

ГИДРАВЛИКА

Г. А. МАКАРЯН

УСТАНОВИВШЕЕСЯ ДВИЖЕНИЕ ВОЗДУХА С ПЕРЕМЕННЫМ
РАСХОДОМ ВДОЛЬ ПУТИ В УСЛОВИЯХ КРУГОВОГО КОЖУХА
ЦЕНТРОБЕЖНОГО ВЕНТИЛЯТОРА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ
МАШИНЫ

Работа центробежного вентилятора в круговом кожухе недостаточно изучена, что отражается на разработке методики расчета вентиляторов электрических машин. Анализ работы встроенных центробежных вентиляторов, типичных для синхронных электрических машин, показывает, что они по эффективности уступают вентиляторам, работающим в спиральном кожухе. При круговом потоке воздуха, образованном в кожухе над центробежным вентилятором, не обеспечивается постоянное увеличение живого сечения кожуха и имеет место увеличение скорости вдоль пути из-за непрерывного соединения выходящих из рабочего колеса межлопаточных струй, что сопровождается значительными потерями удельной энергии. Это приводит к низким значениям коэффициента давления, расхода и полезного действия вентилятора. Несмотря на это, из-за простоты и технологичности конструкций круговых кожухов, они все еще находят применение в электромашиностроении. Поэтому изучение механизма и закономерностей движения воздуха над центробежным вентилятором в условиях такого кожуха представляет как теоретический, так и практический интерес и позволяет усовершенствовать их методику расчета. Для наглядного представления явления на рис. 1 схематически приведена картина упрощенного плоского движения газа в круговом кожухе над центробежным вентилятором.

Рассматриваемое сложное движение газа, имеющее место в круговом кожухе, в основном, отражается на поведении статического давления потока [1], поэтому определение распределения скоростей и давлений в кольцевом канале над центробежным вентилятором является основной задачей данной проблемы.

Описанный механизм движения можно истолковать или гидродинамическими методами (теорией вихрей, источника и стока), или гидравлическим методом (теорией движения жидкости с переменной массой).

При гидродинамическом подходе применением теории источника и стока или вихревой теории, в лучшем случае, задачу можно решить для идеального потока без учета потери, тогда как на самом деле, возникающие потери на соединение межлопаточных струй с общим (транзитным) потоком значительно влияют на механизм движения. Несмотря на это, решение задачи при таком подходе представляет теоретический интерес.

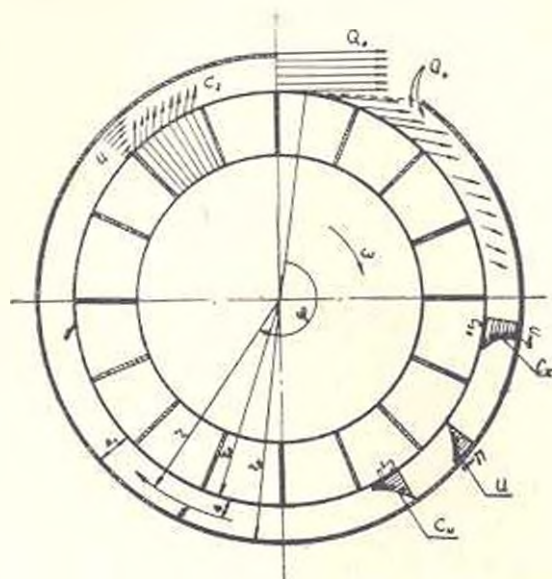


Рис. 1. Схематическая картина движения воздуха в кольцевом канале, образованном между центробежным колесом вентилятора и круговым кожухом электрической машины.

В настоящей статье делается попытка решить поставленную задачу, применив теорию движения с переменной массой.

С целью вывода дифференциального уравнения движения воздуха с переменным расходом вдоль пути в случае канала кругового кожуха необходимо сделать следующие допущения.

Кольцевой канал образуется между двумя соосными цилиндрическими поверхностями (круговой кожух — снаружи и вентилятор — внутри) и двумя перпендикулярными к ним параллельными плоскостями, обеспечивающими постоянное живое сечение потока $F = b \Delta$, где b — ширина, а Δ — высота канала (рис. 2).

