

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ РАДИУСА ВИХРЕВОГО ЦЕНТРА ЦИРКУЛЯЦИОННОГО ПОТОКА ГИДРОМУФТЫ

Ю. И. КАПУСТИН

(Представлена научным семинаром кафедры прикладной механики)

При расчете и проектировании гидродинамических муфт, имеющих некоторые элементы конструкции, в той или иной мере связанные с вихревым центром потока, необходимо знать его положение в полости гидромуфты, которое задается обычно величиной его радиуса. К таким гидромуфтам относятся предохранительные гидромуфты [1], имеющие вертикальную ось вращения, тяговые гидромуфты с горизонтальной осью вращения [2] и некоторые другие специальные конструкции гидромуфт.

Определение величины радиуса вихревого центра потока из условия постоянства меридиональной скорости потока по сечению гидромуфты дает результаты, несколько отличающиеся от экспериментальных. Это может привести к неверному расположению некоторых элементов гидромуфты и к получению неудовлетворительной ее внешней характеристики. Несовпадение расчетных и экспериментальных величин радиуса вихревого центра потока может быть объяснено тем, что поток в гидромуфте значительно отличается от равноскоростного [3]. Скорость потока на выходе из насоса превышает скорость потока на входе.

Определим этот радиус с учетом изменения величины меридиональной скорости в рабочей полости гидромуфты. При этом сделаем следующие допущения:

1) для потока в рабочей полости принимаем справедливой струйную теорию;

2) число лопаток рабочих колес принимаем бесконечно большим;

3) толщиной лопаток пренебрегаем.

Введем обозначения (рис. 1):

$x$  — радиус входа элементарной струйки,

$y$  — радиус выхода этой же струйки,

$dx, dy$  — ширина элементарной струйки, соответственно, на выходе и входе из турбинного колеса,

$W_x, W_y$  — меридиональная скорость потока в элементарной струйке на входе и на выходе.

При расчете будем считать известными следующие величины:  $R_a$  — активный и  $R_0$  — начальный радиус гидромуфты,  $\omega_n$  — угловую скорость насосного колеса,  $\omega_T$  — угловую скорость турбинного колеса, а также закон распределения меридиональных скоростей потока во входном сечении турбинного колеса, т. е. зависимость

$$W_x = f(x).$$

Для определения радиуса вихревой зоны в общем виде запишем уравнение неразрывности для выделенной элементарной струйки:

$$W_y \cdot F_y = W_x \cdot F_x, \quad (1)$$

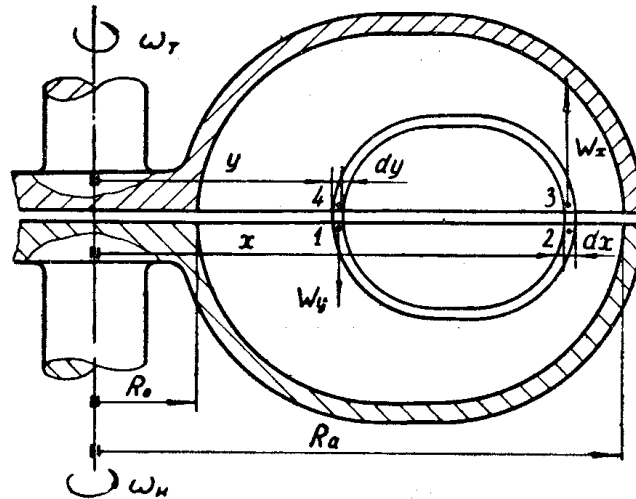


Рис. 1

где  $F_y$  и  $F_x$  — площади потока в элементарной струйке, соответственно на выходе и входе в турбинное колесо, которые равны:

$$\begin{aligned} F_y &= \pi (y + dy)^2 - \pi y^2, \\ F_x &= \pi x^2 - \pi (x - dx)^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Подставляя выражения (2) в (1), проводя очевидные упрощения и пренебрегая  $dy^2$  и  $dx^2$ , как величинами второго порядка малости по сравнению с остальными величинами, получим

$$W_y \cdot y \cdot dy = W_x \cdot x \cdot dx. \quad (3)$$

Решив полученное дифференциальное уравнение при граничных условиях: а)  $x = R_a$ ,  $y = R_o$  и б)  $x = R_u$ ,  $y = R_u$ , можно определить радиус вихревой зоны потока. Для его разрешимости необходимо знать величину изменения меридиональной скорости на выходе из турбинного колеса, т. е. зависимость  $W_y = f(W_x)$ .

