

## ЛИТЕРАТУРА

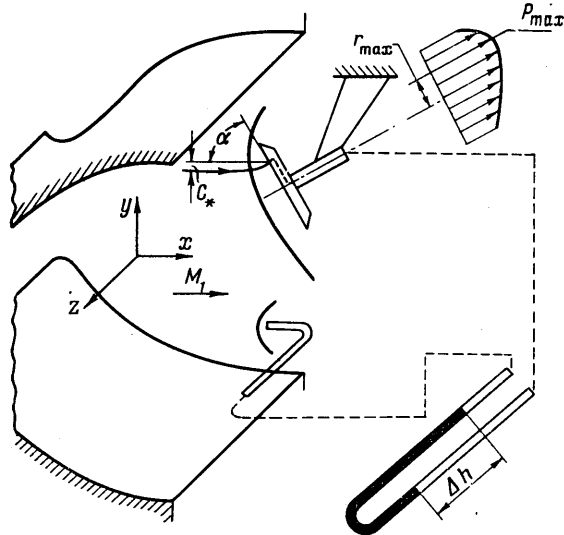
1. Белянин Н. М. Определение формы тела с минимальным тепловым потоком при ламинарном режиме течения в пограничном слое. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 6.
2. Современное состояние аэродинамики больших скоростей. Под ред. Хоурта Л., Изд. иностр. лит., 1955.
3. Masson D. Y., Gazley C. I. Surface protection and cooling systems for high speed flight. *Aeronaut. Engng. Rev.*, 1956, t. 15 (II).
4. Тир Т., Георгиев С., Аллен Р. Неравновесное излучение от фронта ударной волны. Сб. «Исследование гиперзвуковых течений». под ред. Риддела Ф. Р., Изд. иностр. лит., 1964.
5. Крайко А. Н. Об определении тел минимального сопротивления при использовании законов сопротивления Ньютона и Буземана. ПММ, 1963, т. 28, вып. 3.
6. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. Физматгиз, 1959.
7. Черный Г. Г. Гиперзвуковое обтекание крыльев при больших углах атаки. Докл. АН СССР, 1964, т. 155, № 2.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКСТРЕМАЛЬНОСТИ ЭНТРОПИИ НА КРИТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ ТОКА ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ТЕЛ

А. И. ГЛАГОЛЕВ, А. И. ЗУБКОВ

(Москва)

При обтекании осесимметричных затупленных тел сверхзвуковым потоком на нулевом угле атаки критическая линия тока пересекает отошедшую ударную волну по нормали и энтропия имеет максимум на этой линии. При изучении обтекания затупленных тел на углах атаки много внимания уделялось вопросу о том, пересекает ли критическая линия тока отошедшую ударную волну также по нормали и, следовательно, будет ли энтропия максимальной на этой критической линии (иными словами, совпадает ли при ненулевом угле атаки давление в критической точке с полным давлением за прямым скачком уплотнения или отличается от него). Заметим, что



Фиг. 1

в ряде теоретических работ, посвященных исследованию обтекания тел под углом атаки, предположение об экстремальности энтропии является весьма существенным (см., например, [1, 2]). Используя результаты работ [3, 4], для некоторых тел можно приближенно оценить разность между давлением в критической точке  $p_{max}$  и давлением  $p_0'$  за прямым скачком уплотнения. По этим оценкам при небольших углах атаки  $\alpha$  разность  $\Delta p_{max} = p_{max} - p_0'$  составляет менее 0.5%  $p_0'$ , что находится на границе точности обычных методов эксперимента. Экспериментальное выяснение этого факта представляет довольно большие трудности и этим, по-видимому, объясняется то, что до сих пор нет экспериментального подтверждения или опровержения предположения об экстремуме энтропии на критической линии тока.