С внутренней поверхности кольцевого канала непрерывно поступает поток воздуха с равномерно распределенной (по поверхности) начальной абсолютной скоростью C_0 . При этом относительная, радиальная и тангенциальная скорости (W_2 , C_{2r} , C_{2u}) не изменяются, так как они определяются расходом вентилятора Q_0 , углом β_2 и линейной скоростью U_2 , которые не зависят от системы координат, то есть

$$C_{2u} = U_2 + W_2 \cos \beta_2 = a C_{2r}; \quad W_2 = \frac{C_0}{\sin \beta_2}; \quad C_{2r} = \frac{Q_0}{\pi D_2 h};$$

$$\alpha = \frac{1}{\frac{U_1}{C_0} + \operatorname{ctg} \beta_2} \quad (1)$$

- Соединение струй происходит по всему живому сечению кольцевого канала под постоянным углом, тогда

$$\frac{C_r}{C_o} = \frac{C_u}{C_o} = a.$$

Движение установившееся:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = 0, \quad \frac{dU}{dt} = U \frac{\partial U}{\partial s}.$$

— Из-за малости паразитного потока $Q_{\text{п}}$ им можно пренебречь.

— Потери на трение при соединении струй, а также распределение скоростей U и $C_{\text{ш}}$ происходит согласно закону постоянства момента силы вязкого трения на круговой цилиндрической поверхности [2].

$$M = 2\pi r^2 \frac{d\omega}{dr}, \quad (2)$$

где ω — угловая скорость вращения частиц; λ — коэффициент трения.

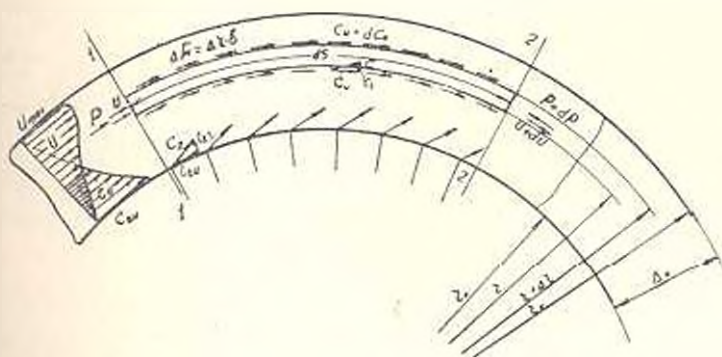


Рис. 2. Структура потока в холодном канале.

— В качестве массовых сил действуют центробежные силы с ускорением K_u . Функция K_u имеет потенциал Π :

$$\Pi = \frac{U^2}{r} (r - r_0) \text{ и } K_v = -\frac{\partial \Pi}{\partial s} = -\frac{c^1}{\partial s} \frac{U^2}{r} (r - r_0).$$

— Распределение давления по сечению неравномерно и изменяется по закону:

$$P = P_0 C_0^2. \quad (3)$$

где P — относительное давление, постоянное по сечению;

ρ — плотность воздуха, изменением которой при скоростях до 100 м/сек можно пренебречь.

Уравнение движения с переменным расходом составляется, исходя из закона изменения количества движения.

Рассматривается элементарная струйка, выделенная из кольцевого транзитного потока и соосная с ним. Через элементарное жидкое сечение $1-1$ ($\Delta F = bdr$) проходит масса Δm_1 со скоростью U , а с внутренней поверхности струйки за промежуток времени Δt присоединяется масса $\Delta m_c = \rho C_c \Delta t b ds$ со скоростью C_c . Одновременно, с внешней поверхности струйки отделяется масса $\Delta m_{01} = \Delta m_1 \left(1 + \frac{dC_c}{C_c} \right)$ со скоростью $C_c = dC_c$. Суммарная масса $\Delta m_2 = \Delta m_1 + \Delta m_c - \Delta m_{01}$ выходит через сечение $2-2$ со скоростью $U + dU$.

Тогда приращение количества движения за промежуток времени Δt будет:

$$\begin{aligned} \Delta m_2 (U + dU) - \Delta m_{01} (C_c + dC_c) - \Delta m_1 U - \Delta m_c C_c = \\ = \Delta m_2 dU - \Delta m_c (U - 2C_c) \frac{dC_c}{C_c}. \end{aligned} \quad (4)$$

Из внешних сил на струйку действуют: сила давления, центробежные силы, сила турбулентного трения с напряжением τ на внутренней и внешней поверхностях струйки и сила вязкого трения с напряжением τ на ее боковых поверхностях.

