

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ НЕКОНИЧЕСКИХ ТЕЛ СО ЗВЕЗДООБРАЗНЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ СЕЧЕНИЕМ

М. Н. КАЗАКОВ, В. В. КРАВЕЦ, А. И. ШВЕЦ

(Москва, Днепропетровск)

Известно, что в сверхзвуковом потоке волновое сопротивление тела некругового поперечного сечения может быть меньше сопротивления эквивалентного тела вращения с такой же длиной и объемом. Начиная с 1959 г., когда было получено точное решение задачи о сверхзвуковом обтекании конических тел с пирамидальной системой плоских скачков [1], появился ряд публикаций [2-5], развивающих это направление. В [3] указывалась возможность реализации течения с отраженными скачками уплотнения, нормальными к граням пирамидального тела за счет выбора формы передней кромки.

В [6, 7] с использованием закона сопротивления Ньютона построены тела с поперечным сечением звездообразной формы, имеющие волновое сопротивление в несколько раз меньшее, чем у эквивалентного тела вращения. Именно такие формы при некоторых ограничениях обладают наименьшим волновым сопротивлением и сохраняют оптимальность по полному сопротивлению при приближенном учете сил трения. Затем были найдены еще два точных решения, соответствующих обтеканию звездообразных тел с регулярным и маховским взаимодействием ударных волн [8, 9].

На семинаре Института механики МГУ Г. Г. Черным было высказано предположение о существовании некоторых классов пространственных тел, не обладающих свойством гомотетии и сохраняющих оптимальность по определенным характеристикам, например по сопротивлению, аэродинамическому качеству или по крутящему моменту, и поставлены частные задачи по нахождению различных форм оптимальных тел. Оптимальные по сопротивлению классы тел получены в рамках теории Ньютона из геликоидальных поверхностей, а также из участков плоскостей и конических поверхностей, образованных прямыми, соединяющими передние кромки с круговым контуром. В результате расчетов по теории Ньютона и экспериментальных исследований установлено, что тела с клиновидной носовой частью при определенных геометрических параметрах обладают большими значениями подъемной силы и аэродинамического качества, чем круговые конусы [10].

Возможность снижения сопротивления и увеличения аэродинамического качества летательного аппарата приданием ему формы поперечного сечения в виде звезды [11-14] приводит к новым исследованиям пространственных тел, которые сохраняют оптимальность по аэродинамическим характеристикам и сопрягаются с телами вращения. Последний фактор имеет решающее значение при использовании подобных конфигураций в качестве носовой части летательного аппарата или многоскачкового диффузора.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования обтекания двух классов таких тел: поликлиновых и геликоидальных.

Поликлиновое тело получено пересечением поверхностей пирамиды со звездообразным поперечным сечением и цилиндра с поперечным сечением, имеющим форму правильного многоугольника (фиг. 1, а, количество лепестков $n=3$). Наветренная поверхность поликлинового тела со стреловидностью передних кромок лепестков χ составлена из элементов плоскостей

$$xx_0 - yy_0 \pm zz_0 = 0$$

$$(1) \quad x_0 = \cos(2m\pi/n) - \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi \cos[(2m \mp 1)\pi/n]$$

$$y_0 = \sin(2m\pi/n) - \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi \sin[(2m \mp 1)\pi/n]$$

$$z_0 = \operatorname{tg} \delta \sin(\pi/n)$$

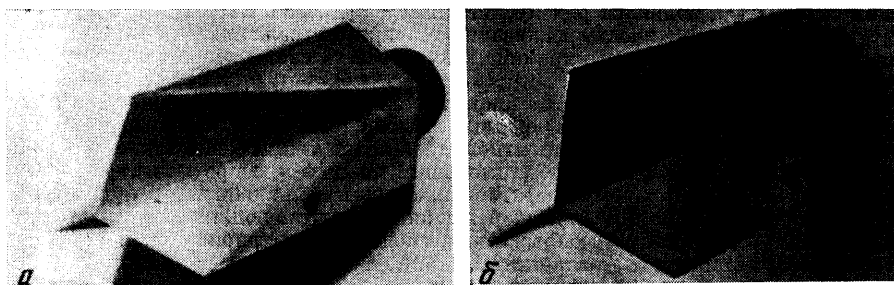
Здесь δ — угол, образуемый линией пересечения плоскостей соседних лепестков и осью тела. Верхний и нижний знаки перед членами уравнения относятся соответственно к правой и левой поверхностям лепестка (по направлению потока) относительно плоскости его симметрии. Поверхность лепестка на длине $L \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi \div L$ помимо наветренной части образуется боковой стенкой

