

ЛИТЕРАТУРА

1. Кочин Н. Е., Кибель П. А., Розе П. В. Теоретическая гидромеханика. Ч. 1. М., 1955.
2. Булах Б. М. Нелинейные конические течения газа. М., «Наука», 1970.
3. Ферри А. Аэродинамика сверхзвуковых течений. М.—Л., Гостехиздат, 1952.
4. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М., «Наука», 1971.

УДК 533.6.011.5+532.582.3

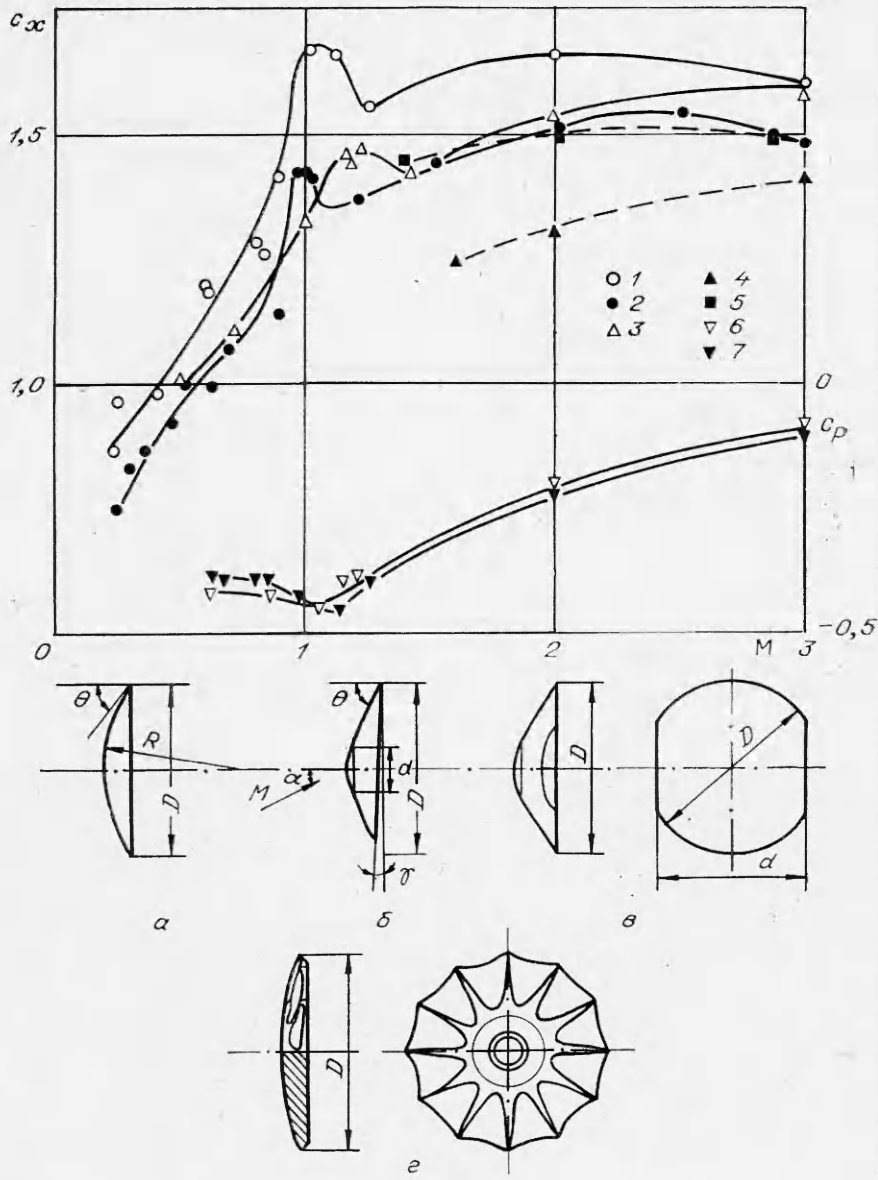
ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННЫХ КОНУСОВ И СЕГМЕНТАЛЬНЫХ ТЕЛ

В. П. Карягин, А. Б. Лошаков, А. И. Швец
(Москва)

