4 ЭЛЕМЕНТЫ И УСТРОЙСТВА ТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

УДК 621.224.24-253.5(045)

РАСЧЕТ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАБОЧЕГО КОЛЕСА РАДИАЛЬНО-ОСЕВОЙ ТУРБИНЫ РО-230

В.П. Золотаревич, Н.В. Югов

В работе рассматривается построение физико-математической модели проточной части рабочего колеса радиально-осевой гидротурбины для расчета гидродинамических течений в проточной части рабочего колеса. Расчеты в трехмерной постановке сравниваются с расчетами в осесимметричной постановке и с имеющимися экспериментальными данными.

Ключевые слова: гидротурбина, рабочее колесо, направляющий аппарат, вычислительная гидродинамика, метод конечных объемов.

Введение

В последнее время в промышленности возникает потребность в замене рабочих колес гидротурбин электростанций вследствие их естественного износа. При проведении модернизации имеется возможность установить новые рабочие колеса с лучшими показателями крутящего момента, к.п.д., кавитационной устойчивости и т.д. Имеющиеся средства отработки и модернизации прототипов не позволяют достаточно точно предсказать изменения характеристик турбины при изменениях геометрии рабочего колеса, а также универсальную характеристику турбины, что требует обычно дорогостоящих лабораторных исследований. В связи с этим необходимо разработать физико-математические модели, которые позволяют для измененной геометрии рабочего колеса предсказать универсальную характеристику и оценить эффективность предложенных изменений геометрии рабочего колеса без проведения дорогостоящих лабораторных исследований.

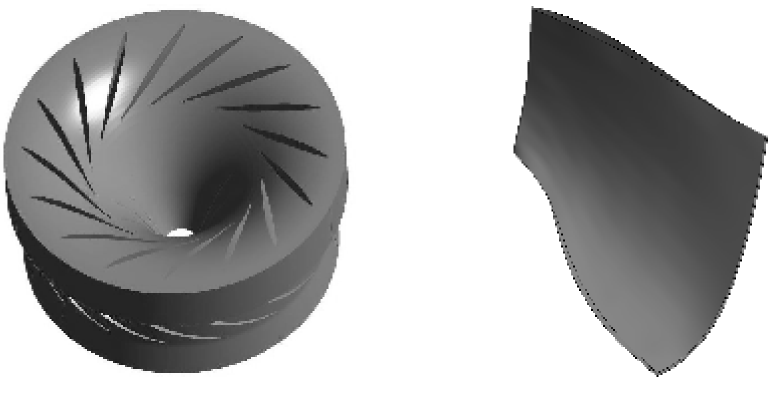

Рис. 1. Общий вид проточной части гидротурбины в районе рабочего колеса и профиль одной лопасти рабочего колеса

Наиболее современным подходом в решении задач расчета гидродинамических течений является использование методов вычислительной гидродинамики. В данной работе представлены результаты численного моделирования течений в проточной части радиально-осевой гидротурбины в районе рабочего колеса. На рис. 1 приведен общий вид проточной части гидротурбины в районе рабочего колеса и показан профиль одной лопасти рабочего колеса.

Аналогичные расчеты проводились зарубежными авторами [1, 2]. В этих работах моделируется часть проточной части турбины в районе рабочего колеса без учета направляющего аппарата, а в качестве граничных условий на входе в рабочее колесо используются экспериментальные значения. В данной работе в качестве входных данных используются результаты расчетов, полученные в осесимметричной постановке.

Основные уравнения

Физико-математическая модель проточной части строилась на основе численного решения системы уравнений Навье–Стокса, которые состоят из уравнения сохранения массы (1) и усредненного уравнения сохранения количества движения (2):

$$\operatorname{div}\rho\mathbf{U} = 0\,, \tag{1}$$

$$\operatorname{Div}(\rho\mathbf{U}\otimes\mathbf{U}) = -\nabla p + \operatorname{Div}\left(\mu\operatorname{Grad}\mathbf{U} + \mu(\operatorname{Grad}\mathbf{U})^T - \rho\overline{\mathbf{u}\otimes\mathbf{u}}\right). \tag{2}$$

