

УДК 532.526:533.6.011.72

© 1993 г. Н. А. ОСТАПЕНКО

АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ТЕЛ СО ЗВЕЗДООБРАЗНЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ СЕЧЕНИЕМ ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ И ПРОБЛЕМЫ ЕГО РАСЧЕТА

Рассматривается влияние на аэродинамическое сопротивление реальных свойств газа в ударном слое около звездообразных тел пирамидальной формы: вязкости, толщины вытеснения пограничного слоя и его отрыва под действием внутренних ударных волн. Показано, что модели расчета полного сопротивления звездообразных тел, в которых не учитывается толщина вытеснения пограничного слоя, применимы лишь при небольших сверхзвуковых скоростях невозмущенного потока ($M_\infty \lesssim 3$). Предложена модель толщины вытеснения пограничного слоя, апробированная в широком диапазоне изменения параметров, определяющих геометрию пирамидальных тел, при больших сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростях. Сравнение с экспериментальными данными показало, что методика расчета адекватно отражает результаты экспериментальных исследований аэродинамического сопротивления звездообразных тел в случаях, когда внутренние скачки уплотнения в ударном слое не приводят к отрыву пограничного слоя, и может быть использована в задачах оптимизации.

1. Теоретические и экспериментальные исследования последних 15 лет (см. библиографию [1, 2]), посвященные изучению аэродинамических характеристик пространственных форм и структуры их обтекания при сверх- и гиперзвуковых скоростях, убедительно показали, что значительного снижения полного сопротивления тел в классе эквивалентных по длине L и площади миделевого сечения S_M можно достигнуть лишь путем перехода от тел с круговым миделем с радиусом $R_0 = \sqrt{S_M/\pi}$ к телам со звездообразным поперечным сечением.

К основным выводам, полученным в результате параметрических исследований аэродинамического сопротивления конических тел со звездообразным поперечным сечением, имеющих плоские грани, о которых речь и пойдет ниже, следует отнести следующие. Из двух параметров: n (количество циклов поперечного контура звездообразного тела) и $r' = r/R_0$ (r — минимальный радиус миделевого сечения, штрих далее опустим), определяющих геометрию указанного класса тел при постоянном удлинении эквивалентного конуса $\lambda = L/(2R_0) \lesssim 2$, основное влияние на снижение сопротивления оказывает параметр r . Особенно при малых и умеренных сверхзвуковых числах Маха ($2 \lesssim M_\infty \lesssim 4$), когда зависимость сопротивления от числа циклов n поперечного контура слабая и минимальное значение сопротивления может быть получено при $n = 3$ либо 4 [1]. Это объясняется тем, что при указанных числах Маха ударный слой около тела достаточно толст, чтобы структура течения в нем, зависящая от n , не оказывала существенного влияния на волновое сопротивление, определяемое характерным углом отклонения невозмущенного потока, величина которого близка к $\text{arctg}[r/(2\lambda)]$. В то же время в экспериментах по измерению аэродинамического сопротивления звездообразных тел с равным числом циклов при уменьшении параметра r вплоть до величины $\sim 0,3$ не было зафиксировано экстремальное значение сопротивления, хотя площадь

смачиваемой поверхности, пропорциональная $2S_M \lambda / (r \sin \pi/n)$, увеличивалась при этом более чем в 2 раза.

Упомянутые свойства аэродинамического сопротивления в зависимости от n и r не распространяются на большие сверх- и гиперзвуковые [3] скорости потока, при которых, в частности, уже нельзя с определенностью указать необходимое количество циклов n звездообразного тела для получения минимальных значений аэродинамического сопротивления.

В целом экспериментальные исследования [1—3] показали, что величина снижения сопротивления при переходе от тела вращения (в том числе оптимального степенного) к эквивалентному звездообразному телу существенно зависит от числа Маха и удлинения λ . С ростом числа Маха потока от 2 до 6 отношение аэродинамического сопротивления кругового конуса к сопротивлению эквивалентного тела со звездообразным поперечным сечением увеличивается и достигает, например, при $\lambda \leq 1,5$ более 2 раз [2]. Последние данные относятся к

телам с параметрами $n=4$, $r=0,4$, не отвечающими телам наименьшего сопротивления рассматриваемого класса. Эти значения n и r лишь соответствуют экспериментальной модели, имеющей минимальное сопротивление среди рассмотренных. Одновременно увеличивается диапазон изменения λ , в котором звездообразные тела обладают меньшим сопротивлением, чем эквивалентные тела вращения.

При гиперзвуковых скоростях потока ($M_\infty = 17,5$) [3] преимущество звездообразных тел уменьшается, хотя и остается значительным. Таким образом, максимальный выигрыш в сопротивлении у звездообразных тел достигается при числе $M_\infty > 6$.

Параллельно с экспериментальными исследованиями аэродинамического сопротивления пирамидальных тел при сверхзвуковых скоростях разрабатывалась и методика его расчета. Отметим наиболее существенные этапы в определении способов вычисления компонент, составляющих коэффициент аэродинамического сопротивления звездообразного тела $c_r = F_r / (q_\infty S_M)$, где F_r — продольная сила, действующая на тело при угле атаки, равном нулю, q_∞ — скоростной напор невозмущенного потока,

$$c_r = c_b + c_T + c_g \quad (1.1)$$

В [4] коэффициент сопротивления трения c , рассчитывался в предположении, что течение в пограничном слое в каждой из продольных полос, параллельных внутреннему ребру цикла звездообразного тела, на которые разбивается стреловидная плоская стенка полуцикла тела, не зависит от течения в соседних полосах. Причем в каждой из полос сила трения вычисляется, как на пластине, а затем интегрируется по всей поверхности полуцикла

