

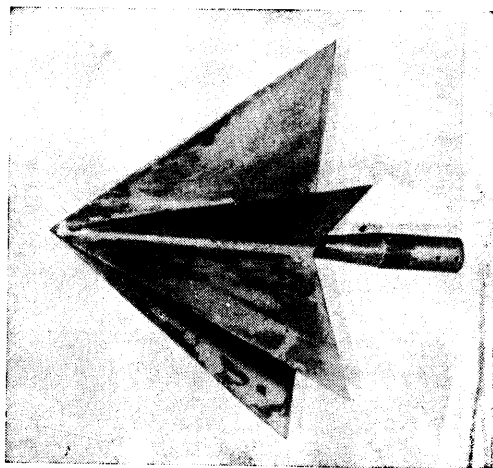
АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗДОБРАЗНЫХ ТЕЛ ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

А. Л. ГОНОР, М. Н. КАЗАКОВ, А. И. ШВЕЦ, В. И. ШЕИН

(Москва)

Приводятся некоторые результаты экспериментального определения суммарных аэродинамических характеристик, а также изучения картины течения в следе за звездообразным телом в широком диапазоне чисел Маха от 2.5 до 8.0 и при изменении угла атаки от 0 до $\pm 8^\circ$. В процессе исследования получены аэродинамические характеристики двух моделей звездообразных тел с числом лепестков 4 и 6 и проведено сравнение с характеристиками эквивалентного конуса и характеристиками «звезды» при числе лепестков 10. Для сопоставления с опытными данными произведен расчет сопротивления и положения скачков уплотнения.

Первое измерение полного сопротивления тела звездообразной формы при нулевом угле атаки и числах $M_\infty = 6$ и 8 произведено в работе [1]. Анализ результатов показал, что при обтекании модели звезды имеет место регулярное пересечение скачков уплотнения [2] и уменьшение полного сопротивления звезды по сравнению с эквивалентным по объему и длине конусом в два раза.



Фиг. 1

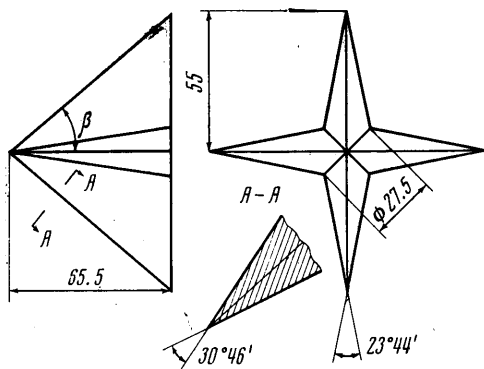
1. Результаты весовых измерений. Исследование обтекания моделей звездообразных тел проводилось при скоростях набегающего потока, соответствующих числам $M_\infty = 2.53, 4.01, 5.96, 7.74$. Испытывались модели с четырьмя и шестью лепестками, симметрично расположенными относительно продольной оси модели (фиг. 1). Передние кромки моделей изготавливались острыми, а боковые поверхности шлифовались.

Геометрия исследованных моделей выбиралась из условия получения при больших числах M_∞ регулярного пересечения плоских скачков уплотнения, присоединенных к острым передним кромкам. Угол β между передней кромкой лепестка и продольной осью был одинаков у обеих моделей и равнялся 40° (фиг. 2). Угол полураствора лепестка в плоскости, нормальной к оси, составлял $\xi = 11^\circ 54'$ для $n = 4$ и $\xi = 8^\circ 17'$ для $n = 6$.

Звездообразные модели имели одинаковые площадь поверхности ($S_M = 21 \text{ см}^2$) и длину ($L_M = 65.5 \text{ мм}$), которые при расчете аэродинамических коэффициентов принимались за характерные размеры. Положение центра давления C_d определялось в долях длины модели от ее носика. С целью определения донного сопротивления звезды производились замеры донного давления, для чего к дну модели подводились две дренажные трубки. Величины коэффициента донного сопротивления для обеих моделей оказались

близкими к соответствующим значениям донного сопротивления конуса, полученным по результатам систематических измерений и теоретических оценок.

Значения коэффициента сопротивления C_x звезды в зависимости от углов атаки и чисел M_∞ приведены на фиг. 3, а. Сравнение полученных данных с сопротивлением эквивалентного конуса (угол полураствора конуса $\theta = 21^\circ 36'$) при $\alpha = 0$ показывает, что полное сопротивление звезды заметно меньше сопротивления конуса во всем исследованном диапазоне чисел M_∞ от 2.53 до 7.74, причем сопротивление модели с числом лепестков $n = 4$ больше, чем сопротивление модели с $n = 6$ (фиг. 3, б). Уменьшение сопротивления звезды по сравнению с конусом при гиперзвуковых скоростях достигает двух раз, при сверхзвуковых скоростях — $1.3 \div 1.5$ раза.



