

УДК 533.6.011.55

## ВЛИЯНИЕ ВЯЗКОСТИ НА АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ КАЧЕСТВО ТОНКОГО ЗАТУПЛЕННОГО КРЫЛА ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ ОБТЕКАНИЯ

ГОРЕНБУХ П. И., НИКОЛАЕВ В. С.

Влияние вязкости на несущие свойства гиперзвуковых летательных аппаратов проявляется на больших высотах полета, где существенно взаимодействие ламинарного пограничного слоя с невязким потоком. В работе методом полос проведен приближенный расчет этого влияния для режима слабого вязкого взаимодействия [1]. Для условий невязкого обтекания используются результаты [2]. Местные коэффициенты трения и индуцированного пограничным слоем добавочного давления определяются по данным для пластины бесконечного размаха [3]. Получены простые соотношения, позволяющие оценить влияние вязкости на величину максимального аэродинамического качества и значение соответствующего ему угла атаки. Приведены результаты экспериментального исследования гиперзвукового обтекания плоского треугольного крыла в широком диапазоне чисел Рейнольдса, подтверждающие полученные соотношения и показывающие область их применимости.

1. Рассматривается обтекание тонкого притупленного трапецевидного крыла гиперзвуковым потоком вязкого совершенного газа. Сечения крыла, перпендикулярные передней кромке, имеют малое затупление в форме полукруга радиуса  $R$ . В носке крыла цилиндрическое затупление переходит в сферическое того же радиуса. Нижняя поверхность крыла, от которой отсчитывается угол атаки  $\alpha$ , предполагается плоской. Введем обозначения:  $L$  — длина корневой хорды,  $l$  — размах крыла без учета затупления,  $\chi$  — угол стреловидности по передней кромке. Поскольку относительная толщина крыла и относительный радиус затупления  $r=R/L$  малы, режим максимального аэродинамического качества  $K_m$  реализуется на малом угле атаки  $\alpha_0$ . Для простоты рассмотрим случай, когда верхняя поверхность крыла находится в аэродинамической тени и ее вкладом в аэродинамические характеристики можно пренебречь.

В условиях невязкого обтекания на режиме гиперзвуковой стабилизации коэффициент давления  $C_p$  определяется местным углом атаки:  $C_p = A \sin^2 \alpha$ . При этом величина аэродинамического качества не зависит от выбора значения коэффициента  $A$  в законе изменения давления, действующего на наветренную часть поверхности. В такой постановке в [2] получены простые аналитические формулы, определяющие совместное влияние угла стреловидности, величины затупления и формы крыла на его аэродинамическое качество. При  $r \ll 1$ ,  $\alpha \ll 1$  и не очень больших углах стреловидности из эффектов затупления остается существенным лишь влияние цилиндрических передних кромок на коэффициент лобового сопротивления  $C_{xa}$  и для величины аэродинамического качества имеем следующие соотношения [2]:

$$K^\infty = \frac{\alpha^2}{\alpha^3 + \alpha_0^\infty{}^3/2}, \quad \alpha_0^\infty = \left( \frac{16}{3} Br \cos^2 \chi \right)^{1/2} \quad (1)$$

$$K_m^\infty = \frac{2}{3\alpha_0^\infty}, \quad B = \frac{Ll}{2s} \quad (2)$$

где  $s$  — площадь крыла в плане без учета затупления. Здесь и в дальнейшем верхний индекс  $\infty$  относится к условиям невязкого обтекания.

Учет влияния вязкости проведем в рамках слабого вязкого взаимодействия ламинарного пограничного слоя с гиперзвуковым невязким потоком. Вязкие добавки к силам, действующим на затупленные кромки, пренебрежимо малы и в дальнейшем их не будем учитывать.

