

2. Матяш Ю.И., Стрельникова Е.Б. Хроматографический метод определения микропримесей воды и диоксида углерода в многокомпонентном криоагенте. Тез. докл. Всес. науч.-техн. конф. «Микрокриогенная техника – 84». – М.: ЦИНТИХИМНЕФТЕМАШ, 1984. – С.58-59.
3. Ильин В.М., Ермаков В.М., Калинин В.В. Полевой автономный воздушный заправщик для баллонных дроссельных микрокриогенных систем // Наукові праці ОНАХТ, Одеса. – 2009. – Вип. 35. Т. 1. – С.221-222.

УДК 532.5.032

## РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС В ДИСКОВОМ НАСОСЕ ТРЕНИЯ

**Кишкин А.А., д-р техн. наук, профессор, Смирнов П.Н., аспирант,  
Делков А.В., магистрант, Ходенков А.А., магистрант  
Сибирский государственный аэрокосмический университет  
им. акад. М. Ф. Решетнева, г. Красноярск**

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

*An approach to constructing a mathematical model of the friction disk pump through the expansion of its hydraulic path into individual structural-functional areas is considering. Based on the friction pressure obtained from the momentum equations of turbulent spatial boundary layer, solutions of the motion equations of viscous incompressible fluid in each of the sites are given.*

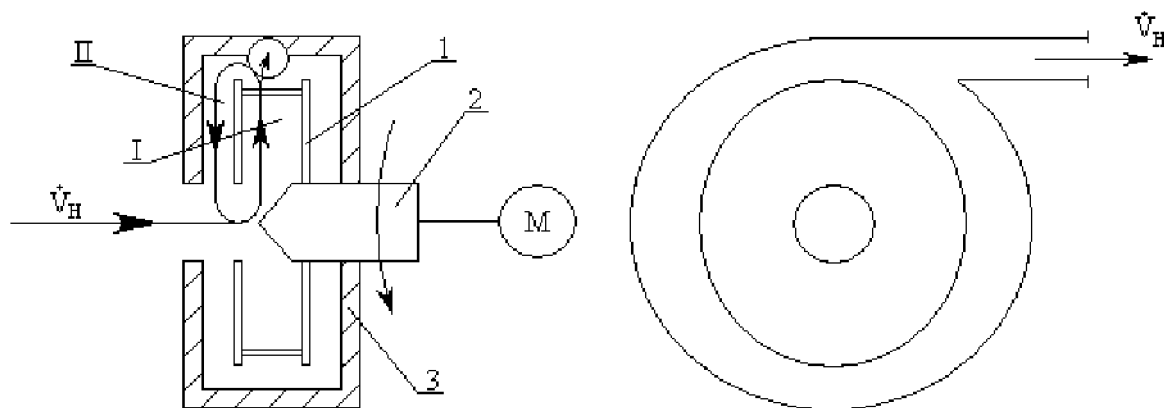
Ключевые слова: дисковый насос, напряжения трения, уравнения движения, математическое моделирование.

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 единственно 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 низкокипящем 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 таких участка: с течением между вращающимся диском и неподвижной стенкой, и с течением между двумя вращающимися дисками. Рассмотрим каждый из этих участков по отдельности.

Рассмотрим элементарный объем жидкости в зазоре между двумя вращающимися дисками (рис. 2). На рисунке  $\tau_{0\alpha}^{\partial 1}, \tau_{0\alpha}^{\partial 2}$  — окружные напряжения трения на первом и втором диске соответственно;  $\tau_{0R\alpha}^{\partial 1}, \tau_{0R\alpha}^{\partial 2}$  — радиальные напряжения трения от окружной составляющей скорости на первом и втором диске соответственно;  $\tau_{0Rp}^{\partial 1}, \tau_{0Rp}^{\partial 2}$  — радиальные напряжения трения от расходной составляющей скорости на первом и втором диске соответственно. Элементарный объем представляет собой кольцо на теку-

щем радиусе высотой  $dR \rightarrow 0$  и толщиной  $n_0$  — нормальный зазор полости. Бесконечно малый элементарный объем делится на три участка: течение на двух вращающихся дисках и течение ядра потока. Течение на первом диске происходит в толщине пограничного слоя  $\delta_{01}$ , где окружная скорость жидкости изменяется от  $u$  до  $U_{01}$  — скорость вращения первого диска. Течение на втором диске происходит в толщине пограничного слоя  $\delta_{02}$ , где окружная скорость жидкости изменяется от  $u$  до  $U_{02}$  — скорость вращения второго диска.