Здесь ρ – плотность жидкости; $\mathbf{U}$ – вектор поля скоростей, p – давление, μ – кинематическая вязкость, а слагаемое $-\rho\overline{\mathbf{u}\otimes\mathbf{u}}$ представляет собой тензор напряжений Рейнольдса. Для замыкания системы уравнений (1) и (2) необходимо вычислить тензор напряжений Рейнольдса. Наиболее часто употребляемым приближением, используемым для вычисления тензора напряжений Рейнольдса, является гипотеза турбулентной вязкости, согласно которой тензор напряжений Рейнольдса связан с тензором деформаций аналогичного модели несжимаемой ньютоновской жидкости, т.е. можно записать:

$$-\rho\overline{\mathbf{u}\otimes\mathbf{u}} = \mu_t\left(\operatorname{Grad}\mathbf{U} + (\operatorname{Grad}\mathbf{U})^T\right), \tag{3}$$

где μ_t – турбулентная вязкость. Тогда уравнение (2) можно переписать в виде

$$\operatorname{Div}(\rho\mathbf{U}\otimes\mathbf{U}) = -\nabla p + \operatorname{Div}\left(\mu_{\text{eff}}\operatorname{Grad}\mathbf{U} + \mu_{\text{eff}}(\operatorname{Grad}\mathbf{U})^T\right), \tag{4}$$

где $\mu_{\text{eff}} = \mu_t + \mu$ – эффективная вязкость.

Для определения турбулентной вязкости была использована стандартная k-ε модель турбулентности. Для k-ε модели турбулентности турбулентная вязкость определяется на основе следующего уравнения:

$$\mu_t = 0{,}09\rho\frac{k^2}{\varepsilon}\,, \tag{5}$$

где k – кинетическая энергия турбулентности, ε – коэффициент затухания турбулентности. Значения k и ε определяются из решения следующих уравнений переноса:

$$\operatorname{div}(\rho\mathbf{U}k) = \operatorname{div}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\nabla k\right] + P_k - \rho\varepsilon\,, \tag{6}$$

$$\operatorname{div}(\rho\mathbf{U}\varepsilon) = \operatorname{div}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\nabla\varepsilon\right] + \frac{\varepsilon}{k}\left(C_{\varepsilon 1}P_k - C_{\varepsilon 2}\rho\varepsilon\right), \tag{7}$$

где $P_k = \mu_t\operatorname{Grad}\mathbf{U}\left(\operatorname{Grad}\mathbf{U} + (\operatorname{Grad}\mathbf{U})^T\right)$. Значения эмпирических констант приведены в табл. 1.

σ_k	σ_ε	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$
1,0	1,3	1,44	1,92

Таблица 1. Эмпирические константы для стандартной k-ε модели турбулентности

В случае нахождения решения во вращающейся системе координат к уравнению (4) необходимо добавить слагаемые, которые описывают центростремительное и кориолисово ускорение:

$$\begin{gathered}\mathrm{Div}(\rho\mathbf{U}\otimes\mathbf{U}) = -\nabla p + \mathrm{Div}\left(\mu_{\mathrm{eff}}\,\mathrm{Grad}\,\mathbf{U} + \mu_{\mathrm{eff}}\left(\mathrm{Grad}\,\mathbf{U}\right)^T\right) - \\ -\rho\boldsymbol{\omega}\times(\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{r}) - 2\rho\boldsymbol{\omega}\times\mathbf{U}.\end{gathered} \tag{8}$$

Для дискретизации основных уравнений (1), (4) или (8) используется метод конечных объемов (finite control volumes) [3]. Расчетная область разбивается на ряд ячеек, называемых конечными объемами. В качестве иллюстрации на рис. 2 приведено построение конечного объема для двумерной сетки. Разбиение на конечные объемы в случае пространственной сетки происходит аналогично.

