

являются граничными условиями для расчета вязкого течения (пограничного слоя) в пристеночных областях.

Литература

1. *Тестирование* пакета CFX-5 на примерах течения воздуха в элементах проточных частей насосов специализации ОАО «ВНИИАЭН». Ч.2. Моделирование течения воздуха в рабочем колесе центробежного насоса / А. В. Елин, А. Н. Кочевский, С. О. Луговая, А. Е. Щеляев // *Насосы&Оборудование*. – 2006. – № 2 (37). – С. 18–21.
2. *Косторной, С. Д.* Методологические аспекты построения модели турбулентности при численном решении уравнений Рейнольдса / С. Д. Косторной, А. К. Давиденко, А. С. Косторной // *Гервикон: Тр. 10-й междунар. науч.-техн. конф.*– Сумы. – 2002. – Т. 2. – С. 229–240.
3. *Давиденко, А. К.* Алгоритм побудови замкнутих моделей турбулентності при відривному обтіканні тіл / А. К. Давиденко, А. С. Косторной, В. І. Пугач // *Вісн. Сумськ. нац. аграр. ун-ту*. – 2003. – № 10. – С. 29–33.
4. *Косторной, С. Д.* Выбор модели течения жидкости при проектировании лопастной гидравлической машины / С. Д. Косторной, Н. С. Мартынова // *Вісн. Сумськ. держ. ун-ту*. – 2012. – № 2. – С. 18–28.

Поступила в редакцию 02.10.15

А. С. Косторной, канд. техн. наук
 ПАО «ВНИИАЭН» Научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт атомного и энергетического насосостроения, г. Сумы,
 e-mail: admin@vniiaen.sumy.ua

УДК 621.67

КОМПЬЮТЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСОВ

Розглянуто автоматизоване проектування проточної частини відцентрового насосу, яке виконується на базі математичної моделі течії ідеальної рідини для оберненої симетричної задачі та прямої тривимірної задачі в нестационарній постановці з урахуванням взаємного впливу всіх елементів. Результати розв'язання оберненої задачі в автоматизованому режимі передаються як вхідні данні для розв'язання прямої задачі, на основі якої здійснюється оцінка проектного рішення.

Ключові слова: проточна частина, відцентровий насос, обернена задача проектування, рівношвидкісний потік, квазіпотенційна течія, в'язкість, ідеальна рідина.

Введение

На современном этапе развития насосостроения при достигнутом уровне коэффициента полезного действия отдельных типов насосов порядка (70–90)%, дальнейшее повышение их эффективности в условиях рыночных отношений должно основываться на развитой теории и методах гидродинамических расчетов на базе ЭВМ.

Полученные таким образом результаты могут быть использованы для целенаправленного изменения и дальнейшего совершенствования гидродинамических показателей насоса: энергетических и кавитационных характеристик, силовых нагрузок и нестационарных характеристик потока, что позволит заменить физический эксперимент вычислительным и сократить сроки разработки.

Развиваемый новый теоретический подход к проектированию проточных частей (ПЧ) гидравлических машин, который применительно к гидравлическим турбинам оказался успешным, в теории центробежных насосов (ЦБН) и заводской практике их создания является новым научным направлением.

Исходные уравнения двухпараметрических потоков в ПЧ

В ортогональной криволинейной системе координат q_1, q_2, q_3 для стационарного трехмерного потока каждая проекция вектора скорости \mathbf{v} зависит от трех координат

$$V_1 = f_1(q_1, q_2, q_3), \quad V_2 = f_2(q_1, q_2, q_3), \quad V_3 = f_3(q_1, q_2, q_3). \quad (1)$$

Поток, который может быть отнесенным к такой координатной системе, а все три компоненты скорости являлись бы функциями двух координат q_1, q_2 , и не зависели от третьей q_3 , называют трехмерным двухпараметрическим. В этом случае (1) запишется в виде

$$V_1 = f_1(q_1, q_2), \quad V_2 = f_2(q_1, q_2), \quad V_3 = f_3(q_1, q_2). \quad (2)$$

Геометрически это означает, что на всех координатных поверхностях $q_3 = \text{const}$ поле скоростей строится одинаковым образом по отношению к триэдру единичных векторов e_1, e_2, e_3 координатной системы (рис. 1).

В ПЧ ЦБН, работающего с числом оборотов в минуту, равным 1500, что соответствует 25 оборотам в секунду, при проектировании и оценке проектного решения течение принимается осесимметричным, вихревым, поле скоростей которого одинаково на каждой плоскости, проходящей через некоторую ось, но векторы скоростей не обязательно лежат в этих плоскостях.