1 – рабочее колесо, 2 – приводной вал, 3 – корпус, 4 – радиальное отводящее устройство,  
 I – полость между двумя вращающимися дисками,  
 II – полость между вращающимся диском и неподвижной стенкой

Рис. 1 – Принципиальная схема дискового насоса

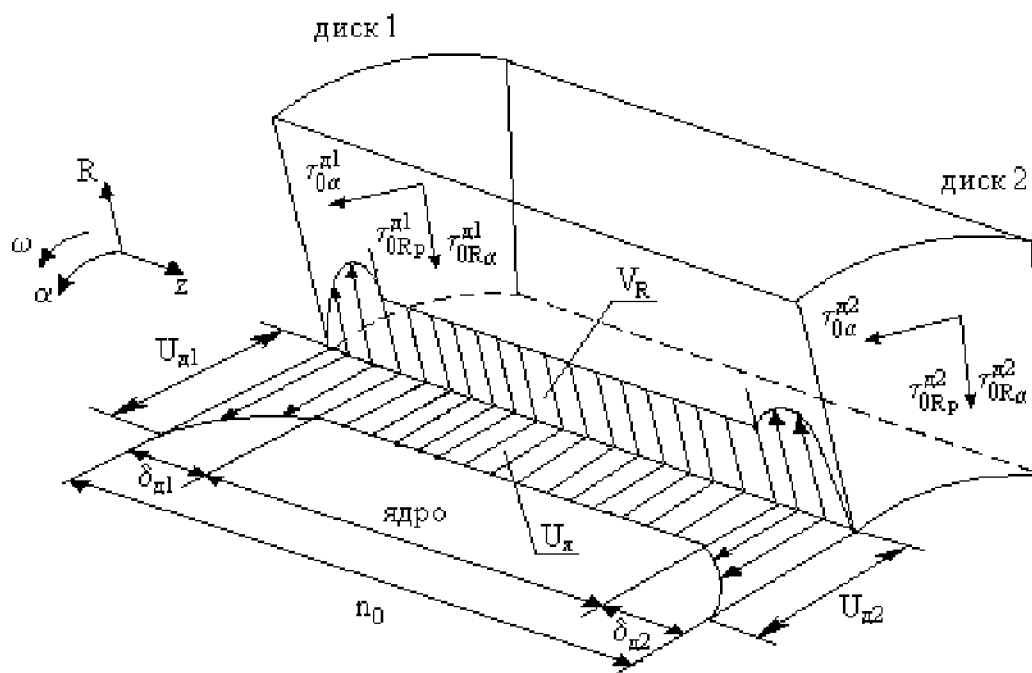


Рис. 2 – Расчетная схема для полости между двумя вращающимися дисками

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 первом диске

$$\tau_{0\alpha}^{\partial 1} = 0,01256\rho U_{\partial 1}^2 \left( \frac{U_{\partial 1} \delta_{\alpha \partial 1}^{**}}{\nu} \right)^{-0,25},$$

где  $U_{\partial 1} = (\omega_{\partial 1} - \omega_{\text{я}})R$ ;

окружные напряжения трения на втором диске

$$\tau_{0\alpha}^{\partial 2} = 0,01256\rho U_{\partial 2}^2 \left( \frac{U_{\partial 2} \delta_{\alpha \partial 2}^{**}}{\nu} \right)^{-0,25},$$

где  $U_{\partial 2} = (\omega_{\partial 2} - \omega_{\text{я}})R$ .

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

$$\tau_{0R}^{\partial 1} = \tau_{0Rp}^{\partial 1} + \tau_{0R\alpha}^{\partial 1};$$

радиальное напряжение трения на втором диске

$$\tau_{0R}^{\partial 2} = \tau_{0Rp}^{\partial 2} + \tau_{0R\alpha}^{\partial 2};$$

радиальные напряжения трения от окружной составляющей скорости на первом диске

$$\tau_{0R\alpha}^{\partial 1} = \varepsilon_{\partial 1} \tau_{0\alpha}^{\partial 1};$$

радиальные напряжения трения от окружной составляющей скорости на втором диске

$$\tau_{0R\alpha}^{\partial 2} = \varepsilon_{\partial 2} \tau_{0\alpha}^{\partial 2};$$