В сечениях крыла, параллельных плоскости симметрии, для расчета местных аэродинамических характеристик, обусловленных влиянием вязкости, используем данные работы [3], в соответствии с которыми локальные коэффициенты трения и индуцированного пограничным слоем давления выражаются формулами

$$C_f = \sqrt{\frac{\kappa(\kappa+1)}{2}} \frac{b_3 \alpha}{\sqrt{\text{Re}_{0x}}}, \quad C_{p_i} = 2 \sqrt{\frac{\kappa(\kappa+1)}{2}} \frac{b_6}{\sqrt{\text{Re}_{0x}}} \quad (3)$$

где  $\kappa$  — показатель адиабаты, коэффициенты  $b_3$  и  $b_6$  зависят от температуры обтекаемой поверхности  $T_w$  и температуры торможения  $T_0$ ,  $\text{Re}_{0x}$  — местное число Рейнольдса, которое вычисляется по плотности и скорости набегающего потока, по коэффициенту вязкости при температуре торможения и расстоянию  $x$  в данном сечении до линии сопряжения плоской поверхности с затуплением.

Интегрирование выражений (3) по нижней поверхности дает добавочные суммарные аэродинамические характеристики, которые обусловлены влиянием вязкости. Считая их относительно малыми, для изменения максимального аэродинамического качества и оптимального угла атаки по сравнению с их значениями в невязком потоке получим следующие выражения:

$$\frac{K_m - K_m^\infty}{K_m^\infty} = -E(b_3 - b_6) \frac{(K_m^\infty)^2}{\sqrt{\text{Re}_0}}, \quad \frac{\alpha_0 - \alpha_0^\infty}{\alpha_0^\infty} = 0,5E(b_3 - 4b_6) \frac{(K_m^\infty)^2}{\sqrt{\text{Re}_0}} \quad (4)$$

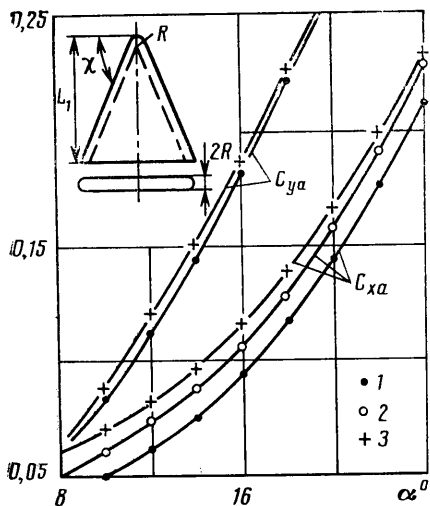
$$E = 2 \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa+1}} B \frac{1-\eta^{\frac{\kappa}{2}}}{1-\eta}$$

где  $\eta$  — отношение концевой хорды к центральной, а число  $\text{Re}_0$  определяется по длине центральной хорды  $L$ . Как следует из (4), чем выше  $K_m^\infty$  при невязком обтекании, тем больше относительные потери максимального качества, вызванные влиянием вязкости. Этот вывод имеет достаточно общий характер. В частности, можно показать, что в случае, когда верхняя поверхность крыла тоже наветренная и состоит из двух плоских половинок, относительные потери максимального качества также пропорциональны  $(K_m^\infty)^2/\sqrt{\text{Re}_0}$ .

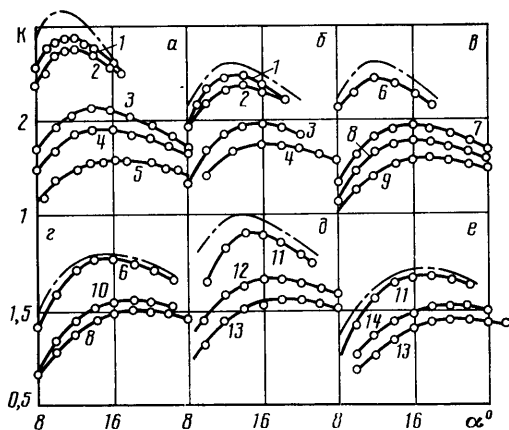
2. Экспериментальное исследование влияния вязкости на величину аэродинамического качества было проведено на примере гиперзвукового обтекания плоского треугольного крыла с углами стреловидности  $\chi=65, 70, 75^\circ$  (фиг. 1). Испытывались шесть стальных моделей крыла, геометрические размеры которых даны ниже:

|              |       |        |       |        |       |        |
|--------------|-------|--------|-------|--------|-------|--------|
| N            | 1     | 2      | 3     | 4      | 5     | 6      |
| $\chi^\circ$ | 75    | 75     | 70    | 70     | 65    | 65     |
| r            | 0,017 | 0,0256 | 0,017 | 0,0344 | 0,017 | 0,0344 |
| $L_1$ , мм   | 120   | 120    | 100   | 100    | 80    | 80     |

