

УДК 533.601.135

А. Н. Белоглазкин, В. Я. Шкадов

**ТРАНСЗВУКОВЫЕ ПРОФИЛИ МИНИМАЛЬНОГО ВОЛНОВОГО
СОПРОТИВЛЕНИЯ С ПОРИСТОЙ И НЕПРОНИЦАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ**

Образование скачка уплотнения при трансзвуковом обтекании профиля приводит к увеличению коэффициента сопротивления c_x — появляется дополнительное волновое сопротивление. Для уменьшения интенсивности скачка уплотнения можно использовать перфорацию поверхности [1]. Перфорированные поверхности выравнивают течение в потоке до однородности высокой степени и ликвидируют отражение скачков и других возмущений. Эти свойства используются при создании различных газодинамических устройств.

В последнее время активно разрабатывается идея ослабления скачка уплотнения за счет создания подходящего проницаемого участка на поверхности крылового профиля. Практически эта идея осуществляется путем создания перфорированной поверхности с полостью под ней, расположенной в зоне скачка (рис. 1). Разность давлений на скачке вызывает обратное течение через эту внутреннюю полость из области с высоким давлением за скачком в область с низким давлением перед скачком. В результате этого снижаются интенсивность скачка уплотнения и волновое сопротивление. Данное устройство позволяет полностью избежать при этом энергетических затрат [2].

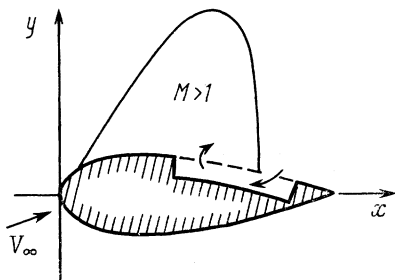


Рис. 1

Алгоритм численного решения задачи обтекания крылового профиля при трансзвуковых скоростях на основе уравнения для полного потенциала представлен в [3]. Там же дан обзор основных работ.

Использование конформного преобразования $\zeta(z)$ внешности крылового профиля на полуполосу $[0, +\infty) \times [0, 2\pi]$ приводит к более удобной постановке граничных условий. В полученной системе координат уравнения для полного потенциала скорости $\varphi(\xi, \eta)$ принимают вид

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\rho \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\rho \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right) = 0, \\ \rho^{\gamma-1} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2 \left[1 - J \left(\frac{\partial \varphi^2}{\partial \xi} + \frac{\partial \varphi^2}{\partial \eta} \right) \right], \end{cases} \quad (1)$$

где $J = \left| \frac{d\zeta}{dz} \right|$ — якобиан конформного преобразования $\zeta = \zeta(z)$, ρ — плотность, M_∞ — число Маха набегающего потока, γ — отношение удельных теплоемкостей. Уравнения (1) дополняются условиями на поверхности тела ($\xi=0$):

$$v_n = \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \sqrt{J},$$

в невозмущенном потоке ($\xi \rightarrow \infty$):

$$\begin{cases} \varphi = x \cos(\alpha) + y \sin(\alpha) + \frac{\Gamma}{2\pi} \operatorname{arctg} \left(\sqrt{1-M_\infty^2} \frac{y}{x} \right), \\ x = x(\xi, \eta), \quad y = y(\xi, \eta). \end{cases} \quad (2)$$

Кроме этого задается условие, гарантирующее единственность решения. В рассматриваемой задаче обтекания профиля с одной точкой излома, совпадающей с его задней кромкой, таковым является условие Жуковского—Чаплыгина на задней кромке профиля ($\xi=0, \eta=0$): $\frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = 0$.

Особенность данной задачи заключается в необходимости определять нормальную составляющую скорости на поверхности крылового профиля. На проницаемой части профиля нормальная составляющая скорости, согласно закону Дарси, пропорциональна разности давлений снаружи и внутри полый области:

$$v_n = \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \sqrt{J} = \frac{\sigma}{2} (c_p^k - c_p). \quad (3)$$

Если во внутренней полости нет источников массы, то суммарный поток массы через проницаемую поверхность равен нулю:

$$\oint \rho v_n ds = 0$$

и значение давления во внутренней полый области определяется выражением

$$c_p^k = \frac{\oint \sigma c_p ds}{\oint \sigma p ds}.$$

В работе [4] было продемонстрировано снижение волнового сопротивления для профиля NASA 0012, имеющего на верхней и нижней поверхностях проницаемый участок в области $x_0 < x < x_1$ ($x_0=0, 1$; $x_1=1$), для следующего закона распределения проницаемости:

$$\sigma(x) = \sigma_m \sqrt{\sin \left(\pi \frac{x-x_0}{x_1-x_0} \right)}, \quad (4)$$