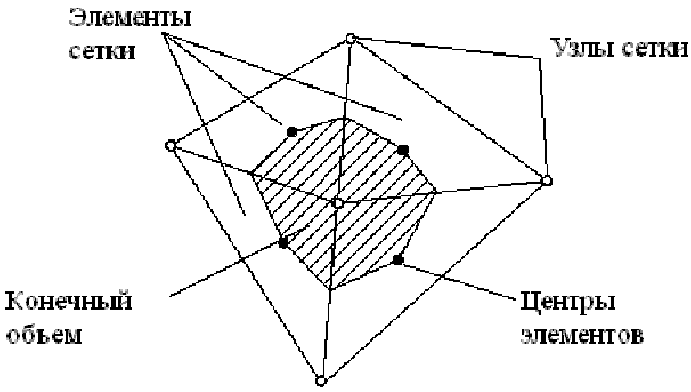

Рис. 2. Разбиение расчетной области на конечные объемы

Для каждого конечного объема основные уравнения (1), (2) или (4), а также уравнения модели турбулентности (6) и (7) записываются в виде законов сохранения, после чего происходит их дискретизация. Полученную нелинейную систему уравнений решают с помощью современных итерационных методов.

Граничные условия

При расчетах проточной части рабочего колеса без учета направляющего аппарата одной из проблем является необходимость корректно задать граничные условия на входе в рабочее колесо. В зарубежных публикациях, посвященных численному моделированию потоков в проточных частях гидротурбин, для задания граничных условий на входе в рабочее колесо обычно используются экспериментальные данные. В связи с отсутствием экспериментальных данных было решено использовать для этого результаты осесимметричной задачи. В работах Ф.Т. Заболотного [4] показано, что распределения скоростей на входе в рабочее колесо, полученные на основе решения осесимметричной задачи, близки к экспериментальным.

По результатам расчета осесимметричной задачи были получены аппроксимации в виде полиномов для радиальной, осевой и окружной абсолютной скорости в зависимости от координаты z для оптимального режима работы рабочего колеса. Общей вид аппроксимации компонент абсолютной скорости можно записать в следующем виде:

$$C = a_3 z^3 + a_2 z^2 + a_1 z^1 + a_0\,. \tag{9}$$

В табл. 2 приведены значения коэффициентов соответствующих полиномов для радиальной составляющей абсолютной скорости (C_r), осевой составляющей абсолютной скорости C_z и окружной составляющей абсолютной скорости (C_u).

	C_r	C_z	C_u
a_3	-173,9	0,0	0,0
a_2	30,45	-2,16	8,78
a_1	-1,86	2,19	-0,08
a_0	-0,8	0,0	2,15

Таблица 2. Значения коэффициентов аппроксимации полинома составляющих абсолютных скоростей