Эта зависимость может быть найдена следующим образом. Из уравнения полной энергии в относительном движении с учетом потерь в рабочих колесах имеем:

для насосного колеса

$$\frac{P_{2x}}{\gamma} + \frac{W_{2x}^2 - U_{2x}^2}{2g} = \frac{P_{1y}}{\gamma} + \frac{W_{1y}^2 - U_{1x}^2}{2g} - \Delta h_n, \quad (4)$$

для турбинного колеса

$$\frac{P_{3x}}{\gamma} + \frac{W_{3x}^2 - U_{3x}^2}{2g} = \frac{P_{4y}}{\gamma} + \frac{W_{4y}^2 - U_{4y}^2}{2g} + \Delta h_T. \quad (5)$$

Вычитая одно из другого, получим

$$\begin{aligned} = \Delta h_T + \Delta h_n &= \frac{P_{3x} - P_{4y}}{\gamma} - \frac{P_{2x} - P_{1y}}{\gamma} + \frac{W_{3x}^2 - W_{4y}^2}{2g} - \\ &- \frac{W_{2x}^2 - W_{1y}^2}{2g} + \frac{U_{2x}^2 - U_{1y}^2}{2g} - \frac{U_{3x}^2 - U_{4y}^2}{2g}. \end{aligned}$$

Ввиду того, что изменение величины меридиональной скорости в насосном колесе при установившемся режиме равно изменению величины меридиональной скорости в турбинном колесе, то имеет место равенство.

$$W_{3x}^2 - W_{4y}^2 = W_{2x}^2 - W_{1y}^2.$$

В связи с тем, что длина струйки в рабочих колесах одинакова, средние меридиональные скорости равны, должны быть равны и разности давлений в указанных сечениях элементарной струйки:

$$\frac{P_{2x} - P_{1y}}{\gamma} = \frac{P_{3x} - P_{4y}}{\gamma}.$$

Это равенство справедливо для бесконечно большого числа лопаток, так как в этом случае дополнительные потери, связанные с вращением рабочих колес, пренебрежительно малы [4].

Тогда

$$\Delta h_n + \Delta h_T = \frac{U_{2x}^2 - U_{1y}^2}{2g} - \frac{U_{3x}^2 - U_{4y}^2}{2g}.$$

Заменяя

$$\begin{aligned} U_{1y} &= \omega_n \cdot y, & U_{2x} &= \omega_n \cdot x, \\ U_{3x} &= \omega_T \cdot x, & U_{4y} &= \omega_T \cdot y, \end{aligned} \quad (6)$$

получим

$$\Delta h_n + \Delta h_T = \frac{\omega_s^2 (x^2 - y^2)}{2g},$$

где

$$\omega_s = \sqrt{\omega_n^2 - \omega_T^2}.$$

Так как по принятому  $\Delta h_n = \Delta h_m$ , то

$$\Delta h_n = \frac{\omega_s^2 (x^2 - y^2)}{4g}. \quad (7)$$

Подставляя (7) в (4), заменяя  $U_{1y}$  и  $U_{2x}$  их выражениями (6), а  $\frac{P_{1y}}{\gamma}$  и  $\frac{P_{2x}}{\gamma}$  их выражениями

$$\frac{P_{1y}}{\gamma} = \frac{\omega_T^2 y^2}{2g}, \quad \frac{P_{2x}}{\gamma} = \frac{\omega_T^2 x^2}{2g}$$

и сокращая на  $\frac{1}{2g}$ , получим

$$\omega_T^2 x^2 - W_{2x}^2 - \omega_n^2 x^2 = \omega_T^2 y^2 + W_{1y}^2 - \omega_n^2 y^2 - \frac{1}{2} \omega_s^2 (x^2 - y^2).$$

Произведя очевидные упрощения, будем иметь

$$W_{1y}^2 = W_{2x}^2 - \frac{\omega_s^2}{2} (x^2 - y^2)$$

или

$$W_{1y} = \sqrt{W_{2x}^2 - \frac{\omega_s^2}{2} (x^2 - y^2)}. \quad (8)$$

Подставим выражение (8) в (3).

$$\sqrt{W_{2x}^2 - \frac{\omega_s^2}{2} (x^2 - y^2)} \cdot y \cdot dy = W_{2x} \cdot x \cdot dx. \quad (9)$$

Характер распределения меридиональных скоростей на входе в турбинное колесо имеет своеобразный вид и может быть аппроксимирован следующей зависимостью:

$$W_{2x} = \alpha W_{cp} \left( 1 - \frac{x - R_u}{R_a - R_u} \right)^{\frac{1}{m}} \cdot \frac{x - R_u}{R_a - R_u}, \quad (10)$$

Подставив  $W_{2x}$  из (10) в (9), получим дифференциальное уравнение, которое может быть решено только с помощью приближенных методов [5], и поэтому для практических расчетов не может быть использовано.

