

УДК 533.6.011.3

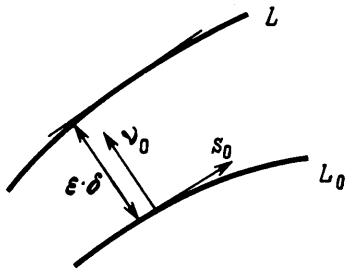
© 1992 г.

В. Э. САРЕН

**ЗАДАЧИ ОБТЕКАНИЯ И КОРРЕКЦИИ ФОРМЫ ТОНКИХ
ПРОФИЛЕЙ В НЕСЖИМАЕМОМ ПОТОКЕ**

Предлагаются решения задач обтекания и коррекции формы профиля или решетки профилей с малой телесностью в потоке идеальной жидкости в рамках первого приближения теории возмущений течения около бесконечно тонких дужек. Проблемы, связанные с применением теории возмущений в задаче обтекания, обсуждаются в монографии [1]. Данная статья включает пример реализации этой теории для тонких изогнутых профилей, широко используемых в компрессоростроении. Поиски эффективных методов расчета формы профиля, обеспечивающей необходимые газодинамические свойства, например заданное распределение на нем скорости безотрывного течения, привели к появлению алгоритмов, основанных на теории малых возмущений для тонкого крыла конечного размаха [2] и одиночного профиля в потоке газа [3]. При таком подходе задача построения требуемого профиля может быть сформулирована как последовательность коррекций границы области течения по малой вариации граничных значений скорости потока.

Предлагаемая работа содержит общую формулировку линейной задачи коррекции границы течения, алгоритм ее решения для тонких профилей в несжимаемом потоке и анализ полученных решений. Представлены примеры расчета.



Фиг. 1

1. Сформулируем линейную краевую задачу о малых возмущениях границы потенциального течения идеальной жидкости. Пусть L_0 — некоторая граничная линия тока, а $v_0(s)$ — величина скорости

потока в точке линии L_0 с дуговой координатой s и радиус-вектором $r_0(s)$ в локальной левой системе координат с единичными векторами касательной s_0 и нормали v_0 к линии L_0 (фиг. 1). Пусть линия тока L_0 смещена в линию L так, что соответствующее граничное значение скорости $v(s) = v_0(s) + \epsilon v_1(s)$, где ϵ — некоторый безразмерный (малый) параметр.

Представим радиус-вектор r точки на L и вектор скорости V течения с линией тока L в форме

$$r(s) = r_0(s) + \epsilon \delta(1) v_0(1); V = V_0 + \epsilon V_1 \tag{1.1}$$

где V_0 — вектор скорости течения с линией тока L_0 .

Тогда на линии тока L имеет место равенство

$$V(r_0 + \epsilon \delta v_0) = [v_0(s) + \epsilon v_1(s)] s; s = \frac{d(r_0 + \epsilon \delta v_0)}{ds_1} \tag{1.2}$$

где ds_1 — элемент длины дуги линии L .

С точностью до членов порядка величины ϵ равенства (1.1) и (1.2) приводят к соотношениям

$$V_0 = v_0(s) s_0; \quad V_1 = \varphi(s) s_0 + f(s) v_0 \quad (1.3)$$

$$\varphi(s) = v_1(s) - \kappa(s) \delta(s) v_0(s); \quad f(s) = \frac{\partial(\delta v_0)}{\partial s} - \delta \operatorname{div} V_0$$

где через κ обозначена кривизна линии тока L_0 .

При решении задачи определения вектора скорости V потока со слабо деформированной границей функция $\delta(s)$ задана, и потенциальный вектор V_1 есть решение краевой задачи

$$V_1 v_0 = f(s) \quad (1.4)$$

$$v_1(s) = V_1 s_0 + \kappa(s) \delta(s) v_0(s)$$

Для обратной задачи определения величины $\delta(s)$ по заданному значению $v_1(s)$ будем считать известной функцию $\varphi(s)$ и искать вектор V_1 как решение краевой задачи

$$V_1 s_0 = \varphi(s) \quad (1.5)$$

Тогда функция $f(s)$ может быть вычислена после решения задачи (1.5) по формуле $f(s) = V_1 v_0$.

