

НАУЧНЫЕ ЗАМЕТКИ

С. С. АВЕТИСОВ

ВТОРИЧНЫЙ ПОТОК В КАНАЛАХ ГИДРОТУРБИН

Износы на поверхности канала рабочего колеса гидротурбины, при входе потока не следуют вдоль поверхности обода и втулки, как это должно было быть в случае осесимметричного потока, а сходят с поверхности обода и втулки на выпуклый контур лопасти и направлены к среднему сечению лопасти. Резкое отклонение износов у обода и втулки можно объяснить, только, интерференцией пограничных слоев в случае лопасти конечной длины.

Канал рабочего колеса гидротурбины ограничен одним выпуклым и одним вогнутым контуром смежных лопастей, а также криволинейными поверхностями обода и втулки рабочего колеса. Изменение формы канала рабочего колеса вдоль течения жидкости должно оказывать влияние на соотношение кинетической энергии и статического давления в потоке жидкости по сечениям канала. В данном случае средняя часть выпуклой поверхности лопасти, в некотором удалении от поверхности обода и втулки, будет зоной минимального статического давления. Тормозящее действие пограничного слоя обода и втулки будет вытеснять течение в тех случаях, когда поток обтекает ту часть лопасти, которая непосредственно прилегает к ободу или втулке. Это создает градиент статического давления вдоль длины лопасти. Вследствие влияния формы граничной поверхности и вязкости жидкости в поперечном направлении потока возникает, градиент давления. Это приводит к появлению вторичных токов.

Принимая условие возникновения концевых вихрей в виде

$$\frac{d}{d_n} (\Gamma_n, V_m) \neq 0, \quad (1)$$

определим скорости вторичного течения из рассмотрения контура $ABCDEF$, показанного на рис. 1.

Согласно теории Стокса циркуляция по некоторой поверхности, ограниченной контуром, может быть вычислена интегрированием вихря по этой поверхности. Изменением циркуляции, вызванным смещением частичек F , B и E относительно выходной кромки, пренебрегаем. Интегрирование распространяем на оставшийся контур $FBCEF$ без учета смещения (рис. 1). Будем иметь

$$\Gamma = \zeta f dn_1, \quad (2)$$

где ζ — компонент абсолютного вихря, который перпендикулярен скорости; f — расстояние отставания между частичками, §§ проходящими вдоль выпуклого и вогнутого контуров лопасти; dn_1 — расстояние нормальное осесимметричным линиям тока, т. е. расстояние между B и C .

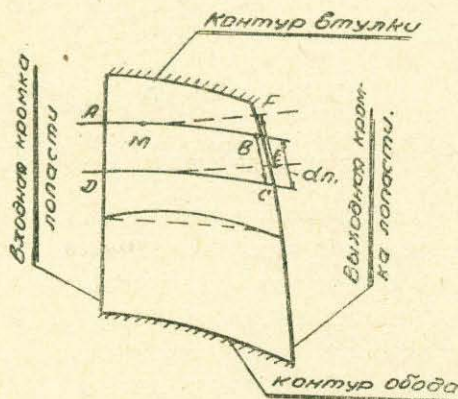


Рис. 1.

Для циркуляции, охватывающей рассматриваемую часть лопасти, имеем:

$$\Gamma = L_{CDE} - \Gamma_{BAF} + 2 v_b dn_2$$

или

$$\Gamma = - \frac{d\Gamma_{лА}}{dn_1} dn + 2 v_b dn_2, \quad (3)$$

где $\Gamma_{лА}$ — циркуляция лопасти в сечении A ;

dn_2 — расстояние между F и E .

Подставив в (3) значение Γ из уравнения (2) после преобразований получим:

$$v_b = \frac{1}{2} \left(\zeta f + \frac{d\Gamma_{лА}}{dn_1} \right) \cdot \frac{dn_1}{dn_2}. \quad (4)$$

Для определения расстояния f рассмотрим линию $A_0 B_0$ составленную из жидких частиц в момент t_0 , натекания на лопасть. В другой момент времени t частицы, составляющие линию $A_0 B_0$ образуют новые линии AB и AF (рис. 1).

Линейные интегралы от скорости w по линии AB и AF будут иметь вид:

$$\Gamma_{AB} = \int_{AB} w ds; \quad \Gamma_{AF} = \int_{AF} w ds. \quad (5)$$

Жидкую частицу, в момент t_0 на линии $A_0 B_0$, будем характеризовать значением параметра w_∞ . Здесь w_∞ — относительная скорость впереди лопасти. Координаты x, y, z любой частицы лежащей в момент времени t_0 на линии $A_0 B_0$ будут функциями w_∞ и t .