Уже прошло 2,5 столетия, как Леонард Эйлер в 1754 г. на основе уравнений движения невязкой жидкости получил знаменитое уравнение и аналитическую зависимость, которую называют основным уравнением теории лопастных гидравлических машин и используют в настоящее время при проектировании и анализе их работы в качестве основного аргумента.

На основе этого уравнения для насосов

$$gH_T = U_2 V_{u2} - U_1 V_{u1} = \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + \frac{W_1^2 - W_2^2}{2} + \frac{U_2^2 - U_1^2}{2}, \quad (3)$$

записанного выражением (3), анализируется роль центробежных и кориолисовых сил в рабочем колесе в абсолютном, переносном и относительном движениях и их влияние на основной параметр – теоретический напор H_T в зависимости от геометрических и кинематических параметров рабочего колеса.

Учитывая свойства кориолисовых и центробежных сил, проходящих через ось вращения, уравнение (3) может быть представлено в виде

$$H_T = H_{\text{кор}} + H_{\text{ц}} = (U_2^2 - U_1^2) + (W_{1u} U_1 - W_{2u} U_2), \quad (4)$$

в котором первое слагаемое определяет величину энергии, передаваемую кориолисовыми силами инерции, а второе – за счет циркуляции в относительном движении. Так как центробежные силы не создают момента относительно оси вращения, а кориолисовы перпендикулярны скорости относительного движения и силе вязкостного трения, когда отсутствуют потери, то на основе (4) можно считать, что эффективность передачи энергии рабочим колесом центробежного типа выше, чем осевым, для которого $U_2 = U_1 = U, H_{\text{кор}} = 0$.

При введении относительных размеров геометрических и кинематических параметров ПЧ и выполнении соответствующих преобразований, доли энергии, передаваемых жидкости центробежным колесом посредством кориолисовых и циркуляционных сил, будут

$$\frac{H_{\text{кор}}}{H_T} = h_{\text{кор}} = \frac{1 - \bar{D}_1^2}{K_z(1 - q) - \varphi \bar{D}_1^2}; \quad (5)$$

$$\frac{H_{\text{ц}}}{H_T} = h_{\text{ц}} = 1 - \frac{1 - \bar{D}_1^2}{K_z(1 - q) - \varphi \bar{D}_1^2}; \quad (6)$$

где $\varphi = \frac{V_{1u}}{U_1}$ – относительная закрутка потока на входе в

центробежное колесо; $K_z = \frac{H_T}{H_{T\infty}}$ – коэффициент влия-

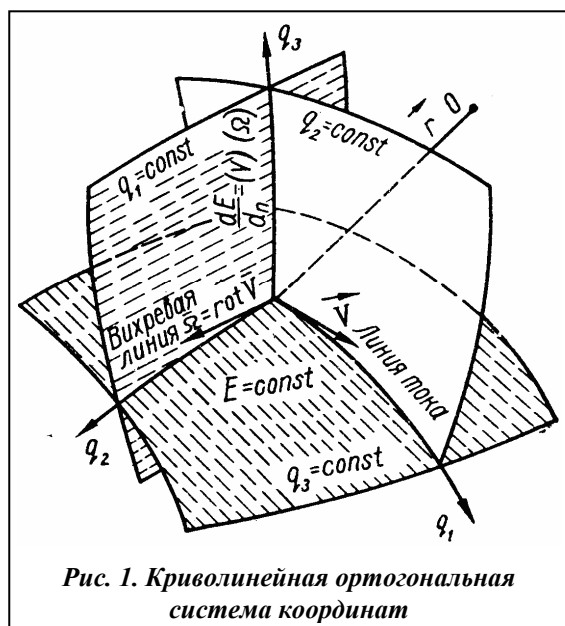


Рис. 1. Криволинейная ортогональная система координат

ния конечного числа лопаток; $q = \left(\frac{V_{2m}}{U_2} \right) \operatorname{ctg} \beta_{2л}$ – расходный параметр; $\bar{D}_1 = \frac{D_0}{D_2}$.

На основе приведенных упрощенных теоретических результатов можно сделать следующие оценки геометрическим и кинематическим параметрам ПЧ при проектировании рабочих колес и объяснить целесообразность применения двумерных аналитических методов при проектировании более быстроходных, а методом конформных отображений – и одномерных для тихоходных гидравлических машин.

