

## ЛИТЕРАТУРА

1. Mangler K. L. The calculation of the flow field between a blunt body and the bow wave. *Hypersonic Flow*. Butterworths, London, 1960, p. 219—237.
2. Vaglio-Laurin R., Ferri A. Theoretical investigation of the flow field about blunt-nosed bodies in supersonic flight. *J. Aeronaut. Sci.*, 1958, vol. 25, pp. 761—770.
3. Swigart R. J. A theory of asymmetric hypersonic blunt-body flows. *AIAA Journal*, 1963, vol. 1, No. 5.
4. Гилинский С. М., Теленин Г. Ф. Сверхзвуковое обтекание тел различной формы с отшедшей ударной волной. *Изв. АН СССР, Механика и машиностроение*, 1964, № 5.
5. Muggia A. Regione di arresto per un profilo a bordo di attacco quasi-circolare in corrente ipersonica non simmetrica. *Atti Accad. Sci.*, Torino, 1960, t. 94, No. 6, p. 836—854.
6. Hayes W. D., Probstein R. F. *Hypersonic flow theory*. N. Y., London, Academic Press, 1966, vol. 1, p. 398—399.

### ИЗМЕРЕНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТЕЛА ЗВЕЗДООБРАЗНОЙ ФОРМЫ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПРИ ЧИСЛАХ $M \approx 6$ И 8

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

(Москва)

В последние годы получены результаты, позволившие составить представление об оптимальной форме пространственного тела при больших сверхзвуковых скоростях. Было показано [1—6], что тела с поперечным сечением в форме звезды при некоторых ограничениях обладают наименьшим волновым сопротивлением и сохраняют оптимальность по полному сопротивлению при приближенном учете сил трения. При этом переход от оптимального тела вращения к эквивалентному по объему и длине телу звездообразной формы позволяет уменьшить сопротивление в несколько раз. Указанные теоретические результаты, полученные первоначально на основе закона сопротивления Ньютона, были затем подтверждены точным решением [7] для тел, близких по форме к оптимальным. В дальнейшем в экспериментальных работах [8, 9] подробно была изучена картина течения между двумя лепестками, представляющими элемент звезды, в широком диапазоне угла раскрытия. Опыты показали, что действительно между лучами осуществляется течение, соответствующее решению [7], оно устойчиво, и волновое сопротивление, вычисленное по распределению давления на поверхности тела, во много раз меньше, чем у эквивалентного конуса. Эти результаты, хотя и являются обнадеживающими, еще не дают преимуществ звездообразной форме при практическом использовании. Дело в том, что «звезда» имеет значительно большую омываемую поверхность, поэтому эффект сильного уменьшения волнового сопротивления может быть компенсирован увеличением сопротивления трения. Упомянутые выше ссылки на теорию, в которой рассматривается трение, не убедительны, так как оценки трения грубы, а реальное течение осложнено наличием внутри потока ударных волн, возможностью турбулентного режима пограничного слоя, отрывом и т. д. Все эти моменты не поддаются учету, и вывести суждение о сопротивлении «звезды», видимо, можно только после непосредственного измерения полной силы, действующей на модель в потоке.

Ниже описываются результаты весовых испытаний, проведенных с моделью «звезды» при числах  $M_\infty \approx 6$  и 8. В процессе эксперимента, помимо регистрации сил, фотографировалась картина течения в следе за телом.

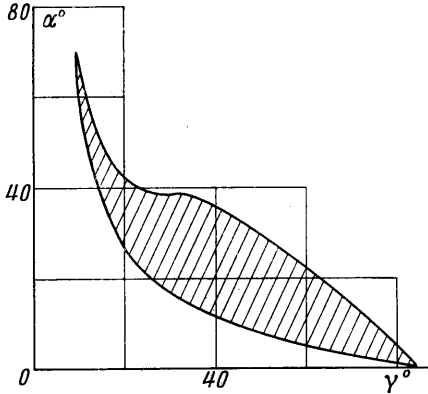
**1. Исходные данные для расчета и описание моделей.** Рассмотрим класс звездообразных тел с поперечным сечением, составленным из отрезков прямых. Как показано в работе [7], около таких тел образуются плоские скачки, которые присоединены к кромкам и пересекаются регулярно.

Если углы  $\alpha$  и  $\gamma$  (обозначения согласно работе [7]), фиксирующие положение скачка, и угол  $\pi/n$  между соседними лучами тела с заданной длиной принять за исходные параметры, то через них можно выразить координаты всех характерных точек, определяющих геометрию тела.