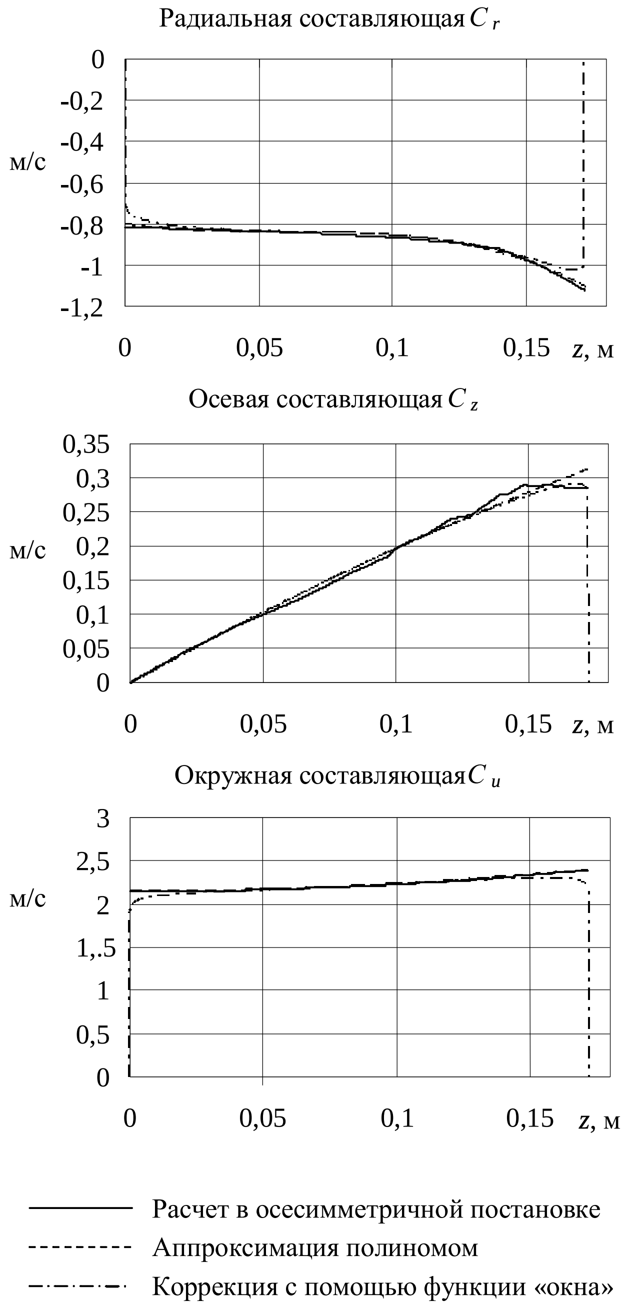

Рис. 3. Распределение компонент абсолютной скорости на входе в рабочее колесо турбины

В трехмерной постановке задача решается с учетом вязкости воды. Это приводит к особенному рассмотрению течений вблизи стенок проточной части. Для учета влияния пограничного слоя на входные граничные условия в расчет закладывалась зависимость (9), умноженная на специальную функцию «окна», которая позволяла получить на стенках расчетной области нулевое значение скорости. Функция «окна» задавалась в следующем виде:

$$W = A\left|4\zeta(1-\zeta)\right|^{n}, \qquad (10)$$

где $\zeta = \dfrac{z}{z_{\max}}$ – безразмерная координата. Таким образом, выражение для компонент скорости, которое использовалось в расчетах, имеет вид произведения выражений (9) и (10). Параметры A и n в выражении (10) подбирались исходя из максимальной близости профиля скорости к результатам осесимметричной задачи и сохранения заданного расхода во входном сечении проточной части. В результате для параметров были получены значения A = 1,02, n = 0,02. На рис. 3 приведены зависимости компонентов абсолютной скорости от координаты z.

В качестве граничного условия в выходном сечении проточной части задавалась величина усредненного статического давления:

$$\overline{p}_{\text{вых}} = \frac{1}{S}\int\limits_{S} p\,dS\,. \qquad (11)$$

На стенках проточной части задавалось условие «прилипания» потока, т.е. скорость потока полагалась равной нулю. Для моделирования течений в пристеночной области и учета эффектов пограничного слоя использовался метод пристеночных функций [5].

Результаты расчетов

Расчет проводился для двух режимов турбины: близкого к оптимуму универсальной характеристики турбины (режим 1) и вне его (режим 2). В табл. 3 приведены расход и частота вращения режимов, а также результаты расчета крутящего момента, действующего на одну лопасть рабочего колеса.

Режим	Расход	Частота	Крутящий момент,	
			расчет	эксперимент
1	0,46 м^3/с	67 об/мин	36,3 Н·м	36,8 Н·м
2	0,39 м^3/с	85 об/мин	24 Н·м	23,2 Н·м

Таблица 3. Результаты расчета крутящего момента на лопасти рабочего колеса для расчетных режимов работы турбины

Задача решалась в циклосимметричной постановке, т.е. моделировалась только часть проточной части, соответствующая одной лопасти. На границах области задавались условия циклосимметрии.

На рис. 4 приведены результаты расчета компонент абсолютной скорости в зависимости от координаты средней линии M меридионального сечения проточной части турбины. Из рисунков видно хорошее совпадение результатов расчета в трехмерной и осесимметричной постановках для осевой составляющей абсолютной скорости. Более высокие значения компонентов радиальной составляющей абсолютной скорости в трехмерной постановке по сравнению с осесимметричной объясняются тем, что в осесимметричной постановке не учитывается стеснение в межлопастном канале, т.е. толщина лопастей рабочего колеса. Для режима 1, близкого к оптимальному, наблюдается полное раскручивание потока, т.е. на выходе с рабочего колеса окружная скорость близка к нулю, в отличие от режима 2, где окружная скорость на выходе из рабочего колеса составляет 0,8 м/с.