Бесциркуляционное обтекание ($c_y=0$) профиля NASA 0012 исследовано при распределении проницаемости (4) и различных значениях σ_m ($\sigma_m=0,3; 0,6; 0,9$). На рис. 2 представлено сравнение зависимости коэффициента сопротивления c_x от числа Маха набегающего потока M_∞ с расчетными данными работы [4]. Для случая $\sigma_m=0,9$ сверхзвуковая зона возникает при $M_\infty=0,78$ и занимает область до $x_{ск}=0,6$. Зависимость числа Маха

$$M_k = \sqrt{\frac{\gamma-1}{2} \left[1 - \left(\frac{p_0}{p^k} \right)^{\frac{\gamma-1}{2}} \right]}$$

(p^k — давление во внутренней полости, p_0 — полное давление) от числа Маха набегающего потока M_∞ показывает, что значение $M_k=1,04$ ($M_\infty=0,8$) соответствует возникновению скачка уплотнения и началу

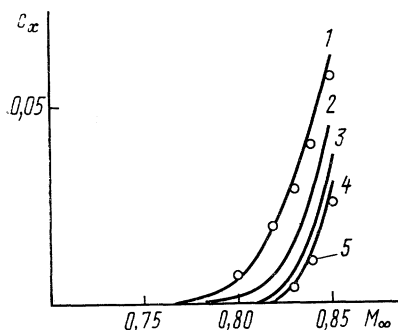


Рис. 2. Зависимость коэффициента сопротивления c_x от числа Маха набегающего потока M_∞ : 1 — $\sigma_m=0,0$; 2 — 0,3; 3 — 0,6; 4 — 0,9; 5 — работа [4]

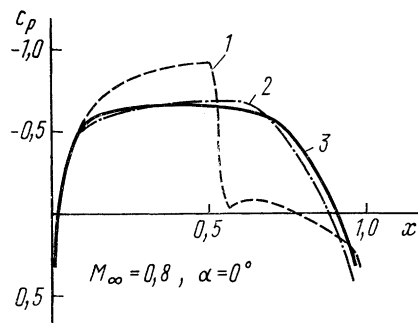


Рис. 3. Распределение давления c_p на поверхности 1 — NACA 0012, $\sigma_m=0,0$; 2 — MOD 1/0,80, $\sigma_m=0,0$; 3 — NACA 0012, $\sigma_m=0,9$

роста волнового сопротивления. Использование проницаемости в этом случае (рис. 3) позволяет полностью ликвидировать волновое сопротивление при сохранении сверхзвуковой зоны на профиле.

Рассмотрим циркуляционное обтекание крылового профиля NACA 0012 при $\alpha=2^\circ$, когда только верхняя поверхность профиля имеет проницаемый участок с распределением проницаемости (4) в интервале от $x_0=0,1$ до $x_1=1,0$ и $\sigma_m=0,9$. Использование перфорации в данной задаче позволяет не только снизить волновое сопротивление крылового профиля, но и существенно увеличить значение подъемной силы (рис. 4). Последнее происходит, когда совпадают направления циркуляционного течения через проницаемый участок и циркуляции во внешнем потоке. Увеличение значения коэффициента подъемной силы от $c_y=1,269$ до $c_y=1,632$ ($\Delta c_y=0,363$) наблюдается, например, в случае докритического течения ($M_\infty=0,3$; $\alpha=10^\circ$; $x_0=0,01$; $x_1=1$), когда при больших углах атаки образуется значительный положительный градиент давления на верхней поверхности профиля.

