Используя указанные выражения для w_2, C_1 а также ур-ние (5), получаем

$$\frac{w_1^2}{C_0''^2} = \frac{B^2\varphi_c^2(1-\varrho)}{\psi^2} - \varrho,$$

что, после подстановки в выражение для T_2/T_1, дает

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{2}{2+(k-1)M_2^2\left[\varrho - \frac{1-\psi^2}{\psi^2}B^2\varphi_c^2(1-\varrho)\right]} \qquad (7)$$

или, после подстановки в полное выражение для B,

$$B = \frac{D_c l_c \sin\alpha_1}{D_p l_p \sin\beta_2}\left[1+\frac{\varrho(k-1)M_2^2}{2}\right]^{\frac{k}{k-1}} \times$$

$$\times\left[\frac{2}{2+(k-1)M_2^2\left[\varrho-\frac{1-\psi^2}{\psi^2}B^2\varphi_2^2(1-\varrho)\right]}\right]. \qquad (8)$$

Ур-ние (8) проще всего решается иттерационным методом, причем в первом приближении (для $\psi \approx 1$) принимается

$$B \approx \frac{D_c l_c \sin\alpha_1}{D_p l_p \sin\beta_2}\left[1+\frac{\varrho M_2^2}{2}\right]. \qquad (8')$$

Задаваясь различными значениями ϱ и ψ, находим сначала B по ур-нию (8), потом по ур-нию (6) $\frac{u}{C_0''}$ и $\frac{u_1}{C_0''} = \frac{D_1}{D}\cdot\frac{u}{C_0''}$ и коэффициент расхода ступени

$$\varphi = \frac{C_{z_2}}{C_0''} = B\varphi_c\sqrt{1-\varrho}\,\sin\beta_2. \qquad (9)$$

Сопоставляя вычисленные значения φ и полученные опытным путем (рис. 5), нетрудно по точкам пересечения кривых найти действительные значения $\psi = f\left(u_1/C_0''\right)$ (рис. 5), $\varrho = f\left(u_1/C_0''\right)$ (рис. 6). На рис. 6 приведена также кривая $\varrho_{ид}$, вычисленная для случая $\psi = \text{const}$.

Из рис. 6 видно, что уже при $u_1/C_0'' < 0{,}4$ такое предположение приводит к недопустимым неточностям в оценке значения ϱ.

Для проведенных опытов характерно, что при малых значениях u_1/C_0'' реакция уменьшалась незначительно.

Литература

1. Гришук С. В., Аэродинамические исследования турбинных ступеней НЗЛ с закрученными лопатками, «Энергомашиностроение», 1957, № 4.
2. Завадовский А. М., Влияние некоторых конструктивных параметров на характеристики турбинной ступени, «Теплоэнергетика», 1956, № 10.
3. Кириллов И. И. и Кириллов А. И., Турбинные ступени, развивающие большой момент при трогании с места, «Энергомашиностроение», 1960, № 9.
4. Зальф Г. А. и Звягинцев В. В., Тепловой расчет паровых турбин, Машгиз, 1961.

Расчет прямой решетки телесных профилей по методу особенностей с углом атаки

Инж. А. М. Гохман

Приводится способ расчета прямой решетки телесных профилей, основанный на введении некоторых дополнительных условий, достаточных для существования замкнутой линии тока вокруг скелета, по сравнению с другими известными методами.

При решении обратной задачи обтекания прямой решетки (рис. 1) невязкой, несжимаемой жидкостью по методу особенностей в советских работах [1], [2] и за рубежом [3], [4] исходят из следующих положений.

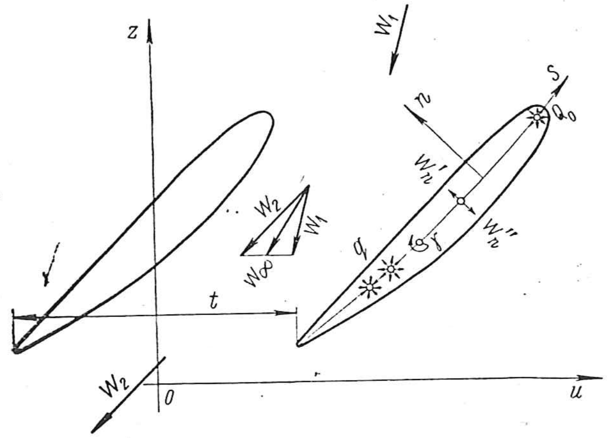

Рис. 1. Прямая решетка телесных профилей.

1. Профиль представляет собой замкнутую линию тока с двумя точками разветвления: одна — на округлой входной части профиля, а вторая — на острой выходной кромке.
2. Поток вне профиля потенциальный.
3. Внутри профиля расположены особенности: вихри γ; источники и стоки q.
4. Сумма интенсивностей всех вихрей равна циркуляции Γ, которую должен вносить в поток профиль решетки, $\Sigma\gamma = \Gamma$.
5. Сумма интенсивностей всех источников и стоков равна нулю, т. е. $\Sigma q = 0$.

