

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ КОЛЕБЛЮЩЕГОСЯ ТЕЛА С ЮБКОЙ

В. И. ЛАГУТИН, Д. Г. ЛЕВЧУК, В. Н. ШМАНЕНКОВ

(Москва)

Представлены результаты экспериментального исследования обтекания гиперзвуковым потоком ($M = 6,8$, $R = 0,4 \cdot 10^6 \div 4,95 \cdot 10^6$) свободно колеблющейся модели полусфера — цилиндр — конус.

Показано, что характер колебания модели существенно зависит от чисел R , M и угла раствора конического стабилизатора. Выявлены факторы, влияющие на потерю динамической устойчивости моделей при малых амплитудах колебаний.

Исследования аэродинамических характеристик тел с юбками (коническими стабилизаторами), проведенные до настоящего времени, указывают на некоторые особенности в поведении этих характеристик при различных числах M и R . В частности, было обнаружено [1], что с увеличением числа M динамическая устойчивость таких тел уменьшается. Отмечается также, что увеличение числа R при малых амплитудах колебаний приводит к увеличению устойчивости и оказывает противоположное влияние при больших амплитудах. В работе [2] подчеркивается особая роль энтропийного эффекта в гиперзвуковой нестационарной аэродинамике. На основании накопленного экспериментального материала пока нельзя дать удовлетворительного объяснения указанным выше особенностям. Ниже излагается попытка более тщательного исследования картины обтекания тел с юбками гиперзвуковым потоком.

1. Описание эксперимента. Испытывалась модель полусфера — цилиндр — конус с параметрами $\lambda = 1,49$, $\lambda_0 = 1$, $x_0 = 0,77$, $\beta = 25$ и 50° .

Здесь λ — удлинение модели в диаметрах миделя D , λ_0 — длина цилиндрического участка, x_0 — положение центра тяжести модели, β — угол полураствора конической юбки.

Условия в набегающем потоке были следующие: $M = 6$ и 8 , число Рейнольдса $R = \rho U D / \mu$ (ρ — плотность, U — скорость, μ — вязкость набегающего потока) изменялось в пределах $0,4 \cdot 10^6 \div 4,95 \cdot 10^6$ и $0,7 \cdot 10^6 \div 1,12 \cdot 10^6$ соответственно.

Пограничный слой на боковой поверхности модели с гладким носком был либо ламинарным (с переходом), либо турбулентным. С целью дополнительной турбулизации пограничного слоя использовался также шероховатый носок (отношение характерной высоты шероховатости к толщине пограничного слоя ~ 3). Модель укреплялась на донной державке, обеспечивающей ей одну степень свободы — колебания вокруг оси, проходящей через центр тяжести модели. Индуктивный датчик угла атаки регистрировал изменение угла атаки во времени на ленте осциллографа. Максимальная амплитуда колебаний была ограничена 20° .

Геометрические и весовые характеристики моделей, а также параметры набегающего потока соответствовали условиям свободных колебаний с приведенной частотой p

$$p = fD / U = 2 \cdot 10^{-3} \div 4 \cdot 10^{-3} \quad \text{при } M = 6$$

$$p = 10^{-3} \div 1,3 \cdot 10^{-3} \quad \text{при } M = 8, \quad f - \text{частота.}$$

Характеристики статической и динамической устойчивости исследовались методом свободных колебаний [3], при этом эффективное значение коэффициента статического продольного момента определялось по формуле

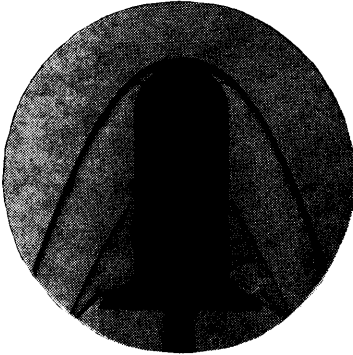
$$m_z^a = \zeta = \frac{4\pi^2 f^2 J}{qSL_0}, \quad q = \frac{\rho U^2}{2}$$

Здесь J — момент инерции относительно оси колебания, S — площадь миделя модели, L_0 — длина модели.