$$x \sin[(4m \pm 1)\pi / 2n] + y \cos[(4m \mp 1)\pi / 2n] - L \operatorname{tg} \delta \cos(\pi / 2n) = 0;$$

$$m = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$$

Согласно построению поликлинового тела его ось и плоскости боковой стенки лепестков параллельны.

Геликоидальное тело получено переходом от поверхности пирамиды к поверхности цилиндра с поперечным сечением, имеющим форму правиль-



Фиг. 1

ного многоугольника, с помощью линейчатых поверхностей (фиг. 1, б). Поверхность геликоидального тела образована только наветренной частью и на длине $0 \div L \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi$ описывается выражением (1), а на отрезке $L \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi \div L$ — уравнением

$$L[\cos(2m\pi / n) - y \sin(2m\pi / n)] - z =$$

$$= \{x \cos[(2m \mp 1)\pi / n] - y \sin[(2m \mp 1)\pi / n] \mp$$

$$\mp L \operatorname{tg} \delta \sin(\pi / n)\} = 0$$

Испытывались модели поликлиновых тел с параметрами $\chi = 0 \div 60^\circ$, $\Delta\chi = 10^\circ$, $n = 3, 4, 6, 8$, $\delta = 12^\circ 30'$ и геликоидальных тел, у которых $\chi = 0$ и 60° , $n = 4$, $\delta = 12^\circ 30'$. Представляет интерес сравнение сопротивления поликлиновых и геликоидальных тел с сопротивлением эквивалентных по распределению площади вдоль оси тел вращения. В общем случае у поликлиновых тел при $\chi \neq 0$ образующей эквивалента на длине $0 \div L \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi$ является прямая на длине $L \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi \div L$ — часть дуги эллипса

$$\frac{r^2}{L^2 \operatorname{tg}^2(\delta n / \pi) \sin(\pi / n)} + \frac{(z-L)^2}{L^2(1 - \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi)} = 1$$

Эквивалент геликоидального тела при $\chi \neq 0$ представляет собой конус с переходом на длине $L \operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \chi$ в тело вращения, образующая которого описывается уравнением

$$\left(\frac{r}{L}\right)^2 = \left(\frac{z}{L}\right) \operatorname{tg}^2 \delta \frac{n}{\pi} \sin \frac{\pi}{n}$$

Испытывались модели эквивалентных осесимметричных тел: для поликлинового тела с $\chi=0$ — эллипсоида и для геликоидального тела с $\chi=0$ — параболоида. Кроме того, испытывалась модель эквивалентного по длине и площади основания конуса с углом полураствора $\theta=12^\circ 30'$. Длина всех моделей 120 мм. Передние кромки лепестков выполнялись острыми для реализации течения с присоединенным скачком уплотнения.

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе на трехкомпонентных тензометрических весах в диапазоне углов атаки $\alpha=0 \div 8^\circ$ при числах Маха $M=2.5, 4, 6, 7.8$ и числах Рейнольдса $Re=4.2 \cdot 10^6 - 2.08 \cdot 10^6$ соответственно, отнесенных к длине модели. В процессе испытаний измерялись нормальная и осевая составляющие полной аэродинамической силы, действующей на модель, и момент тангажа в системе координат, связанной с весами. Среднеквадратичная погрешность определения коэффициентов нормальной C_n , тангенциальной C_t сил и момента тангажа m_z равна соответственно $|\sigma_{C_n}|=4 \div 6\%$, $|\sigma_{C_t}|=3 \div 5\%$, $|\sigma_{m_z}|=2 \div 4\%$.

По результатам измерений рассчитаны аэродинамические коэффициенты в поточной системе координат, причем за характерную площадь и длину принимались площадь мидела и размер модели по оси z .

Данные испытаний моделей поликлиновых ($n=4, \chi=0$) и геликоидальных ($n=4, \chi=0$ — белые значки и $n=4, \chi=60^\circ$ — черные) тел при числе $M=7.8$ представлены на фиг. 2, а и б соответственно (C_x — коэффициент лобового сопротивления (сплошная кривая), C_y — коэффициент подъемной силы (пунктир), K — аэродинамическое качество (штрих — пунктир)).