Для облегчения решения обратной задачи все особенности располагают на отрезке линии длиной l. Вихри задают распределенными в виде ряда

$$\gamma(s) = A_0\sqrt{\frac{1+s}{1-s}} + A_1\sqrt{1-s^2} + A_2 2s\sqrt{1-s^2} + \cdots, \qquad (1)$$

где s — расстояние вдоль линии особенностей (на входе $s = l/2$, на выходе $s = -l/2$),

или в тригонометрической форме

$$\gamma(\theta) = A_0 \operatorname{ctg}\frac{\theta}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} A_к \sin k\theta, \qquad (1')$$

где $s = \cos\theta$.

Согласно 4-му положению

$$\int_{-0{,}5l}^{0{,}5l}\gamma(s)\,ds = \int_{\arccos(-0{,}5l)}^{\arccos 0{,}5l} -\gamma(\theta)\sin\theta\,d\theta =$$

$$= \frac{\pi l}{2}\left(A_0 + \frac{1}{2}A_1\right) = \Gamma. \qquad (2)$$

В точке $s = 0{,}5l$ помещают точечный источник Q_0^* и вдоль всего отрезка особенностей задают распределенные источники и стоки в виде ряда

$$q(s) = B_1 + B_2 s + B_3 s^2 + B_4 s^3. \qquad (3)$$

Согласно 5-му положению

$$\int\limits_{-0,5l}^{0,5l} q(s)\,ds + Q_0^* = 0. \qquad (4)$$

На отрезок особенностей во всех указанных работах было наложено принципиально неправильное требование, а именно: он определялся как отрезок линии, через который ни в одной точке нет перетекания, т. е. $W_n' + W_n'' = 0$, где $W_n' = 0{,}5q$ и $W_n'' = -0{,}5q$ — нормальные скорости соответственно с рабочей и тыльной стороны этого отрезка. Отрезок особенностей, который в таком виде называют скелетом профиля, находят методом итераций по формуле, приведенной в работе [1]

$$-(W_{\infty u} + V_u)\sin\beta + (W_{\infty z} + V_z)\cos\beta + v_n = 0. \qquad (5)$$

Во всех опубликованных работах 5-е положение считалось необходимым и достаточным условием для существования замкнутой линии тока вокруг скелета, не пересекающей его. То, что это положение недостаточное, впервые заметил Л. Б. Гинзбург [1]. Им была обнаружена в частном случае незамыкаемость профиля и указана возможность исправления этого явления проектированием скелета с перетеканием $W_n' + W_n'' \neq 0$; однако сам Гинзбург отказался от этой возможности и предложил чисто геометрический прием построения замкнутого профиля, не являющегося одной линией тока.

Достаточные условия существования замкнутой линии тока вокруг скелета. Перейдем к относительным координатам $x = \frac{s}{0{,}5l}$ и $y = \frac{n}{0{,}5l}$ (n — расстояние по нормали от скелета), т. е. скелет будет криволинейным отрезком длины $l = 2$ [—1,1] (рис. 2). Так как на входе в точке скелета A ($x = 1{,}000$) есть точечный источник Q_0^*, то точка разветвления K находится от A на конечном расстоянии.

В указанных работах предполагалось, что можно всегда без излома продлить скелет по линии тока, идущей от точки A в точку K, а затем по ней разделить профиль на тыльную и рабочую полости без перетеканий из одной полости в другую.

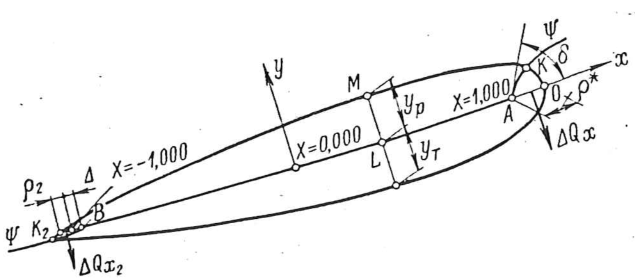

Рис. 2. Замкнутая линия тока вокруг скелета.

Покажем, что это неправильно. Продолжим скелет по касательной до пересечения в точке O ($x = 1 + \varrho^*$) с линией тока, раздвоившейся в точке K. Так как касательное продолжение ориентировано по левым предельным значениям скоростей в точке A, то в общем случае через него будет перетекание ΔQ_x. Рассмотрим пространство OKA, ограниченное кусками линии тока AK и KO и касательным продолжением AO. Через AK и KO перетекания нет, а так как через AO есть перетекание ΔQ_x, то, по теореме Гаусса, точечный источник, находящийся в точке A, должен давать в пространство AKO расход, равный ΔQ_x; значит, между линиями AK и AO в точке A должен быть угол $\delta = \frac{2\pi\Delta Q_x}{Q_0^*}$, что и требовалось доказать. Отсюда ясно, что безразлично как делить профиль на тыльную и рабочую полости — по линии тока, по касательному продолжению или по любому другому продолжению, так как в любом случае из одной полости в другую будет перетекать расход ΔQ_x. Теперь перейдем к достаточным условиям. Прежде всего введем другое определение скелета. Под скелетом будем понимать отрезок линии, на котором расположены все особенности и в каждой точке которого возможно перетекание, т. е. в отличие от предыдущего определения [1], [3]

$$W_y' + W_y'' = 2\overline{W}_y \neq 0.$$

Такой скелет будем находить по формуле, аналогичной ф-ле (5)

$$-(W_{\infty u} + V_u)\sin\beta + (W_{\infty z} + V_z)\cos\beta + v_y = \overline{W}_y. \qquad (6)$$

Достаточные условия существования вокруг скелета замкнутой линии тока, не пересекающей скелет и имеющей критические точки на округлой входной части и на острой выходной кромке следующие:

1. Ряд присоединенных вихрей должен отвечать условию Чаплыгина

$$\gamma = 0 \text{ при } x = -1{,}000.$$

2. Точечный источник, расположенный в точке $x = 1{,}00$, должен иметь интенсивность $Q_0^* > 2\Delta Q_x$ или должен быть вынесен в точку касательного продолжения $x_1 > 1{,}00$.