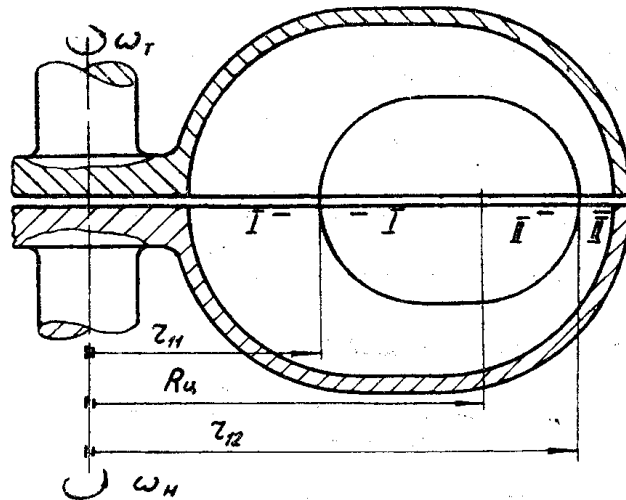


Рис. 2

Для практических целей эта же задача может быть решена более простым методом — методом последовательных приближений. Для этого сосредоточим весь поток к эквивалентной струйке. Радиусы положения ее в первом приближении найдем из условия постоянства меридиональной скорости потока по всему сечению гидромолоты (рис. 2).

$$r'_{11} = \sqrt{\frac{R_u'^2 + R_0^2}{2}}, \quad r'_{21} = \sqrt{\frac{R_u'^2 + R_a^2}{2}}, \quad (11)$$

где

$$R_u' = \sqrt{\frac{R_a^2 + R_0^2}{2}}.$$

Скорость потока в эквивалентной струйке на входе в насосное колесо определится по зависимости (8), которая в этом случае примет вид:

$$W_1^2 = W_2^2 - \frac{\omega_2^2}{2} (r_{21}'^2 - r_{11}'^2).$$

здесь  $W_1$  и  $W_2$  — средние скорости потока в сечениях I—I и II—II.

Произведем некоторые преобразования:

$$(W_2 - W_1) W_2 + W_1 = \frac{\omega_2^2}{2} (r_{21}'^2 - r_{11}'^2). \quad (12)$$

Введем коэффициент изменения меридиональной скорости по зависимости:

$$\kappa = \frac{W_2}{W_1}. \quad (13)$$

Обозначим

$$\frac{W_1 + W_2}{2} = W_{cp}. \quad (14)$$

Внося выражения (13) и (14) в уравнение (12) и производя очевидные преобразования, получим

$$\kappa - 1 = \frac{\omega_2^2 (r_{21}'^2 - r_{11}'^2)}{4W_{cp} \cdot W_1}. \quad (15)$$

Ввиду того, что  $W_2 = \kappa W_1$  и  $2W_{cp} = W_1 + W_2$ , то заменяя  $W_2$  его выражением через  $W_1$ , получим

$$W_1 = \frac{2W_{cp}}{1 + \kappa}. \quad (16)$$

Внося выражение (16) в уравнение (15), перепишем его в виде

$$\kappa - 1 = \frac{(1 + \kappa) \cdot \omega_2^2 (r_{21}'^2 - r_{11}'^2)}{8W_{cp}^2}.$$

Разрешая относительно  $\kappa$  получим

$$\kappa = 1 + \frac{2\omega_2^2 (r_{21}'^2 - r_{11}'^2)}{8W_{cp}^2 - \omega_2^2 (r_{21}'^2 - r_{11}'^2)}.$$

Разделив числитель и знаменатель дроби на  $\omega_2^2$ , получим:

$$\kappa = 1 + \frac{(2r_{21}'^2 - r_{11}'^2)}{8 \left( \frac{W_{cp}}{\omega_2} \right)^2 - (r_{21}'^2 - r_{11}'^2)}. \quad (17)$$

Вычислив коэффициент изменения меридиональной скорости  $\kappa$ , найдем величину радиуса вихревой зоны во втором приближении.

$$R_u'' = \sqrt{\frac{R_0^2 + \kappa R_a^2}{1 + \kappa}}.$$

Величины радиусов эквивалентной струйки в этом приближении определим по зависимостям (11), заменяя в них  $\kappa$  на  $R_u$ . Повторяя расчеты, аналогичные первому приближению, найдем радиус вихревой зоны для третьего приближения и т. д. Если разность величин радиусов в последующем и предыдущем приближении станет величиной малой, которой можно для практических расчетов пренебречь, то на этом приближенный расчет можно закончить и принять величину радиуса вихревой зоны по последнему приближению.