Фиг. 2

Значения коэффициента подъемной силы C_y представлены на фиг. 3, в. Как видно из графиков,

с ростом угла атаки подъемная сила увеличивается линейно, причем звезда с $n = 6$ имеет большие значения C_y , чем звезда с $n = 4$. На фиг. 3, г представлена зависимость вращательной производной от числа Маха. Из графиков следует, что с увеличением числа M_∞ значения C_y^α уменьшаются и звездообразные модели обладают большим значением коэффициента C_y^α , чем эквивалентный конус (пунктирная линия).

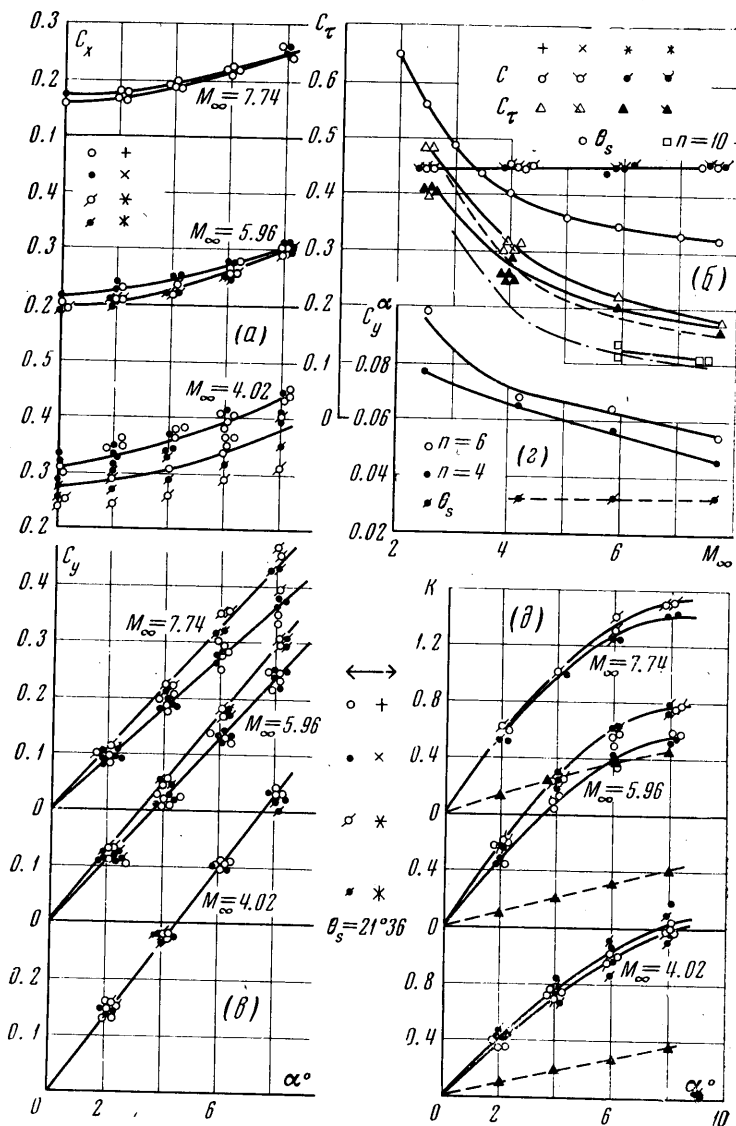
В исследованных диапазонах чисел M_∞ от 2.5 до 8.0 и углов атаки α от 0 до $\pm 8^\circ$ коэффициент центра давления обеих звезд практически не изменяется и имеет значение $C_p \cong 0.7$.

Аэродинамическое качество $k = C_y / C_x$ с ростом угла атаки α при $M_\infty = \text{const}$ монотонно увеличивается, причем увеличение носит нелинейный характер (фиг. 3, д). С изменением числа M_∞ от 2.5 до 8.0 величина максимального аэродинамического качества возрастает в пределах от $k = 1.1$ до 1.4 для модели $n = 4$ и от $k = 1.2$ до 1.5 для модели $n = 6$. Штриховой линией на фиг. 3, д нанесены значения аэродинамического качества для эквивалентного круглого конуса.

2. Оптическое исследование спектра обтекания. Известно [3], что в следе за моделью имеется область течения, полностью соответствующая структуре потока между лепестками звезды и не искаженная возмущениями от заднего среза. По наблюдениям за этой областью можно судить о положении скачков, присоединенных к острым передним кромкам лепестков, и характере их взаимодействия в области между лепестками. С этой целью были получены теплеровские фотографии спектров обтекания моделей при различных углах атаки (фиг. 4). На фотографиях четко видны линии скачков, присоединенных к передним кромкам лепестков, и яркие линии пересечения этих скачков внутри области течения.