3. В каждой точке скелета $x[-1 < x \leqslant 1 + \varrho]$

$$\frac{1}{2}\left[\int\limits_x^{1,0+\varrho^*} q(x)\,dx + Q_0^*\right] - \left|\int\limits_x^{1+\varrho^*} \overline{W}_y dx + \Delta Q_x\right| > 0. \qquad (7)$$

4. Сумма всех источников и стоков равна нулю

$$Q = \int\limits_{-1,0}^{1,0+\varrho^*} q(x)\,dx + Q_0^* = 0. \qquad (8)$$

5. Если обозначить координату точки пересечения касательного продолжения на выходе с одной из ветвей, раздвоившейся в точке K_2 линии тока, через $x_2 = -1 - \varrho_2^*$ и перетекание через это продолжение через ΔQ_{x_2}, то

$$\int\limits_{-1-\varrho_2^*}^{1+\varrho^*} \overline{W}_y dx + \Delta Q_x + \Delta Q_{x_2} = 0. \qquad (9)$$

6. Распределенные источники и стоки в окрестности $x = -1{,}00$ должны отвечать условию $q(x) < 0$.

Для того чтобы перейти к доказательству, выведем формулу для координат линии тока, раздвоившейся в точке K (рис. 2). Рассмотрим пространство OLM рабочей полости профиля. По теореме Гаусса

$$\oint\limits_{OLM} W_n ds = \frac{1}{2}\left[\int\limits_x^{1+\varrho^*} q(x)\,dx + Q_0^*\right]$$

или

$$-\int\limits_0^{y_p} W_x dy + \int\limits_{OM} W_n ds - \int\limits_x^{1+\varrho^*} W_y dx = \frac{1}{2}\left[\int\limits_x^{1+\varrho^*} q(x)\,dx + Q_0^*\right],$$

где

$$\int\limits_{OM} W_n ds = 0; \quad OM \text{ — линия тока;}$$

$$\int\limits_x^{1+\varrho^*} W_y dx = \int\limits_x^{1+\varrho^*} \overline{W}_y dx + \Delta Q_x \text{ — из определения скелета,}$$

т. е.

$$-\int\limits_0^{y_p} W_x dy = \frac{1}{2}\left[\int\limits_x^{1+\varrho^*} q(x)\,dx + Q_0^*\right] + \left(\int\limits_x^{1+\varrho^*} \overline{W}_y dx + \Delta Q_x\right). \qquad (10)$$

[1] Отчет Сызранского гидротурбинного завода за 1956 г.

Аналогично для тыльной стороны

$$\int\limits_0^{y_\text{т}} W_x dy = \frac{1}{2}\left[\int\limits_x^{1+\varrho^*} q(x)\,dx + Q_0^*\right] -$$

$$-\left(\int\limits_x^{1+\varrho^*} \overline{W}_y dx + \Delta Q_x\right). \qquad (11)$$

Перейдем к рассмотрению достаточных условий. Условие 2 обеспечит существование критической точки на входе. В первом случае, если $Q_0^* > 2\Delta Q_x$, то $\delta < \pi \left(\delta = \frac{2\pi \Delta Q_x}{Q_0^*}\right)$; значит линия тока, идущая из точки $x = 1{,}000$ в критическую точку K, будет существовать. Во втором случае критическая точка будет существовать потому, что скорость от присоединенных вихрей в точке $x_1 > 1{,}00$ имеет конечную величину, а скорость от источника бесконечна в этой точке.

Условие 3 гарантирует положительную правую часть ур-ний (10) и (11), а следовательно, не равные нулю значения $y_\text{р}$ и $y_\text{т}$ ($y_\text{т} < 0$), т. е. обе ветви линии тока, раздвоившейся в точке K, не пересекут скелет ни в одной внутренней точке.

Условия 1 и 6 обеспечат существование критической точки на выходе, так как величина перетекания через касательное продолжение на выходе ΔQ_{x_2} будет несоизмеримо мала по сравнению с интенсивностью расходного ряда 3 в районе $x = -1{,}000$.

Условия 4 и 5 приводят к тому, что две ветви линии тока, раздвоившейся в точке K на входе, и линия тока, идущая из точки B, на выходной части скелета $x_\text{в} = -1 + \Delta \left(\int\limits_{-1}^{-1+\Delta} q(x)\,dx = \Delta Q_{x_2}\right)$ имеют одно и то же значение функции тока, т. е. они должны пересечься в критической точке разветвления на острой выходной кромке (рис. 2). Таким образом, достаточность наших условий доказана. Вообще можно показать, что условия 1, 4, 5 и 6 являются также необходимыми.

При практических расчетах величинами ϱ_2^* и ΔQ_{x_2} можно пренебречь.