Целью данной работы было выяснение этого вопроса. Принципиально задача решается весьма просто. Необходимо измерить давление в критической точке какого-либо тела при  $\alpha \neq 0$  и полное давление за прямым скачком уплотнения с помощью насадки и сравнить эти давления между собой. Наиболее точные результаты можно получить путем дифференциального измерения. Схема такого эксперимента показана на фиг. 1. Основная часть исследований проводилась в сверхзвуковой аэродинамической трубе А-3 при числе  $M_1 = 3$  и давлении в ресивере 19 атм. Абсолютные давления измерялись на образцовых манометрах (класс точности 0.35%). Разности давлений измерялись дифференциально на наклонном U-образном спиртовом манометре с длиной трубок 4.2 м (точность отсчета показаний  $\pm 1.5$  мм, угол

наклона к горизонту  $18^\circ$ ). Исследовалось давление в критической точке крыла, круглого в плане, при углах атаки  $|90^\circ - \alpha| \leq 45^\circ$ . Положение критической точки определялось путем предварительных дифференциальных измерений давления в ее окрестности. Под углом атаки  $\alpha = 90^\circ$  понимается то положение крыла, когда вектор скорости нормален к его поверхности (т. е. случай обтекания круглого торца). Угол атаки  $\alpha$  изменялся в плоскости  $xoz$  (фиг. 1). Диаметр крыла  $D^\circ = 70$  мм. Наружный диаметр насадка  $D = 14$  мм, диаметр отверстия в нем  $d = 0.8$  мм. Насадок с таким отношением  $d/D$  правильно измеряет давление  $p_0'$ .

Однако при проведении этих исследований имеется ряд причин, существенно влияющих на точность получаемых результатов. Здесь рассматриваются эти причины и способы устранения их влияния, использованные в данной работе.

Одной из основных причин, влияющих на точность измерения указанной выше разности давлений, является неравномерность поля скоростей. В настоящее время поле скоростей в аэродинамической трубе, имеющее неравномерность по числу Маха  $(\Delta M_1) / M_1 \approx 0.4\%$ , считается достаточно удовлетворительным для проведения большинства исследований. Однако, например при числе  $M_1 = 3$ , такая неравномерность поля скоростей по числу  $M_1$  соответствует неравномерности поля полных давлений (измеренного насадком полного давления)  $\delta p^\circ = \Delta p_0' / p_0' \approx 1\%$ .

Получение более равномерного поля скоростей требует проведения весьма трудоемких работ по доводке сопла трубы. Поэтому сначала в данной работе было исследовано все поле скоростей аэродинамической трубы дифференциальным методом и определены участки с минимальной неравномерностью. Неравномерность этих участков поля составляет  $\delta p^\circ \leq 0.15\%$ , а линейные размеры — около 40 мм. При проведении исследований модели всегда устанавливались только на этих участках поля скоростей. Заметим, что центры этих участков не лежат на горизонтальной оси симметрии  $y = 0$ . На фиг. 2 для примера приведено поле скорости  $\delta p^\circ = f(z)$  (в процентах) при  $y = 24$  мм.

Второй причиной является конденсация водяных паров в сопле аэродинамической трубы, вызывающая изменение поля скоростей. Поэтому влагосодержание контролировалось и во всех экспериментах соответствовало точке росы не выше минус  $35^\circ$  С.

Третья причина — возможные геометрические ошибки при установке жестких сменных сопел аэродинамической трубы. Поэтому при проведении работы перемонтаж сопел не проводился.

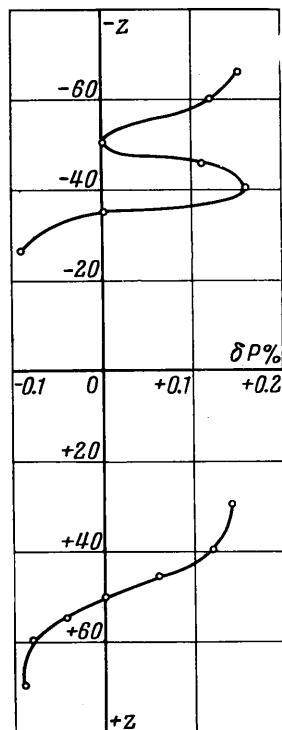
Четвертая причина — значительное изменение положения критической точки относительно сопла трубы при изменении угла атаки, что приводит к ее перемещению в другую точку поля скоростей. Во избежание этого модель при изменении угла атаки  $\alpha$  перемещалась и вдоль оси  $z$  так, что критическая точка на модели находилась в одной и той же точке поля скоростей.

