – торцевой зазор между вращающимся диском и неподвижной стенкой (рис. 1, полость В). Фактически, характер течения в этой полости определяет утечки из основного гидравлического тракта дискового насоса терния. Рассмотрим элементарный объем жидкости в торцевом зазоре между неподвижной стенкой и вращающимся диском (рис. 3). На рисунке $\tau_{0\alpha}^{ct}, \tau_{0\alpha}^d$ – окружные напряжения трения на стенке и на диске соответственно; $\tau_{0R\alpha}^{ct}, \tau_{0R\alpha}^d$ – радиальные напряжения трения от окружной составляющей скорости на стенке и на диске соответственно; $\tau_{0Rp}^{ct}, \tau_{0Rp}^d$ – радиальные напряжения трения от расходной составляющей скорости на стенке и на диске соответственно. Элементарный объем представляет собой кольцо на текущем радиусе высотой $dR \rightarrow 0$ и толщиной z_1 – нормальный зазор полости. Бесконечно малый элементарный объем делится на три участка: течение в ППС около неподвижной стенки, течение в ППС у вращающегося диска и течение в ядре потока. Течение на неподвижной стенке происходит в толщине пограничного слоя δ_{ct} , где окружная скорость жидкости изменяется от 0 до $U_{я}$. Течение на вращающемся диске происходит в толщине пограничного слоя δ_d , где окружная скорость жидкости изменяется от $U_{я}$ до U_d – скорость вращения диска.

Для решения системы уравнений движения вязкой несжимаемой жидкости необходимо определить напряжения от расходного и вращательного течения жидкости [6].

Для полости между вращающимся диском и неподвижной стенкой проведем аналогичную процедуру, как и для полости между двумя вращающимися дисками. Путем интегрирования системы уравнений импульсов турбулентного (ППС), определяем

окружные и радиальные напряжения трения от окружной и расходной составляющих скорости на диске и на стенке:

– окружные напряжения трения на стенке [6]:

$$\tau_{0\alpha}^{ct} = 0,01256\rho\omega_{я}^2 R^2 \left(\frac{\omega_{я} R \delta_{\alpha ct}^{**}}{v} \right)^{-0,25}; \quad (16)$$

– окружные напряжения трения на диске [3]:

$$\tau_{0\alpha}^d = 0,01256\rho(\omega_d - \omega_{я})^2 \times R^2 \left(\frac{(\omega_d - \omega_{я}) R \delta_{\alpha d}^{**}}{v} \right)^{-0,25}. \quad (17)$$

Поскольку радиальная составляющая напряжения трения формируется как окружным, так и расходным (радиальным) течением, то выражение для радиального напряжения на стенке имеет вид:

$$\tau_{0R}^{ct} = \tau_{0Rp}^{ct} + \tau_{0R\alpha}^{ct}; \quad (18)$$

– радиальное напряжение трения на диске:

$$\tau_{0R}^d = \tau_{0Rp}^d + \tau_{0R\alpha}^d; \quad (19)$$

– радиальные напряжения трения от окружной составляющей скорости на стенке:

$$\tau_{0R\alpha}^{ct} = \varepsilon_{ct} \tau_{0\alpha}^{ct}; \quad (20)$$

– радиальные напряжения трения от окружной составляющей скорости на диске:

$$\tau_{0R\alpha}^d = \varepsilon_d \tau_{0\alpha}^d; \quad (21)$$

– радиальные напряжения трения от расходной составляющей скорости (определяются классическими соотношениями [4]) на стенке:

$$\tau_{0Rp}^{ct} = 0,01256\rho V_R^2 \left(\frac{V_R \delta_{\alpha ct}^{**}}{v} \right)^{-0,25}; \quad (22)$$

– радиальные напряжения трения от расходной составляющей скорости на диске:

$$\tau_{0Rp}^d = 0,01256\rho V_R^2 \left(\frac{V_R \delta_{\alpha d}^{**}}{v} \right)^{-0,25}. \quad (23)$$

Полученные напряжения трения позволяют интегрировать уравнения движения вязкой несжимаемой жидкости в заданных граничных условиях. При помощи этой системы дифференциальных уравнений, состоящей из уравнения движения вязкой несжимаемой жидкости в проекциях на цилиндрические оси координат и уравнения неразрывности, можно решить задачу о течении в ядре потока. Для этого введем допущения, аналогичные принятым при решении системы (5):

$$\begin{aligned} V_R \frac{dV_R}{dR} - \frac{U_{я}^2}{R} &= -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dR} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_R}{\partial z}, \\ V_R \frac{dU_{я}}{dR} + \frac{V_R U_{я}}{R} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{\alpha}}{\partial z}, \\ \frac{dV_R}{dR} + \frac{V_R}{R} &= 0. \end{aligned} \quad (24)$$

