

УДК 532.526:533.6.011.72

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
СТРУКТУРЫ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ
ЗВЕЗДООБРАЗНОЙ ФОРМЫ И ИХ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИК**

ЗУБИН М. А., ЛАПЫГИН В. И., ОСТАПЕНКО Н. А.

Приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования сверхзвукового обтекания тел со звездообразным поперечным сечением и плоскими гранями, имеющих эквивалентный круговой конус удлинения $1,3$, в зависимости от числа «лепестков» звездообразного тела и внутреннего радиуса в его миделевом сечении. Представлены данные по коэффициенту волнового сопротивления исследованных тел и сравнение полного сопротивления, рассчитанного с использованием полупырической теории, с результатами весовых измерений.

Анализ экспериментальных данных для коэффициента аэродинамического сопротивления звездообразных тел при угле атаки $\alpha=0$, проведенный в [1], показал его слабую зависимость от параметра n — количества лепестков при фиксированном числе Маха, что противоречит устоявшемуся представлению о том [2, 3], что увеличение количества циклов тела звездообразной формы должно приводить к уменьшению его сопротивления по крайней мере в нешироком диапазоне изменения параметра n . В связи с этим там же было высказано соображение, что слабое влияние количества лепестков звездообразного тела на его сопротивление связано с образованием волновых структур, в частности взаимодействием ударных волн маховского типа, существенно влияющих на волновое сопротивление тел из-за возникновения обширных зон повышенного давления за внутренними скачками уплотнения, с возможностью появления отрыва пограничного слоя.

Для проверки высказанного допущения и выяснения действительных причин, влияющих на поведение зависимостей полного сопротивления (экспериментально установленных в [1]) тел звездообразной формы, представлялось необходимым проведение теоретического и соответствующего экспериментального исследования структуры сверхзвукового обтекания звездообразных тел.

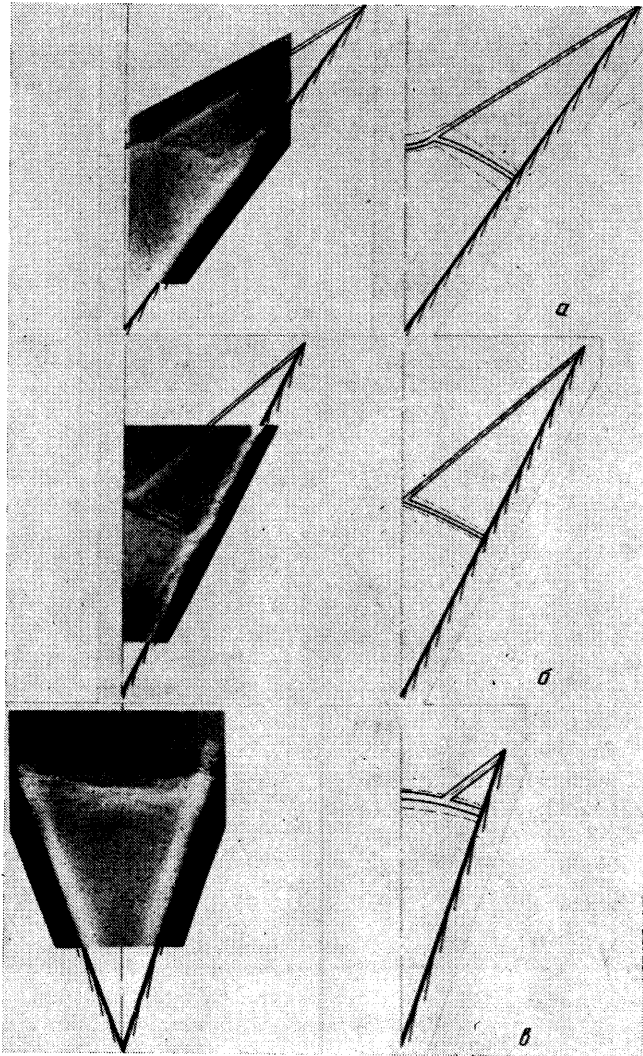
Теоретическое изучение велось с использованием метода установления для конических течений идеального газа, описанного в [4], экспериментальное — с помощью специального оптического метода визуализации пространственных течений [5], успешно применявшегося в [6—8].

Были рассчитаны течения около тел звездообразной формы первой ($r/R=0,4$) и второй ($r/R=0,6$) серий при угле атаки $\alpha=0$ и числах Маха $M=3; 4$ и 5 для случаев сверхзвуковых передних кромок звездообразного тела. Здесь r — внутренний радиус звездообразного тела, R — радиус эквивалентного конуса в их миделевых сечениях. Параметр $n=3; 4; 6; 8$ и $3; 4; 6; 8; 10; 15$ соответственно для звездообразных тел первой и второй серий, что имело место в [1].