На основе результатов экспериментальных исследований выполнен анализ аэродинамических характеристик различных модификаций затупленных тел малого удлинения. Эксперименты проводили на аэродинамической установке в диапазоне чисел $M = 0,4-3$ при числах $Re = 7 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^6$, рассчитанных по диаметру миделя моделей и параметрам набегающего потока. Испытывали модели сегментальных тел (фиг. 1, *a*, относительные радиусы $R/D = 1,46$ и $1,18$, где R — радиус сферы, D — диаметр донного среза; центральные углы равны соответственно 40 и 50°) и затупленных конусов (фиг. 1, *b*) с большими углами полураствора ($\theta = 60$ и 70°) и степенью затупления $d/D = 0,25$ (где d — диаметр сферического затупления). Получены аэродинамические характеристики различных вариаций затупленных конусов: со скошенными основаниями (фиг. 1, *b*, $\theta = 60^\circ$, $d/D = 0,25$, $\gamma = 5$ и 10° ; $\theta = 70^\circ$, $d/D = 0,25$, $\gamma = 40', 1^\circ, 1^\circ 30'$); с параллельно срезанными кромками (фиг. 1, *в*, $\theta = 60^\circ$, $d/D = 0$, $d'/D = 0,96; 0,93; 0,87$, d' — расстояние между кромками); с цилиндрическими выточками на конической части (фиг. 1, *з*, радиус выточки равен радиусу донного среза), которые срезают кормовую часть двенадцатью гранями ($\theta = 77^\circ$, $d/D = 0,25$).

В качестве параметров при вычислении аэродинамических коэффициентов брали максимальный диаметр миделева сечения модели и площадь миделева сечения. Суммарная среднеквадратичная погрешность измерений аэродинамических коэффициентов тангенциальной силы c_τ , нормальной силы c_n и момента тангажа m_z не превышала 6% для дозвуковых и 3% для сверхзвуковых скоростей.

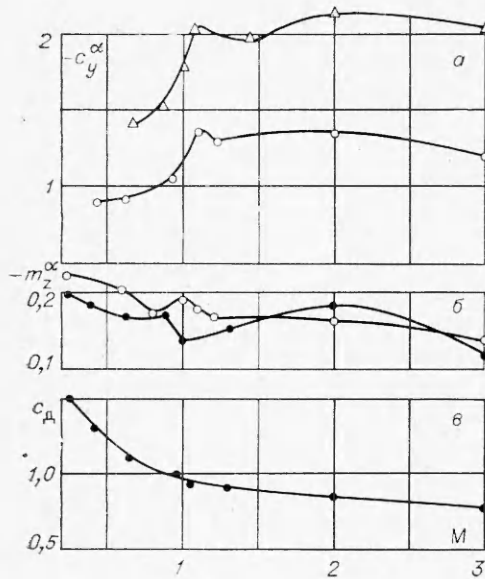
Коэффициент сопротивления c_x затупленных тел малого удлинения по мере роста M сначала повышается при околозвуковой скорости, несколько снижается при малой сверхзвуковой скорости и достигает максимального значения при $M = 2-3$ (фиг. 1, *1* — сегментальное тело $R/D = 1,5$; *2* — затупленный конус $\theta = 60^\circ$; *3* — затупленный конус с цилиндрическими выточками $\theta = 77^\circ$; *4* (штриховая линия) — сегмент $R/D = 1$ [1]; *5* (штриховая линия) — конус $\theta = 60^\circ$ [2]). Уменьшение относительного радиуса сегментального тела от $R/D = 1,46$ до $1,18$ приводит к понижению сопротивления на $5-7\%$ во всем исследованном диапазоне чисел Маха. Влияние величины угла скоса донного среза γ на



Фиг. 1

сопротивление конусов зависит от скорости набегающего потока: увеличение γ при дозвуковых скоростях изменяет c_x незначительно, при околосвуковых — увеличивает, а при сверхзвуковых — уменьшает.

Для учета донного сопротивления державки измерялось донное давление с помощью двух дренажных отверстий, выходящих по обтеканию тензодержавки на расстоянии 2 мм к заднему торцу моделей. Донное давление за сегментом $\theta = 50^\circ$ несколько больше при дозвуковом и меньше при сверхзвуковом обтекании, чем за сегментом $\theta = 40^\circ$ (фиг. 1, б — $\theta = 40^\circ$, 7 — $\theta = 50^\circ$). Поскольку стиснувшие площади державки к площади дна модели составляет 11%, при учете донного сопротив-



Фиг. 2

у сегментально-конических тел этот эффект связан с распределением давления на конической поверхности, то у сегментальной модели он, по-видимому, вызывается аномальным смещением передней критической точки при дозвуковых скоростях и несимметричным возникновением местных сверхзвуковых зон возле кромок при околозвуковых скоростях.