Так из формул (5) и (6) следует, что при постоянном K_z значения $h_{кор}$ и $h_{ц}$ определяются величинами \bar{D}_1 , q и φ (значение K_z можно принять постоянным). Отношение $\bar{D}_1 = 1$ соответствует осевому колесу, удельная работа которого H_T создается только циркуляционными силами: $h_{ц} = 1$ $h_{кор} = 0$. Поэтому для таких насосов профилирование лопасти имеет существенное значение. С уменьшением \bar{D}_1 и увеличением q и φ уменьшается доля энергии, передаваемой с помощью циркуляционных сил $h_{ц}$, и возрастает доля энергии, передаваемой с помощью кориолисовых сил $h_{кор}$. Для насосов с отношением $\bar{D}_1 < (0,5 - 0,6)$: $q > 0$ $\beta_{2л} < 90^\circ$, $h_{ц} < 0$ и $h_{кор} > 0$. В этом случае в процессе обтекания лопаток энергия жидкости уменьшается, а не передается ей. Рабочее колесо передает энергию жидкости только посредством кориолисовых сил, компенсируя энергию, отбираемую от жидкости посредством циркуляционных сил. Для таких насосов геометрические параметры профиля лопатки и режимы обтекания (углы атаки) практически не оказывают заметного влияния на внешние показатели и в таких насосах можно использовать технологичные профили лопаток, очерченные дугами круга или в виде пластин.

Общие дифференциальные уравнения двухпараметрических уравнений идеальной жидкости

Модель двухпараметрических потоков представляет особый интерес при изучении циркуляционных и винтовых потоков в ПЧ гидравлических машин. Выражение (2) равносильно следующему условию:

$$\frac{\partial V_1}{\partial q_3} = \frac{\partial V_2}{\partial q_3} = \frac{\partial V_3}{\partial q_3} = 0. \quad (7)$$

Отсюда следует, что функциональный определитель от составляющих скорости по координатам тождественно равен нулю, в силу основных свойств определителей [1].

Это означает, что между функциями V_1 , V_2 , V_3 существует соотношение, не зависящее от переменных q_1 , q_2 , q_3 , например,

$$V_3 = f(V_1, V_2). \quad (8)$$

Полученный результат для двухпараметрического потока, когда одна из составляющих скорости связана с двумя другими функциональной зависимостью, обычно не учитывается в обратных задачах теории гидравлических машин. Дальнейшее исследование двухпараметрических потоков проведем в ортогональной криволинейной системе координат.

Составляющие скорости \mathbf{v} по единичным векторам \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 , \mathbf{e}_3 обозначим через V_1 , V_2 , V_3 . Составляющие угловой скорости вращения (вихря) $\boldsymbol{\Omega}$ по тем же направлениям обозначим Ω_1 , Ω_2 , Ω_3 . В общем случае

$$\boldsymbol{\Omega} = \operatorname{rot} \mathbf{v} = \mathbf{e}_1 \Omega_1 + \mathbf{e}_2 \Omega_2 + \mathbf{e}_3 \Omega_3. \quad (9)$$

С учетом (9) дифференциальное уравнение линий тока жидкости и вихревых линий определяется уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{H_1 dq_1}{V_1} &= \frac{H_2 dq_2}{V_2} = \frac{H_3 dq_3}{V_3}, \\ \frac{H_1 d\varphi_1}{\Omega_1} &= \frac{H_2 d\varphi_2}{\Omega_2} = \frac{H_3 d\varphi_3}{\Omega_3}, \end{aligned} \quad (10)$$

где H_1, H_2, H_3 – коэффициенты Лямэ: $H_i = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial q_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial q_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial q_i}\right)^2}$, $i = 1, 2, 3$.

Для системы координат примем условия

$$\frac{\partial H_1}{\partial q_3} = \frac{\partial H_2}{\partial q_3} = \frac{\partial H_3}{\partial q_3} = 0, \quad (11)$$

геометрический смысл которых состоит в том, что на каждой поверхности $q_3 = \text{const}$ нормаль к ней имеет во всех точках одно и то же направление, т.е. координатные поверхности $q_3 = \text{const}$ являются плоскостями. Поверхности $q_1 = \text{const}$ и $q_2 = \text{const}$ являются поверхностями вращения, на которых $q_3 = \text{const}$ – меридианные линии. Из сказанного следует, что семейство поверхностей $q_3 = \text{const}$ представляет собой пучок плоскостей, причем ось пучка являются общей осью ортогональных поверхностей вращения $q_1 = \text{const}$ и $q_2 = \text{const}$.