Эксперименты по исследованию картины обтекания были проведены для моделей первой и второй серий при числах $M=3$ и $Re=1,6 \cdot 10^8 \text{ м}^{-1}$,

для которого на 80% длины модели имеет место турбулентный пограничный слой.

Теоретические и экспериментальные результаты представлены на фиг. 1, для $M=3$ в виде картин течения в плоскости, нормальной внутреннему ребру цикла звездообразного тела первой серии (фиг. 1, а, б, $n=6$; 8) и второй серии (фиг. 1, в, $n=15$). На фигурах слева даны фотографии

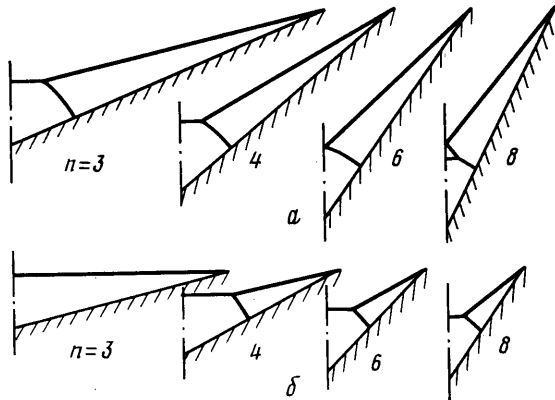


Фиг. 1

фрагментов течения, справа — снятые с теневых фотографий структуры ударных волн (сплошные линии) и их сопоставление с расчетом (штриховые линии). Мостообразный скачок в случае маховского взаимодействия ударных волн и внутренний скачок уплотнения в силу их «размазывания» в схемах сквозного счета с искусственной вязкостью изображены в виде коридоров, ограниченных штриховыми линиями, шириной, соответствующей полю максимальных поперечных градиентов параметров потока. В целом можно отметить полное качественное соответствие структур удар-

ных волн и хорошее совпадение положений как головных, так и внутренних скачков уплотнения. На эффектах, связанных с взаимодействием ударных волн с пограничным слоем остановимся ниже.

Прежде всего полученные результаты свидетельствуют о том, что приближенная методика оценки волнового сопротивления и внутреннего взаимодействия встречных потоков в ударном слое (сосредоточенные силы), использованная в [1], в исследуемом диапазоне чисел Маха является очень грубой. Уже начиная со значения параметра $n=3$ при числе $M=3$ в цикле звездообразного тела наблюдалось маховское взаимодействие ударных волн. С ростом количества лепестков интенсивность мостообразного и



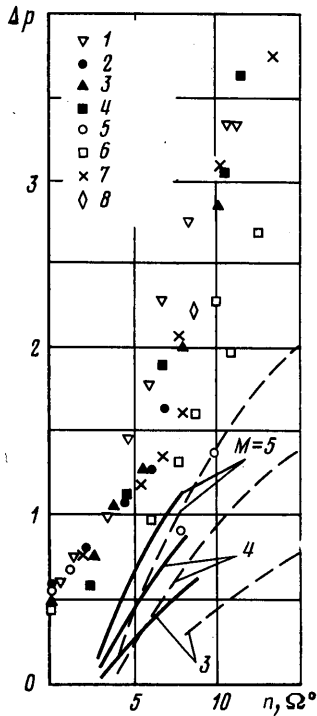
Фиг. 2

внутреннего скачков уплотнения увеличивается, в то время как интенсивность ударной волны, присоединенной к передней кромке, падает и, следовательно, оценка волнового сопротивления по давлению за плоским скачком на кромке все больше ухудшается. Так, в частности, перепад давления во внутренней ударной волне для звездообразного тела первой серии для параметров $M=3$, $n=8$ (фиг. 1, б) достигает порядка 60%. При этом скачок уплотнения, отраженный от плоскости симметрии, для течения на сфере принадлежит сильному семейству. Область повышенного давления за внутренней ударной волной занимает значительную часть размаха лепестка звездообразного тела, что вносит значительный вклад в интегральные силовые характеристики, особенно для модели второй серии (фиг. 1, в).

На фиг. 2, а, б приведены соответственно картины обтекания тел звездообразной формы первой и второй серий, полученные расчетным путем, для числа $M=5$, где координаты точек мостообразного и внутреннего скачков уплотнения выбирались по максимальным значениям поперечных градиентов параметров потока.