Пятая причина — ошибка  $\Delta \gamma$  в расположении дренажной точки на модели, соответствующей точке торможения  $\gamma_{\max}$  на расчетном угле атаки. Диаметр дренажного отверстия 0.5 мм, а ошибка  $|\Delta \gamma|$  не превышала 0.2 мм.

Шестая причина — ошибка  $\Delta \alpha$  при установке угла атаки. В наших экспериментах  $|\Delta \alpha| \leq 0^\circ 15'$ . Заметим, что как ошибка  $\Delta \gamma$ , так и ошибка  $\Delta \alpha$  приводят к тому, что действительная точка торможения на модели не будет совпадать с дренажной точкой, и, следовательно, измеренное давление будет меньше давления  $p_{\max}$ . Влияние двух последних причин сводилось к технически возможному минимуму за счет высокой точности изготовления моделей и установки угла атаки.

Седьмая причина — различие в величине гидравлического сопротивления измерительных трасс от крыла и насадка до U-образного манометра. Вследствие этой разницы при колебании давления в ресивере даже в небольших пределах показания манометра при дифференциальных измерениях неустойчивы. Для устранения этого явления гидравлические сопротивления обеих трасс подбирались одинаковыми путем динамической тарировки. Таким образом обеспечивалось отсутствие колебаний спиртового столба в манометре.

Восьмая причина — отклонение  $s_k$  критической линии тока от своего первоначального направления на участке от точки пересечения с ударной волной до крити-



Фиг. 2

ческой точки (фиг. 1). Величина этого отклонения, к сожалению, точно неизвестна. Но оценки показывают, что она примерно на порядок меньше расстояния от тела до отошедшей ударной волны [3, 5, 6]. В нашем случае при числе  $M_1 = 3$  и угле атаки  $|90^\circ - \alpha| \leq 45^\circ$  величина отклонения  $c_* \leq 2$  мм.

Исключить эту ошибку можно, если каждую модель крыла испытывать дважды — при угле атаки  $\alpha < 90^\circ$  и  $\alpha > 90^\circ$ , чтобы отклонение критической линии тока  $c_*$  было различных знаков.

Девятая причина — собственно ошибки при отсчете показаний манометра. Однако при дифференциальных измерениях на наклонном спиртовом манометре в рассматриваемом случае разница давлений отсчитывается весьма точно. Действительно, даже при  $\Delta p_{\max} = 0.1\% p_0'$  величина спиртового столба составляет  $\sim 250$  мм, а точность отсчета — 1.5 мм.

Предварительное исследование поля скоростей и распределения давления в окрестности критической точки позволило оценить при измерении  $\Delta p_{\max}$  величины ожидаемых ошибок  $\delta p = \Delta p_{\max} / p_0'$  вследствие указанных выше причин; приводим некоторые результаты:

Отклонение		$\delta p\%$
В установке модели в трубе	$\Delta z = 0.5$ мм	0.008
В положении дренажной точки	$\Delta r = 0.2$ мм	0.016
В установке угла атаки	$\Delta \alpha = 0^\circ 15'$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.018 \text{ при }  90^\circ - \alpha  = 5^\circ \\ 0.005 \text{ при }  90^\circ - \alpha  = 35^\circ \end{array} \right.$
Показаний манометра	$\Delta h = 1.5$ мм	
Критической линии тока	$c_* \leq 2$ мм	$\leq 0.030$

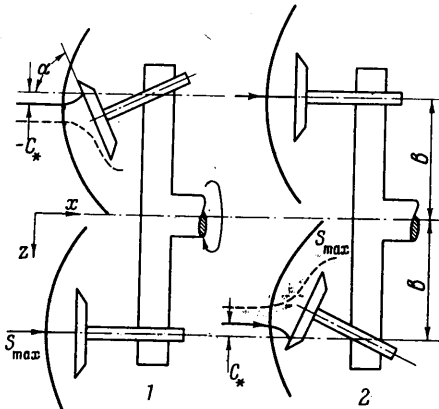
Суммарная ожидаемая ошибка  $\delta p = \Sigma \delta p \leq 0.073\%$ .