Геометрия маховской конфигурации определялась углом θ , характеризующим положение среднего скачка в плоскости донного среза (фиг. 5). Если пересечение регулярное, то угол θ совпадает с углом, который образует плоский скачок, идущий от передней кромки, с плоскостью симметрии. В противном случае угол θ будет больше, чем указанный угол, образованный плоским скачком. На фиг. 5 показана зависимость угла θ от ско-

рости набегающего потока, построенная по результатам опытов. На этом же графике показаны пунктиром расчетные значения угла θ , вычисленные в предположении, что скачки плоские и пересекаются регулярно. Как видно из расположения кривых, в большинстве экспериментов осуществлялось взаимодействие скачков маховского типа.

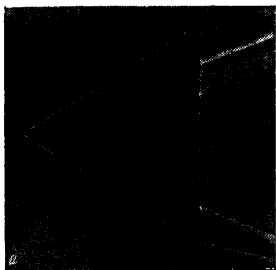


Фиг. 3

В работе [3] на основе анализа экспериментальных результатов (для модели с $n = 6, 10, 15$) было показано, что с увеличением угла атаки от $\alpha = 0$ до $\alpha = 10^\circ$ линия пересечения скачков приближается к наветренной стороне к продольной оси модели. Дальнейшее увеличение угла атаки приводит к отходу этой линии.

В рассматриваемом случае при числе $M_\infty = 5.96$ и 7.74 и угле атаки $\alpha = 10^\circ$ (фиг. 5) с наветренной и подветренной стороны (наветренной стороне соответствуют зачерненные точки) наблюдается удаление линии

пересечения скачков от продольной оси модели по сравнению с $\alpha = 0$. Остановимся на этом факте более подробно. В работе [4] такая возможность в поведении скачков предусматривалась и объяснялась значением величины параметра λ , представляющим собой отношение площади попе-



Фиг. 4а

речного сечения двух лепестков (внешне поверхности которых направлены по потоку) к площади просвета между ними. Если рассмотреть наветренную и подветренную стороны модели, то для первой параметр λ велик, для второй — мал (за счет угла атаки). Поведение скачков в разных диапазонах λ имеет противоположную тенденцию, поэтому в обоих просветах при $\alpha = 10^\circ$ скачки могут отходить от тела дальше, чем при нулевом угле атаки. При $M_\infty = 2.53$, судя по спектрам обтекания моделей, система плоских скачков около тела звездообразной формы приближается к одному ко-

ническому скачку уплотнения с полууглом при вершине $\theta_s \geq \beta$, что ведет к росту сопротивления звезды.

3. Оценка полного сопротивления звездообразного тела при гиперзвуковых скоростях. Рассмотрим элемент звезды, состоящий из двух лепестков с центральным углом $2\pi/n$, эквивалентный по обтеканию V -образному крылу, внешние поверхности которого расположены по потоку.

Коэффициент полного сопротивления представим в виде суммы трех слагаемых

$$C_x = C_{x\sim} + C_f + C^0$$

где $C_{x\sim}$ — есть волновое сопротивление, C_f — сопротивление трения и C^0 — донное сопротивление.

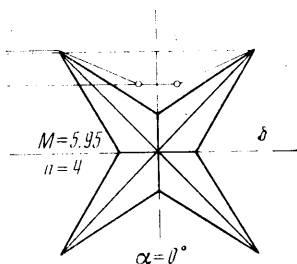
Величину волнового сопротивления определим по схеме Ньютона с учетом сосредоточенных сил, возникающих на линии пересечения внутренних плоскостей крыла [5]. Для вывода соответствующих формул примем, что крыло расположено симметрично относительно плоскости xy (фиг. 6) и имеет длину, равную единице. Параметры, характеризующие положение крыла, следующие: γ — угол между направлением скорости и линией пересечения внутренних поверхностей крыла, α — полуугол раскрытия крыла, π/n — угол, определяющий положение внешней грани крыла. Через эти величины определяются все необходимые параметры, входящие в выражение для сосредоточенной силы F_1 , которая возникает от натекания на линию пересечения частиц ударного слоя с одной из плоскостей крыла.