Вводя принятые условия (7), (8) и (11) в уравнения для вихря и неразрывности, получим для двухпараметрического вихревого потока выражения для составляющих вихря и уравнения неразрывности, идентичные случаю осесимметричного течения: компоненты вихря также не зависят от координаты q_3 , а в уравнении неразрывности вместо трех членов останется два. Например, если взять дифференциальные уравнения линий тока (10) на поверхностях $q_3 = \text{const}$

$$\frac{H_1 dq_1}{V_1} = \frac{H_2 dq_2}{V_2} \quad \text{или} \quad -H_1 V_2 dq_1 + H_2 V_1 dq_2 = 0, \quad (12)$$

а уравнение непрерывности в виде $\frac{\partial}{\partial q_1}(H_2 H_3 V_1) = \frac{\partial}{\partial q_2}(-H_3 H_1 V_2)$, тогда H_3 служит интегрирующим множителем уравнения (12), левая часть которого после умножения на H_3 будет представлять собой

полный дифференциал функции тока ψ : $d\psi = \frac{\partial \psi}{\partial q_1} dq_1 + \frac{\partial \psi}{\partial q_2} dq_2$, так что

$$H_2 H_3 V_1 = \frac{\partial \psi}{\partial q_2}, \quad H_3 H_1 V_2 = -\frac{\partial \psi}{\partial q_1}. \quad (13)$$

Если условия (11) удовлетворяются полностью, то $\psi = \psi(q_1, q_2)$ – функция тока. Функция тока двумерного потока определяет все поле скоростей, а функция тока двухпараметрического потока определяют лишь две из трех компонент скорости V_1 и V_2 .

Введя соотношение (13) в выражения для Ω_3 , получим

$$\Omega_3 = -\frac{1}{2} \frac{1}{H_1 H_2} \left[\frac{\partial}{\partial q_1} \left(\frac{H_2}{H_3 H_1} \frac{\partial \psi}{\partial q_1} \right) + \frac{\partial}{\partial q_2} \left(\frac{H_2}{H_3 H_2} \frac{\partial \psi}{\partial q_2} \right) \right]. \quad (14)$$

После предварительного анализа дифференциальные уравнения двухпараметрического стационарного потока в форме Ламба в ортогональной системе криволинейных координат имеют следующий вид:

$$\mathbf{\Omega} \times \mathbf{v} = -\text{grad}E, \quad (15)$$

где $E = U + \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2}$ – механическая энергия единицы массы жидкости; U – потенциал внешних объемных сил; p – давление; ρ – плотность.

Введем в систему (14) условия (7) и (11) и предположим, что E не зависит от q_3 , тогда распределение энергии в потоке подчиняется такому же условию, какому подчиняются компоненты скорости двухпараметрического потока. Поэтому последнее уравнение (15) будет иметь вид $V_1 \Omega_2 - V_2 \Omega_1 = 0$ или $\frac{\Omega_1}{V_1} = \frac{\Omega_2}{V_2}$, и будет означать, что на координатной поверхности $q_3 = \text{const}$ составляющая вихря параллельна составляющей скорости. Подставляя в это уравнение выражения (13), получим:

$$\frac{\partial(H_3V_3)}{\partial q_1} \frac{\partial \psi}{\partial q_2} - \frac{\partial(H_3V_3)}{\partial q_2} \frac{\partial \psi}{\partial q_1} = 0, \text{ т. е. функциональный определитель от произведения } H_3V_3 \text{ и функции тока } \psi: \frac{\partial(H_3V_3, \psi)}{\partial q_1 q_2} = 0.$$

Из этого тождества следует, что между произведением H_3V_3 и функцией тока ψ существует соотношение, не зависящее от переменных q_1 и q_2 :

$$H_3V_3 = \Phi(\psi). \quad (16)$$

где $\Phi(\psi)$ – произвольная функция.

Умножив уравнения (15) соответственно на V_1, V_2, V_3 и сложив их, при сделанных предположениях относительно энергии, составляющих скорости и коэффициентов Лямэ, сумма правых частей уравнений с соответствующими множителями обращается в нуль $\frac{V_1}{H_1} \frac{\partial E}{\partial q_1} + \frac{V_2}{H_2} \frac{\partial E}{\partial q_2} = 0$. Из этого

$$\text{уравнения следует, что } \frac{\partial E}{\partial q_1} \frac{\partial \psi}{\partial q_2} - \frac{\partial E}{\partial q_2} \frac{\partial \psi}{\partial q_1} = 0 \text{ или } \frac{\partial(E, \psi)}{\partial q_1 q_2} = 0.$$

Таким образом, между запасом энергии единицы массы жидкости E и функцией тока ψ также существует функциональная зависимость без посредства q_1 и q_2 . Запишем ее в следующем виде:

$$E = -F(\psi). \quad (17)$$

Функция $F(\psi)$ взята с обратным знаком для удобства дальнейших преобразований.