С целью получения аэродинамических характеристик в широком диапазоне чисел Рейнольдса исследования проводились в двух гиперзвуковых аэродинамических трубах, в каждой из которых изменение  $\text{Re}_0$  достигалось путем изменения давления торможения. В трубе с омическим подогревателем воздуха число Маха набегающего потока  $M=9$ ,  $T_0=950$  К,  $\text{Re}_0=4 \cdot 10^4 - 1,2 \cdot 10^5$ . В установке с электродуговым подогревом испытания



Фиг. 1



Фиг. 2

проводились в коническом сопле при  $M=12, 13 - 12,4$ ,  $T_0=1800$  К,  $Re_0 = 3 \cdot 10^3 - 10^4$ . Влияние расходимости потока на величину аэродинамического качества по оценкам не превосходило погрешности измерений. Условия испытаний на всех исследованных режимах соответствовали ламинарному состоянию пограничного слоя. Модели крепились на тонком полуконусе, который в исследованном диапазоне углов атаки ( $\alpha > 7^\circ$ ) находился в аэродинамической тени. Относительная среднеквадратичная погрешность измерения коэффициентов лобового сопротивления и подъемной силы  $C_{xa}$  и  $C_{ya}$  не превышала  $\pm 3\%$ .

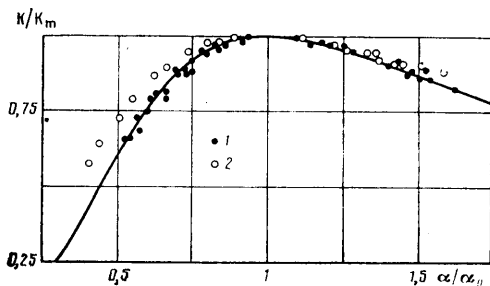
По результатам испытаний получены зависимости аэродинамических характеристик от угла атаки и определены величины максимального аэродинамического качества для каждого режима испытаний.

Уменьшение числа Рейнольдса приводит к существенному возрастанию коэффициента сопротивления и заметно меньше сказывается на величине подъемной силы (фиг. 1, модель № 3,  $M \approx 12$ , кривые 1-3 соответствуют  $Re_0 = 8,3 \cdot 10^3, 4,7 \cdot 10^3, 3,15 \cdot 10^3$ ). В результате аэродинамическое качество крыла уменьшается и реализуется на больших углах атаки. Полученные экспериментальные зависимости  $K(\alpha)$  для исследованных моделей крыла № 1-6 приведены соответственно на фиг. 2, а-е, где кривые 1-5 соответствуют числам  $Re_0 = 1,2 \cdot 10^5, 6 \cdot 10^4, 10^4, 5,6 \cdot 10^3, 3,9 \cdot 10^3$ , кривые 6-10 -  $Re_0 = 10^5, 8,3 \cdot 10^3, 4,7 \cdot 10^3, 3,15 \cdot 10^3, 8,87 \cdot 10^3$ , кривые 11-14 -  $Re_0 = 7,9 \cdot 10^4, 6,7 \cdot 10^3, 3,6 \cdot 10^3, 7,4 \cdot 10^3$ . Штрихпунктирными линиями на фиг. 2 показаны результаты расчета невязкого обтекания по приведенным в работе [2] формулам, учитывающим влияние всех частей наветренной поверхности крыла.