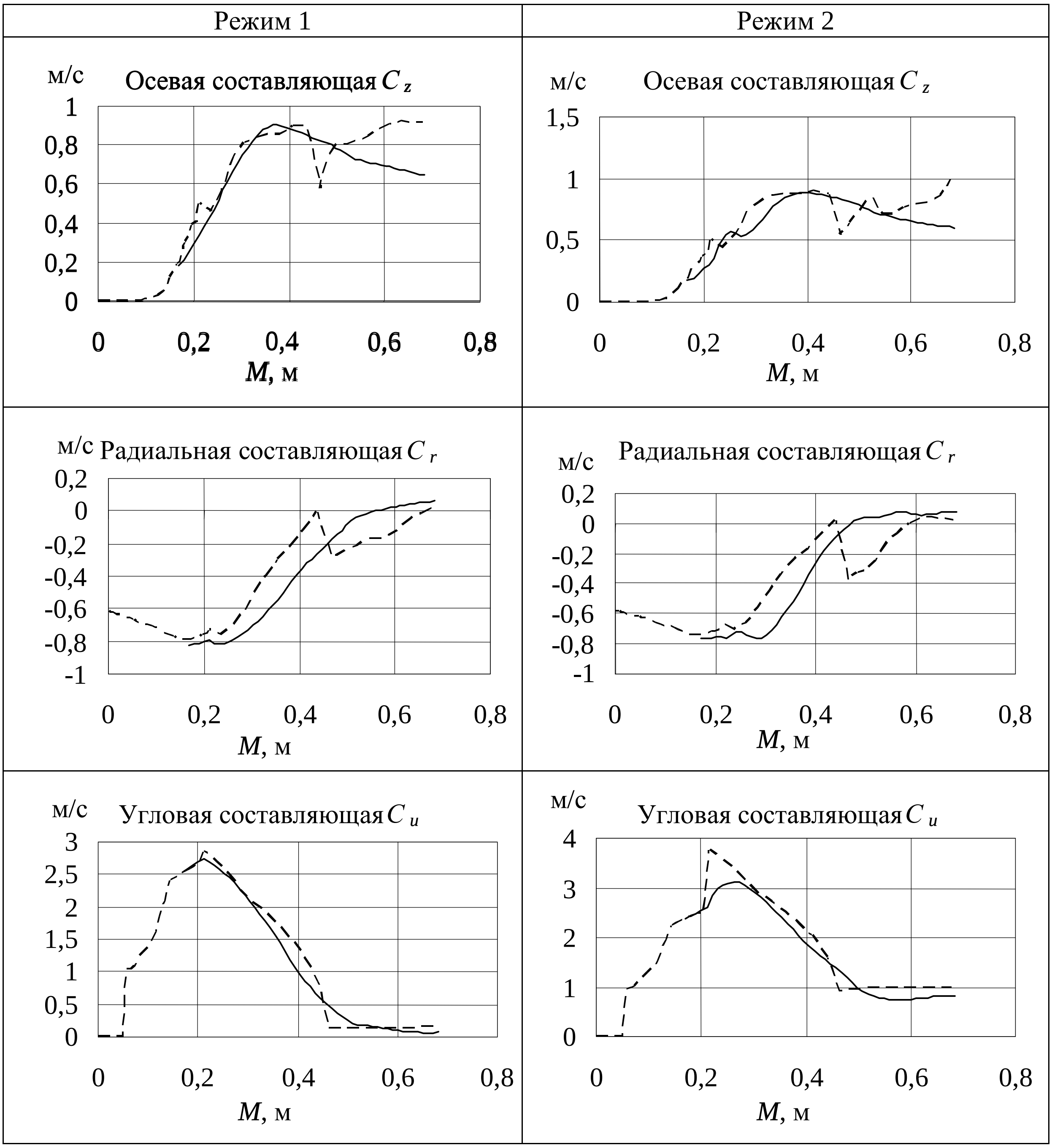

Рис. 4. Зависимость проекций абсолютной скорости от координаты средней линии меридионального сечения проточной части: сплошная линия – расчет в трехмерной постановке, пунктирная линия – расчет в осесимметричной постановке