Анализ волновых структур, реализующихся при сверхзвуковом обтекании звездообразных тел, когда их передние кромки являются сверхзвуковыми, показал, что точный учет взаимодействия потоков в ударном слое очень важен для получения реальных величин волнового сопротивления, по крайней мере для значений параметра $n > 4$, во всем диапазоне указанных значений чисел Маха набегающего потока. Расчетным путем установлено, что относительные перепады давления $\Delta p = p_2/p_1 - 1$ на внутренних скачках уплотнения, приходящих на стенку, для звездообразного тела первой серии ($n=8$) достигают 1,85 и 2,15 соответственно для чисел $M=4$ и 5, а для звездообразного тела второй серии ($n=15$) — 1,8; 2,4 и 3,05

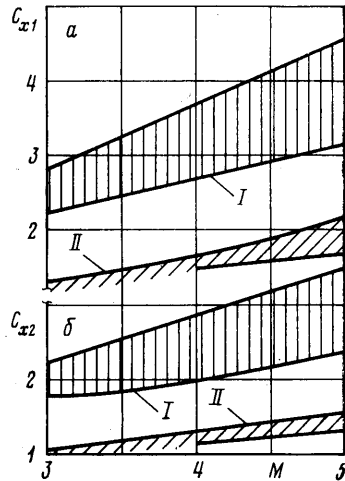
для чисел $M=3$; 4 и 5. Соответствующие величины приведены на фиг. 3, где p_1 — давление за плоской ударной волной, присоединенной к передней



Фиг. 3

кромке, p_2 — давление за внутренним скачком уплотнения (сплошные линии — звездообразные тела первой серии, штриховые — второй серии).

Полученные данные показали, что точные значения волнового сопротивления тел звездообразной



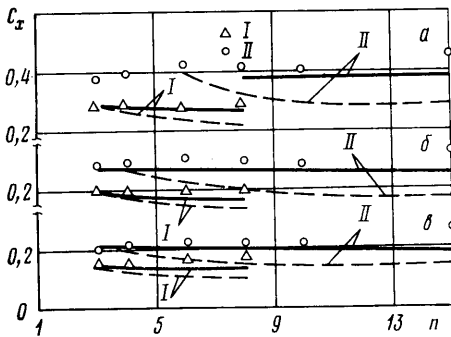
Фиг. 4

формы слабо уменьшаются с ростом параметра n , а для звездообразных тел второй серии при числе $M=3$ практически остаются постоянными.

Таким образом, основное влияние на сопротивление тела звездообразной формы оказывает не количество его лепестков, а значение параметра r/R , характеризующего отношение характерного размера «эффективного миделя» звездообразного тела к характерному размеру миделевого сечения эквивалентного тела вращения.

На фиг. 4, а, б в виде заштрихованных коридоров, ограниченных сплошными линиями, приведены области изменения величин C_{x1} и C_{x2} , являющихся соответственно отношениями значений волнового сопротивления кругового конуса и степенного тела с показателем степени $m=0,65$ (см. [1]) к значению волнового сопротивления звездообразных тел первой (I) и второй (II) серий для $n=3-8$ в зависимости от числа Маха набегающего потока. Величина волнового сопротивления указанного эквивалентного по длине и площади миделя степенного тела вращения заимствована из [9]. Наблюдается сильная зависимость достигаемого звездообразным телом преимущества в волновом сопротивлении по сравнению с эквивалентными телами вращения от параметра r/R . Так, в среднем тела звездообразной формы второй серии обладают в 1,3 и 2 раза меньшим волновым сопротивлением, чем конус, соответственно для чисел $M=3$ и 5, тогда как тела первой серии — в 2,5 и 4, и в 1,05 и 1,3 раза меньшим волновым сопротивлением, чем степенные тела, а тела первой серии — в 2 и 3 раза.

Полученное расчетным путем волновое сопротивление тел звездообразной формы позволяет уточнить оценку их полного сопротивления, сделан-



Фиг. 5

вание. Следует отметить также, что при малых значениях параметра n , когда внутренние ударные волны имеют относительно небольшую интенсивность, неплохие результаты дают расчеты и по приближенной методике (штриховые линии).