В случае плоских V -образных крыльев после соответствующих вычислений имеем [5]

$$F_1 = \frac{\rho U^2 \sin \gamma \operatorname{tg}^2 \gamma \cos^2 \alpha \sin(\pi/n)}{2 \cos(\alpha - \pi/n) \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \gamma \sin^2 \alpha}}$$

В результате коэффициент дополнительного сопротивления от сосредоточенной силы, отнесенный к площади мидела, будет равен

$$\Delta C_{x\sim} = \frac{2 \sin^2 \gamma \operatorname{tg}(\alpha - \pi/n)}{\operatorname{tg} \alpha (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha \sec^2 \gamma)}$$



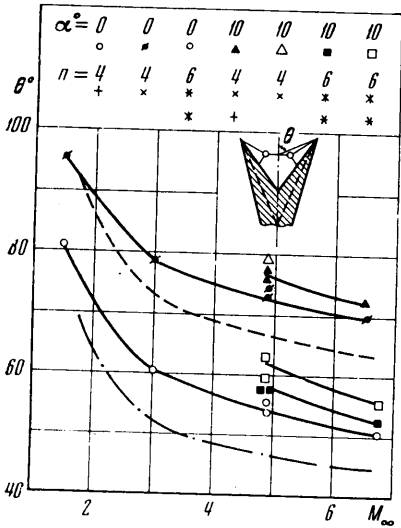
Фиг. 4б

Прибавляя сюда обычное сопротивление от давления ударного слоя, будем иметь

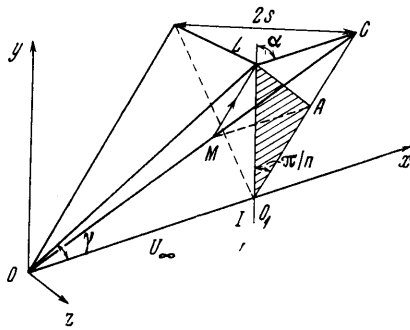
$$C_x \sim = C_p + \frac{2 \sin^2 \gamma \operatorname{tg}(\alpha - \pi/n)}{\operatorname{tg} \alpha (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha \sec^2 \gamma)} \quad (3.1)$$

Здесь C_p — в схеме Ньютона известное постоянное давление. Однако для умеренных чисел M_∞ лучше полагать C_p равным давлению за плоским скачком, присоединенным к передним кромкам крыла. В пределе при $M_\infty \rightarrow \infty$ и $\kappa \rightarrow 0$ (κ — показатель адиабаты) обе величины совпадают.

Перейдем теперь к вычислению сопротивления трения. В предположении, что каждый лепесток



Фиг. 5



Фиг. 6

обтекается, как пластинка со скошенной передней кромкой, согласно [1] получим

$$C_f = \frac{A_k S_m k^2}{S(k+1)(k+2)\sqrt{R_l}} \quad (3.2)$$

Здесь S_m — площадь боковой поверхности звезды, S — площадь миделя, $k = 2$ для ламинарного слоя и $k = 5$ для турбулентного слоя, A_k — постоянный коэффициент. Число Рейнольдса R_l определяется по значению параметров за скачком на внешней границе пограничного слоя лепестка и отнесено к длине модели L .

В зависимости от состояния слоя для коэффициента соответственно имеем для ламинарного и турбулентного слоев

$$A_2 = 1.32(1 + 0.03M_0^2)^{-1/2}, \quad A_5 = 0.116(1 + 0.12M_0^2)^{-1/2}$$

Специального исследования состояния пограничного слоя не производилось, поэтому расчет трения выполнен в предположении ламинарного пограничного слоя. Как отмечалось выше, донное давление, измеренное в опытах, было близким к соответствующим значениям для конуса. Поэтому для расчета можно пользоваться известными осредненными эмпирическими данными для конусов или предельной формулой

$$C^0 = \frac{2}{\kappa M_\infty^2} \quad (3.3)$$

Результаты расчета с использованием формул (3.1), (3.2) и (3.3) представлены на фиг. 3, б для модели $n = 4$ пунктиром, для модели $n = 6$ штрих-пунктиром.

Институт механики МГУ

Поступило 15 VI 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Гонор А. Л., Казаков М. Н., Швец А. И. Измерение сопротивления тела звездообразной формы в сверхзвуковом потоке при числах $M_\infty = 6$ и 8. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 1.
2. Гонор А. Л. Точное решение задачи обтекания некоторых пространственных тел сверхзвуковым потоком газа. ПММ, 1964, т. 28, вып. 5.
3. Гонор А. Л., Швец А. И. Исследование системы скачков уплотнения при обтекании звездообразных тел. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 3.
4. Гонор А. Л., Швец А. И. Обтекание V-образных крыльев при числе $M_\infty = 4$. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 6.
5. Гонор А. Л. Закон сопротивления Ньютона для тел, образованных пересекающимися поверхностями. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.