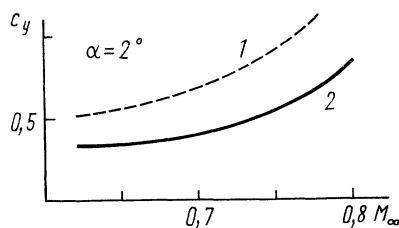


Рис. 4. Изменение значения подъемной силы c_y в зависимости от σ_m и M_∞ : 1 — $\sigma_m=0,9$; 2 — 0,0

Представленные примеры течений около крылового профиля с проницаемым участком и без источника во внутренней полости под ним дают возможность построить относительно простой алгоритм получения непроницаемого крылового профиля с улучшенными аэродинамическими характеристиками. Основная идея метода заключается в построении контура профиля, состоящего из части нулевой линии тока, вычисленной по полю течения около заданного профиля с перфорированной поверхностью. Волновое сопротивление снижается вследствие того, что в сверхзвуковую зону непосредственно перед скачком происходит вдув воздуха, который притормаживает поток, а за скачком — отсос воздуха, который препятствует смещению скачка вверх по потоку. При этом нулевая линия тока, отойдя от поверхности про-

филя, в конце проницаемого участка снова присоединяется к ней. В результате образуется замкнутый контур, снаружи которого при подходящем подборе зоны проницаемости может реализоваться бескачковое течение.

Рассмотрим подробнее способ построения нулевой линии тока. Пусть она проходит через переднюю кромку крыла. В этом случае значение функции тока на контуре профиля можно найти, интегрируя полученное из закона Дарси (3) распределение нормальной составляющей скорости:

$$\psi(0, \eta_1) = \int_{\eta_0}^{\eta_1} \rho v_n ds = \frac{1}{2} \left(c_p^k \int_{\eta_0}^{\eta_1} \rho \sigma ds - \int_{\eta_0}^{\eta_1} \rho \sigma c_p ds \right). \quad (5)$$

Значение функции тока $\psi(\xi, \eta)$ в расчетной области аппроксимируем следующей суммой:

$$\psi(\xi, \eta) = \psi_1(\xi, \eta) + \psi_2(\xi, \eta) + C(\eta) e^{-\xi}.$$

Первый член этой суммы связан с направлением невозмущенного потока (2):

$$\psi_1(\xi, \eta) = F_\infty e^\xi \sin(\eta + \varepsilon - \alpha)$$

(F_∞ — модуль производной конформного преобразования крылового профиля на окружность), второй определяется наличием циркуляции Γ в (2):

$$\psi_2(\xi, \eta) = -\frac{\beta \Gamma}{2\pi} \left[\xi + \frac{1}{2} \ln(1 - M_\infty^2 \sin^2(\eta + \varepsilon)) \right] (\beta^2 = 1 - M_\infty^2),$$

а третий член — значением функции тока на контуре профиля (5). В этом случае значение ξ_1 , при котором $\psi(\xi_1, \eta_1) = 0$, находится из решения трансцендентного уравнения

$$F_\infty \sin(\eta + \varepsilon - \alpha) (e^\xi - e^{-\xi}) - \frac{\beta \Gamma}{2\pi} \left[\xi + \frac{1}{2} \ln(1 - M_\infty^2 \sin^2(\eta + \varepsilon)) \cdot (1 - e^{-\xi}) \right] + \psi(0, \eta) e^{-\xi} = 0. \quad (6)$$

Замена ξ на $\text{sh}(\xi)$ позволяет свести (6) к уравнению второго порядка относительно $t = e^\xi$:

$$\left(F_\infty \sin(\eta + \varepsilon - \alpha) - \frac{\beta \Gamma}{4\pi} \right) (t^2 - 1) - \frac{\beta \Gamma}{4\pi} \ln(1 - M_\infty^2 \sin^2(\eta + \varepsilon)) \times \\ \times (t - 1) + \psi(0, \eta) = 0.$$

С помощью данного алгоритма были проведены численные расчеты, в результате которых получены обводы «модифицированных профилей» с непроницаемой поверхностью.

На основе бесциркуляционного обтекания профиля NASA 0012 с проницаемым участком на нижней и верхней поверхностях построен профиль MOD1/0,80, который проектировался для $M_\infty = 0,80$. Условие $M_k \approx 1,04$ обеспечивает максимальное увеличение площади, ограниченной контуром профиля. При $M_k < 1,04$ получается практически бескачковый профиль (рис. 5).