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

$$\tau_{0Rp}^{\partial 1} = 0,01256\rho V_R^2 \left( \frac{V_R \delta_{\alpha \partial 1}^{**}}{\nu} \right)^{-0,25};$$

радиальные напряжения трения от расходной составляющей скорости на втором диске

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

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 следующие допущения:

- течение в осевой щели осесимметрично;
- ширина зазора полости мала по сравнению с радиусом диска;
- свойства жидкости постоянны;
- жидкость течет по гидравлически гладким поверхностям;
- течение происходит при турбулентном режиме;
- распределение продольной скорости в ППС происходит по степенному закону 1/7:  $\bar{u} = \bar{y}^{1/7}$ ;

$$\begin{aligned} \nu_R \frac{d\nu_R}{dR} - \frac{u^2}{R} &= -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dR} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_R}{\partial z}; \\ \nu_R \frac{du}{dR} + \frac{\nu_R u}{R} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{\alpha}}{\partial z}; \\ \frac{d\nu_R}{dR} + \frac{\nu_R}{R} &= 0. \end{aligned}$$

Решать задачу будем в цилиндрических координатах и при помощи инверсионной подстановки  $u = U_{\partial} - U_{\text{я}}$ .

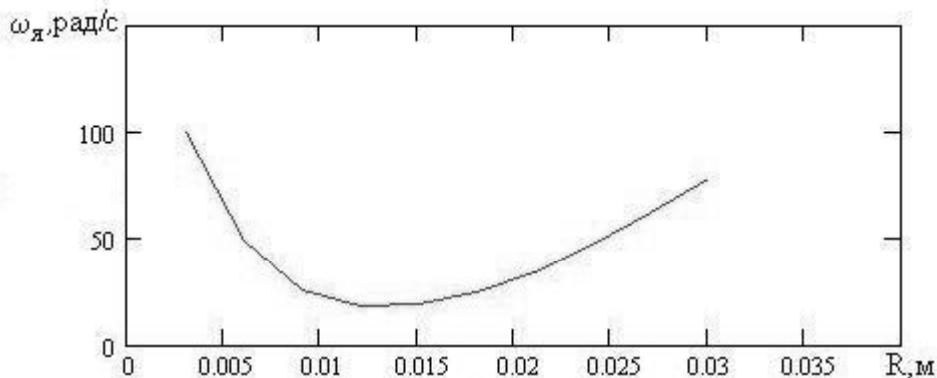
Проинтегрировав уравнения движения и проведя соответствующие преобразования, получим (согласно расчетной схеме при течении от центра к периферии) дифференциальные уравнения для угловой скорости в ядре потока

$$\frac{d\omega_{\text{я}}}{dR} = \frac{2\pi}{\rho \dot{V}} (\tau_{0\alpha}^{\partial 1} - \tau_{0\alpha}^{\partial 2}) - \frac{2\omega_{\text{я}}}{R}$$

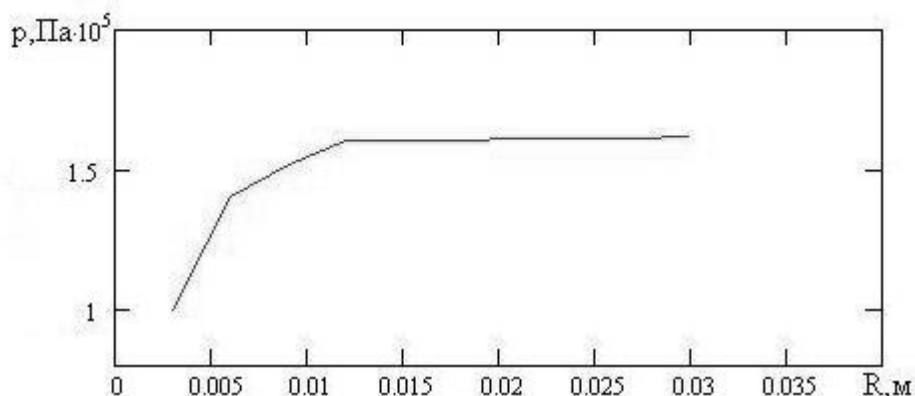
и статического давления

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

Полученные выражения позволяют вести 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 (рис. 3, 4).