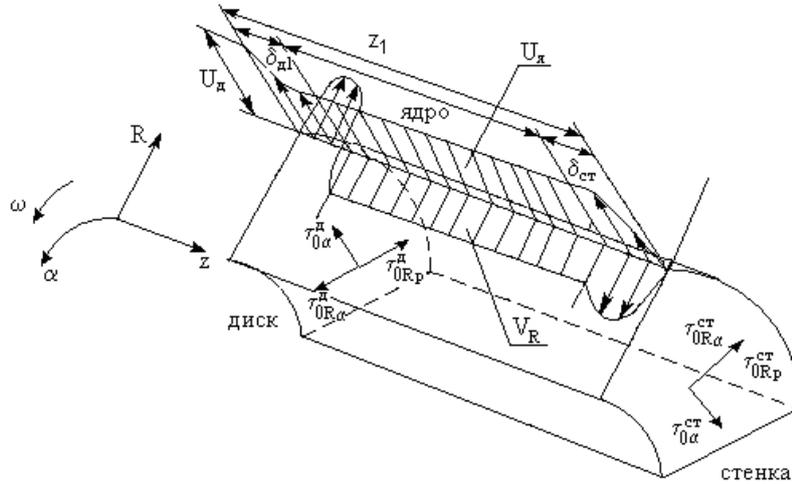


Рис. 3. Расчетная схема для полости между неподвижной стенкой и вращающимся диском

Проинтегрировав уравнения движения методами, аналогичными использованным при решении задачи течения между двумя вращающимися дисками, рассмотренными выше, и проведя соответствующие преобразования, получим (согласно расчетной схеме при течении от периферии к центру) дифференциальные уравнения для угловой скорости в ядре потока:

$$\frac{d\omega_{я}}{dR} = \frac{2\pi}{\rho \dot{V}} (\tau_{0\alpha}^д - \tau_{0\alpha}^{ст}) - \frac{2\omega_{я}}{R}. \quad (25)$$

Статического давления:

$$\frac{dp}{dR} = \rho \omega_{я}^2 R + \frac{\rho \dot{V}^2}{4\pi^2 n_0^2 R^3} + \frac{1}{n_0} (-\tau_{0R(\alpha)}^д + \tau_{0R(\alpha)}^{ст} + \tau_{0R(p)}^д + \tau_{0R(p)}^{ст}). \quad (26)$$

Полученные выражения позволяют вести численное интегрирование и получить поле угловой скорости в ядре потока и поле статического давления, необходимые для оценки характера движения рабочего тела в полости между неподвижной стенкой и вращающимся диском.

Далее для определения напряжений трения необходимо вычислить толщины потери импульса на диске и неподвижной стенке. Толщина потери импульса на диске определяется аналогично выражению (13). Определим толщину потери импульса на стенке:

$$\begin{aligned} (\delta_{ст}^{**})_i &= (\delta_{ист}^{**})_i \frac{(\omega_{я})_{i-1}^2 R_i^2}{(\omega_{я})_{i-1}^2 R_i^2 + (C_R/R_i)^2} + \\ &+ (\delta_p^{**})_i \frac{(C_R/R_i)^2}{(\omega_{я})_{i-1}^2 R_i^2 + (C_R/R_i)^2}, \end{aligned} \quad (27)$$

где $(\delta_{ист}^{**})_i = 0,3018 \left(\frac{(\omega_{я})_{i-1}}{\nu} \right)^{-0,2} R_i^{0,6}$.

Компонента толщины потери импульса от расходной составляющей течения определяется по выражению (14).

Новые значения на шаге интегрирования для угловой скорости ядра потока и статического давления в узлах R_i получим из выражений (25) и (26) соответственно при помощи модифицированного метода Эйлера с пересчетом.

Таким образом, на основе выражений для напряжений трения выполнено интегрирование уравнений движения вязкой несжимаемой жидкости в граничных условиях торцевой щели и полости между двумя вращающимися дисками, которые являются основными участками гидравлического тракта дискового насоса трения, что позволяет при необходимой экспериментальной верификации разработать расчетную математическую модель дискового насоса.