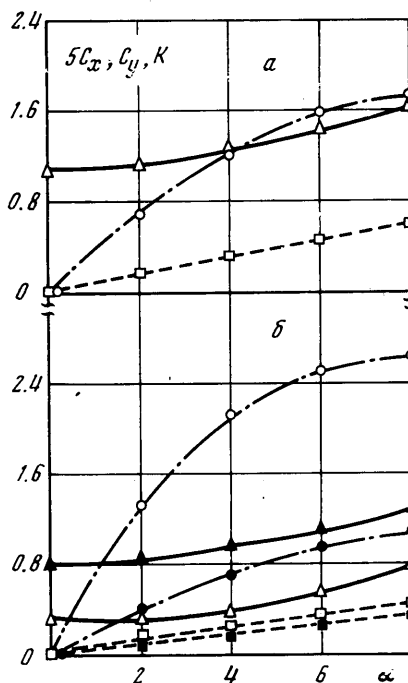
Для сравнения аэродинамических коэффициентов исследованных моделей применяются обобщенные координаты $X^*, n^*, k^*, d^*=f(M^*)$, характеризующие конфигурацию тела и параметры набегающего потока (фиг. 3, $n=3, 4, 6, 8$ обозначены 1–4 соответственно)

$$X^* = \frac{2060^{\pi/2n} C_x}{(\alpha + 45.5)^2} - 0.045 \operatorname{tg} \chi, \quad n^* = e^{\pi/n} 1.3^{\operatorname{tg} \chi} C_n^\alpha$$

$$K^* = \frac{K e^{\pi/4n} 1.3^{\operatorname{tg} \chi}}{0.5 \alpha^{2/3}} \quad d^* = C_s - 0.3 \operatorname{tg} \chi \operatorname{tg} \theta, \quad M^* = \sqrt{M^2 - 1} \cos(\pi/n) \cos \alpha$$

Результаты испытаний поликлиновых тел обозначены белыми значками, геликоидального с $\chi=0$ — черными и конуса — сплошной линией.

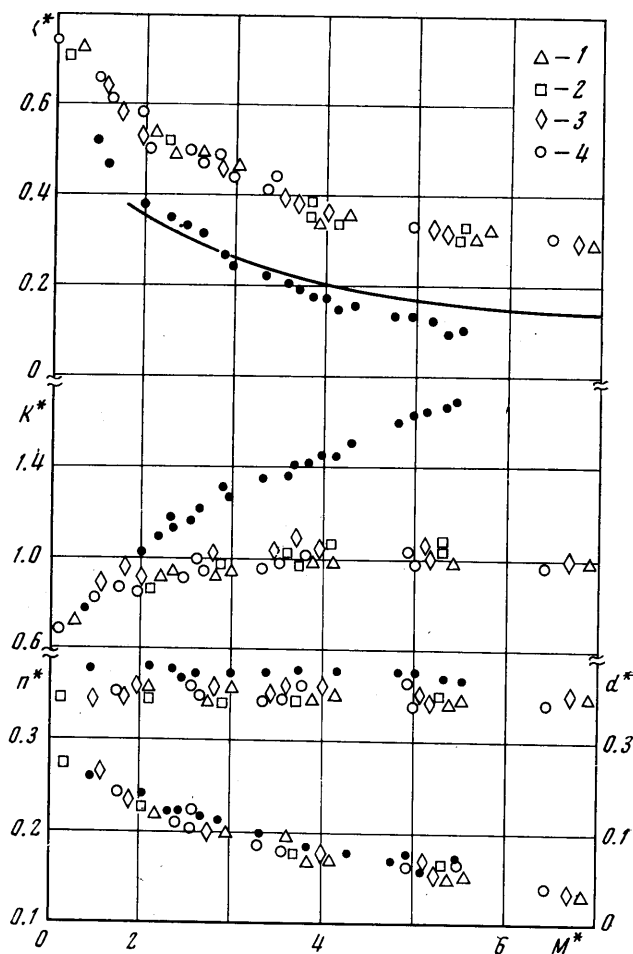
На фиг. 4 представлены кривые коэффициента сопротивления, полученные осреднением результатов испытаний геликоидального тела ($\chi=0$) и эквивалентного тела вращения — параболоида, поликлиновых тел ($\chi=0$, $n=3, 4, 8$) и эквивалентного тела вращения — эллипсоида (обозначения 1–6 соответственно). На графике нанесены также расчетные данные 7 для



Фиг. 2

геликоидального тела по теории ньютоновского ударного слоя с учетом сосредоточенных сил [7].