Так как колебания модели нелинейны, то величина ξ , принимаемая постоянной за цикл колебания, в общем случае является функцией амплитуды A . Аналогичный подход при исследовании нелинейных колебаний был использован в работе [4]. Коэффициент демпфирующего продольного момента определялся также в предположении его постоянства за цикл колебаний по формуле

$$m_z^{\alpha^*} + m_z^{\omega z} = \xi = \frac{2fUJ}{qSL_0^2} \ln \frac{A_{i+1}}{A_i} \quad (i = 0, 1 \dots)$$

Положительное значение ξ соответствует динамической неустойчивости модели; при $\xi = 0$ имеет место режим автоколебаний. Теневая картина обтекания модели (фиг. 1, $M = 6$) была получена с помощью прибора ИАБ-51 и кинокамеры АКС-2, синхронизированной с искровым источником света.



Фиг. 1

2. Результаты испытаний. Анализ осциллограмм и киноплёнки показал, что характер колебаний модели существенно зависит от числа Рейнольдса набегающего потока, т. е. от режима течения в пограничном слое и зоне отрыва, возникающей перед юбкой. Исследованные модели были динамически неустойчивы при малых амплитудах колебаний — в процессе эксперимента амплитуда изменялась от начального значения до некоторого предельного A^* , соответствующего режиму автоколебаний. На фиг. 2 дана зависимость A^* в радианах от числа Рейнольдса R ; следующие пары значений числа M и угла β определяют кривые 1 (6,25°), 2 (8,25°), 3 (6,50°). Уменьшение амплитуды автоколебаний с ростом R объясняется прежде всего переходом ламинарного режима течения в пограничном слое и зоне отрыва в турбулентный и, как следствие, умень-

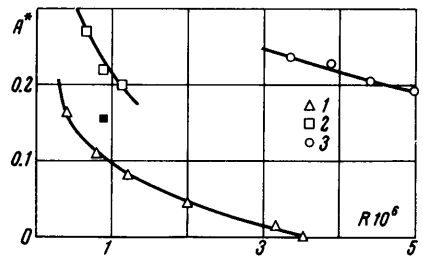
шением размеров зоны отрыва перед юбкой на наветренной стороне (вплоть до полного ее исчезновения).

О влиянии перехода на величину A^* свидетельствует также тот факт, что модель с шероховатым носиком имела меньшую амплитуду автоколебаний, чем гладкая (на

фиг. 2 черным квадратиком отмечена амплитуда колебаний шероховатой модели; $M = 8$, $\beta = 25^\circ$). С увеличением угла юбки β увеличивается размер отрывных зон, что приводит к росту амплитуды A^* . Из фиг. 2 следует, например, что при $M = 6$, $R = 3.5 \cdot 10^6$ модель с $\beta = 25^\circ$ динамически устойчива, а с $\beta = 50^\circ$ совершает автоколебания с $A^* \approx 0.23$ радиан. С увеличением числа M от 6 до 8 амплитуда автоколебаний при прочих равных условиях заметно возрастала. Кривые, приведенные на фиг. 2, отделяют область динамической неустойчивости (влево и вниз от кривых) от области устойчивости для данных моделей. На фиг. 3, а представлена зависимость коэффициента ξ демпфирующего продольного момента от амплитуды колебаний при $M = 6$, $\beta = 25^\circ$ и различных числах Рейнольдса R ; следующие значения числа R определяют кривые: 1 ($3.14 \cdot 10^6$), 2 ($2 \cdot 10^6$), 3 ($1.2 \cdot 10^6$), 4 ($0.8 \cdot 10^6$), 5 ($0.4 \cdot 10^6$). Обращает на себя внимание существенная нелинейность зависимости коэффициента ξ от амплитуды; нелинейной, видимо, будет и его зависимость от угла атаки α . Характер изменения коэффициента ξ статического продольного момента от амплитуды колебаний для тех же значений параметров представлен на фиг. 3, б. Анализ этой фигуры приводит к заключению, что модели были статически устойчивы (кроме, возможно, области малых углов атаки), при этом увеличение числа R приводит к уменьшению коэффициента ξ .