Искомая функция $\delta = \delta(s)$ определяется при этом как решение дифференциального уравнения

$$\frac{\partial(\delta v_0)}{\partial s} - \delta(s) \operatorname{div} V_0 = f(s) \quad (1.6)$$

Замечая, что функция $\varphi(s)$ известна лишь с точностью до слагаемого δv_0 , будем далее определять величину $\delta(s)$ как результат итерационного процесса

$$\varphi_1(s) = v_1(s) \quad (1.7)$$

$$\varphi_n(s) = v_1(s) - \delta_{n-1} \kappa(s) v_0(s); \quad n=2, 3, \dots$$

где δ_n — решение уравнения (1.6) на n -м шаге итераций.

Для изоэнтропического дозвукового течения идеального газа уравнение (1.6) преобразуется к виду

$$\frac{\partial \delta}{\partial s} \frac{\partial \Phi_0}{\partial s} + \delta(s) (1 - M^2(s)) \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial s^2} = f(s); \quad M(s) = \frac{1}{a_0} (\nabla \Phi_0 s_0)$$

где Φ_0 — потенциал скорости невозмущенного течения; $M(s)$ — местное число Маха; a_0 — скорость звука в невозмущенном потоке.

Для несжимаемой жидкости ($\operatorname{div} V_0 = 0$) задача о возмущении границы сводится к определению по условиям (1.3)–(1.5) величин $V_0 = V_{0x} - iV_{0y}$ и $V_1 = V_{1x} - iV_{1y}$ как аналитических функций комплексного переменного $z = x + iy$. Уравнение (1.6) при этом принимает вид

$$\frac{\partial(\delta v_0)}{\partial s} = f(s) \quad (1.8)$$

2. Рассмотрим в плоскости (x, y) течение идеальной несжимаемой жидкости около тонкого профиля или через решетку тонких профилей L .

Пусть комплексно-сопряженная скорость потока $V = V(z)$ задана на бесконечном удалении от профиля или перед решеткой профилей и удовлетворяет для решетки условию периодичности

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} V(z) = v_{1\infty} e^{-i\alpha_0}; \quad V(z + ih) = V(z)$$

где h — шаг решетки.

Функция $V(z)$ может быть представлена интегралом Коши

$$V(z) = -\frac{1}{2\pi i} \int_{l_0} V(\zeta) N(\zeta, z) d\zeta + e^{-i\alpha_0} \quad (2.1)$$

где $N(\zeta, z) = (\zeta - z)^{-1}$ для одиночного профиля и $N(\zeta, z) = 2\pi\tau \times \times \{\exp[2\pi\tau(\zeta - z)] - 1\}^{-1}$ для решетки профилей.

Здесь $\tau = b/h$ — заданная густота решетки, все линейные размеры отнесены к длине хорды профиля b , а скорость — к скорости набегающего потока $v_{1\infty}$.

Будем рассматривать в качестве линии тока L_0 , подвергаемой смещению, два берега l^+ и l^- некоторой гладкой дуги l_0 — скелетной линии профиля. За положительный принят обход линии l_0 от входной кромки, который совпадает с обходом l^+ и противоположен обходу l^- . Величины, относящиеся к дуге l^+ или l^- , обозначаются соответственно верхним индексом «+» или «-».

В соответствии с краевыми условиями (1.3) граничные значения аналитических функций $V_0(z)$ и $V_1(z)$ на линии $L = l^+ + l^-$ и могут быть представлены в виде

$$V_0^\pm(z) = \pm v_0^\pm(s) e^{-i\alpha(s)} \quad (2.2)$$

$$V_1^\pm(z) = \pm [\varphi^\pm(s) - i f^\pm(s)] e^{-i\alpha(s)}, \quad z = z(s)$$

где $\alpha(s)$ — угол, образуемый касательной к линии l_0 (и l^+) и осью x .

