

УДК 533.6.001.6 : 532.582.3

АЭРОДИНАМИКА

А. И. ГОЛУБИНСКИЙ, В. Н. ГОЛУБКИН

О ТРЕУГОЛЬНОМ КРЫЛЕ В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА

(Представлено академиком А. А. Дородницким 6 X 1975)

1. Рассмотрим обтекание нижней поверхности плоского треугольного крыла малого удлинения, установленного под конечным углом атаки α . гиперзвуковым потоком идеального газа с числом Маха $M_\infty \gg 1$. Построим решение в первом приближении к исходному «ньютоновскому» обтеканию крыла с присоединенным скачком уплотнения, используя в качестве малого параметра ε отношение плотностей на скачке уплотнения ^(1, 2). Угол полураствора крыла φ таков, что $\frac{\varphi}{\varepsilon^{1/2} \tan \alpha} = \Omega = \text{const}$. Согласно гиперзву-

ковому закону плоских сечений для тонких тел при больших углах атаки ⁽³⁾ в работах ^(1, 2) получены уравнения и граничные условия для газодинамических величин в поперечной плоскости $x=1$. Используем идею работы ⁽²⁾ о том, что периферийная часть поверхности крыла при $\xi_0 < \xi \leq \leq \Omega$ совпадает с некоторой поверхностью тока, а центральная часть $0 \leq \leq \xi < \xi_0$ является особой конической поверхностью тока ⁽⁴⁾ с переменной вдоль нее функцией тока ψ_w . Если форма конической проекции поверхности тока $\eta_i(\xi)$ на плоскость $x=1$ задана, то форма скачка уплотнения $\eta_s(\xi)$, как показано в ⁽²⁾, определяется из уравнения

$$\eta_s'' \left(1 - \frac{1}{(\eta_s' + \xi)^2} \right) = \eta_i'' \quad (1,1)$$

(η, ξ — обычным образом вводимые конические переменные). В случае же особой поверхности тока, по которой распределена функция $\psi_w(\xi)$, форма скачка уплотнения находится из системы уравнений

$$\eta_s'' \left(1 - \frac{1}{(\eta_s' + \xi)^2} \right) = \frac{\psi_w'}{(\psi_w - \xi)^2}, \quad (1,2)$$

$$-\eta_s' [\psi_w(\xi)] = \xi. \quad (1,3)$$

В работе ⁽⁶⁾, развивающей идеи книги ⁽⁵⁾, скачок уплотнения задается в виде ломаной линии, причем первый, самый интенсивный излом начинающегося на передней кромке скачка происходит без соответствующего излома поверхностей тока, что с газодинамической точки зрения невозможно, поэтому решение в работе ⁽⁶⁾ сомнительно. Предположение о том, что часть поверхности крыла является особой поверхностью тока, позволяет построить скачок уплотнения с гладким переходом от присоединенной к передней кромке прямолинейной части скачка к внутренней прямолинейной (или слабоискривленной около плоскости симметрии) части скачка уплотнения. Действительно, уравнение (1,1) с $\eta_i=0$ имеет два различных решения

$$\eta_s' = \text{const}; \quad (1,4)$$

$$\eta_s' = 1 - \xi. \quad (1,5)$$

Решение (1,4) соответствует прямолинейному скачку, а для скачка, присоединенного к передней кромке, имеем

$$\eta_s = (\Omega - \xi) T, \quad T = 1/2 (\Omega - \sqrt{\Omega^2 - 4}).$$

В «критическом» сечении, в котором поперечная скорость потока равна скорости звука,

$$\xi_0 = 1 + T,$$

произведем гладкую стыковку этого решения с решением (1,5), описывающим скачок уплотнения параболической формы

$$\eta_s = -\frac{\xi^2}{2} + \xi - \frac{1}{2}(T^2 + 1) + T(\Omega - 1) \quad (1,6)$$

на отрезке $\xi_1 \leq \xi \leq \xi_0$. Длина Δ этого отрезка заранее неизвестна. Ее нужно подобрать так, чтобы в конечном счете удовлетворить условию симметрии скачка уплотнения. В диапазоне $\xi_* < \xi < \xi_1$ скачок уплотнения снова является прямолинейным, причем он также гладко стыкуется с параболическим скачком (1,6):

$$\eta_s = (\Delta - T)\xi + \frac{\Delta^2}{2} - \Delta + T(\Omega - \Delta).$$

При $0 \leq \xi < \xi_*$ поверхность крыла является огibaющей поверхностью тока. Поэтому в сечении $\xi = \xi_*$ неизбежен излом поверхностей тока, сопровождающийся изломом скачка уплотнения. В самом деле, при задании формы поверхности крыла согласно уравнению (1,1) сразу определяется кривизна всех проекций поверхностей тока вплоть до сечения $\xi = \xi_*$. При непрерывном гладком переходе через это сечение поверхности тока, вообще говоря, не могут подойти по касательной к поверхности крыла. Излом поверхностей тока в сжатом слое газа большой плотности обусловлен действием сосредоточенных сил. С математической точки зрения это означает неравномерную пригодность принятых асимптотических разложений в окрестности сечения $\xi = \xi_*$.

2. В предельном случае

$$\delta = \frac{1}{\Omega} \rightarrow 0$$

форму скачка уплотнения можно определить полностью. При этом

$$T = \delta + O(\delta^3)$$

и единственно возможное разложение

$$\Delta = \delta + O(\delta^2)$$

приводит к тому, что при $0 \leq \xi < \xi_*$ с точностью до δ^2

$$\eta_s' = 0,$$

т. е. изменение наклона скачка происходит в основном в окрестности «критического» сечения ξ_0 . В более общем случае произвольных значений Ω определение формы скачка при $0 \leq \xi < \xi_*$ может быть осуществлено численной пристрелкой величины Δ , критерием которой служат выполнение условия симметрии скачка уплотнения.

Центральный аэрогидродинамический институт
им. Н. Е. Жуковского

Поступило
30 IX 1975

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ A. F. Messiter, AIAA J., v. 1, № 4 (1963). ² А. И. Голубинский, Мех. жидкости и газа, № 5 (1968). ³ В. В. Сычев, ДАН, т. 131, № 4 (1960). ⁴ А. И. Голубинский, ПММ, т. 34, № 6 (1970). ⁵ W. D. Hayes, R. F. Probstein, Hypersonic Flow Theory, 2 Ed., N. Y., 1966. ⁶ B. A. Woods, Aeronaut. Quart., v. 21, 319 (1970).