Библиографические ссылки

1. Мисюра В. И., Овсянников Б. В., Присняков В. Ф. Дисковые насосы. М.: Машиностроение, 1986.
2. Кишкин А. А., Черненко Д. В., Черненко Е. В. Уравнения импульсов трехмерного пограничного слоя // Изв. вузов. Сев.-Кавк. регион. Техн. науки. 2007. № 4. С. 35–41.
3. Краев М. В., Кишкин А. А., Майдуков А. В. Вращение диска в потоке, закрученном по закону твердого тела // Известия вузов. Авиационная техника. 1996. № 4. С. 42–47.
4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
5. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. М.: Физматлит, 1963. Т. 2.
6. Вращение жидкости над неподвижным основанием по закону твердого тела / А. А. Кишкин, А. А. Зуев, Е. В. Черненко, П. Н. Смирнов // Известия вузов. Сев.-Кавк. регион. Техн. науки. 2011. № 1. С. 126–131.

P. N. Smirnov, A. A. Kishkin, D. A. Zhuykov

MATHEMATICAL MODELING OF FLOW IN THE WORKING CAVITY OF THE DISC PUMP

An approach to constructing a mathematical model of the friction disk pump by means of expansion of its hydraulic path into individual structural-functional areas is considered. On the basis of the friction pressure obtained from the momentum equations of turbulent three-dimensional boundary layer, the solutions of the motion equations of viscous incompressible fluid in each of the sites are made and presented in the article.

Keywords: disc pump, pressure of friction, motion equations, mathematical model.

© Смирнов П. Н., Кишкин А. А., Жуйков Д. А., 2011

УДК 66.095.262-911.48; 539.25

О. В. Шабанова, А. В. Шабанов, И. В. Немцев

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОРАЗМЕРНЫХ МОНОДИСПЕРСНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТА

Исследуются условия синтеза водных дисперсий сферических частиц полиметилметакрилата с узким распределением по размерам. Морфология частиц анализируется методом растровой электронной микроскопии.

Ключевые слова: полимеризация метилметакрилата, сферические частицы полиметилметакрилата, монодисперсность, инициатор полимеризации, растровая электронная микроскопия.

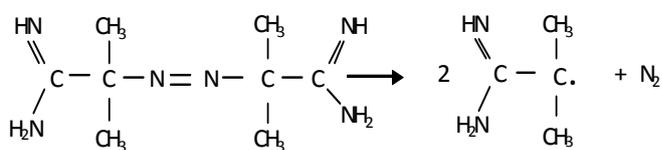
Анализ научных публикаций показывает все возрастающий интерес к созданию технологий, основанных на способности монодисперсных сферических частиц к самосборке с формированием новых материалов с иерархической структурой, в частности, искусственных опалоподобных структур [1; 2]. Теоретические и экспериментальные работы позволяют утверждать, что трехмерные периодические опалоподобные структуры, проявляющие свойства фотонных кристаллов, составят основу микрофотоники и оптоэлектроники. Соответственно технологии получения монодисперсных сферических частиц, а также заполнения межсферических пустот различными материалами будут одним из важнейших направлений в нанотехнологии [3]. Перспективным достижением в этой области является получение молекулярных кристаллов на основе полимерных монодисперсных сфер, синтезированных путем полимеризации стиролов, акрилатов и метакрилатов и др.

Целью данной работы было исследование методом растровой электронной микроскопии зависимости размеров и монодисперсности органических частиц полиметилметакрилата (ПММА) от условий их получения путем полимеризации метилметакрилата (ММА), эмульгированного в водной среде в присутствии инициатора (2,2'-азобис-2-метилпропионамидин).

Необходимое условие формирования макромолекул с узким молекулярно-массовым распределением

(в том числе и блок-сополимеров) – это короткая фаза интенсивного множественного зародышеобразования, сменяющаяся медленным контролируемым ростом частиц с сохранением их числа [4].

Процесс цепной радикальной полимеризации метилметакрилата можно условно разделить на три этапа: активация инициатора, реакция мономера с радикалом инициатора и рост молекулы, обрыв цепи полимера [5]. При нагревании инициатор разлагается с образованием активных радикалов, являющихся инициаторами реакции полимеризации ММА:



Радикал присоединяется к молекуле ММА и активирует ее, образуя начальное звено цепи полимера:

