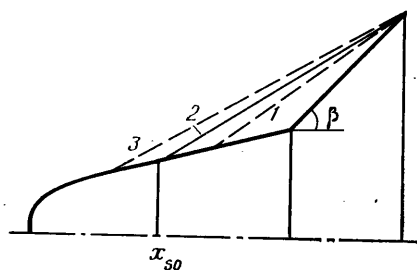


К ИССЛЕДОВАНИЮ ВЛИЯНИЯ ОТРЫВНОЙ ЗОНЫ НА КОЛЕБАНИЯ КОНУСА

ПЛАТОНОВ В. А., ШМАНЕНКОВ В. Н.

Проведен численный эксперимент по определению фактора, который является определяющим в потере конусом с круговым коническим стабилизатором динамической устойчивости. Показано, что в роли такого фактора выступает инерционность отрывной зоны, образующейся на боковой поверхности.

В [1] отмечалось, что модели конуса с кольцевыми стабилизаторами на кормовой части динамически неустойчивы в гиперзвуковом потоке газа при малых амплитудах колебаний. Было высказано мнение, что причиной динамической неустойчивости является инерционность отрывной зоны, образующейся перед стабилизатором.



Инерционность отрывной зоны проявлялась в том, что изменение ее газодинамических и геометрических параметров происходило с некоторым сдвигом по фазе по отношению к колебаниям тела, т. е. по отношению к изменению угла атаки α . Анализ осциллограмм с записью изменений угла атаки от времени показал, что при малых амплитудах ($\alpha_0 \approx 1^\circ - 2^\circ$) колебания тела были близки к гармоническим, т. е. $\alpha = \alpha_0 \sin \omega t$. Зависимость протяженности отрывной зоны от угла атаки $l = l(\alpha)$ носила явно выраженный гистерезисный характер: при прямом ходе изменения

угла атаки ($\dot{\alpha} > 0$) отрывная зона была короче (кривая 1 на фигуре), чем при обратном ходе ($\dot{\alpha} < 0$) (кривая 3). Важно отметить, что величина петли гистерезиса находилась в прямой зависимости от частоты колебаний ω . При уменьшении частоты ω ветви кривой $l = l(\alpha)$ сближались между собой и постепенно сливались с кривой $l_0 = l_0(\alpha)$, полученной при дискретном задании угла атаки (положение 2 на фигуре). Величина коэффициента статического продольного момента m_z^α при этом оставалась постоянной, не зависящей от знака величины $\dot{\alpha}$. Ввиду того что коэффициент демпфирования m_z^α при малых амплитудах колебаний был положительным (т. е. имело место антидемпфирование), приходим к выводу о том, что единственной причиной потери телом динамической устойчивости является отрывная зона, длина которой может быть записана в виде $l = l_0 \sin(\omega t + \delta)$.

С целью подтверждения этого вывода в рамках линейной теории тел конечной толщины был проведен численный эксперимент по определению коэффициента m_z^α для конуса с круговым коническим стабилизатором. Условия в набегающем потоке соответствовали параметрам потока в аэродинамической трубе: $M_\infty = 6$, $R = 4 \cdot 10^6$, $T_w^* = 0,6$ (M_∞ — число Маха, $R = \rho_\infty V_\infty D / \mu_\infty$, ρ_∞ — плотность, V_∞ — скорость набегающего потока, D — диаметр модели, μ_∞ — вязкость, $T_w^* = T_w / T_0$, T_w — температура поверхности модели, T_0 — температура торможения) [1]. Величина δ , согласно экспериментальным данным, достигала значения $-1,5^\circ$.

В [2] линейная теория тел конечной толщины распространена на случай совместного решения уравнений газовой динамики и пограничного слоя применительно к задаче о малых колебаниях конусов в сверхзвуковом потоке газа.

При таком подходе любая газодинамическая функция представляется в виде разложения по двум малым параметрам: α и $\dot{\alpha}$.

$$F(\mathbf{r}, t) = F_0(\mathbf{r}) + F_\alpha(\mathbf{r})\alpha + F_{\dot{\alpha}}(\mathbf{r})\dot{\alpha} \quad (1)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор произвольной точки в выбранной системе координат.

При наличии на боковой поверхности конуса перед стабилизатором отрывной зоны контур этой зоны также необходимо было задать в форме (1). Ввиду того что видимые на теневом снимке границы отрывных зон на наветренной и подветренной сторонах конуса были близки к прямолинейным, достаточно задать координату точки отрыва на боковой поверхности в виде

$$x_s = x_{s0} + x_{s1} \cos \varphi \alpha + x_{s2} \cos \varphi \dot{\alpha} L / V_\infty \quad (2)$$

Здесь (x, r, φ) — цилиндрическая система координат, жестко связанная с телом, $\varphi = 0^\circ$ соответствует наветренной стороне, $\varphi = 180^\circ$ — подветренной, L — полная длина тела.

Коэффициенты x_{si} ($i=0, 1, 2$) зависят в общем случае от комплекса параметров: чисел M_∞ , R , T_w , β . Величины x_{s0} и x_{s1} , характеризующие стационарное и квазистационарное положения границы отрывной зоны, могут быть определены как экспериментальным, так и расчетным путем [3]. Величина x_{s2} , по-видимому, в настоящее

время может быть найдена только экспериментально. Обработка экспериментальных данных [1] в форме (2) показала, что применительно к рассматриваемому классу тел при указанных выше условиях в набегающем потоке $x_{s1}=1,65$ и $x_{s2}=-9$ (последнее значение соответствует углу $\delta=-1,5^\circ$).

Исследуемая модель конуса имела следующие геометрические размеры: $\theta_k=10^\circ$, $\beta=32^\circ$, $L/D=3$, $x_{s0}/L=2$, $D/r_0=15$, где L — длина модели, r_0 — радиус затупления носка. Поскольку целью проведения численного эксперимента было согласование данных по коэффициенту демпфирования, то наряду с указанным выше вариантом 1 ($x_{s1}=1,65$, $x_{s2}=-9$) были рассмотрены дополнительно еще два варианта задания границы отрывной зоны: 2 — граница заменена жесткой стенкой, т. е. $x_{s1}=x_{s2}=0$, 3 — граница совершает колебания в фазе с углом атаки $x_{s1}=1,65$, $x_{s2}=0$ (квазистационарное течение).

Расчетные данные представлены в таблице в виде вращательных производных коэффициентов аэродинамических сил и моментов модели соответственно для трех описанных выше вариантов задания границы отрывной зоны.

Вариант	C_y^α	m_z^α	\dot{C}_y^α	\dot{m}_z^α
1	-2,07487	-1,82155	0,171	0,0729
2	-1,85948	-1,57647	0,017	-0,0779
3	-2,07487	-1,8255	0,0871	-0,021

Анализ значений вращательных производных показывает, что в вариантах 2 и 3 имеет место демпфирование, которое должно привести к затуханию колебаний конуса. Этот результат не согласуется с данными эксперимента в аэродинамической трубе. В варианте 1, когда учитывалось запаздывание колебаний отрывной зоны, коэффициент демпфирования $m_z^\alpha > 0$, что указывает на антидемпфирование, которое наблюдалось при эксперименте в трубе.

Поскольку результаты численного расчета и эксперимента в трубе по коэффициенту демпфирования согласуются между собой, можно заключить, что решающим фактором в потере динамической устойчивости конусов с коническими стабилизаторами в гиперзвуковом потоке является инерционность отрывной зоны, которая должна учитываться при проведении аэродинамических расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лагутин В. И., Левчук Д. Г., Шманенков В. Н. Экспериментальное исследование обтекания гиперзвуковым потоком колеблющегося тела с юбкой. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 5, с. 189—191.
2. Липницкий Ю. М., Платонов В. А., Покровский А. Н., Сиренко В. Н., Шманенков В. Н. О влиянии пограничного слоя на нестационарные аэродинамические характеристики затупленных конусов в сверхзвуковом потоке. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 3, с. 53—58.
3. Horstman C. S., Hung C. M. Computation of three-dimensional turbulent separated flow at supersonic speeds. — AIAA Pap., 1979, № 2, 12 p.

Москва

Поступила в редакцию
20.I.1983

УДК 531/534:0.61.3

КАФЕДРА ГИДРОАЭРОДИНАМИКИ ЛЕНИНГРАДСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА ИМ. М. И. КАЛИНИНА

СЕМИНАРЫ

Семинар по гидроаэродинамике под руководством Л. Г. Лойцянского, Ю. В. Лапина, Н. Д. Заблоцкого

6.II 1985. В. Н. Мошняга (Рига). Конвективные течения проводящих жидкостей в постоянных магнитных полях.

Экспериментально исследовано влияние постоянных магнитных полей на конвективные течения в различных полостях. Обнаружено, что при числах Грасгофа $2 \cdot 10^5 < Gr < 8 \cdot 10^5$ в постоянном магнитном поле происходит увеличение конвективного теплопереноса. При числах Гартмана $Ha > 500$ возникает неустойчивость коле-