В тех случаях, когда первый член ряда (1) отсутствует, т. е. $\gamma = 0$, при $x = 1{,}00$ можно пренебречь и величиной ΔQ_x [5]. Но при расчетах с первым членом ряда (1), т. е. с углом атаки, величина ΔQ_x принимает большое значение и ее надо вводить в расчет. В связи с тем, что расчеты с углом атаки имеют большое практическое применение, исследуем этот вопрос.

Перетекание ΔQ_x, вызванное первым членом ряда (1). Вычислим нормальные скорости, возникающие на скелете и продолжениях основного профиля [5] от распределенного на нем вихревого слоя, заданного первым членом ряда (1) (рис. 3), что адекватно обтеканию плоскопараллельным потоком одиночной пластины с углом атаки.

В точке скелета x_0

$$v_{\gamma_0 y} = \frac{A_0}{2\pi}\int\limits_{-1{,}0}^{1{,}0} \frac{\sqrt{\frac{1+x}{1-x}}}{x - x_0}\,dx.$$

Сделав замену $\sqrt{\frac{1+x}{1-x}} = t$, получаем

$$v_{\gamma_0 y} = \frac{A_0}{2\pi}\left[\pi + 2\int\limits_0^\infty \frac{1}{t^2\frac{1-x_0}{1+x_0} - 1}\,dt\right].$$

ı $|x_0| < 1$ (точка на скелете), то $t\sqrt{\frac{1-x_0}{1+x_0}} = z$, и

$$v_{\gamma_0 y} = \frac{A_0}{2\pi}\left[\pi + 2\sqrt{\frac{1+x_0}{1-x_0}}\cdot\frac{1}{2}\ln\left|\frac{z+1}{z-1}\right|\Bigg|_0^\infty\right] = \frac{A_0}{2}\cdot \qquad (16)$$

Если $|x_0| > 1$ (точка на продолжении), то $t\sqrt{\frac{x_0-1}{x_0+1}} = z$ и

$$v_{\gamma_0 y} = \frac{A_0}{2\pi}\left[\pi - 2\sqrt{\frac{x_0+1}{x_0-1}}\operatorname{arctg} z\Bigg|_0^\infty\right] = \frac{A_0}{2}\left(1 - \sqrt{\frac{x_0+1}{x_0-1}}\right) \qquad (13)$$

Эпюра нормальных скоростей приведена на рис. 3.

Теперь можно вычислить перетекание через касательное продолжение, вызванное первым членом ряда (1), которое обозначим $\Delta Q_{\gamma_0 x}$. Так как касательное продолжение ориентировано по левому пределу $v_{\gamma_0 y}$ в точке $x = 1{,}000$, то перетекание через скелет вызывается в соответствии с (12) и (13) величиной

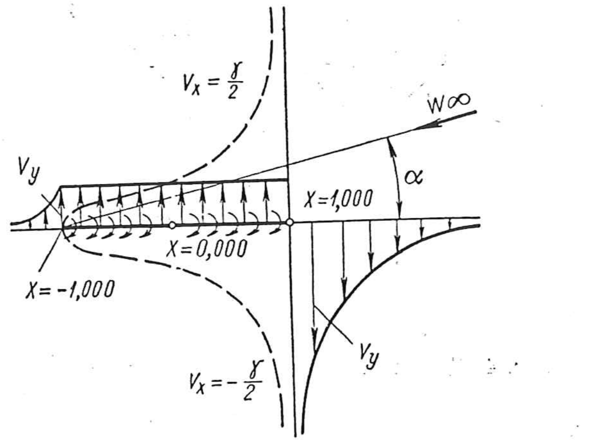

Рис. 3. Эпюра скоростей при обтекании пластины с углом атаки.

$$\Delta v_{\gamma_0 y} = -\frac{A_0}{2}\sqrt{\frac{x+1}{x-1}}. \qquad (14)$$

Значит, перетекание через касательное продолжение

$$\Delta Q_{\gamma_0 y} = \int\limits_{1{,}0}^{1+\varrho^*} -\frac{A_0}{2}\sqrt{\frac{x+1}{x-1}}\,dx.$$

Сделав замену переменных,

$$\sqrt{\frac{x+1}{x-1}} = t,$$

получим

$$\Delta Q_{\gamma_0 x} = -\frac{A_0}{2}\left[\frac{2t}{t^2-1} + \ln\left|\frac{t+1}{t-1}\right|\right]\Bigg|_\infty^{\sqrt{\frac{2+\varrho^*}{\varrho^*}}},$$

или окончательно

$$\Delta Q_{\gamma_0 x} = -\frac{A_0}{2}\left(\varrho^*\sqrt{1+\frac{2}{\varrho^*}} + \ln\frac{\sqrt{1+\frac{2}{\varrho^*}}+1}{\sqrt{1+\frac{2}{\varrho^*}}-1}\right). \qquad (15)$$

Определение критической точки разветвления на входе. Для определения координат критической точки разветвления следует решить систему двух уравнений

$$\left.\begin{aligned} W_x &= 0 \\ W_y &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

Вначале рассмотрим случай, когда точечный источник находится в точке $x = 1{,}00$. Введем новую координату $\bar{x} = x - 1$