Методика проведения эксперимента была следующая. Сначала измерялась разность  $(\Delta p_{\max})_{\alpha=90^\circ}$  между давлением в критической точке крыла и насадком при угле атаки  $\alpha = 90^\circ$ . Затем измерялась разность  $(\Delta p_{\max})_{\alpha \neq 90^\circ}$  при  $\alpha \neq 90^\circ$ . Как указывалось выше, эксперименты проводились как при  $\alpha < 90^\circ$ , так и при  $\alpha > 90^\circ$ . Исходя из этих данных, была получена зависимость

$$\Delta p_{\max} = (\Delta p_{\max})_{\alpha \neq 90^\circ} - (\Delta p_{\max})_{\alpha=90^\circ} = f(|90^\circ - \alpha|)$$

Таким способом практически исключается ошибка в определении  $\Delta p_{\max}$  из-за неравномерности поля скоростей. Изменением же поля скоростей в трубе от эксперимента к эксперименту из-за различного содержания водяных паров можно заведомо пренебречь, так как точка росы была не выше минус  $35^\circ \text{C}$ . Кроме того, запаса воздуха в баллонах было вполне достаточно для проведения серии из трех экспериментов ( $\alpha = 90^\circ$ ,  $\alpha < 90^\circ$  и  $\alpha > 90^\circ$ ) без дополнительного наполнения баллонов, так что влагосодержание было практически одинаковое.

После проведения исследований на круглом крыле диаметром 70 мм с насадком, имеющим диаметр 14 мм, были проведены эксперименты на поворотной державке. Схема такого эксперимента показана на фиг. 3. На поворотной державке были укреплены два одинаковых круглых крыла диаметром 45 мм. Одно из них устанавливалось на угол атаки  $\alpha = 90^\circ$ , а второе — на угол  $\alpha \neq 90^\circ$ . Расстояние между их критическими точками равно  $2b$ . Разница между давлениями в их критических точках измерялась на том же наклонном спиртовом манометре. Давление в критической точке крыла, установленного на угол атаки  $\alpha = 90^\circ$ , естественно, равно  $p_0'$ . После запуска трубы и регистрации разности давлений в положении 1 (крыло, установленное при  $\alpha < 90^\circ$ , расположено в трубе при  $z < 0$ ), поворотная державка переводилась в положение 2 путем поворо-



Фиг. 3

та на  $180^\circ$  вокруг продольной оси  $z$ . При этом критические точки крыла  $\alpha \neq 90^\circ$  и крыла  $\alpha = 90^\circ$  менялись местами (фиг. 3). После проведения измерений в положении 2 труба останавливалась. Разность давлений  $\Delta h_i$ , измеренная манометром, определялась разностью давлений  $(\Delta p_{\max})_{\alpha=90^\circ}$  в этих точках поля скоростей трубы и собственно разностью давлений  $(\Delta p_{\max})_{\alpha \neq 90^\circ}$  в критических точках крыльев при  $\alpha = 90^\circ$  и  $\alpha \neq 90^\circ$ . Соответственно для положений 1 и 2 можно записать следующие

соотношения:

$$\Delta h_1 = (\Delta p_{\max})_{\alpha=90^\circ} + (\Delta p_{\max})_{\alpha \neq 90^\circ} \quad (1)$$

$$\Delta h_2 = -(\Delta p_{\max})_{\alpha=90^\circ} + (\Delta p_{\max})_{\alpha \neq 90^\circ} \quad (2)$$

Отсюда

$$(\Delta p_{\max})_{\alpha \neq 90^\circ} = \frac{1}{2}(\Delta h_1 + \Delta h_2) \quad (3)$$