Краевые задачи (2.2) относительно аналитических функций V_0 и V_1 , представленных интегралом типа Коши вида (2.1), с помощью формул Сохоцкого приводят к уравнениям

$$\int_{l_0} \gamma_0(\sigma) J(s, \sigma) d\sigma = \sin[\alpha(s) - \alpha_0] \quad (2.3)$$

$$v_0^\circ(s) = -\int_{l_0} \gamma_0(\sigma) R(s, \sigma) d\sigma + \cos[\alpha(s) - \alpha_0]$$

$$f^\circ(s) - \int_{l_0} \Delta\varphi(\sigma) J(s, \sigma) d\sigma + \int_{l_0} \Delta f(\sigma) R(s, \sigma) d\sigma = 0 \quad (2.4)$$

$$\varphi^\circ(s) + \int_{l_0} \Delta\varphi(\sigma) R(s, \sigma) d\sigma + \int_{l_0} \Delta f(\sigma) J(s, \sigma) d\sigma = 0 \quad (2.5)$$

$$\gamma_0 = v_0^+ + v_0^-; \quad v_0^\circ = \frac{1}{2} (v_0^+ - v_0^-); \quad \Delta f = f^+ + f^-; \quad f^\circ = \frac{1}{2} (f^+ - f^-)$$

$$\Delta\varphi = \varphi^+ + \varphi^-; \quad \varphi^\circ = \frac{1}{2} (\varphi^+ - \varphi^-); \quad R + iJ = \frac{1}{2\pi i} e^{i\alpha(s)} N(\zeta(\sigma), z(s)).$$

Первое из соотношений (2.3) хорошо известно и является сингулярным интегральным уравнением относительно погонной интенсивности γ_0 вихревого слоя, имитирующего дужку l_0 . Второе из соотношений (2.3) является формулой для вычисления средней скорости потока на дужке v_0° .

Уравнения (2.4) и (2.5) используются впервые и замечательны тем, что являются взаимными по отношению к величинам φ^\pm и f^\pm . Так, полагая известными функции f^\pm (прямая задача), величину $\Delta\varphi$ можно определить как решение сингулярного интегрального уравнения (2.4). Определяя далее φ° по формуле (2.5), для значений скорости потока на

«корытце» (v^+) и «спинке» (v^-) тонкого профиля L , вычисленных в линейном приближении, нетрудно получить равенства

$$v^\pm = \left(\pm v_0^\circ + \frac{1}{2} \gamma_0 \right) (1 \pm \kappa \delta^\pm) \pm \varphi^\circ + \frac{1}{2} \Delta \varphi \quad (2.6)$$

Здесь κ — кривизна дужки l_0 ; $(-\delta^\pm)$ — расстояние по нормали от скелетной линии l^0 до точек на корытце ($-\delta^+$) и спинке ($-\delta^-$) профиля L и принято, что $\|\delta^\pm\| \ll 1$ ($\varepsilon=1$).

Для обратной задачи, когда задана величина $v_1(s)$, определяя на n -м шаге итераций функцию φ_n^\pm равенством

$$\varphi_n^\pm = v_1^\pm(s) \mp \kappa(s) \delta_{n-1} v_0^\pm(s), \quad n=1, 2, \dots; \delta_0^\pm = 0 \quad (2.7)$$

величину Δf_n можно получить как решение сингулярного интегрального уравнения (2.5), после чего f_n° вычисляется по формуле (2.4).

Из уравнения (1.8) далее следует

$$\delta_n^\pm(s) = \frac{2}{2v_0^\circ(s) \pm \gamma_0(s)} \left[A_n^\pm \pm \int_0^s \left(f_n^\circ \pm \frac{1}{2} \Delta f_n \right) ds \right] \quad (2.8)$$

где через A_n^\pm обозначены постоянные интегрирования.

Функции δ_n^\pm определяют на n -м шаге итераций форму профиля L , которая обеспечивает в линейном приближении распределение скорости по профилю

$$v^\pm(s) = \pm v_0^\circ(s) + \frac{1}{2} \gamma_0(s) + v_1^\pm(s)$$

3. Описанные выше алгоритмы решения задач обтекания и коррекции формы тонкого профиля или решетки тонких профилей основаны на формальном применении постановки, изложенной в разд. 1, к тому случаю, когда линия тока L_0 представляет собой два берега разомкнутой дуги l_0 ($L_0 = l^+ + l^-$). Между тем в конечных точках дуги l_0 , где скорости v_0^\pm и кривизна линии тока L_0 , вообще говоря, обращаются в бесконечность, условия линеаризации, очевидно, нарушаются. Ниже приведены результаты исследования свойств, получаемых при этом решении.