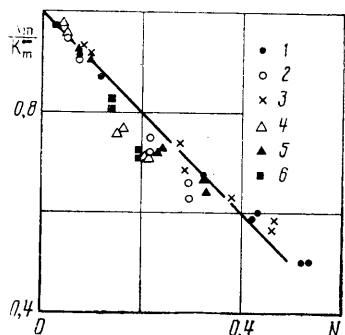
При больших числах Рейнольдса экспериментальные результаты довольно близки к расчетным без учета вязкости. Более сильное отличие наблюдается в случае меньших величин радиуса затупления, когда значение  $K_m^\infty$  больше и, согласно (4), потери вследствие влияния вязкости больше. Из выражений (1), (2) получим соотношение

$$\frac{K^\infty}{K_m^\infty} = \frac{3(\alpha/\alpha_0^\infty)^2}{1+2(\alpha/\alpha_0^\infty)^3} \quad (5)$$

которое не зависит от конкретной геометрии крыла. Опытные данные, обработанные в таких переменных, представлены на фиг. 3 (точки 1 -  $Re_0 = 6 \cdot 10^4 - 1,2 \cdot 10^5$ , точки 2 -  $Re_0 = 3,15 \cdot 10^3 - 3,9 \cdot 10^3$ ). Результаты экспериментов при больших числах  $Re_0$  для всех шести моделей крыла корре-



Фиг. 3



Фиг. 4

лируются и хорошо согласуются с расчетом (сплошная линия) по формуле (5). Таким образом, в практически важном диапазоне углов атаки зависимость  $K(\alpha)$  вполне определяется заданием величин  $K_m$  и  $\alpha_0$ . При углах атаки  $\alpha > \alpha_0$  в условиях, близких к невязкому обтеканию, отличие аэродинамического качества от максимального значения существенно меньше, чем в случае, когда угол атаки меньше оптимального значения. С уменьшением числа  $Re_0$  имеет место некоторое отклонение от зависимости (5) в сторону увеличения  $K/K_m$ , особенно при  $\alpha < \alpha_0$ .

Результаты экспериментов, представленные на фиг. 2, показывают совместное влияние геометрии крыла и условий обтекания на аэродинамическое качество плоского треугольного крыла. Как следует из соотношений (4), потери максимального качества из-за вязкости определяются величиной  $K_m^\infty$ , которая на режиме гиперзвуковой стабилизации зависит только от геометрии крыла, числом Рейнольдса и температурным режимом. В (4) значение  $K_m^\infty$  при  $Re_0 = \infty$  соответствует формуле (2). Анализ опытных данных показал, что лучшие результаты получаются, когда максимальное аэродинамическое качество при невязком обтекании определяется не по асимптотической формуле (2), а из более точных расчетов (штрихпунктир на фиг. 2).

Отношение полученных в эксперименте значений  $K_m$  к расчетной величине  $K_m^\infty$  при невязком обтекании приведено на фиг. 4 в зависимости от параметра  $N = E(b_s - b_a)(K_m^\infty)^2 / \sqrt{Re_0}$ . Результаты опытов в диапазоне изменения чисел  $Re_0 = 1.2 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^3$  и температурного фактора  $T_w/T_0 = 0.15 - 0.3$  для всех исследованных моделей крыла в целом согласуются с расчетом (сплошная линия) по формуле (4), которая получена в предположении малости вязких поправок. Величина  $\sqrt{Re_0} / (K_m^\infty)^2$  фактически является аналогом известного параметра подобия  $\alpha^2 \sqrt{Re_0}$ , но в отличие от последнего практически более удобна, так как может быть использована и для более сложных конфигураций.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 607 с.
2. Николаев В. С. Аэродинамическое качество и балансировка крыла с затупленными кромками в гиперзвуковом потоке // Уч. зап. ЦАГИ. 1987. Т. 18. № 2. С. 104—111.
3. Николаев В. С. Аппроксимационные формулы для локальных аэродинамических характеристик тел типа крыла в вязком гиперзвуковом потоке в широком диапазоне параметров подобия // Уч. зап. ЦАГИ. 1981. Т. 12. № 4. С. 143—150.

Москва

Поступила в редакцию  
10.VI.1987