Обратимся к вопросу о взаимодействии внутренних ударных волн в ударном слое около тел звездообразной формы с пограничным слоем на стенке. Как было указано выше, на большей части по длине моделей тел звездообразной формы скачки уплотнения взаимодействуют с турбулентным пограничным слоем. Исследование обтекания моделей первой и второй серий при числе $M=3$ с использованием оптического метода и течения на поверхности моделей с помощью маслосажевых покрытий показало, что на звездообразных телах первой серии при $n=3$ и 4 и на звездообразных телах второй серии при $n=8$ и 10 не наблюдался отрыв пограничного слоя. В то же время на модели первой серии ($n=6$) имел место отрыв ламинарного слоя в окрестности носика модели, при этом, согласно расчету (фиг. 3), относительный перепад давлений во внутреннем скачке уплотнения равнялся 1,4. Картина течения, наблюдаемая в этом случае на теневом снимке (фиг. 1, а), в области стенки качественно согласуется с картиной течения [8], наблюдаемой при режиме взаимодействия, предотрывном для турбулентного пограничного слоя. Для $n=8$ на модели первой серии (относительный перепад давления в скачке, падающем на стенку, 1,6 (фиг. 3)) отрыв пограничного слоя наблюдался уже по всей длине модели. На фиг. 1, б, соответствующей этому случаю, отчетливо видна темная область — зона отрыва в окрестности стенки. Линия отрыва располагается несколько впереди падающего скачка, линия присоединения — на значительном расстоянии вниз по потоку в поперечной плоскости течения, что согласуется с результатами исследования [8].

В общем случае на начало отрыва турбулентного слоя и характеристики области отрыва могут влиять число Маха потока в ударном слое, угол скольжения передней кромки по отношению к направлению скорости за плоским скачком уплотнения, присоединенным к передней кромке, и интенсивность внутренней ударной волны в случае ее нормального падения на стенку. Однако в случае падения скачка уплотнения на развитый турбулентный пограничный слой положение линии отрыва при равных его интенсивностях не зависит от скольжения передней кромки [8].

Для анализа влияния на отрыв турбулентного слоя числа Маха потока и интенсивности скачка уплотнения на фиг. 3 приведены экспериментальные значения угла Ω между линией отрыва и падающей ударной волной, данные для которого взяты из: [8] — точки I для числа $M=3$; [10] — точ-

ную приближенно в [4], и сопоставить с экспериментальными данными. Коэффициент полного сопротивления звездообразных тел первой и второй серий, вычисленный с учетом донного сопротивления и сопротивления трения (по методике [4]), нанесен сплошными кривыми на фиг. 5, а—в соответственно для чисел $M=3$; 4 и 5. Сравнение полуэмпирических зависимостей полного сопротивления звездообразных тел первой (I) и второй (II) серий и его экспериментальных значений указывает на их удовлетворительное согласо-

ки 2, 3, 4 соответственно для чисел $M=2; 3; 4$; [11] — точки 5, 6, 7 соответственно для $M=2; 3; 4$; [12] — точки 8 для $M=3,75$.

Следует заметить, что на фиг. 3 нанесены результаты измерений, полученные на различных экспериментальных моделях. В [8, 10] исследовался отрыв на стенке угла при падении плоского скачка уплотнения, в [11] — на пластине с установленным на некотором расстоянии от ее передней кромки клином, где имел место турбулентный пограничный слой. В первом случае возмущенное течение является существенно трехмерным лишь в окрестности носика модели, где коничность его нарушается из-за наличия ламинарного и переходного пограничных слоев [7], в области же взаимодействия с развитым турбулентным слоем отрывное течение является коническим. Во втором случае [11] конический характер течения нарушается в силу неравномерности потока, набегающего на клин, около поверхности пластины.

В целом из приведенных экспериментальных (фиг. 3) результатов можно сделать вывод, что, по крайней мере в диапазоне чисел $M=2-4$, на моделях типа угла, какой является и цикл звездообразного тела, угол между линией отрыва турбулентного пограничного слоя и падающей ударной волной слабо зависит от числа Маха потока, а зависит только от интенсивности скачка уплотнения.

Возвращаясь к картине течения около модели первой серии при $n=8$ (фиг. 1, б), можно сказать, что при перепаде давления во внутреннем скачке уплотнения $p_2/p_1=1,6$, который здесь имеет место, отрыв турбулентного слоя «только начался» (фиг. 3).