Обозначим через $s=0$ и $s=s_0$ дуговые координаты концов l_0 , соответствующих входу ($s=0$) и выходу ($s=s_0$) потока.

Семейства $S(q)$ возможных решений сингулярных интегральных уравнений (2.3)–(2.5) определяются числом $q=0, 1, 2$, равным количеству особых концов дужки l_0 , в которых решение принимает конечное значение [4]. При этом в окрестности особого конца $s_k=0$ или $s_k=s_0$ решение уравнения представимо в виде $c_1(s) \sqrt{|s-s_k|}$, а в окрестности неособого конца, где решение обращается в бесконечность, — в виде $c_2(s) / \sqrt{|s-s_k|}$. Здесь $c_{1,2}(s)$ принадлежат классу H -функций, удовлетворяющих условию Гельдера всюду на дужке l_0 .

Выбор искомого решения уравнений вида (2.3)–(2.5) определяется тем или иным дополнительным условием. Так, в соответствии с гипотезой Жуковского — Чаплыгина о конечности скорости жидкости в выходной кромке решение первого из уравнений (2.3) принадлежит семейству $S(1)$ с особым концом $s_k=s_0$. Решение из семейства $S(0)$ однозначно определяется заданием одной константы, например значения интеграла от решения по дуге l_0 .

Обозначим через $\Delta = -(\delta^+ + \delta^-)$ толщину профиля L и через $\Delta^\circ = (\delta^+ - \delta^-)/2$ — смещение средней линии профиля L по нормали к дужке l_0 . Очевидно, $\Delta^\circ=0$, если профиль L симметричен относительно выбранной скелетной линии l_0 .

Будем называть кромку профиля L параболической, если толщина профиля в окрестности кромки представима в виде

$$\Delta(s) = 2c(s)\sqrt{2\rho|s-s_k|}, \quad c(s_k) = 1$$

где ρ — радиус кривизны профиля L в точке $s=s_k$ и $c(s) \in H$.

В задаче обтекания гладкого профиля или решетки гладких профилей L в качестве скелетной линии l_0 , очевидно, всегда можно принять среднюю линию профиля, т. е. считать, что $\Delta^0 = 0$. В этом случае расчет скорости жидкости на профиле L с параболическими кромками в линейном приближении сводится к последовательному решению уравнений (2.3)–(2.5), где $\gamma_0, \Delta\varphi \in S(1)$ с особой точкой $s_k = s_0$. Скорость жидкости на спинке и корытце профиля определяется равенствами (2.6).

При решении задачи построения профиля L по заданному распределению скорости $v = v_0 + v$, примем, что входная кромка L совпадает с точкой $s_k = 0$ заданной скелетной линии l_0 , т. е. $\Delta^0(0) = 0$. Примем также что касательная к l_0 в точке $s_k = 0$ параллельна вектору входной скорости потока, т. е. точка ветвления потока на L совпадает с точкой $s_k = 0$ (угол набегания равен нулю). В этом случае $v_0^\pm(s) \neq 0$ и требование замкнутости искомого профиля L $\Delta(0) = \Delta(s_0) = 0$ обеспечивает достаточные условия однозначного выбора решения Δf уравнения (2.5) и констант A_n^\pm в равенствах (2.8).

Задача построения профиля L в линейном приближении сводится тогда к итерационному процессу (2.7). При этом величины $\delta_n^\pm(s)$ определяются соотношениями

$$\delta_n^\pm(s) = \frac{1}{v_0^\pm(s)} \int_0^s \left(f_n^0 \pm \frac{1}{2} \Delta f_n \right) ds, \quad n=1, 2, \dots \quad (3.1)$$

$$\Delta f_n \in S(0); \quad \int_{l_0} \Delta f_n ds = 0$$

Профиль L' , полученный в результате итераций, имеет параболические кромки.