(рис. 4). Если пренебречь изменением скоростей от всех скелетов, кроме основного, при переходе из точки $x = 1{,}000$ в точку K, а также принять, что в точке K $v_{\gamma x} = v_{\gamma_0 x}$ и $\Delta v_{\gamma y} = \Delta v_{\gamma_0 y}$ (по отношению к левому пределу при $x = 1{,}00$), то ур-ние (16) можно записать в следующем виде:

$$\left.\begin{aligned} v_{Qx} + v_{qx} + v_{\gamma_0 x} + W_{x^*} = 0; \\ v_{Qy} + v_{qy} + \Delta v_{\gamma_0 y} + \overline{W}_y = 0, \end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

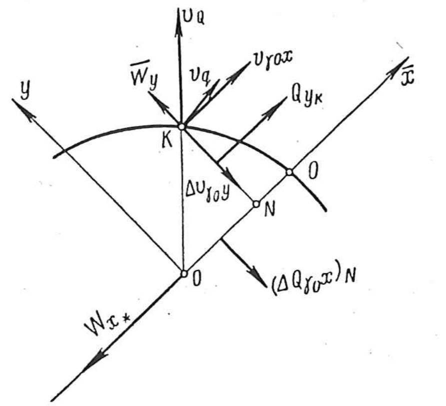

Рис. 4. К определению точки разветвления на входе.

причем

$$W_{x^*} = \sqrt{\left[W_{u_1} - \left(v_{\gamma y} - \overline{W}_y\right)\sin\beta\right]^2 + \left[W_{z_1} + \left(v_{\gamma y} - \overline{W}_y\right)\cos\beta\right]^2} + v_{kx},$$

где W_{u_1} и W_{z_1} — скорости от всех скелетов, кроме основного, в точке $x = 1{,}000$;

$v_{\gamma y}$ — левое предельное значение нормальной скорости от вихрей основного профиля при $x = 1{,}000$;

$\overline{W}_y$ — скорость перетекания через скелет в точке $x = 1{,}00$;

β — угол наклона продолжения к оси u;

v_{kx} — скорость, вызванная кривизной скелета [5].

Ур-ние (17) удобно решать методом итераций. Для нахождения первого приближения примем

$$\left.\begin{aligned} & v_{qx} = 0; \quad v_{qy} = 0; \quad \overline{W}_y = 0; \\ & v_{\gamma_0 x} = A_0 \frac{0{,}700 y}{(\bar{x}^2 + y^2)^{\frac{3}{4}}}; \quad \Delta v_{\gamma_0 y} = -A_0 \frac{0{,}700 \bar{x}}{(\bar{x}^2 + y^2)^{\frac{3}{4}}}. \end{aligned}\right| \qquad (18)$$

Точные формулы для $v_{\gamma_0 x}$ и $\Delta v_{\gamma_0 y}$ [5]

$$\left.\begin{aligned} & v_{\gamma_0 x} = \frac{A_0}{2} \times \\ & \times \frac{y\sqrt{2}}{\sqrt{\bar{x}^2 + y^2}\sqrt{\sqrt{(2+\bar{x})^2 + y^2}\sqrt{\bar{x}^2 + y^2} + (2+\bar{x})\,\bar{x} + y^2}}; \\ & \Delta v_{\gamma_0 y} = \frac{A_0}{2} \times \\ & \times \frac{\sqrt{\sqrt{(2+\bar{x})^2 + y^2}\sqrt{\bar{x}^2 + y^2} + (2+\bar{x})\,\bar{x} + y^2}}{\sqrt{2}\sqrt{\bar{x}^2 + y^2}}. \end{aligned}\right\} \qquad (19)$$

Приближенные ф-лы (18) получаются из (19), если пренебречь квадратами $\bar{x}$ и y. Отметим, что в ЦКТИ предложены другие приближенные формулы для $v_{\gamma_0 x}$ и $\Delta v_{\gamma_0 y}$, которые получаются, если пренебречь кубами $\bar{x}$ и y.

Таким образом, чтобы найти первое приближение $\bar{x}_k$ и y_k, нужно решить систему уравнений

$$\left.\begin{aligned} & \frac{Q_0^*}{2\pi}\cdot\frac{\bar{x}}{\bar{x}^2 + y^2} + A_0\frac{0{,}700 y}{(\bar{x}^2 + y^2)^{\frac{3}{4}}} + W_{x^*} = 0; \\ & \frac{Q_0^*}{2\pi}\cdot\frac{y}{\bar{x}^2 + y^2} - A_0\frac{0{,}700 \bar{x}}{(\bar{x}^2 + y^2)^{\frac{3}{4}}} = 0. \end{aligned}\right\} \qquad (20)$$

Решив эти уравнения, получим

$$\left.\begin{aligned} & \bar{x}_k = -\frac{Q_0^*}{2\pi W_{x^*}}; \\ & y_k = \sqrt{\frac{K\bar{x}_k^4}{2} + \sqrt{\left(\frac{K\bar{x}_k^4}{2}\right)^2 + K\bar{x}_k^6}}, \end{aligned}\right\} \qquad (21)$$

где

$$K = \left[\frac{A_0}{Q_0^*}\right]^4 375. \qquad (22)$$

Следующие приближения можно получить по формулам

$$\left.\begin{aligned} & \frac{\bar{x}}{\bar{x}^2 + y^2} + \varphi = 0; \\ & \frac{y}{\bar{x}^2 + y^2} + \psi = 0, \end{aligned}\right\} \qquad (23)$$

или решив уравнения

$$\left.\begin{aligned} & \bar{x}_k = -\frac{\varphi}{\varphi^2 + \psi^2}; \\ & y_k = -\frac{\psi}{\psi^2 + \varphi^2}, \end{aligned}\right\} \qquad (24)$$

где

$$\varphi = \frac{2\pi\left(v_{qx} + v_{\gamma_0 x} + W_{x^*}\right)}{Q_0^*}; \qquad \psi = \frac{2\pi\left(v_{qy} + \Delta v_{\gamma_0 y} + \overline{W}_y\right)}{Q_0^*}.$$

Величины φ и ψ в точках $\bar{x}_k$ и y_k предыдущего приближения предварительно вычисляются по точным формулам. Отметим, что в НИС Гидропроекта разработана специальная программа для определения точных значений $v_{\gamma_0 x}$ и $\Delta v_{\gamma_0 y}$ (рис. 5).