Из уравнения (17) при помощи соотношений (13), (15) и (16) можно получить следующее выражение для дифференциала энергии, приравняв его дифференциалу $dE = -F(\psi)d\psi$, устанавливающего связь между функциями ψ и Φ

$$\frac{\partial}{\partial q_1} \left(\frac{H_2}{H_3 H_1} \frac{\partial \psi}{\partial q_1} \right) + \frac{\partial}{\partial q_2} \left(\frac{H_1}{H_2 H_3} \frac{\partial \psi}{\partial q_2} \right) + \frac{H_1 H_2}{H_3} \cdot \Phi(\psi) \cdot \Phi'(\psi) + H_1 H_2 H_3 F'(\psi) = 0. \quad (18)$$

Таким образом, установившийся двухпараметрический вихревой поток невязкой жидкости в рассмотренной координатной системе определяется следующей системой уравнений: (13), (16)–(18).

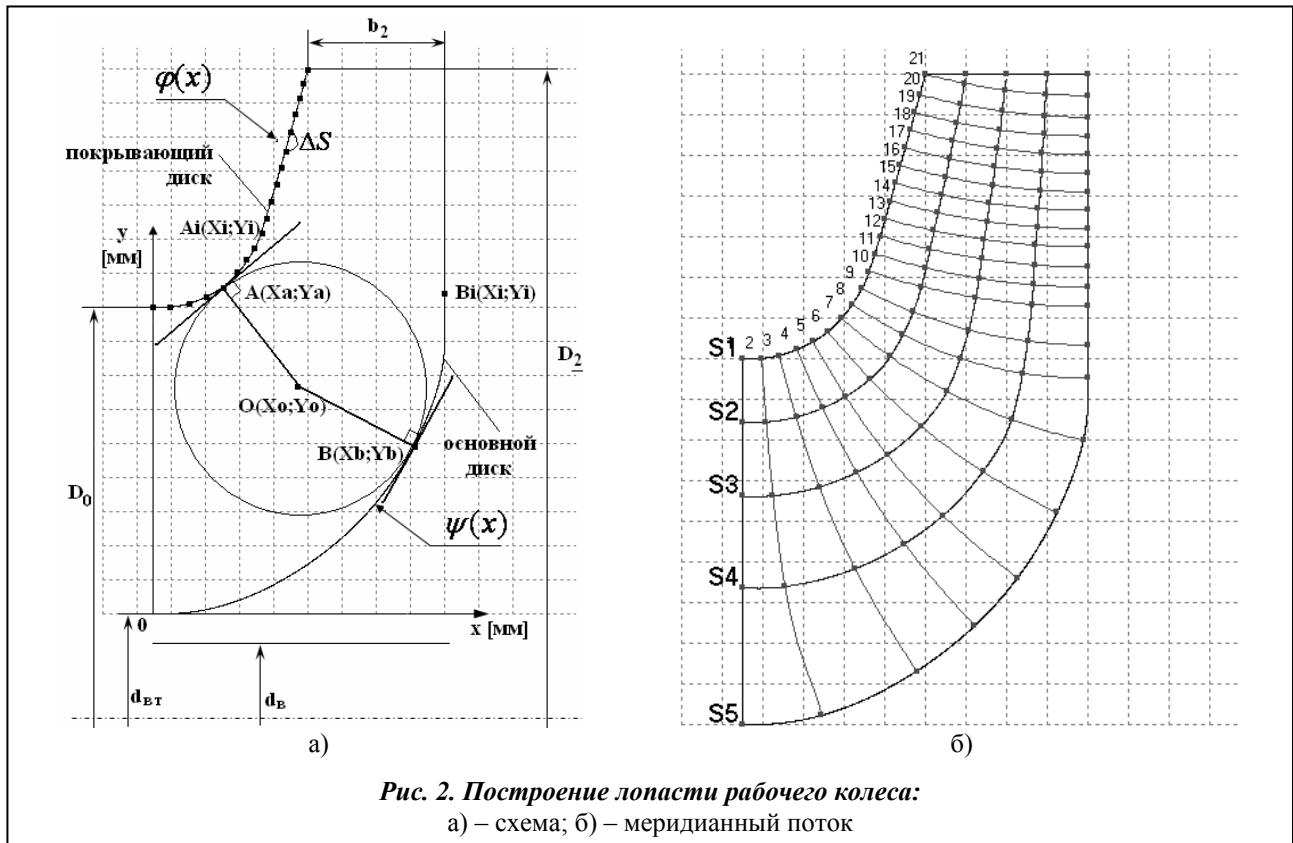
Полученное уравнение при сделанных предположениях вполне заменяет собой исходную систему.