Остановимся на структуре обтекания модели второй серии при $n=15$ (фиг. 1, в), где перепад давления во внутренней ударной волне $p_2/p_1=1,8$. Измерения угла между линией падения внутреннего скачка уплотнения на стенку и передней кромкой показали, что его значение, равное $3,5^\circ$, весьма близко к величине угла Ω отклонения линии отрыва от падающего скачка уплотнения (фиг. 3). В такой ситуации возмущения давления, распространяющиеся вверх по пограничному слою, заведомо дойдут до передней кромки, что может привести к существенным изменениям в характере обтекания модели в отличие от случая, когда отрыв локализуется в месте падения ударной волны на стенку (фиг. 1, б). С одной стороны, может произойти отсоединение ударной волны от кромки, на что было указано в [6] при изучении выхода обтекания V-образного крыла на режим с сильной ударной волной, лежащей на передних кромках, с другой — может возникнуть нестационарное обтекание — режим автоколебаний, в котором ударная волна то отсоединяется, то присоединяется к передней кромке. В пользу последнего допущения свидетельствуют сильно возмущенный фронт головной ударной волны, а также наличие многочисленных концентрических полос перепада плотности в сжатом слое на снимке течения (фиг. 1, в). В обычном случае они не наблюдаются и здесь могут трактоваться как идущие с определенной частотой возмущения.

Проведенное исследование взаимодействия внутренних ударных волн с турбулентным пограничным слоем указывает, что наличие отрыва пограничного слоя вносит изменение не только в локальные характеристики течения, но и дает определенный вклад в величины аэродинамических коэффициентов как волнового сопротивления, так и сопротивления трения. Причем это влияние будет более значительным в случае ламинарного пограничного слоя, который имел место для указанных в [1] чисел Рейнольдса в весовых экспериментах, так как при этом критические перепады давления меньше и линия отрыва уходит значительно дальше вверх по потоку от падающего скачка уплотнения, чем для турбулентного пограничного слоя [13]. Именно этими причинами можно объяснить от-

носителю больше различие результатов весовых измерений [1] и полуэмпирической теории (фиг. 5 — сплошные линии) при больших значениях параметра n , особенно для звездообразного тела второй серии, при $n=15$.

В заключение следует сказать, что соображения, высказанные в [1] по поводу причин, порождающих экспериментально наблюдаемую слабую зависимость аэродинамического сопротивления тел звездообразной формы от параметра n при угле атаки $\alpha=0$, оказались правильными. Проведение простых теоретических оценок действующих на тело сил в исследованных здесь и в подобных им сложных течениях во многих случаях весьма затруднительно, так как даже точные расчеты для модели идеального газа должны подвергаться критическому анализу с целью построения реальных структур обтекания и корректироваться с учетом взаимодействия ударных волн и пограничного слоя с использованием, например, соответствующих экспериментальных зависимостей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ведерников Ю. А., Гонор А. Л., Зубин М. А., Остапенко Н. А. Аэродинамические характеристики звездообразных тел при числах $M=3-5$.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 4, с. 88.
2. Гонор А. Л. О пространственных телах наименьшего сопротивления при больших сверхзвуковых скоростях.— ПММ, 1963, 27, вып. 1, с. 185.
3. 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, с. 93.
4. Лапыгин В. И. Расчет стационарного обтекания V-образных крыльев методом установления.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 3, с. 180.
5. Алексеев В. Н., Семченко В. В. Исследование конических течений новым оптическим методом.— В кн.: Науч. конф. Ин-т мех. Моск. ун-та. М., 1972, с. 4. (Тез. докл.).
6. Зубин М. А., Остапенко Н. А. Экспериментальное исследование некоторых особенностей сверхзвукового обтекания V-образных крыльев.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 4, с. 130.
7. Зубин М. А., Остапенко Н. А. Структура течения в отрывной области при взаимодействии прямого скачка уплотнения с пограничным слоем в угле.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 3, с. 51.
8. Зубин М. А., Остапенко Н. А. Экспериментальное исследование структуры трехмерных сверхзвуковых течений с отрывом пограничного слоя в углах.— В кн.: Струйные и отрывные течения. М.: Изд-во МГУ, 1979, с. 14.
9. Аэромеханика сверхзвукового обтекания тел вращения степенной формы. М.: Машиностроение, 1975. 183 с.
10. Демьяненко В. С., Игумнов В. А. Трехмерное взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем.— В кн.: Аэрофизические исследования. Новосибирск, 1972, с. 100.
11. Желтоводов А. А. Трехмерное взаимодействие скачка уплотнения, генерируемого клинообразным препятствием с турбулентным пограничным слоем.— В кн.: Аэрофизические исследования. Новосибирск, 1976, с. 125.
12. Newmann R. D., Token K. H. Prediction of surface phenomes induced by three-dimensional interactions on planar turbulent boundary layers, Paper 74-058, International Astronautical Federation XXV Congress. Amsterdam, 1974.
13. Korkegi R. H. On the structure of three-dimensional shock-induced separated flow regions.— AIAA Pap., 1976, № 165, p. 5.

Москва
Институт механики МГУ

Поступила в редакцию
26.IX.1980