Пример расчета: рассчитаем величину радиуса вихревой зоны потока для гидромурфты, имеющей следующие данные:  $R_a = 10,5$  см,  $R_0 = 3,7$  см,  $n_n = 1070$  об/мин, при  $S = 13\%$ ,  $M = 1,7$  кгм. В качестве заполняющей жидкости используется веретенное масло.

Первое приближение:

1. Определим радиус вихревой зоны:

$$R_u' = \sqrt{\frac{R_a^2 + R_0^2}{2}} = 7,85 \text{ см.}$$

2. Определяем радиусы эквивалентной струйки:

$$r_{21}' = \sqrt{\frac{R_a^2 + R_u^2}{2}} = 9,25 \text{ см.}$$

$$r_{11}' = \sqrt{\frac{R_0^2 + R_u'^2}{2}} = 6,1 \text{ см.}$$

3. Находим площадь выходного потока из насосного колеса:

$$F_{2н}' = \pi (R_a^2 - R_u'^2) - \delta \cdot n (R_a - R_u') = 137,5 \text{ см}^2.$$

4. Подсчитываем среднюю меридиональную скорость:

$$W_{cp}' = \frac{M \cdot g}{\kappa_f \cdot F_{2н}' \cdot (r_{21}'^2 - r_{11}'^2) \cdot \omega_n \cdot \gamma} = 5,5 \text{ м/сек.}$$

5. Определяем угловые скорости насосного и турбинного колес:

$$\omega_n = \frac{\pi n_n}{30} = 112 \text{ 1/сек}, \quad \omega_T = \frac{100 - S}{100} \cdot \omega_n = 98 \text{ 1/сек},$$

$$\omega_3 = \sqrt{\omega_n^2 - \omega_T^2} = 55,7 \text{ 1/сек.}$$

6. Определяем коэффициент изменения меридиональной скорости:

$$K' = 1 + \frac{2(r_{21}'^2 - r_{11}'^2)}{8 \left( \frac{W_{cp}'}{\omega_3} \right)^2 - (r_{21}'^2 - r_{11}'^2)} = 1,26.$$

7. Определяем радиус вихревой зоны потока для второго приближения:

$$R_u'' = \sqrt{\frac{R_0^2 + \kappa' R_a^2}{1 + \kappa'}} = 8,23 \text{ см.}$$

Результаты расчетов в последующих приближениях сведены в таблицу:

№ приближ.	$R_u$ , см	$r_{11}$ , см	$r_{21}$ , см	$F_{2н}$ , см <sup>2</sup>	$W_{cp}$ , см/сек	$K$	$R_u$ , см
1	7,85	6,10	9,25	137,5	5,50	1,26	8,23
2	8,23	6,40	9,40	121,0	6,03	1,10	8,03
3	8,03	6,25	9,30	131,0	5,80	1,18	8,10
4	8,10	6,30	9,35	126,5	5,90	1,13	8,06

Таким образом, 3-е и 4-е приближение дали в пределах точности вычислений близкие результаты, которые и могут быть приняты за величину радиуса вихревой зоны. Фактический радиус, определенный экспериментально, равен 81,0 см.

Сравнение расчетных и экспериментальных значений радиуса вихревой зоны для других режимов скольжений, различных чисел оборотов насосного колеса и различной заполняющей жидкости показало, что

предлагаемая методика может быть использована для определения величины радиуса вихревой зоны потока при расчете и проектировании специальных гидродинамических муфт.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. М. Гохберг, А. В. Мурин и С. И. Шубович. Предохранительная турбомуфта. Бюллетень изображений и товарных знаков, № 7, 1965.
2. Б. А. Гавриленко, В. А. Минин. Гидродинамические передачи. Оборонгиз, 1959.
3. С. Н. Козлов. Измерение потока между рабочими колесами гидродинамических муфт. Труды ВИГМ, выпуск XXXIII, Москва, 1963.
4. М. Н. Эттингер. Теория и расчет турбомуфты. Труды ЦИАМ, № 128, Оборонгиз, 1947.
5. И. С. Березин, Н. Л. Жидков. Методы вычислений. Том II, Издательство «Наука», Москва, 1966.