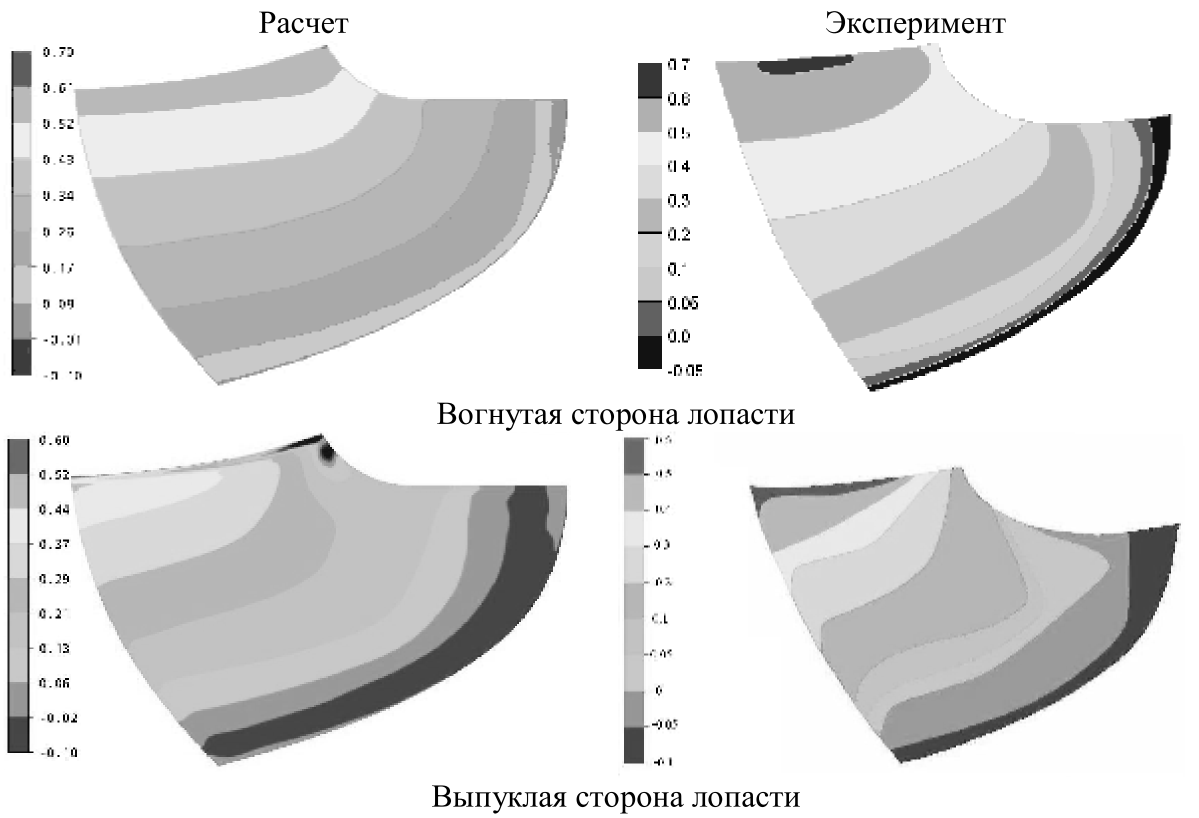

Рис. 5. Коэффициент давления [*p*] для режима 1 турбины

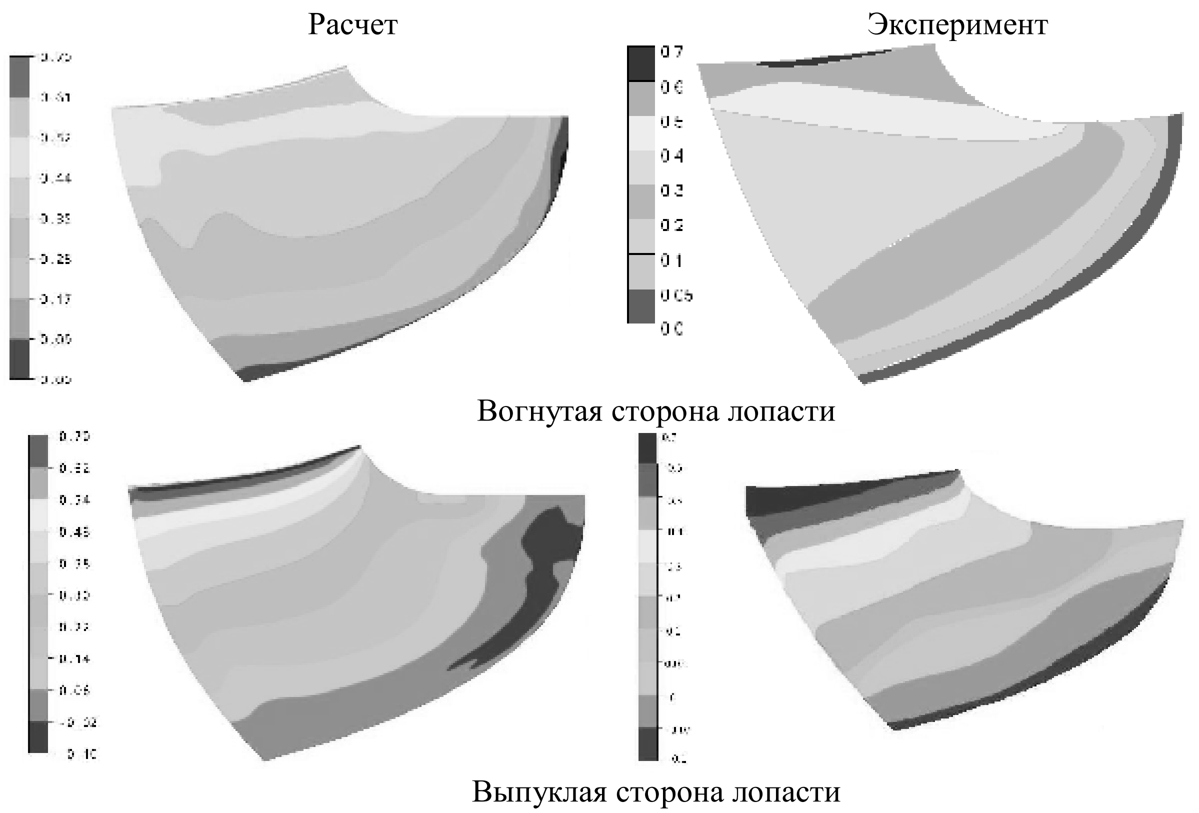

Рис. 6. Коэффициент давления [*p*] для режима 2 турбины

На рис. 5 и 6 приведено сравнение коэффициентов давления на лопастях рабочего колеса для режимов 1 и 2 соответственно, полученных в ходе модельных испытаний на Ленинградском металлического заводе, с расчетными данными в трехмерной постановке. Давление указано в единицах коэффициента давления, определяемого по формуле

$$[p] = \frac{p - p_0}{\rho g H},$$

где p – давление, g – ускорение свободного падения, p_0 – атмосферное давление, H – приведенный напор, равный 1 м. Из рисунков видно, что экспериментальные и расчетные данные хорошо согласуются между собой.

Заключение

Построенная физико-математическая модель проточной части радиально-осевой гидротурбины позволяет выполнить расчеты гидродинамических параметров проточной части турбины в районе рабочего колеса: крутящего момента, распределения радиальной, осевой и окружной скоростей, давлений и т.д. В качестве граничных условий на входе в проточную часть можно использовать результаты расчета осесимметричной задачи. Полученные результаты могут быть использованы для изменения геометрии лопасти рабочего колеса при его модернизации.

Литература

1. Nilsson H. Numerical Investigations of Turbulent Flow in Water Turbines. – Gothenburg: Chalmers University of Technology, Dept. of Thermo and Fluid Dynamics, 2002.
2. Numerical flow analysis of the GAMM turbine at nominal and off-design operating conditions / L. Gros, J.L. Kueny, F. Avellan, and L. Bellet // Proc. of the XIX IAHR Symposium, Hydraulic Machinery and Cavitation. – 1998. – P. 121–128.
3. Versteeg, H. An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method / H. Versteeg, W. Malalasekera. – Longman, 1995.
4. Заболотный Ф.Т. Расчет установившегося осесимметричного вихревого течения несжимаемой невязкой жидкости в радиально-осевой турбомашине // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – № 3. – 1979.
5. Численное моделирование течений в турбомашинах. / С.Г. Черный и др. – Новосибирск: Наука, 2006. – 202 с.

Золотаревич Валерий Павлович – Северо-Западный государственный заочный технический университет, аспирант, zolotarevich@nwpi.ru

Югов Николай Васильевич – Северо-Западный государственный заочный технический университет, доктор технических наук, профессор, директор Инновационного научного межкафедрального центра компьютерных инженерных технологий, caecentercit@nwpi.ru