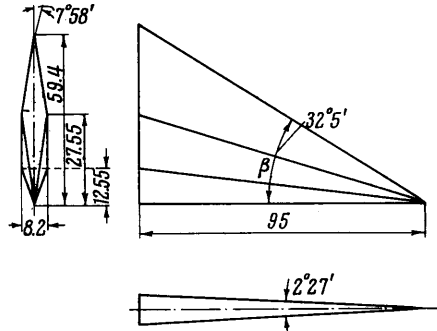
Однако известно [8], что решение существует не для всех значений параметров  $M_\infty$ ,  $\alpha$ ,  $\gamma$  и  $n$ , поэтому предварительно необходимо определить допустимую область. В случае числа  $M_\infty = 6$  эта область, построенная с использованием [8], представлена на фиг. 1. Для исследования была выбрана модель с числом лучей  $n = 10$ . Параметры  $\alpha$  и  $\gamma$ , в соответствии с областью допустимых значений (фиг. 1), полагались равными:  $\gamma = 20^\circ$ ,  $\alpha = 41^\circ$ . Длина модели по конструктивным соображениям была принята 95 мм.

При помощи этих величин и формул работы [7] определялись все размеры поперечного сечения «звезды». Форма лепестка с указанием размеров показана на фиг. 2. Второй моделью, взятой в качестве эталона, с которым производилось сравнение, был острый конус с углом при вершине  $2\theta_0 = 37^\circ$ . Общий вид конуса и «звезды» сфотографирован на фиг. 3. Модели имеют одинаковую площадь миделя ( $S = 31,5 \text{ см}^2$ ), длину ( $L = 95 \text{ мм}$ ) и, следовательно, объем.

2. Результаты весовых измерений. Проведенные испытания позволили получить значения полного сопротивления моделей «звезды» и конуса.



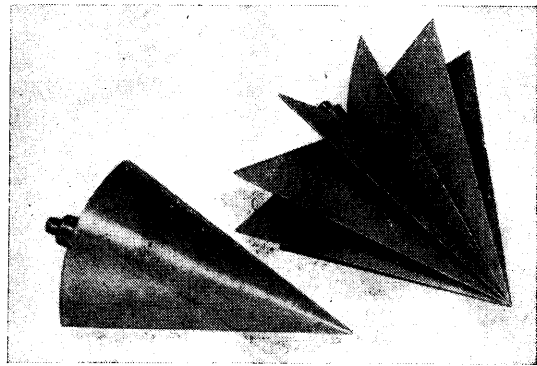
Фиг. 1



Фиг. 2

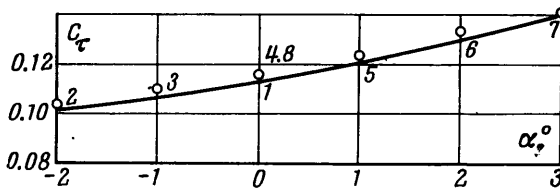
При расчете коэффициента полного сопротивления  $C_T$  за характерную принималась площадь миделя. Значения величины полного сопротивления «звезды» в диапазоне углов атаки  $\alpha$  от  $-2$  до  $3^\circ$ , числе  $M_\infty = 6.00$  приведены на фиг. 4. Последовательность прохождения углов атаки обозначена номерами 1—8. Из графика видно, что установочный нулевой угол атаки не соответствовал истинному значению  $\alpha = 0$ , так как минимальное сопротивление достигается при  $\alpha = -2^\circ$ .

На фиг. 5 представлены экспериментальные и расчетные значения коэффициентов сопротивления обеих моделей при скоростях набегающего потока, соответствующих числам  $M_\infty = 6.00$  и  $7.80$ . Следует указать, что для «звезды» эти значения  $C_T$  (белые кружки) соответствуют установочному углу атаки  $\alpha = 0^\circ$ . Минимальное значение  $C_T$  отмечено квадратиком.



Фиг. 3

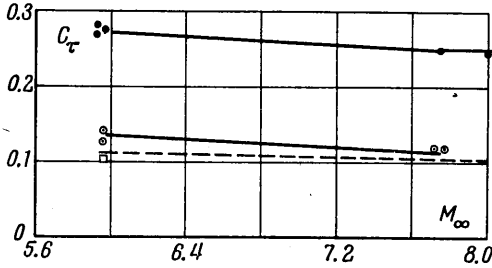
Для сравнения на графике нанесены экспериментальные значения коэффициента  $C_T$  эквивалентного конуса (черные кружки), полученные как в описываемых опытах, так и в других работах. Расчетные значения  $C_T$  конуса находились по формуле  $C_T = C_T^0 + C_T^1 + C_T^2$ , где  $C_T^0$ ,  $C_T^1$  и  $C_T^2$  — волновое сопротивление, донное и сопротивление трения соответственно. Волновое сопротивление определяется точно по таблицам типа Копала. Донное сопротивление конуса, вычисленное по стандартной методике, оказалось равным:  $C_T^1 = 0.035$  при  $M_\infty = 6.00$  и  $C_T^1 = 0.019$  при  $M_\infty = 7.80$ .