Для выяснения условий сходимости итераций (2.7) воспользуемся равенствами

$$\begin{aligned} (\varphi_n^0 - \varphi_{n-1}^0) \pm \frac{1}{2} (\Delta\varphi_n - \Delta\varphi_{n-1}) = \chi(s) \int_0^s \left\{ \left(R^* \circ \Psi \mp \frac{1}{2} \Psi \right) [\varphi_{n-1}^0 - \varphi_{n-2}^0, s] ds + \right. \\ \left. + \left(J^* + R^* \circ \Psi \circ R^* \mp \frac{1}{2} \Psi \circ R^* \right) [\Delta\varphi_{n-1} - \Delta\varphi_{n-2}, s] ds, \quad n=1, 2, \dots \quad (3.2) \right. \end{aligned}$$

которые являются следствиями (2.3), (2.4), (2.7) и (3.1). Здесь через $\Psi[\mu, s]$ обозначено решение сингулярного интегрального уравнения вида

$$\int_{l_0} \Psi J(s, \sigma) d\sigma = \mu(s)$$

Символом $\Psi \circ R^*$ обозначен результат суперпозиции оператора Ψ с действительной частью оператора

$$R^*[\mu, s] + iJ^*[\mu, s] = \frac{1}{2\pi i} \int_{l_0} \mu(\sigma) N(\zeta(\sigma), z(s)) d\sigma, \quad z \in l_0$$

Рассмотрим функции

$$F_1(s) = \int_0^s \Psi[\mu, s] ds; \quad F_2(s) = \int_0^s \Psi \circ R^*[\mu, s] ds$$

$$F_3(s) = \int_0^s R \circ \Psi[\mu, s] ds; \quad F_4(s) = \int_0^s (J^* + R^* \circ \Psi \circ R^*)[\mu, s] ds$$

Из известных (см. [4]) свойств операторов Ψ , R^* и J^* следует, что для любой функции $\mu(s) \in H$ на l_0 справедливы утверждения

$$F_i(s) \in H, \quad s \in l_0, \quad i=1, 2, 3, 4 \quad (3.3)$$

$$\|F_i\|_H \leq A_i \|\mu\|_H, \quad A_i < \infty, \quad i=1, 2, 3, 4$$

где величины A_i не зависят от μ , через $\|\cdot\|_H$ обозначена норма в пространстве функций H [4] и l_0 — гладкая скелетная линия.

Из (3.2) и (3.3) нетрудно заключить, что итерационный процесс (2.7) сходится при любой скелетной линии l_0 , для которой выполнено условие

$$\max_{l_0, i=1, \dots, 4} |4 \times A_i| < 1$$

Последнее соотношение ограничивает сверху кривизну скелетных линий, для которых гарантирована сходимость итераций (2.7).

Отличие профиля L' от искомого профиля L и погрешность линейного приближения в расчете скорости потока зависят, очевидно, от выбора скелетной линии l_0 . В практических расчетах при построении профиля L в качестве l_0 можно использовать среднюю линию некоторого профиля-прототипа, на котором желательно изменить распределение скорости потока путем коррекции формы профиля.

В случае выбора скелетной линии с углом набегания, не равным нулю, на дужке l_0 существует точка $s=s^*$, где выполняется одно из условий: $v_0^+(s^*)=0$ или $v_0^-(s^*)=0$. Равенства $\Delta^0(0)=0$ и $\Delta(0)=0$ выполняются при этом автоматически. Утверждения, касающиеся построения профиля L' , остаются справедливыми при дополнительном условии $\partial \Delta^0 / \partial s|_{s=0}=0$, а формула (3.1) принимает вид