Сила турбулентного трения, возникающая вследствие непрерывного перемешивания струй по всему сечению потока, рассматривается как объемная сила с ускорением „торможения трения“ $K_r = \frac{\tau}{\rho(r-r_0)}$ на радиусе r . Тогда сумма импульсов от внешних сил, спроектированных на направление U , будет иметь вид:

$$K_r \Delta m_2 \Delta t - \Delta F \Delta P \Delta t + 2\tau dr \Delta t ds + K_c \Delta m_c \Delta t. \quad (5)$$

Приравнявая выражения (4) и (5) (согласно закону изменения количества движения) и разделив обе части полученного уравнения на $\Delta m_2 \Delta t = \rho b dr \Delta t ds$, после некоторого преобразования получим дифференциальное уравнение кругового движения с переменной массой для элементарной струйки несжимаемой вязкой жидкости:

$$\begin{aligned} 2 \frac{r-r_0}{r} U \frac{\partial U}{\partial s} + U \frac{\partial U}{\partial s} + C_c^2 \frac{\partial p}{\partial s} + \alpha (2C_c - U) \frac{dC_c}{dr} + \\ + 2\tau (r-r_0) \frac{dU}{dr} \frac{dC_c}{dr} + 2\tau^2 \frac{A^2}{br^2} = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Для перехода от удельной энергии элементарной струйки к полной энергии кольцевого потока уравнение (6) представляется в интегральном виде с предварительным умножением его на интенсивность

объемного расхода струйки $dq = d \frac{Q}{b} = U dr$, т. е.

$$\begin{aligned} & \int_0^{\frac{1}{2}} \frac{\partial U}{\partial s} \int_0^{\frac{1}{2}} \left(2 \frac{r-r_0}{r} + 1 \right) U dr ds + \int_0^{\frac{1}{2}} \frac{d\bar{p}}{ds} \int_0^{\frac{1}{2}} U C_u dr ds + \\ & + a \int_0^{\frac{1}{2}} ds \int_0^{\frac{1}{2}} (2C_u - U) U \frac{dC_u}{dr} dr + 2 \frac{z^2}{b} \int_0^{\frac{1}{2}} A^2 \int_0^{\frac{1}{2}} U \frac{dr}{r^2} ds + \\ & + z^2 \int_0^{\frac{1}{2}} \int_0^{\frac{1}{2}} (r-r_0) \frac{dU}{dr} \frac{dC_u}{dr} dr ds = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

При выводе уравнений (6) и (7) учтено следующее:

1. Напряжения турбулентного трения и вязкого трения приняты в соответствии с законом сопротивления Прандтля и соответственно имеют вид:

$$\tau_c = -\rho l^2 \frac{dU}{dr} \frac{dC_u}{dr}; \quad \tau = -\rho l^2 \left(r \frac{\partial \omega}{\partial r} \right)^2, \quad (8)$$

где $l = z(r-r_0)$ — длина свободного пробега частиц; z — относительная длина свободного пробега частиц, согласно общей теории турбулентного перемешивания [3] $z = 0,125$. Точное значение z можно установить опытным путем.

2. $\frac{\partial \omega}{\partial r}$ определяется по (2), из чего с учетом (8) следует:

$$\tau = -\rho z^2 \frac{A^2}{r^2} \quad \text{и} \quad \omega = -\frac{A}{2r^2} + B. \quad (9)$$

Установление распределения скоростей U и C_u по живому сечению потока, необходимое для интегрирования (7), производится с помощью (9). Постоянные A и B определяются по граничным условиям для указанных скоростей и отделимости.

Для скорости U имеют место следующие граничные условия: при $r=r_0$ $U=0$ и при $r=r_k$ $U=U_{\max}$. (Точнее при $r=r_k$ $U=0$. Но $U=U_{\max}$ (рис. 2) при $r=r_k-\delta$, где $\delta \ll r_k-r_0$).

Для скорости C_u имеются следующие граничные условия: при $r=r_k$ $C_u=C_{2u}$ и при $r=r_0$ $C_u=0$.

Тогда согласно (9):

$$U = K\Delta \frac{2 + \Delta}{1 + \Delta} V, \quad A = 2r_k KV, \quad (10)$$

где

$$K = \left| 1 + \frac{\Delta_0}{2} - \frac{\ln(1 + \Delta_0)}{\Delta_0} \right|^{-1};$$

$$C_n = K_1 \frac{\Delta_0 - \Delta}{1 - \Delta} \left(1 + \frac{1 - \Delta}{1 - \Delta_0} \right) C_{10}, \quad (11)$$

где

$$K_1 = \Delta_0 \frac{1 + \Delta_0}{2 + \Delta_0}; \quad \Delta = \frac{r - r_0}{r_0}; \quad \Delta_0 = \frac{r_0 - r_0}{r_0}.$$