**Рис. 3 – Угловая скорость вращения ядра потока в полости между двумя вращающимися дисками по радиусу диска**



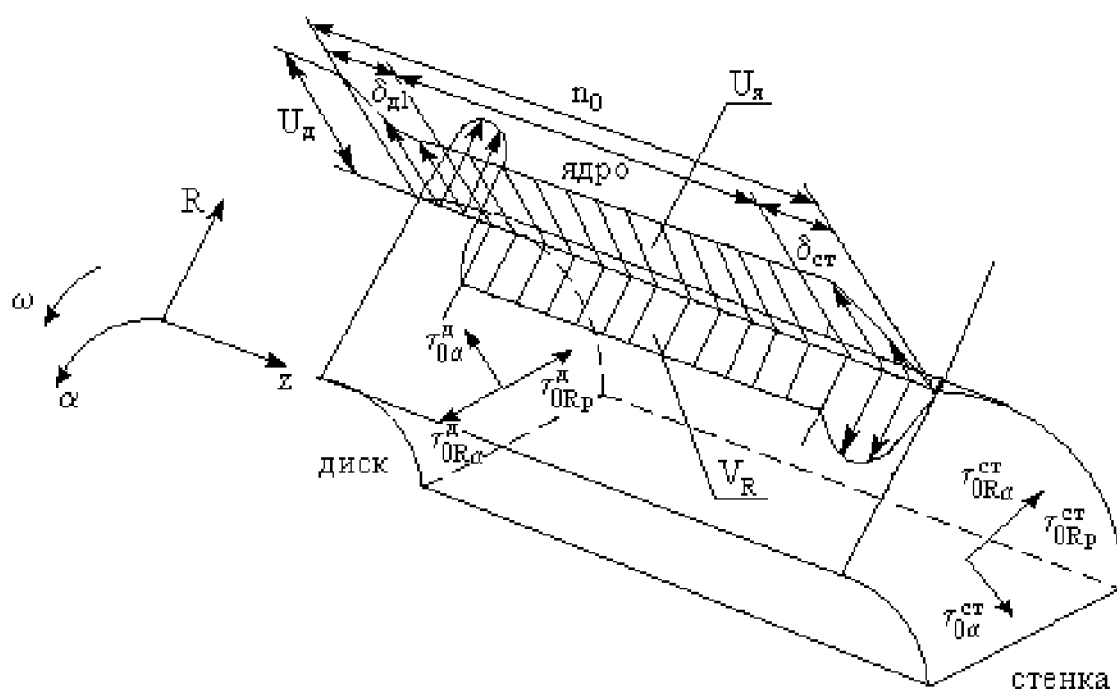
**Рис. 4 – Статическое давление в полости между двумя вращающимися дисками по радиусу диска**

По результатам проведенного численного эксперимента можно увидеть, что функция угловой скорости вращения ядра потока в полости между двумя вращающимися дисками имеет минимум. Это означает, что существует некоторая нижняя граница для радиуса диска, за которой дисковый насос трения работает неэффективно.

Следующий структурно-функциональный участок, который необходимо рассмотреть — торцевой зазор между вращающимся диском и неподвижной стенкой. Фактически, характер течения в этой полости определяет утечки из основного гидравлического тракта дискового насоса трения. Начальные условия для расчета полости равны выходным параметрам потока для полости между двумя вращающимися дисками. Однако, перед началом расчета зазора между неподвижной стенкой и вращающимся диском, необходимо определить объемный расход в ней в соответствии с заданными граничными условиями. В первом приближении объемный расход в торцевом зазоре определим из условия равенства давлений на выходе из торцевой полости и на входе в полость между двумя вращающимися дисками. Это соответствует

идеальному случаю, когда торцевая щель работает в качестве торцевого уплотнения. Это можно сделать, выразив объемный расход как функцию от известных граничных условий, приравняв его к нулю и определив корень такого уравнения.