Чтобы точечный источник, расположенный в точке $x = 1{,}000$, обеспечивал существование критической точки K, так как ΔQ_x зависит от A_0, то по условию (2) величину Q_0^* при заданной величине A_0 надо ограничить снизу. Это приводит к тому, что при таком расположении точечного источника мы не сможем при больших значениях A_0 получить профили с малыми радиусами закругления на входе. Чтобы избежать этого ограничения, следует поместить источник Q_0^* в точку $x_1 > 1{,}000$ $[\bar{x}_1 > 0]$ и на отрезке $[0;\ \bar{x}_1]$ поместить распределенные источники, которые бы совместно с точечным источником удовлетворили условию 3. В этом случае можно получить любой сколь угодно малый радиус кривизны, вплоть до острия, при любых значениях A_0.

Составим уравнения для $\bar{x}_k$ и y_k для этого случая. Они аналогичны ур-ниям (23)

$$\left.\begin{aligned} & \frac{\bar{x} - \bar{x}_1}{(\bar{x} - \bar{x}_1)^2 + y^2} + \varphi = 0; \\ & \frac{y}{(\bar{x} - \bar{x}_1)^2 + y^2} + \psi = 0, \end{aligned}\right\} \qquad (25)$$

или, решив, получим

$$\left.\begin{aligned} & \bar{x}_k = -\frac{\varphi}{\varphi^2 + \psi^2} + \bar{x}_1; \\ & y_k = -\frac{\psi}{\psi^2 + \varphi^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (26)$$

В этом случае в первом приближении можно принять, что

$$v_{\gamma_0 x} = 0;$$

$$\Delta v_{\gamma_0 y} = -\frac{A_0}{2}\sqrt{\frac{2+\bar{x}}{\bar{x}}};$$

$$v_{qx} = 0; \qquad v_{qy} = 0;$$

$$v_{Qx} = \frac{Q_0^*}{2\pi}\cdot\frac{\bar{x}-\bar{x}_1}{(\bar{x}-\bar{x}_1)^2+y^2}; \qquad v_{Qy} = \frac{Q_0^*}{2\pi}\cdot\frac{y}{(\bar{x}-\bar{x}_1)^2+y^2},$$

Следующие приближения следует считать по ф-лам (26).

Когда найдены координаты точки разветвления K, легко определить координаты точки O (см. рис. 4). Рассмотрим пространство OKN, внутри которого нет источников и стоков. По теореме Гаусса

$$\oint_{OKN} W_n ds = 0,$$

или

$$\int_{KO} W_n ds + \int_{x_k}^{Q^*} W_y dx + \int_0^{y_k} W_x dy = 0. \tag{29}$$