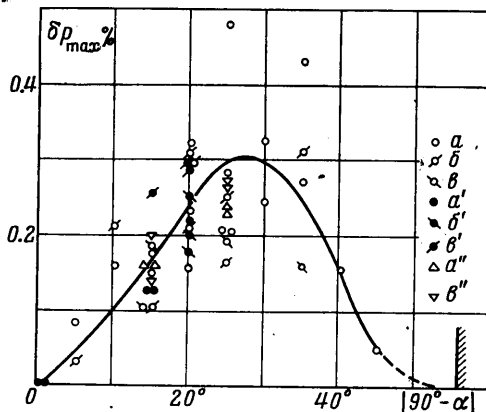
Из формулы (3) следует, что искомая разница является полусуммой показаний манометра в двух положениях. Существенным преимуществом рассмотренного способа дифференциальных измерений на поворотной державке является то, что при этом исключается влияние неравномерности поля скоростей и влажности воздуха. Кроме того, сравнивается давление в критических точках двух совершенно одинаковых крыльев, но установленных соответственно при  $\alpha = 90^\circ$  и  $\alpha \neq 90^\circ$ .

Приводим типы исследованных моделей и их положение 1, 2 в трубе, согласно фиг. 3; в положении 3 крыло располагалось в трубе при  $z < 0$  (т. е. там же, где и в положении 1), но при  $\alpha > 90^\circ$ ; положение 4 получается поворотом поворотной державки из положения 3 на  $180^\circ$ ;

Тип модели	Положение в трубе	Расстояние мм	Обозначение на фиг. 4	
Крыло диаметром 70 мм + Б + насадок диаметром 14 мм	1	—	a	Эксперименты в аэродинамической трубе А-3
	2	—	b	
	3	—	c	
Два крыла диаметром 45 мм на поворотной державке	1+2	100	a'	Контрольные эксперименты
	1+2	140	b'	
	3+4	140	c'	
Два крыла диаметром 45 мм на поворотной державке	1+2	197	a''	Контрольные эксперименты
	3+4	197	b''	

Полученные результаты приведены на фиг. 4, где построена зависимость  $(p_{\max} - p_0) = f(|90^\circ - \alpha|)$ . Видно, что при  $\alpha = 90^\circ$  эта разность равна нулю. При  $\alpha \neq 90^\circ$  давление в критической точке превышает давление  $p_0'$  за прямым скачком уплотнения. При угле  $|90^\circ - \alpha| = 25 \div 30^\circ$  разница давлений  $(p_{\max} - p_0')$  достигает максимума и затем при дальнейшем увеличении угла  $|90^\circ - \alpha|$  уменьшается. Максимальное превышение давления в критической точке при  $\alpha \neq 90^\circ$  составляет около 0.3% от давления  $p_0'$ .

Для проверки полученных результатов были проведены контрольные эксперименты в другой аэродинамической трубе на той же поворотной державке и по той же методике. Эти данные также приведены на фиг. 4. Хотя неравномерность поля скоростей в этой трубе была около 1.5% от давления  $p_0'$ , полученные контрольные результаты хорошо совпадают с результатами основных экспериментов на трубе А-3. Это свидетельствует о пригодности рассмотренного в данной работе способа дифференциальных измерений в сочетании с поворотной державкой для проведения подобного рода исследований.



Фиг. 4

Факт превышения давления  $p_0'$  давлением в критической точке крыла при угле атаки  $\alpha \neq 90^\circ$  свидетельствует о том, что критическая линия тока пересекает ударную волну не по нормали. Таким образом, экспериментально установлено, что энтропия на критической линии тока не экстремальна. Линия тока с максимальной энтропией  $S_{\max}$  не попадает на поверхность тела и проходит мимо. Различие в характере обтекания крыла в отношении взаимного расположения критической линии тока и линии тока с максимальной [ε] энтропией  $S_{\max}$  показано на фиг. 3 (соответственно сплошной и пунктирной линией).

Авторы признательны Г. Г. Черному и Г. Ф. Теленину за обсуждение результатов этих исследований на семинарах и за постоянное внимание к работе. Авторы благодарят А. Л. Гонора за полезные дискуссии при выполнении работы, А. И. Швеца за предоставленную возможность провести контрольные эксперименты и С. П. Исаева за помощь в их проведении.

## 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 вынести 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.