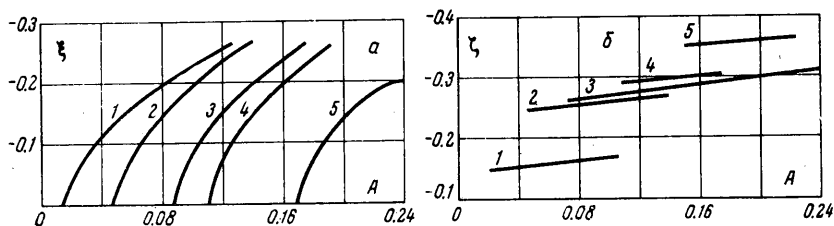
Аналогичный результат при больших углах колебаний был получен в работе [4]. Следует отметить также слабо выраженный нелинейный характер изменения продольного момента от амплитуды.

Указанное выше влияние R на характеристики статической и динамической устойчивости моделей может быть объяснено, на наш взгляд, физическими особенностями обтекания затупленных тел при наличии отрыва пограничного слоя. Параметр



Фиг. 2

ры отрывных зон зависят от таких факторов, как режим течения (ламинарный, турбулентный, переходный), тип зоны (открытая, закрытая [5]), энтропийный эффект, числа Маха, Струхалия, угол юбки и т. д. При малых числах R переход пограничного слоя наблюдался на наветренной стороне модели лишь при больших углах атаки. Вследствие резкого уменьшения протяженности зоны на наветренной стороне перед юбкой



Фиг. 3

возникал интенсивный скачок уплотнения, в то время как на подветренной стороне имела место зона большой протяженности, формирующаяся в низконапорном энтропийном слое. Это обстоятельство способствовало увеличению статической устойчивости моделей при малых R и больших амплитудах колебания. При увеличении R переход к турбулентному режиму происходил также и на подветренной стороне, что приводило к уменьшению коэффициента ζ (Фиг. 3, б). При малых амплитудах колебаний эффект числа R , согласно [4], может быть противоположным.

Выше отмечалось, что модели были динамически неустойчивы при малых амплитудах колебаний, при этом амплитуда автоколебаний зависела от числа R . В связи с этим представляют интерес данные о характерных длинах отрывных зон на колеблющейся модели. Измерение длины зоны отрыва l (от основания юбки до точки отрыва) на наветренной и подветренной сторонах проводилось с учетом направления углового смещения модели относительно оси потока.

На фиг. 4 пунктиром приведены типичные зависимости $L = l/D$ от угла атаки α в радианах для наветренной (треугольники) и подветренной (кружочки) сторон ($M = 6$, $\beta = 50^\circ$, $R = 3.85 \cdot 10^6$). Темные значки относятся к случаю движения модели в сторону увеличения угла атаки, светлые — в сторону уменьшения. Для сравнения также представлены длины зон при стационарном обтекании закрепленной модели.

Обращает на себя внимание гистерезисный характер кривой $L = L(\alpha)$, явно выраженный на подветренной стороне модели. На наветренной стороне изменения были малы и лежали в пределах точности эксперимента. Таким образом, вследствие инерционности отрывных зон возникает дополнительный момент, направление которого совпадает с направлением движения модели. По-видимому, указанный момент является причиной динамической неустойчивости в рассмотренном выше диапазоне амплитуд колебаний. Эффект возникновения дополнительного возмущающего момента значительно усиливается при наличии переходных явлений в пограничном слое.

Поступило 29 VII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Kirk D. B., Chapmen G. T. Free-flight tests of a blunt-nosed flare-stabilized body at speeds to 8.2 km/sec. J. Spac. and Rockets, 1966, vol. 3, No. 3, p. 374—378.
2. Fricsson L. E. α -Effects are negligible in hypersonic unsteady aerodynamics-fact or fiction. IAF Paper, 1968, No. RE 76.
3. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К., Табачников В. К. Определение коэффициентов вращательных производных в аэродинамических трубах. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, № 3.
4. Prislín R. H. High amplitude dynamic stability characteristics of blunt 10-degree cones. AIAA Paper, 1966, No. 66—456.
5. Charwat A. F., Roos J. N., Dewey F. C., Hitz J. A. An investigation of separated flows, pt 1. The Pressure Field. J. Aeronaut. Sci. S, 1961, vol. 28, No. 6.