В дозвуковом и околозвуковом диапазонах скоростей повышение числа Маха вызывает увеличение абсолютной величины c_y^{α} для сегментов и конусов, а при сверхзвуковом обтекании величина c_y^{α} изменяется незначительно (фиг. 2, а, обозначения соответствуют фиг. 1, c_y^{α} и m_z^{α} , 1/рад).

С целью сопоставления данных по конусам и сегментам в качестве параметра принят угол θ , который в первом случае является углом полураствора конуса, а во втором — углом между касательной к контуру модели в угловой точке и осью симметрии (см. фиг. 1). При изменении сферического затупления конусов d/D от 0 до 1 острый конус переходит в сегмент.

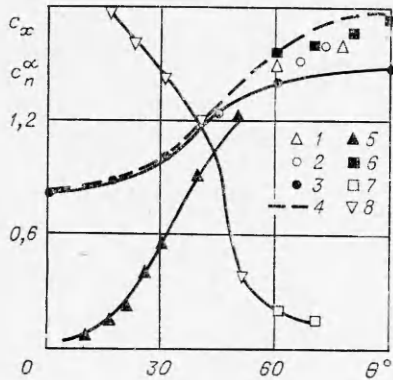
Некоторые обобщенные зависимости c_x , c_n^{α} для исследованных тел, конусов с большим углом полураствора [5, 6] и сегментов [1] представлены на фиг. 3, где 1–6 — c_x ; 7–8 — c_n^{α} ; 1 — затупленный конус $\theta = 60^\circ$ и конус с выточками $\theta = 77^\circ$; 2 — сегменты $R/D = 1,18$ и $1,46$; 3, 4 — эксперимент и расчет по Ньютону (штриховая линия) для сегмента с $R/D = 1$ [1]; 5, 6 — конусы [5, 6]; 7 — затупленные конусы $\theta = 60^\circ$ и 70° ; 8 — конусы [5]. У всех конусов и сегментов, начиная с $\theta = 60^\circ$, коэффициент лобового сопротивления слабо зависит от формы тела, т. е. угла θ и степени затупления конуса, причем экспериментальные значения c_x для сегмента при $\theta > 45^\circ$ меньше рассчитанных по теории Ньютона [1]. В диапазоне углов $\theta = 0-45^\circ$ наблюдается хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных.

Увеличение относительного радиуса сегментального тела R/D (или угла θ) и увеличение полуугла при вершине у конического сопровождается возрастанием абсолютной величины коэффициента подъемной силы

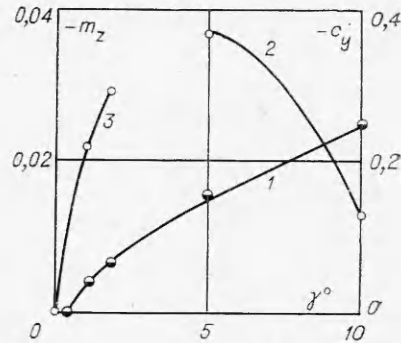
ления державки коэффициенты лобового сопротивления моделей увеличатся на 1,4–2% при $M > 1$ и на 3–6% при $M \leq 1$.

Зависимости коэффициентов нормальной силы для конических тел и подъемной силы для сегментальных и конических тел линейны в пределах исследованных углов атаки, что также отмечалось в [1, 3].

На сегментальной лобовой поверхности при наличии угла атаки возникает нормальная сила того же знака, что и величина α . Только для модели сегментального тела с $R/D = 1,5$ при дозвуковых и околозвуковых скоростях набегающего потока и малых углах атаки коэффициент c_n ведет себя так же, как и у сегментально-конических тел [4], т. е. имеет отрицательное значение. Однако если



Фиг. 3



Фиг. 4

c_y , причем при положительных углах атаки значение последней отрицательное. Это объясняется тем, что для тел малого удлинения величина коэффициента тангенциальной силы значительно превышает коэффициент нормальной силы, вследствие чего при пересчете сил в поточную систему координат получаются отрицательные значения c_y .

Величина c_n^α для сегментов повышается по мере перехода к большим числам M . Абсолютное значение c_y^α у острых конусов увеличивается с ростом угла θ [6].

Для затупленных конусов со срезанными под углом γ основаниями наибольшая абсолютная величина c_n реализуется при нулевом угле атак (значение c_n отрицательное и при увеличении α значение c_n уменьшается). Увеличение угла скоса приводит к росту $|c_n|$, например, изменение от 5 до 10° увеличивает $|c_n|$ на 40—50%. Характерным для испытанных конусов является смещение балансировочного угла в сторону больших значений α при увеличении угла скоса. Представление о влиянии угла скоса кормовой части на изменение подъемной силы можно получить на основании данных для затупленного конуса с $\theta = 60^\circ$ (фиг. 4, $M = 3$, $\alpha = 0$, кривая 1 — c_y).