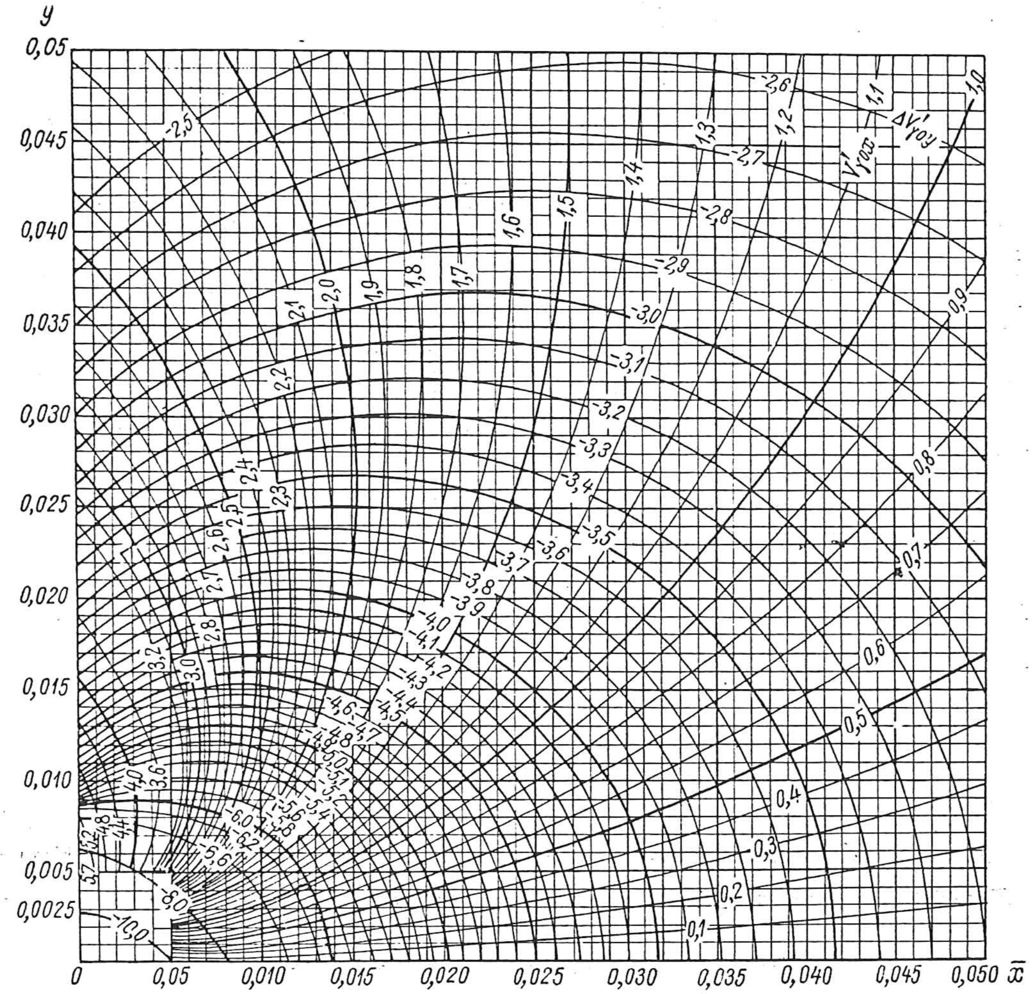

Рис. 5. Номограмма $v_{\gamma_0 x}$ и $\Delta v_{\gamma_0 y}$ в районе оголовка профиля.

$$\left.\begin{aligned} &\frac{Q_0^*}{2\pi}\cdot\frac{\bar{x}-\bar{x}_1}{(\bar{x}-\bar{x}_1)^2+y^2}+W_{x^*}=0; \\ &-\frac{A_0}{2}\sqrt{\frac{2+\bar{x}}{\bar{x}}}+\frac{Q_0^*}{2\pi}\cdot\frac{y}{(\bar{x}-\bar{x}_1)^2+y^2}=0. \end{aligned}\right\} \tag{27}$$

Решив ур-ния (27), получаем первое приближение $\bar{x}_k$ и y_k

$$\left.\begin{aligned} &\bar{x}_k = \frac{-b+\sqrt{b^2-4ac}}{2a}; \\ &y_k = -\frac{A_0}{2W_{x^*}}(\bar{x}_k-\bar{x}_1)\sqrt{\frac{2+\bar{x}_k}{\bar{x}_k}}, \end{aligned}\right\} \tag{28}$$

где

$$a = 2W_{x^*}^2+\frac{A_0^2}{2}; \; b = \frac{Q_0^* W_{x^*}}{\pi}-2\bar{x}_1 W_{x^*}^2+A_0^2\left(1-\frac{\bar{x}_1}{2}\right); \; c = -A_0^2\bar{x}_1.$$

Так как KO элемент линии тока, то

$$\int_{KO} W_n ds = 0.$$

Добавим к левой и правой части ур-ния (29) $\int_0^{x_k} W_y dx$

$$\int_0^{Q^*} W_y dx = -\int_0^{y_k} W_x dy + \int_0^{x_k} W_y dx,$$

здесь

$$\int_0^{Q^*} W_y dx = \overline{W}_y Q^* + \Delta Q_{\gamma_0 x}; \qquad \int_0^{\bar{x}_k} W_y dx = \overline{W}_y \bar{x}_k + (\Delta Q_{\gamma_0 x})_N.$$

Величины $\int_0^{y_k} W_x dy = Q_{y_k}$ и $(\Delta Q_{\gamma_0 x})_N$ легко подсчитываются;

величинами $\overline{W}_y x_k$ и $\overline{W}_y \varrho^*$ можно пренебречь как малыми, тогда

$$\Delta Q_{\gamma_0 x} = -Q_{y_k} + (\Delta Q_{\gamma_0 x})_N. \qquad (30)$$

Зная $\Delta Q_{\gamma_0 x}$, можно найти ϱ^* из таблицы, составленной по ф-ле (15).

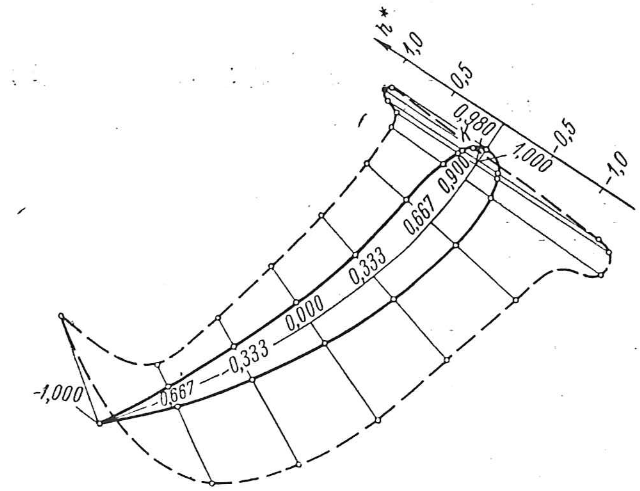

Рис. 6. Чертеж профиля, рассчитанного с углом атаки, и соответствующая эпюра давлений:

параметры решетки: $\Gamma_0 = 0{,}5\Gamma = 3{,}894$; $l/t = 1{,}0$; $W_\infty = 3{,}894$; $\beta_\infty = 40°50'$; $U = 2{,}26733$; $\Gamma = 7{,}788$.