Геликоидальное тело с нулевой стреловидностью передних кромок имеет при гиперзвуковых скоростях сопротивление, существенно меньшее, чем эквивалентное тело вращения (фиг. 4), или конус равной длины и площади основания (фиг. 3). Сопротивление поликлиновых тел выше,

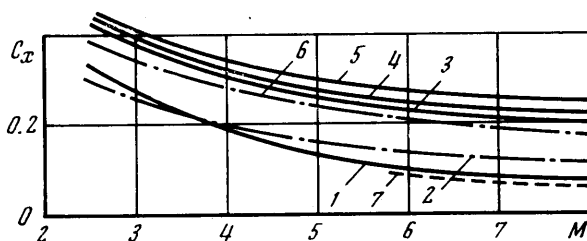


Фиг. 3

чем у эквивалентного тела вращения (фиг. 4), и растет с увеличением количества лепестков ($\chi=0$, $M=7.8$, $C_x=0.19, 0.23, 0.25, 0.26$ для $n=3, 4, 6, 8$ соответственно), несмотря на то что угол между нормалью к наветренной стороне тела и направлением скорости невозмущенного потока уменьшается.

В классе поликлиновых тел с $\chi < 20^\circ$ при углах атаки $\alpha < 6^\circ$ характерно слабое влияние угла стреловидности передних кромок на коэффициент сопротивления ($n=6$, $M=3$, $\alpha=2^\circ$, $C_x=0.42, 0.41, 0.4, 0.34$ для $\chi=0.20, 40, 60^\circ$ соответственно). По мере увеличения числа Маха отмеченная особенность проявляется для больших χ . Увеличение угла стреловидности приводит к снижению аэродинамического качества ($n=6$, $M=3$, $\alpha=8^\circ$, $K=1.6, 1.4, 1.2, 0.9$ для $\chi=0, 20, 40, 60^\circ$).

Исследования структуры обтекания поликлиновых тел показали, что в области, ограниченной передней кромкой лепестка, линией пересечения поверхностей наветренных сторон и линий Маха, построенных по параметрам потока за присоединенным и отраженным скачками уплотнения, эпюра распределения коэффициента давления представляется двумя зонами постоянного давления со ступенчатым переходом от одной к другой по следу отраженного скачка. Данные испытаний на длине $0 \div L \operatorname{tg} \chi$ согла-



Фиг. 4

суются с исследованиями звездообразных конических тел [15]. На боковой стороне поток отрывается и образуются парные вихревые жгуты [16].

При обтекании поликлиновых тел с разными геометрическими параметрами и числами Маха реализуются течения: с отсоединенной ударной волной от вершины тела и передних кромок лепестков, с присоединенной волной в вершине тела и отсоединенной от передних кромок, с присоединенными скачками уплотнения к передним кромкам. Для последнего случая в сечениях, расположенных в кормовой части модели, происходит постепенная перестройка структуры пересекающихся скачков и вырождение их в отошедшую ударную волну.

Для всех испытанных моделей реализуется линейная зависимость коэффициента подъемной силы от угла атаки (фиг. 2). Максимальная подъемная сила для фиксированного угла атаки достигается при обтекании моделей с лепестками нулевой стреловидности. Сравнение коэффициентов C_y для поликлиновых и геликоидальных тел ($\chi=0$, $n=4$) показывает превышение величины подъемной силы у моделей первого класса. Отрывное течение на боковой стороне лепестка увеличивает составляющую подъемной силы при несимметричном обтекании. Отличительной чертой поликлиновых и геликоидальных тел по сравнению с круговым конусом является большая величина подъемной силы. Например, коэффициент C_y у поликлинового тела с $\chi=0$ при $\alpha=8^\circ$ в 5 раз превышает эту же характеристику для эквивалентного конуса.