Средняя скорость кольцевого потока $V = C_{10} \Delta_0$ может быть определена из уравнения неразрывности с учетом допущения (2). Интегрируя уравнение (7) по сечению с учетом (9), (10) и (11) и заменяя длину дуги s через угол $\varphi = s/r_0$, получим уравнение движения в виде

$$\bar{p} = \int (C_1 \varphi^2 - C_2 \varphi - C_3) d\varphi$$

относительно искомой функции $\bar{p}$ — относительного статического давления при независимой переменной вдоль потока φ . Величины C_1 , C_2 , C_3 — постоянные.

Решение последнего уравнения имеет вид:

$$\bar{p} = \frac{a}{b} z^2 M_1 \frac{z^4}{5} + (a M_1 + M_2 - z^2 M_3) \frac{z^2}{2} - M_4 z. \quad (12)$$

Постоянные уравнения (12) зависят только от относительной высоты кольцевого канала $\Delta_0 = \frac{r_0 - r_0}{r_0} = n - 1$ и определяются выражениями:

$$M_1 = m(1 - n)(f_1 - f_2); \quad M_2 = m(f_1 + f_2); \quad M_3 = m r_0 f_3;$$

$$M_4 = 2 r_0 f_4 f_5; \quad M_5 = 8 m^2 r_0 f_4 f_5; \quad m = \frac{K}{K_1} n^2 f_2 f_3$$

$$f_1 = 8 - n^2 - 6n - \frac{3}{n}; \quad f_2 = n^2 - \frac{1}{n^2} - 4 \ln n; \quad r_0 = \frac{1 + \sqrt{1 + 4K^2}}{2K};$$

$$f_3 = n^2(n^2 - 2) \ln n - \frac{n^2 - 1}{4}(3n^2 - 1); \quad f_4 = 2 - n^2 - \frac{1}{3} \left(8n - \frac{1}{n^2} \right);$$

$$f_5 = -\frac{2}{3}(n - 1)^2; \quad f_6 = n^2 \ln n - \frac{n^2 - 1}{2};$$

$$f_7 = n f_6 - \frac{3}{4} n (n^2 - 1) \left(1 + \frac{1}{n^2} \right).$$

Для облегчения практических расчетов на рис. 3 приведены графики функций M_1 , M_2 , M_3 , M_4 , M_5 , построенные для интервала $0 \leq \Delta_0 \leq 1$, достаточно полно охватывающего область применения рассмотренных вентиляторов электрических машин.

Уравнение (12) отражает закономерность изменения относительного избыточного давления вдоль пути. Из него вытекает, что в большинстве случаев (кроме случаев с $\beta = 1$) при небольших значениях Δ_0 избыточное давление над иструенным (и кожухе или подшипниковом щите генератора) центробежным вентилятором ст. контура меньше нуля, т. е. возникает вакуум, что наблюдается на практике. Чем дальше находится сечение от выходного окна по пути потока, тем больше величины разрежения.

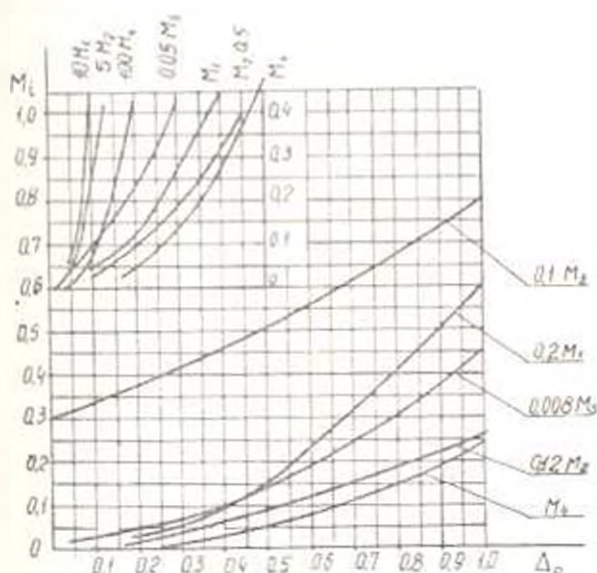


Рис. 3. Характер изменения функции M_0 и f_0 по относительной высоте Δ_0 кожуховых каналов (при различных соотношениях диаметров рабочего колеса и кругового кожуха).