Отметим, что последнее уравнение системы (18) является вместе с тем ее основным уравнением. Оно показывает, что в выбранной системе ортогональных криволинейных координат решение задачи о двухпараметрическом вихревом движении невязкой жидкости при дополнительном предположении (17) относительно распределения энергии приводится к решению уравнения в частных производных второго порядка эллиптического типа, в общем случае – нелинейного.

Это уравнение связывает три функции: функцию тока ψ , функцию $\Phi(\psi)$, выражающую закон изменения компоненты V_3 , и функцию $F(\psi)$, выражающую закон распределения энергии. Две из этих трех функций являются произвольными. Наиболее рациональным путем решения задачи будет следующий: назначить произвольно функции $\Phi(\psi)$, $F(\psi)$ и искать функцию ψ , тогда математически задача сведется к интегрированию одного уравнения в частных производных. Если $\Phi(\psi) = 0$, то какова бы ни была функция $F(\psi)$, линии тока лежат на поверхностях $q_3 = \text{const}$.

Профилирование лопасти рабочего колеса

Задачу построения лопасти рабочего колеса центробежного насоса (рис. 2, 3), в соответствии с основным уравнением Эйлера для гидравлических машин [2], сводят к решению некоторой обратной осесимметричной задачи, в которой определяется форма вихретоковой поверхности потока, осредненного по окружной координате и времени. Используя уравнения движения жидкости в криволинейной ортогональной системе координат, задача построения лопасти сводится к решению системы дифференциальных уравнений в частных производных второго порядка гиперболического типа (19), (20) или (21)



$$\frac{\partial \varphi}{H_1 \partial q_1} = \frac{V_u r - r^2 \omega}{r^2 V_1} \quad (19)$$

$$\frac{\partial \varphi}{H_1 \partial q_1} \cdot \frac{\partial (V_u r)}{H_2 \partial q_2} - \frac{\partial \varphi}{H_2 \partial q_2} \cdot \frac{\partial (V_u r)}{H_1 \partial q_1} + \frac{\partial (H_1 V_1)}{H_1 H_2 \partial q_2} - \frac{1}{H_2 V_1} \cdot \frac{\partial}{\partial q_2} \left(\frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2} - \omega V_u \right)_{\text{BX}} = 0 \quad (20)$$

$$a \frac{\partial^2 \varphi}{\partial q_1^2} + 2b \frac{\partial^2 \varphi}{\partial q_1 \partial q_2} = f, \quad (21)$$

где $a = \frac{\partial \varphi}{\partial q_2}$, $b = -\frac{1}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial q_1}$;

$$f = \frac{H_1}{r^2 V_m} \left\{ \frac{\partial}{\partial q_2} \left(\frac{r^2 V_m}{H_1} \right) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial q_1} \right)^2 - \frac{\partial}{\partial q_1} \left(\frac{r^2 V_m}{H_1} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial q_1} \frac{\partial \varphi}{\partial q_2} + \omega \frac{\partial (r^2)}{\partial q_2} \frac{\partial \varphi}{\partial q_1} - \omega \frac{\partial (r^2)}{\partial q_1} \frac{\partial \varphi}{\partial q_2} + \frac{\partial (H_1 V_m)}{\partial q_2} + \frac{H_1 H_2}{V_m} \left[\omega \frac{\partial (r V_u)_{\text{BX}} (\psi \psi)}{H_2 \partial q_2} - \omega \frac{\partial G_{\text{BX}} (\psi \psi)}{H_2 \partial q_2} \right] \right\} = 0,$$

где V_u – окружная составляющая скорости, φ – координата меридианного сечения лопасти.