Для циркуляционного обтекания профиля NASA 0012 при угле атаки $\alpha = 2^\circ$ и с проницаемым участком, расположенным на верхней поверхности в интервале от $x_0 = 0,1$ до $x_1 = 1$, при $\sigma_m = 0,9$ были постро-

ены обводы профилей MOD2/0,63; MOD2/0,70; MOD2/0,72 и MOD2/0,73, спроектированных для чисел Маха набегающего потока $M_\infty=0,63; 0,70; 0,72$ и $0,73$ соответственно. Особенность полученных профилей в том, что они не только имеют меньшее волновое сопротивление по сравнению с исходным, но и обладают более высоким значением подъемной силы. Вдув массы воздуха в сверхзвуковой области (начало проницаемого участка) и последующий отсос этой массы в дозвуковой области (конец проницаемого участка) формируют нулевую линию тока в виде наплыва над проницаемым участком. В начале наплыва, в сверхзвуковой зоне, поток поджимается и тормозится до скорости звука, которая достигается на вершине наплыва. Дальнейшее торможение потока происходит за счет его расширения в дозвуковой области.

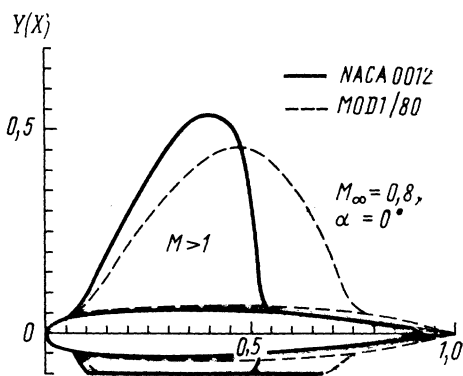


Рис. 5. Изменение сверхзвуковой области в зависимости от формы профиля

Были проведены расчеты обтекания новых профилей. В таблице дается сравнение аэродинамических характеристик полученных профилей и характеристик исходного профиля NACA 0012 с проницаемым участком и без него. В таблице указано также значение коэффициента

M_∞	Профиль	σ_m	c_x	c_y	c_m	M_k
0,63	NACA 0012	0,0	0,00031	0,33195	—0,08589	0,8168
	NACA 0012	0,9	—0,00004	0,53444	—0,19899	
	MOD2/0,63	0,0	0,00005	0,52647	—0,19120	
0,70	NACA 0012	0,0	0,00124	0,39222	—0,09905	0,9684
	NACA 0012	0,9	0,00075	0,67254	—0,25949	
	MOD2/0,70	0,0	—0,00006	0,67340	—0,25047	
0,72	NACA 0012	0,0	0,00327	0,43178	—0,10731	1,0373
	NACA 0012	0,9	0,00159	0,75519	—0,29945	
	MOD2/0,72	0,0	0,00064	0,78701	—0,30054	
0,73	NACA 0012	0,0	0,00587	0,45961	—0,11634	1,0814
	NACA 0012	0,9	0,00262	0,81196	—0,32921	
	MOD2/0,73	0,0	0,00312	0,87870	—0,34890	

момента c_m . При $M_\infty=0,72$ для исходного профиля NACA 0012 и построенного MOD2/0,72 значения числа Маха перед скачком $M_{ск}$ соответственно равны 1,28 и 1,15.

Для различных внешних условий обтекания крылового профиля с проницаемым участком, используя данную процедуру построения нулевой линии тока, можно получать новые обводы с улучшенными аэродинамическими характеристиками. Отметим, что значения аэродинамических коэффициентов новых профилей близки к соответствующим значениям исходных профилей с проницаемым участком при бескачковых режимах обтекания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ковальногов С. А., Фомин В. М., Шаповалов Г. К. Экспериментальное исследование возможности пассивного управления взаимодействием скачка уплотнения с пограничным слоем//Уч. зап. Центр. аэро-гидродинам. ин-та. 1987. 18, № 4. 112—116.
2. Ковальногов С. А., Шаповалов Г. К. Экспериментальное исследование влияния перепуска воздуха в районе скачка уплотнения на аэродинамические характеристики профиля//Уч. зап. Центр. аэро-гидродинам. ин-та. 1991. 22, № 2. 95—99.
3. Белоглазкин А. Н., Шкадов В. Я. О влиянии проницаемости профиля на положение и интенсивность скачка уплотнения при трансзвуковых скоростях//Вестн. Моск. ун-та. Матем. Механ. 1992, № 5. 64—69.
4. Chen C.-L., Show C.-Y., Holst T. L., Van Dalsem W. R. Numerical simulation of transonic flow over porous airfoils//AIAA' Paper. 1985. 85—5022. 1—8.

Поступила в редакцию
17.06.94