Фиг. 4

Величина сопротивления трения определялась из соотношения  $C_{\tau}^2 \approx 0.05(C_{\tau}^0 + C_{\tau}^1)$ . Оценка полного сопротивления «звезды» производится аналогично.

Волновое сопротивление для случая расчетного режима обтекания «звезды» ( $M_{\infty} = 6.00$ ) известно точно и, согласно данным [7],  $C_{\tau}^0 = 0.064$ . Донное сопротивление «звезды» принимается равным соответствующему значению для конуса. Сопротивление трения находится из предположения, что каждый лепесток обтекает, как пластинка со скошенной передней кромкой. Тогда, разбивая пластину на элементарные полосы и интегрируя, получим



Фиг. 5

$$C_{\tau}^2 = \frac{A_k S_n k^2}{S(k+1)(k+2)} R_L^{-1/k}$$

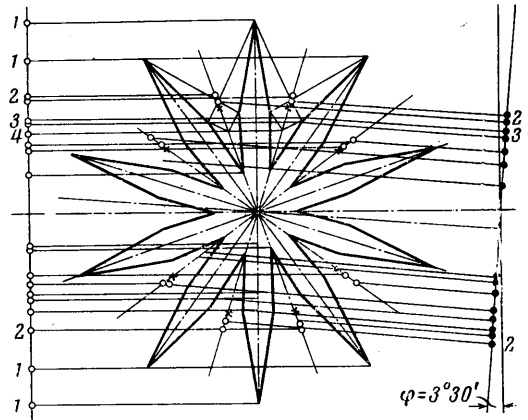
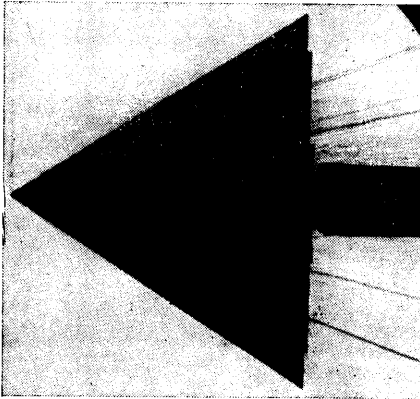
Здесь  $S_n$  — площадь боковой поверхности «звезды»,  $S$  — площадь миделя.

При выводе предполагалось, что каждая полоска обтекает независимо, как пластинка соответствующей длины. Для ламинарного пограничного слоя  $k = 2$ :  $A_2 = 1.32c$ , где  $c$  — коэффициент, учитывающий влияние сжимаемости,  $c = 0.83$  для  $M = 6.0$  и  $c = 0.7$  для  $M = 7.8$ ; число Рейнольдса  $R_L$  определялось по значению скорости на внешней границе пограничного слоя лепестка за скачком и отнесено к длине модели  $L$ .

Результаты расчета нанесены на фиг. 5 пунктиром. Для конуса пунктир совпадает с экспериментальной кривой, проведенной сплошной линией. Как видно из сравнения, совпадение с экспериментом хорошее. Следует отметить, что эти расчеты

значению скорости на внешней границе пограничного слоя лепестка за скачком и отнесено к длине модели  $L$ .

Результаты расчета нанесены на фиг. 5 пунктиром. Для конуса пунктир совпадает с экспериментальной кривой, проведенной сплошной линией. Как видно из сравнения, совпадение с экспериментом хорошее. Следует отметить, что эти расчеты



Фиг. 6

играют роль оценок, так как часть входящих в них величин берется из полуэмпирических теорий. Примечательно, что на фиг. 4 минимальное экспериментальное значение сопротивления несколько ниже расчетного. Возможно, что это есть результат завышения значения донного сопротивления в приведенных выше оценках, так как донный срез «звезды» существенно отличается по форме от донного среза конуса.

В целом весовые измерения показали, что полное сопротивление тела звездообразной формы более чем в два раза меньше сопротивления эквивалентного круглого конуса. Этот результат полностью подтверждает предсказания теории, вызвавшей в свое время дискуссию [9].