Предлагается более обоснованный метод решения обратной задачи в общем случае осесимметричного вихревого потока. Соответствующее упрощение решения уравнений в данной работе достигается введением дополнительного условия между составляющими скоростями. В случае квазипотенциального течения величина $V_u r$ изменяется только вдоль линии тока. Поэтому в качестве условия, устанавливающего связь между составляющими скорости V_1 , V_2 и V_3 , можно принять кинематическое условие ортогональности линий тока и вихревых линий [3]

$$\mathbf{v} \cdot \text{rot } \mathbf{v} = V_1 \Omega_1 + V_2 \Omega_2 + V_3 \Omega_3 = 0, \quad (22)$$

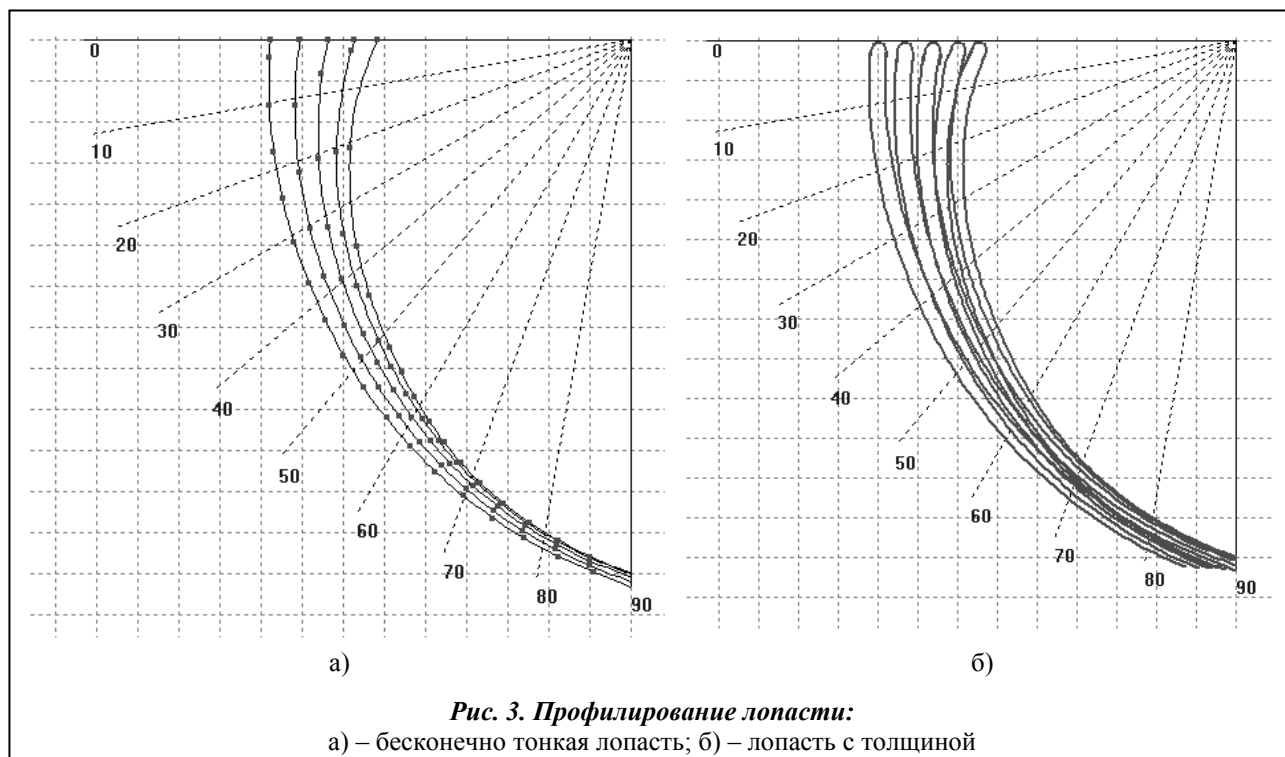


Рис. 3. Профилирование лопасти:
 а) – бесконечно тонкая лопасть; б) – лопасть с толщиной

где V_1, V_2, V_3 – проекции скорости v на оси координат q_1, q_2, q_3 ; $\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3$ – проекции $\text{rot } v$.

Условие (22) является необходимым и достаточным условием для того, чтобы в потоке жидкости существовали нормальные сечения.

В выбранной системе криволинейных ортогональных координат $V_2 = 0$; $H_3 = r$; $V_3 = V_u$ уравнение (19) имеет вид

$$V_1 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial q_2} (V_u r) - \frac{V_u}{H_1} \frac{\partial}{\partial q_2} (H_1 V_1) = 0. \quad (23)$$

Решая уравнение (23) относительно $V_u r$, получим

$$V_u r = H_1 V_1 \psi(q_1), \quad (24)$$

где $\psi(q_1)$ – произвольная постоянная функция.