У моделей с параллельно срезанными кромками при увеличении угла крена (при нулевом угле крена плоскости среза параллельны плоскости углов атаки) наблюдается снижение коэффициента нормальной силы. Для этих моделей значение c_n имеет локальный максимум при околозвуковых скоростях и возрастает при сверхзвуковом обтекании.

Для сегментальных тел (см. фиг. 2, б) во всем диапазоне чисел Маха наблюдается продольная статистическая устойчивость, причем у сегмента с меньшим относительным радиусом устойчивость выше. С увеличением числа Маха запас продольной статистической устойчивости уменьшается. В области углов атаки $\alpha = 3-13^\circ$ кривая $c_n = f(\alpha)$ для модели сегментального тела с $R/D = 1,5$ проходит через нуль при дозвуковых и околозвуковых скоростях. Если нормальная сила равна нулю, то равнодействующая аэродинамических сил, действующих на тело, равна по величине тангенциальной силе и действует параллельно оси тела. В общем случае, будучи смещенной от оси симметрии аппарата, она может создавать продольный момент, что наблюдалось в экспериментах. При любых положительных углах атаки момент тангажа у сегментов был отрицательным и его абсолютная величина монотонно увеличивалась с ростом угла атаки α . Во всем исследованном диапазоне углов атаки конусы с

большим углом полураствора имеют отрицательную производную m_z^* (см. фиг. 2, б) и, следовательно, устойчивы относительно некоторого положения, определяемого из условия $m_z = 0$. Характерным для конусов является понижение устойчивости с уменьшением степени затупления. По мере увеличения M восстанавливающий момент растет и балансирующий угол смещается в сторону больших значений α .

Качественный характер изменения устойчивости затупленных конусов со скошенной кормовой частью приведен на фиг. 4 ($M = 3$, $\alpha = 0$, кривая 2 — $\theta = 60^\circ$, 3 — $\theta = 70^\circ$). По мере увеличения угла скоса момент тангажа моделей сначала быстро растет, в районе $\gamma = 2-5^\circ$ достигает максимального значения, после чего начинает убывать. Устойчивость моделей затупленных конусов с параллельно срезанными кромками снижается с ростом угла крена при сближении срезов кромок.

Рассмотрим влияние числа Маха и угла атаки на положение центра давления моделей затупленных тел малого удлинения. При дозвуковом обтекании модели сегментального тела с $R/D = 1,46$ в результате изменения знака нормальной силы центр давления s_d перемещается с 2—5 калибров перед моделью при $\alpha = 5^\circ$ до 2,5—20 калибров за моделью при $\alpha = 10^\circ$. При сверхзвуковом обтекании сегментов как угол атаки, так и число Маха слабо влияют на положение центра давления, который расположен за моделью (например, у модели с $R/D = 1,46$ в 3—5 калибрах). Положение центра давления затупленных конусов находится на расстоянии 0,3—1,5 калибра за моделью и мало зависит от радиуса затупления. С увеличением числа Маха центр давления приближается к модели (см. фиг. 2, в).

В случае обтекания конусов со скошенным основанием по мере увеличения угла атаки величина s_d возрастает. В исследованном диапазоне чисел Маха и углов атаки параллельно обрезанные кромки мало влияют на положение центра давления затупленного конуса.

Поступила 5 X 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Nichols J., Nierehgarten E. Aerodynamic characteristics of blunt bodies. Jet Propulsion Laboratory California, Institute of Technology Techn. Rept. N 32-677, 1964.
2. Lau R. A., Hussong J. C. The viking mars lander decelerator system. AIAA Paper N 70-1162, 1970.
3. Базжин А. П., Пирогова С. В. К расчету обтекания конусов с большими углами раствора. — «Учен. зап. ЦАГИ», 1975, т. 6, № 6, с. 89—91.
4. Dearing T. P. Laminar heat-transfer distribution for a blunted-cone, trustem reentry configuration at Mach 10. NASA TND-5146, 1969.
5. Owens R. Aerodynamic characteristics of spherically blunted-cones at Mach numbers from 0,5 to 5,0. NASA TND-3088, 1965.
6. Cambell J. F., Howell D. T. Supersonic lifting capabilities of large-angle cones. NASA TND-5499, 1969.