**3. Исследование спектра течения.** Перейдем к рассмотрению системы скачков, возникающих при обтекании звездообразного тела. Как показано в [10], в следе за моделью имеется область течения, полностью соответствующая структуре потока между лепестками и не искаженная возмущениями от заднего среза. Схема течения между лепестками представлена на фиг. 6. На схеме белыми кружками показаны положения скачков для угла крена  $\varphi = 0$  и черными кружками — для  $\varphi = 3^{\circ}30'$ . На фотографии видны линии скачков 1, присоединенных к передним кромкам лепестков и яркие линии 2 пересечения этих скачков внутри области течения. Согласно теории,

линии пересечения скачков должны проходить через точки, отмеченные крестиками. Однако они располагаются выше, что связано, по-видимому, с несколько меньшим в эксперименте числом  $M$ , по сравнению с расчетным, а также влиянием вязкости. Линии 3 соответствуют следам скачков, отраженных от стенок, а линии 4 могут представлять как отраженные от стенок скачки, так и линии вторичного пересечения скачков. В работе [10] места отражения вторичных скачков от поверхности крыльев располагались выше точки излома внутренних плоскостей крыльев. Для испытанной «звезды» соответствующие места отражения также располагаются несколько выше точки излома. Таким образом, в реальном гиперзвуковом обтекании при наличии отклонения числа  $M$  от расчетного, небольшого угла атаки и влияния вязкости осуществляется течение, близкое к схеме с регулярным пересечением скачков, которая дополняется системой слабых скачков, отраженных от стенок.

Авторы благодарят Г. И. Петрова, Г. Г. Черного, М. Я. Юделовича и А. А. Чурилина за содействие в проведении эксперимента.

Поступило 20 VII 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гонор А. Л. О пространственных телах наименьшего сопротивления при больших сверхзвуковых скоростях. ПММ, 1963, т. 27, вып. 1.
2. Гонор А. Л. Конические тела наименьшего сопротивления в гиперзвуковом потоке газа. ПММ, 1964, т. 28, вып. 2.
3. Гонор А. Л. Определение формы пространственного оптимального тела с учетом силы трения. Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 4.
4. Miele U., Saaris G. R. Transversal Contour of Minimum Total Drag Theory of Optimum Aerodynamic Shapes. Chapter 20, N. Y., Acad. Press., 1965.
5. Bellman R. Young's Inequality and the Problem the Optimum Transversal Contour. Theory of Optimum Aerodynamic Shapes, Chapter 21, N. Y., Acad. Press, 1965.
6. Reyn J. W. Cones of Minimum Drag in Newtonian Flow. J. Astronaut Sciences, 1965, vol. 12, No. 2.
7. Гонор А. Л. Точное решение задачи обтекания некоторых пространственных тел сверхзвуковым потоком газа. ПММ, 1964, т. 28, вып. 5.
8. Гонор А. Л., Швец А. И. Исследование системы скачков при обтекании звездообразных тел. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 3.
9. Черный Г. Г. К исследованию тел наименьшего сопротивления при больших сверхзвуковых скоростях. ПММ, 1964, т. 28, вып. 2.
10. Гонор А. Л., Швец А. И. Исследование распределения давления на некоторых звездообразных телах при числе  $M = 4$ . ПМТФ, 1965, № 6.

### ОБ ОДНОЙ ВАРИАЦИОННОЙ ЗАДАЧЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ

М. Я. ИВАНОВ

(Москва)

К настоящему времени опубликовано большое количество работ, в которых определялись тела с минимальным сопротивлением и сопла максимальной тяги. Проведено исследование области существования различных решений в плоскости течения и показано, что оптимальный профиль при наличии ограничения на длину может иметь торец, являющийся участком краевого экстремума. Результаты этих исследований, а также необходимая библиография содержатся в работах [1-3].

Ниже приводится совместное решение задач о построении оптимальной кормовой части и контура сопла, которые являются границами одного плоского тела или тела с протоком. Рассмотрение ограничено случаем, когда форма внешнего контура (т. е. контура кормовой части) обеспечивает отсутствие ударных волн в области его влияния. Получены необходимые условия, определяющие оптимальную конфигурацию, и приведены примеры расчета.

1. Пусть  $x, y$  прямоугольные координаты в плоскости течения; в осесимметричном случае ось  $x$  совпадает с осью симметрии. Известная часть внешнего контура слева от точки  $a^\circ$  и контура сопла слева от  $a$  определяют положение характеристики  $a^\circ c^\circ$  и звуковой линии  $ao$  (фиг. 1). Пусть размеры внешнего контура  $a^\circ b^\circ$  и контура сопла  $ab$  ограничены неравенствами

$$\begin{aligned} y(x) &\leq y_{a^\circ} && \text{при } x_{a^\circ} \leq x \leq x_{b^\circ} \\ x_b &\leq X, && x_{b^\circ} \leq X + \Delta X \\ y_a &\leq y_b \leq y_{b^\circ} \leq y_{a^\circ} \end{aligned} \quad (1.1)$$