Практическое применение предложенного метода. При практических расчетах величину $\overline{W}_y$ удобно задавать в виде ряда

$$\overline{W}_y = c_1 + c_2 x + c_3 x^2 + c_4 x^3, \qquad (31)$$

причем коэффициенты ряда (31) должны отвечать условию 5. Кроме того, коэффициенты ряда (31) можно подчинить совместно с коэффициентами ряда (3) геометрическим характеристикам профиля, т. е. добавить к (8) и (9) еще шесть уравнений по аналогии с [5].

Согласно изложенному методу в НИС Гидропроекта были разработаны таблицы для расчета осевой решетки, а также в соответствии с теорией, развитой автором работы [6], таблицы для расчета рабочего колеса диагональной гидротурбины.

На рис. 6 показан профиль корневой решетки высоконапорного осевого колеса и эпюра давлений на этом профиле, рассчитанные в НИС Гидропроекта.

Решетка была спроектирована с $\Gamma_0 = 0{,}5\Gamma$ и $l/t = 1{,}00$; при этом профиль получился менее изогнутым, чем аналогичный профиль, рассчитанный без угла атаки.

Выходная часть профиля разгрузилась, что должно привести к уменьшению коэффициента кавитации.

Следовательно, данный метод можно будет эффективно применять при расчете рабочих колес высоконапорных гидротурбин.

В заключение автор приносит благодарность сотрудникам отдела гидротурбин ЦКТИ и кафедры гидромашин ЛПИ, давшим ценные критические замечания по первому варианту данной работы.

Литература

1. Лесохин А. Ф., Расчет лопастей рабочих колес осевых турбин, Труды ЛПИ, Энергомашиностроение, 1953, № 5, стр. 49—65.
2. Колтон А. Ю. и Этинберг И. Э., Основы теории и гидродинамического расчета водяных турбин, Машгиз, 1958.
3. Scholz N., Strömungsuntersuchungen an Schaufelgitern Teil 11: Ein Berechnungsverfahren zum Entwurt von Schaufelgitterprofilen, «VDI», 1954, Heft 442.
4. Schlichting H., Berechnung der reibungslosen inkompressiblen Strömung für vorgegebenes ebenes Schaufelgitter, «VDI», 1955, Heft 447.
5. Этинберг И. Э., Исследование влияния размеров и формы лопастей рабочих колес на кавитационные качества осевых гидротурбин и разработка осевых гидротурбин на повышенные напоры, Автореферат диссертации, ЛПИ, 1950.
6. Гохман А. М., Расчет плоской круговой решетки профилей, вращающейся с постоянной угловой скоростью, «Гидромашиностроение», 1959, № 2, стр. 14—19.

Исследование температурного режима змеевика с подъемно-опускным движением пароводяной смеси

Канд. техн. наук Л. Ю. Красякова

Приведены результаты исследования температурного режима опускной и подъемной труб при давлениях 100 и 140 ата и тепловых нагрузках до $545 \cdot 10^3$ ккал/м² ч, а также обогреваемых гибов трубы.

Элементы поверхностей нагрева с подъемно-опускным движением двухфазной смеси стали широко применяться в котлостроительной практике как в вертикальных компоновках поверхностей нагрева прямоточных котлов и котлов с многократной принудительной циркуляцией, так и в различного типа теплообменниках. Однако опытных данных для обеспечения надежного охлаждения этих элементов имеется недостаточно. Они относятся главным образом к вертикальным трубам с подъемным движением смеси. По опускному потоку опытных материалов крайне мало. В некоторых работах содержатся указания на отсутствие разницы в условиях охлаждения труб при опускном и подъемном движении.

Также отсутствовали данные по температурному режиму труб в местах гибов.

Новое исследование проводилось на той же экспериментальной установке, что и опыты 1959 г. [1]. Она включала в себя прямоточный парогенератор производительностью до 3 *т/ч* с вспомогательным оборудованием (деаэратор, питательные насосы и др.), подогреватели воды, дроссельные установки, впрыскивающий пароохладитель и расширитель на 13 *ата*. Основной частью установки являлись экспериментальные змеевики (рис. 1), состоявшие из двух параллельно включенных змеевиков Ø 35 × 7 *мм*, в нижней части которых имелись подъемно-опускные петли. Вода подавалась в змеевики через верхнюю раздающую камеру, а пар через смесители, при этом можно было получить любое паросодержание в смеси от 0 до 100%, а также недогретую воду и перегретый пар. Расходы пара и воды до смешения измерялись дроссельными приборами (диафрагмы, труба Вентури), а паросодержание смеси определялось по тепловому балансу установки. Опыты проводились на одном змеевике, на котором имелось два участка с местным обогревом. Верхний обогреваемый участок *1* (рис. 1), выполненный с утолщением до 100 *мм*, предназначался для исследования температурного режима вертикальной опускной трубы. Обогрев его производился электрической печью (рис. 2) с девятью карборундовыми нагревателями марки КНС 25/540 Ø 25 *мм*. Включением различных групп нагревателей, а также изменением схемы их соединения: из последовательной в параллельную, можно было изменять тепловую нагрузку участка. Опыты в основном были проведены при тепловых нагрузках внутренней стенки трубы $q =$