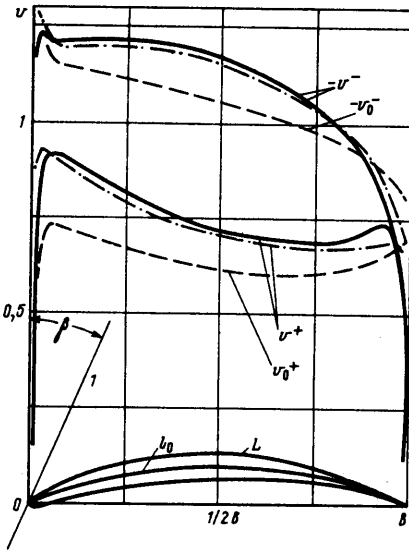
$$\delta_n^\pm(s) = \frac{1}{v_0^\pm(s)} \left[\int_{s^*}^s \left(f_n^0 \pm \frac{1}{2} \Delta f_n \right) ds \pm v^\pm \int_0^{s^*} \Delta f_n ds \right]; \quad v^\pm = \begin{cases} 1, & v_0^\pm(s^*) \neq 0 \\ 0, & v_0^\pm(s^*) = 0 \end{cases}$$

4. Ниже представлены примеры решения задач обтекания и коррекции формы профиля в линейном приближении.

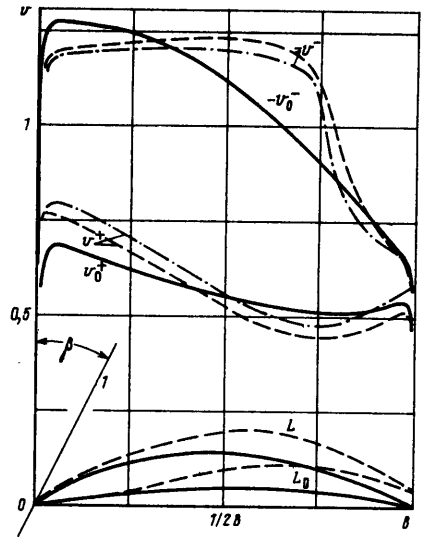
Пусть поток набегаёт со скоростью $v_{1\infty}=1$ параллельно большей оси эллипса с полуосями $(1, \varepsilon)$, где $\varepsilon < 1$. Скелетная линия представляет собой отрезок $(-1, 1)$, а величина $v_0^\pm = \pm 1$. Уравнения (2.4) и (2.5) в рассматриваемом случае имеют вид

$$f^0(x) + \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \Delta \varphi \frac{d\xi}{\xi-x} = 0 \quad (3.4)$$

$$\varphi^0(x) - \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \Delta f \frac{d\xi}{\xi-x} = 0, \quad x \in (-1, 1)$$



Фиг. 2



Фиг. 3

При условиях $\Delta\varphi \equiv S(1)$ и $\Delta f \equiv S(0)$ уравнения (3.4) имеют единственное нетривиальное решение

$$\Delta\varphi = 0, \quad \varphi^0 = \varepsilon = \text{const}$$

$$\Delta f = \frac{2\varepsilon x}{\sqrt{1-x^2}}, \quad f^0 = 0$$

Таким образом, скорость жидкости на эллипсе в линейном приближении равна $v^{\pm} = \pm 1 \pm \varepsilon$, что совпадает с известным решением [1]. С другой стороны, при заданных значениях $\Delta\varphi \equiv 0$, $\varphi^0 = \varepsilon$ согласно (17) получаем $\delta^{\pm} = -\varepsilon\sqrt{1-x^2}$, что, очевидно, соответствует уравнению эллипса с полуосями (1, ε).

На фиг. 2 и 3 представлены расчеты безразмерной скорости жидкости v , относенной к скорости набегающего потока $v_{1\infty}$, выполненные для двух типичных дозвуковых компрессорных решеток. Линией 1 на фигурах обозначен фронт решетки. Результаты, относящиеся к гладким профилям L , получены методом, описанным в работе [5], при количестве расчетных точек $N=210$. Уравнения (2.3)–(2.5) для скелетных линий l_0 решались методом дискретных вихрей при числе расчетных точек $N=100$. Выбор взаимного расположения расчетных и контрольных точек в методе дискретных вихрей, который обеспечивает аппроксимацию решения в соответствующем классе функций ($S(1)$) или ($S(0)$), описан в работе [6].