Для определения функции $\psi(q_1)$ используют граничные условия, обычно принимаемые при проектировании лопасти на заданный меридианный поток, когда вдоль одной линии $q_2 = \text{const}$ закон изменения $V_u r$ задается равным $V_u r(q_1^0)$. Тогда при известной зависимости $H_1 V_1$ вдоль линии с учетом зависимости (24) уравнение (23) устанавливает связь $V_u r$ и $H_1 V_1$ в квазипотенциальном потоке

$$V_u r = \frac{V_u r(q_1^0)}{H_1 V_1(q_1^0)} H_1 V_1.$$

При соответствующем выборе значения $V_u r(q_1^0)$, например из условия получения равномерно распределения давления вдоль соответствующей линии тока и граничных условий для величины циркуляции на входе в рабочее колесо и выходе из него, уравнения (19), (20) и (21) определяют поверхность тока, принимаемую за одну сторону лопасти (рис. 3, а).

Для принятого количества лопастей рабочего колеса толщину лопасти (рис. 3, б) в сечениях $R = \text{const}$ определяют по формуле $\delta_u = \frac{2 \pi r}{Z} \frac{\mu - 1}{\mu}$, где μ – интегрирующий множитель [4].

На основе описанных математических моделей, которые подробно изложены в работах [3–5], разработан программный комплекс решения обратной и прямой задач теории гидравлических машин для проектирования центробежных насосов.

Выводы

1. Условие перпендикулярности вектора скорости вектору вихря скорости является необходимым и достаточным для того, чтобы в потоке жидкости существовали нормальные сечения.
2. Это условие не способствует развитию вторичных течений, и обусловленные ими вихревые потери должны быть минимальными.
3. Квазипотенциальный поток удовлетворяет условию изменения момента количества жидкости вдоль линии тока и, соответственно, выполняется условие Эйлера для передачи энергии в рабочем колесе гидромашин.
4. Поток с моделью квазипотенциальной формой течения имеет единственное решение для идеальной и вязкой жидкости.

Литература

1. Эльсгольц, Л. Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление / Л. Э. Эльсгольц. – М.: Наука, 1965. – 424 с.
2. Этинберг, И. Э. Гидродинамика гидравлических турбин / И. Э. Этинберг, Б. С. Раухман. – Л.: Машиностроение, 1978. – 280 с.
3. Косторной, С. Д. Модель течения, учитывающая особенности граничных условий реальной жидкости / С. Д. Косторной // Вісн. НТУ «ХП». – 2014. – № 14 (988). – С. 33–38.
4. Косторной, С. Д. Выбор толщины лопасти рабочего колеса при проектировании лопастной гидравлической машины / С. Д. Косторной, Н. С. Мартынова // Вісн. Сумськ. держ. ун-ту. – 2013. – № 1. – С. 40–49.
5. Косторной, С. Д. Построение лопасти радиально-осевой турбины / С. Д. Косторной // Гидравл. машины. – 1968. – № 2. – С. 116–122.

Поступила в редакцию 03.10.15

¹ С. О. Луговая, канд. техн. наук

¹ А. А. Руденко, канд. техн. наук

¹ А. С. Матвеева

² Д. С. Брижик

¹ ПАО «ВНИИАЭН» Научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт атомного и энергетического насосостроения,
г. Сумы,

e-mail: otde16@vniiaen.sumy.ua

² Сумский государственный университет

УДК 621.671

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ СТАТИЧЕСКОЙ И ДИНАМИЧЕСКОЙ ОСЕВОЙ СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩЕЙ НА РАБОЧЕЕ КОЛЕСО С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДА МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПОТОКА В ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ГИДРОМАШИНЫ

Розглянуто причини неточності оцінки величини осьового зусилля, яке діє на робоче колесо лопаткового насоса. Запропонована методика більш точної оцінки величини осьового зусилля із урахуванням нестационарності течії рідини в проточній частині лопаткового насоса. Розглянуто приклади оцінки величини осьового зусилля із використанням чисельного моделювання течії в проточній частині насоса включно із допоміжними трактами.

Ключові слова: робоче колесо, осьова сила, числове дослідження.

Введение

Повышение требований надежности работы насосов ставит задачу более точной оценки на стадии проектирования машины ее интегральных характеристик, включая и оценку гидродинамических сил. На величину гидродинамической осевой силы влияет широкий ряд факторов, как независимых, так и взаимозависимых, неучет которых может привести к существенной ошибке при проектировании и снижению надежности работы насосного оборудования. Кроме того, процессы, происходящие в проточной части, имеют неустановившийся характер, что приводит к возникновению дополнительной нестационарной составляющей силы, которая на нерасчетных режимах может быть соизмерима со статической составляющей. Учет нестационарной составляющей осевой силы, при усло-

© С. О. Луговая, А. А. Руденко, А. С. Матвеева, Д. С. Брижик, 2015