Рассмотрим элементарный объем жидкости в торцевом зазоре между неподвижной стенкой и вращающимся диском (рис. 5). На рисунке  $\tau_{0\alpha}^{cm}, \tau_{0\alpha}^{\partial}$  — окружные напряжения трения на стенке и на диске соответственно;  $\tau_{0R\alpha}^{cm}, \tau_{0R\alpha}^{\partial}$  — радиальные напряжения трения от окружной составляющей скорости на стенке и на диске соответственно;  $\tau_{0Rp}^{cm}, \tau_{0Rp}^{\partial}$  — 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  $n_0$  — нормальный зазор полости. Бесконечно малый элементарный объем делится на три участка: течение на неподвижной стенке, течение на вращающемся диске и течение ядра потока. Течение на неподвижной стенке происходит в толщине пограничного слоя  $\delta_{ст}$ , где окружная скорость жидкости изменяется от  $u$  до 0. Течение на вращающемся диске происходит в толщине пограничного слоя  $\delta_{\partial}$ , где окружная скорость жидкости изменяется от  $u$  до  $U_{\partial}$  — скорость вращения диска.



**Рис. 5 – Расчетная схема для полости между неподвижной стенкой и вращающимся диском**

Для решения системы уравнений движения вязкой несжимаемой жидкости необходимо определить напряжения от расходного и вращательного течения жидкости [5].

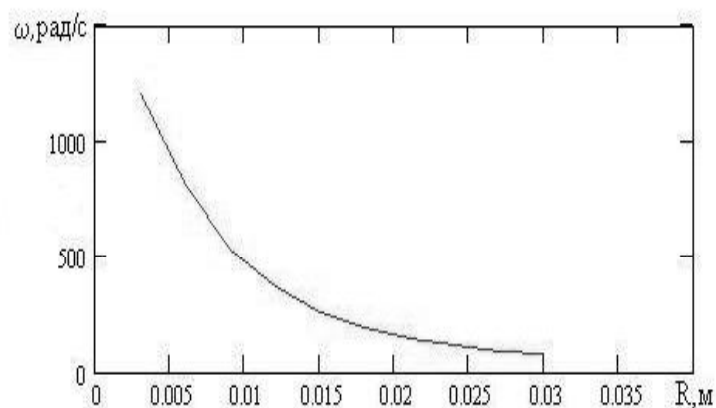
Для полости между вращающимся диском и неподвижной стенкой проведем аналогичную процедуру, как и для полости между двумя вращающимися дисками. Проинтегрировав уравнения движения и проведя соответствующие преобразования, получим (согласно расчетной схеме при течении от периферии к центру) дифференциальные уравнения для угловой скорости в ядре потока

$$\frac{d\omega_{я}}{dR} = \frac{2\pi}{\rho \dot{V}} (\tau_{0\alpha}^{\partial} - \tau_{0\alpha}^{cm}) - \frac{2\omega_{я}}{R}$$

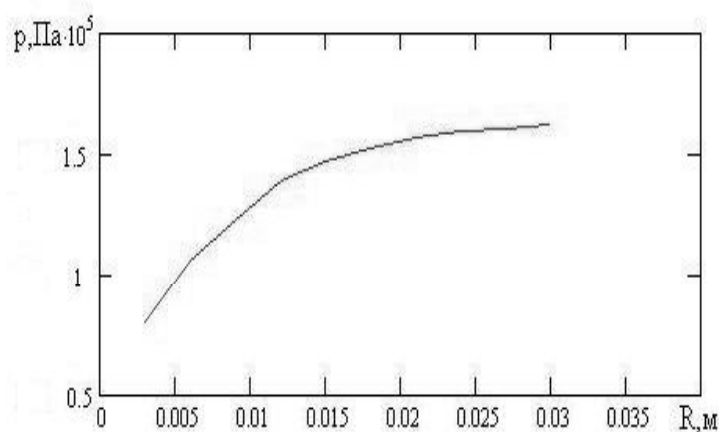
и статического давления

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

Полученные выражения позволяют вести 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 неподвижной стенкой и вращающимся диском (рис. 6, 7).



**Рис. 6 – Угловая скорость вращения ядра потока в полости между неподвижной стенкой и вращающимся диском по радиусу диска**



**Рис. 7 – Статическое давление в полости между неподвижной стенкой и вращающимся диском по радиусу диска**

### Выводы

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.

### Литература

1. Мисюра В.И. Дисковые насосы / В.И. Мисюра, Б.В. Овсянников, В.Ф. Присяжков. – М: Машиностроение, 1986. – 110 с.
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. – 744 с.
5. Краев М.В., Кишкин А.А., Карасев В.П. Оценка момента сопротивления на корпусе малорасходного центробежного насоса // Известия ВУЗов. Авиационная техника. – 1992. – №3. – С. 40-44.