Следовательно радиус-вектор точки M относительно начала координат 0

$$r = r(\omega_\infty, t). \quad (6)$$

Поэтому выражение циркуляции (5) примет вид:

$$\Gamma_{AB} \equiv \int_{AB} \left(\omega_x \frac{\partial x}{\partial \omega_\infty} + \omega_y \frac{\partial y}{\partial \omega_\infty} + \omega_z \frac{\partial z}{\partial \omega_\infty} \right) d\omega_\infty = \int_{AB} \left(\omega \cdot \frac{\partial r}{\partial \omega_\infty} \right) d\omega_\infty. \quad (7)$$

Имея в виду, что ω_∞ и t независимые переменные в силу (6) и (7) после дифференцирования получим

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma_{AB}}{dt} &= \int_{AB} \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} \frac{\partial r}{\partial \omega_\infty} \right) d\omega_\infty + \int_{AB} \left(\omega \frac{\partial^2 r}{\partial \omega_\infty \partial t} \right) d\omega_\infty = \\ &= \int_{AB} \left(\omega^1 \cdot \frac{\partial r}{\partial \omega_\infty} \right) d\omega_\infty + \int_{AB} \left(\omega \cdot \frac{\partial \omega}{\partial \omega_\infty} \right) d\omega_\infty, \end{aligned} \quad (8)$$

Первый член правой части уравнения построен совершенно аналогично выражению (7) и представляет собой линейный интеграл от ускорения:

$$\begin{aligned} \int_{AB} \left(\omega^1 \cdot \frac{\partial r}{\partial \omega_\infty} \right) d\omega_\infty &= \int_{AB} \left(\omega_x^1 \frac{\partial x}{\partial \omega_\infty} + \omega_y^1 \frac{\partial y}{\partial \omega_\infty} + \right. \\ &\left. + \omega_z^1 \frac{\partial z}{\partial \omega_\infty} \right) d\omega_\infty = \int_{AB} (\omega^1 ds). \end{aligned} \quad (9)$$

Второй член правой части уравнения (8) можем представить в виде

$$\int_{AB} \left(\omega \cdot \frac{\partial \omega}{\partial \omega_\infty} \right) d\omega_\infty = \frac{1}{2} \int_{AB} \frac{\partial \omega^2}{\partial \omega_\infty} d\omega_\infty = \frac{1}{2} (\omega_B^2 - \omega_A^2). \quad (10)$$

В силу (8), (9), (10) для линии AB получим:

$$\frac{d\Gamma_{AB}}{dt} = \int_{AB} \frac{d\omega}{dt} ds + \frac{1}{2} \omega_B^2 - \frac{1}{2} \omega_A^2. \quad (11)$$

Аналогичное выражение получим для линии AF :

$$\frac{d\Gamma_{AF}}{dt} = \int_{AF} \frac{d\omega}{dt} ds + \frac{1}{2} \omega_F^2 - \frac{1}{2} \omega_A^2. \quad (12)$$

Для установившегося режима работы турбины относительная скорость ω по времени не меняется. В этом случае изменение циркуляции по времени будет зависеть от положения жидкой частицы на линии AB и AF , и уравнения (11) и (12) примут вид:

$$\frac{d\Gamma_{AB}}{dt} = \frac{1}{2} \omega_B^2 - \frac{1}{2} \omega_A^2; \quad (11)$$

$$\frac{d\Gamma_{AF}}{dt} = \frac{1}{2} \omega_F^2 - \frac{1}{2} \omega_A^2 \quad (12)$$

Подставляя выражения (11) и (12) в выражение характеризующее изменение Γ в функции от времени получим:

$$\frac{d\Gamma_{AA}}{dt} = \frac{1}{2} \omega_B^2 - \frac{1}{2} \omega_F^2.$$

Разница в промежутке времени прохождения двух частичек вдоль выпуклого и вогнутого контуров лопасти

$$\Delta t = \frac{2\Gamma_{AA}}{\omega_B^2 - \omega_F^2}.$$

Поэтому расстояние

$$f = \omega \Delta t = \omega \frac{2\Gamma_{AA}}{\omega_B^2 - \omega_F^2}, \quad (13)$$

где ω — относительная скорость.

Подставляя (13) в (4) получим окончательно

$$v_b = \frac{1}{2} \left(\omega \zeta \frac{2\Gamma_{AA}}{\omega_B^2 - \omega_F^2} + \frac{d\Gamma_{AA}}{dn_1} \right) \frac{dn_1}{dn_2}. \quad (14)$$

Это уравнение позволяет определить вторичную скорость, которую создает перемещающийся вихревой слой. Полученная формула показывает, что в создании вторичного потока значительную роль играют градиент циркуляции вдоль лопасти и отстаивание частичек жидкости, движущихся вдоль выпуклого и вогнутого контуров лопасти. Вследствие наличия градиента циркуляции вдоль размаха лопасти, даже при постоянной меридианальной скорости вдоль размаха, возникает вторичная скорость. Это обстоятельство требует более детального исследования переходов в месте соединения лопасти с ободом и втулкой.