Для определения полного давления вентилятора, наряду с учетом динамического давления на выходе H_d , следует учесть также статистическое давление $H_{ст}$.

В случае кругового потока воздуха пренебрежение величиной $H_{ст}$ при работе центробежного вентилятора на всасывание приведет к значительным ошибкам. Величину $H_{ст}$ можно определить из уравнения (13) при граничном условии $P = H_{ст}$ при $\alpha = 2\pi$. Угол 2π захватывает длину потока между соседними выходными окнами кожуха. При числе окон N и угле α , охватывающем каждое окно, имеет место $2\pi = \alpha N$.

Возникающее в кожухе вентилятора разрежение практически может быть использовано для создания эжекции в системах охлаждения синхронных генераторов, для применения ротационного эжектора при проветривании систем очистки охлаждающего воздуха в условиях агрегатов питания [4] и т. д.

Ниже приводится оценка принятых допущений.

1. Приведенные выше допущения вытекают из симметричности работы центробежного вентилятора и установившегося характера движения и необходимы для математической постановки задачи. Они не умаляют точность решения задачи, которая не ниже уровня гидравлических методов.

Тем не менее, влияние всех допущений и ограничений отражено в параметре z , величина которого будет устанавливаться по результатам экспериментальных исследований встроенных вентиляторов электрических машин.

2. Принятый закон распределения давления по сечению льтекает из уравнения Эйлера и соответствует физической картине движения.

3. Суммарная скорость кругового потока в любой точке C_1 складывается из скорости транзитного потока U и скорости присоединенных струй C_n . Эпюры скоростей U и C_n обоснованы теоретически, ибо характер их изменения непосредственно получен из закона постоянства момента силы вязкого трения (2) круговой цилиндрической поверхности.

Непосредственное изменение скоростей U и C_n не представляется возможным.

Очевидно, что скорость C_1 (рис. 1) при $r = r_0$ должна принимать свое наибольшее значение C_{2n} . Именно такое значение принимают скорости присоединения C_n на нижней границе ($r = r_n$). Далее, они монотонно убывают с ростом r и на внешней границе становятся равными нулю, так как при $r = r_0$ присоединение прекращается.

Разница эпюр скоростей C_1 и C_n представляет собой распределение скоростей U транзитного потока. На самом деле, накопленный ранее в разном поле центробежных сил транзитный поток под активным динамическим воздействием вылетающих из колеса межлопаточных струй прижимается к наружной стенке кожуха, в результате чего максимальная скорость U_{max} вблизи внешней границы потока ($r = r_k$), с уменьшением r убывает до нуля при $r = r_0$.

ВНИИКЭ

Поступило 1 IX 1969.

Ч. А. МАКАРЯН

ՕՐԻ ՍՏԱՅԻՆՈՒՄԸ ԵՄԵՐՈՒՄԸ ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ՄԱՍԻՆՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐՈԿԱՆ
ՄԵԿԱՆԻԿԱԿԱՆ ԴԵՍԻՆԱՆԵՐՆԵՐԻ ՇՐՋԱՆԱԳԾՈՅԻՆ ՊԵՏԱԿԱՆ
ՊԵՏՐՈՂԱՆԵՐՈՒՄԸ

Ա. Մ. ՓԻՆՓԻՆՎԱՆ

Հոդվածը վերաբերում է էլեկտրական մեքենաների օգույն ստեղծան
սիրտների շրջանադաշին պատշաճով կոնստրուկցիայի աշխատանքի վերա-
բերվածը և այդ սիրտների հիդրոդինամիկական տեսանկյունից մշակված վեր-

է արված: Օդափոխիչի ներսում օդի շարժման հետազոտությունը հիմնված է փոփոխական մասնաչի տեսության դրույթների վրա և հարցի բնութագրման ժամանակ արված է 8 բնորոշություններ: Անտեսված է հատկանի փոփոխությունը օդի շարժման ժամանակ մինչև 100 մ վրեկ աչազությունների դեպքում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Макарян Г. А. О расчете центробежного вентилятора с цилиндрическим кожухом. "Электрическая промышленность", вып. 243, 1964.
2. Милн-Томсон А. М. Теоретическая гидродинамика. Изд. "Мир", 1964.
3. Придтль А. Гидравлика. Изд. илюстр. лит., М., 1951.
4. Макарян Г. А. О совместной работе электрогенератора и ГТД в условиях повышенной запыленности воздуха. Труды семинара по очистке воздуха, масла и топлива, Вып. 9, книга 2, НАМИ, М., 1969.