Изменение коэффициента аэродинамического качества представлено на фиг. 2. Наибольшим аэродинамическим качеством обладают модели нулевой стреловидности передней кромки. Уменьшение количества лепестков снижает несущие возможности поликлиновых тел.

По мере уменьшения угла стреловидности испытанных моделей центр давления C_x перемещается к вершине, снижая статическую устойчивость, причем у поликлиновых тел наиболее существенно влияние стреловидности проявляется при $\chi > 40^\circ$. При изменении числа лепестков положение центра давления практически не меняется и для моделей с $\chi=0$ коэффициента центра давления при $M=3$ равен 0.45.

В результате сравнения аэродинамических характеристик звездообразных неконических тел и эквивалентных тел вращения установлено, что сопротивление геликоидального тела при гиперзвуковых скоростях в 1.5 раза ниже, чем у эквивалентного тела вращения с параболической

образующей. Существенное снижение сопротивления геликоидальных тел объясняется реализацией на передней части лепестков системы скачков, аналогичной обтеканию конических тел с звездообразным поперечным сечением [13]. Исследования показали целесообразность использования геликоидальных тел в качестве носовой части летательного аппарата или многоскачкового диффузора.

Из сопоставления результатов опытов для геликоидальных и поликлиновых тел с одинаковыми параметрами ($M \geq 3$) видно, что первые имеют меньшее сопротивление, почти равную подъемную силу и большее аэродинамическое качество. Больше аэродинамическое качество геликоидального тела по сравнению с поликлиновым связано с существенным уменьшением величины его сопротивления. Рост аэродинамического качества у геликоидального тела происходит не из-за возрастания подъемной силы, а в основном вследствие уменьшения сопротивления, т. е. проявляется тот же эффект, который приводит к существенному увеличению качества у V-образного крыла.

Поступила 10 IV 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Майкапар Г. И. О волновом сопротивлении неосесимметричных тел в сверхзвуковом потоке. ПММ, 1959, т. 23, вып. 2.
2. Nonweiler T. Delta wings of shapes amenable to exact shock-wave theory. J. Roy. Aeronaut. Soc., 1963, vol. 67, No. 625.
3. Келдыш В. В. Точные решения для несущих систем с одним и двумя плоскими скачками уплотнения. Инж. ж., 1961, т. 1, вып. 3.
4. Майкапар Г. И., Саядян Г. Т. Влияние формы поперечного сечения на сопротивление корпуса самолета при больших сверхзвуковых скоростях. В сб. «Аэродинамические характеристики неосесимметричных тел при сверхзвуковых скоростях». Тр. ЦАГИ, 1961, вып. 841.
5. Майкапар Г. И. О построении сверхзвукового течения обтекания твердых тел при помощи плоских скачков уплотнения. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, № 5.
6. Гонор А. Л. О пространственных телах наименьшего сопротивления при больших сверхзвуковых скоростях. ПММ, 1963, т. 27, вып. 1.
7. Гонор А. Л. Закон сопротивления Ньютона для тел, образованных пересекающимися поверхностями. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
8. Гонор А. Л. Точное решение задачи обтекания некоторых пространственных тел сверхзвуковым потоком газа. ПММ, 1964, т. 28, вып. 5.
9. Гонор А. Л. Некоторые пространственные течения с маховским взаимодействием ударных волн. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 6.
10. Журников Б. Л., Петров К. П. Исследование возможностей увеличения аэродинамического качества конических тел. Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 1.
11. Келдыш В. В., Майкапар Г. И. Газодинамическое конструирование гиперзвуковых самолетов. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 3.
12. Гонор А. Л., Казаков М. Н., Швец А. И. Измерение сопротивления тела звездообразной формы в сверхзвуковом потоке при числах $M \approx 6$ и 8. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 1.
13. Гонор А. Л., Казаков М. Н., Швец А. И., Шейн В. И. Аэродинамические характеристики звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 1.
14. Лапыгин В. И. Расчет сверхзвукового обтекания V-образных крыльев методом установления. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 3.
15. Гонор А. Л., Швец А. И. Исследование распределения давления на некоторых звездообразных телах при $M \approx 4$. ПМТФ, 1965, № 6.
16. Кравец В. В., Швец А. И. О некоторых режимах сверхзвукового обтекания поликлиновых тел. ПМТФ, 1974, № 3.