На фиг. 2 сплошными линиями изображено распределение скорости потока по спинке (v_0^-, v^-) и корытцу (v_0^+, v^+) профиля L решетки с густотой $\tau=1,519$ и углом выноса $\beta=18,76^\circ$. Форма профиля L представлена на фиг. 2 в хордовой системе координат. Отношение максимальной толщины профиля к длине хорды 0,07.

Штриховыми линиями на фиг. 2 нанесены соответствующие значения скорости, полученные в результате решения уравнений (2.3), где в качестве скелетной линии l_0 принята средняя линия профиля. Штрихпунктирными линиями на фиг. 2 обозначено распределение скорости, полученное в линейном приближении как результат последовательного решения уравнений (2.4) и (2.5).

Для практической оценки погрешности решения линейной задачи коррекции формы профиль L , изображенный на фиг. 2, был восстановлен путем итераций (2.7) со скелетной линией l_0 . Величина v_1 при этом задавалась равной разности значений скорости жидкости на профиле L и дужке l_0 .

Ниже указаны значения безразмерной толщины профиля L' $\Delta_n^* = \Delta_n/b$ ($n=1, 2, 3$), полученные в результате трех итераций (2.7):

x/b	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
Δ_1^*	0,050	0,069	0,080	0,085	0,084	0,079	0,067	0,050	0,030
Δ_2^*	0,050	0,065	0,075	0,079	0,076	0,070	0,059	0,042	0,025
Δ_3^*	0,049	0,063	0,072	0,075	0,072	0,067	0,057	0,041	0,023
Δ_L^*	0,048	0,061	0,068	0,070	0,069	0,064	0,054	0,041	0,023

В последней строке таблицы помещены значения ΔL^* , равные безразмерной толщине профиля L . Дальнейшее увеличение числа итераций не приводило к изменению в значениях Δ_n^* третьей значащей цифры после запятой.

На фиг. 3 сплошными линиями изображены профиль компрессорной решетки L_0 и соответствующее распределение скорости по спинке и корытцу при нулевом угле набегания. Штриховыми линиями на фиг. 3 приведены скорректированные значения скорости потока, обеспечивающей ту же гидродинамическую нагрузку, что и на исходном профиле, а также профиль решетки L , полученный в результате двух последовательных коррекций скорости, при дополнительном условии сохранения максимальной толщины профиля.

В расчете использовались три итерации (2.7). Для первой коррекции скорости и формы профиля в качестве скелетной линии l_0 выбиралась средняя линия исходного профиля L_0 , а для второй — средняя линия промежуточного профиля. Исходная решетка имела густоту $\tau=1,07$, угол выноса $\beta=35,4^\circ$ и максимальную толщину профиля $s=0,092$. Угол выноса скорректированной решетки составляет 38° .

Данные проверочного расчета распределения скорости на гладком профиле L представлены на фиг. 3 штрихпунктирной линией. Дальнейшая коррекция полученного распределения скорости приводила к увеличению максимальной толщины профиля и по этой причине не использовалась.

Как видно из представленных примеров, предлагаемые решения линейаризованных задач обтекания и коррекции формы тонких профилей в типичных случаях обеспечивают достаточную для практики точность.

Автор выражает благодарность С. А. Смирнову за помощь в проведении расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ван-Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир, 1967. С. 68–138.
2. Takanashi S. Iterative three-dimensional transonic wing design using integral equations // J. Aircraft. 1985. V. 22. № 8. P. 655–660.
3. Hirose Naoki, Takanashi Susumie, Nobuhiro Kawai. Transonic airfoil design procedure utilizing a Navier-Stokes analysis code // AIAA Journal. 1987. V. 25. № 3. P. 353–359.
4. Мухелишвили Н. И. Сингулярные интегральные уравнения. М.: Наука, 1968. 511 с.
5. Рябченко В. П., Сарен В. Э. К расчету аэродинамических характеристик решеток профилей произвольной формы // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 2. С. 105–112.
6. Сарен В. Э. О сходимости метода дискретных вихрей // Сиб. мат. журн. 1978. Т. 19. № 2. С. 385–395.

Москва

Поступила в редакцию
8.IV.1991