$$c_T = \frac{q_1}{q_\infty} \frac{A_k}{\sqrt{\text{Re}_1}} \frac{k^2}{(k-1)(2k-1) \sin x} \quad (1.2)$$

$$\text{tg } x = \text{tg } \alpha \sin x_1, \quad \text{tg } \alpha = r/(2\lambda)$$

$$\text{tg } x_1 = \frac{\text{tg } (\pi/n)}{1 - (n/\pi) \text{tg } (\pi/n) r^2}$$

$$\text{Re}_1 = \frac{\text{Re}}{\cos \alpha} \frac{u_1}{u_\infty} \left(\frac{\rho_1}{\rho_\infty} \right)^{\omega+1} \left(\frac{p_1}{p_\infty} \right)^{-\omega}$$

$$A_2 = 1,328 (1 + 0,73 \sqrt{\text{Pr}} a)^{(\omega-1)/2}, \quad a = (x-1) M_1^2/2$$

$$A_5 = 0,116 (1 + \sqrt[3]{\text{Pr}} a)^{-0,55}$$

В (1.2) u_1 , ρ_1 , p_1 , q_1 — характерные полная скорость, плотность, давление и скоростной напор в ударном слое (за плоским скачком уплотнения, присоединенным к передней кромке), Re — число Рейнольдса, вычисленное по параметрам невозмущенного потока и длине тела L , $k = 2$ или 5 соответственно в случае ламинарного и турбулентного пограничного слоя на стенке полуцикла звездообразного тела. Здесь для локального коэффициента трения на пластине использованы соотношения, хорошо зарекомендовавшие себя при больших сверхзвуковых скоростях обтекания [5, 6], и принято допущение, что температура стенки равна температуре восстановления, χ — отношение удельных теплоемкостей, Pr и ω — число Прандтля и показатель степени в зависимости вязкости от температуры, M_1 — число Маха в ударном слое.

Описанный подход для вычисления силы трения в последующем широко использовался. В частности, в [7], где осуществлялся численный поиск конфигурации с максимальным аэродинамическим качеством в гиперзвуковом потоке, построенной в классе вырезок по поверхностям тока из течения за конической ударной волной (круговой конус), трение на поверхности рассчитывалось в предположении, что соседние линии тока, находящиеся в меридиональных плоскостях, не влияют друг на друга.

В [4] была найдена удачная аппроксимация для коэффициента донного сопротивления $c_x(1.1)$. Он рассчитывался в предположении, что донное давление у звездообразного тела совпадает с донным давлением p_x у кругового конуса с удлинением λ/r [8]

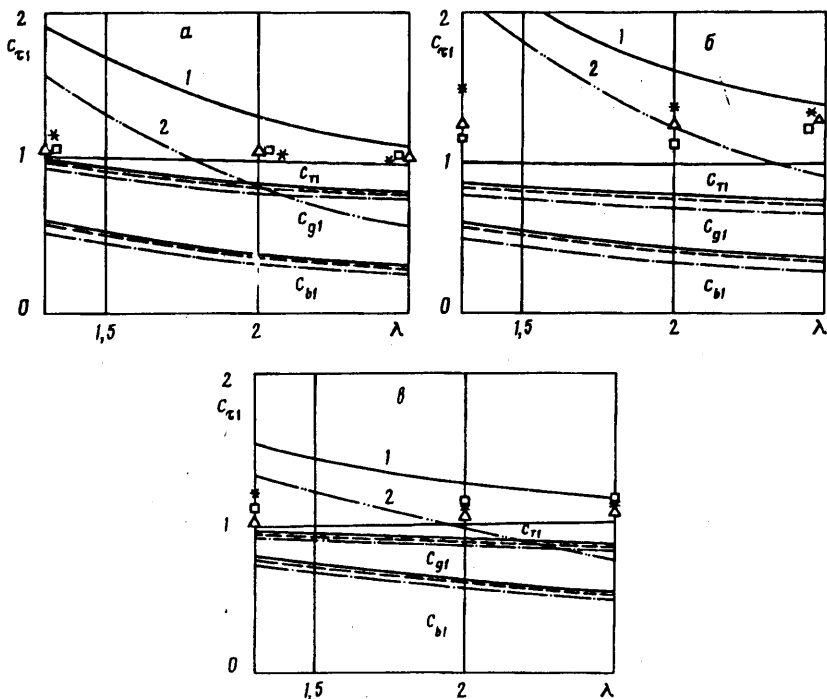
$$c_x = \frac{2}{\chi M_\infty^2} \left(1 - \frac{p_x}{p_\infty} \right) \quad (1.3)$$

Анализ экспериментальных данных [8] по p_x/p_∞ совместно с другими моделями расчета донного давления [9], а также с учетом вклада донного сопротивления в полное сопротивление звездообразного тела (1.1) при сверхзвуковых скоростях обтекания позволяет утверждать, что максимальная ошибка, допускаемая при указанном способе вычисления $c_x(1.3)$, не превосходит 3% величины коэффициента полного сопротивления, что находится в пределах погрешности его экспериментального определения.

Хорошее согласие экспериментальных данных по коэффициенту полного сопротивления $c_x(1.1)$ при числах $M_\infty = 2$ и 3 с результатами вычислений с использованием формул (1.2) и (1.3) для c_x и c_x было установлено в [4] на расчетных режимах обтекания звездообразных тел [10], когда коэффициент волнового сопротивления c_w определялся по точным соотношениям. В [4] была обнаружена также несостоятельность подхода, при котором коэффициент волнового сопротивления принимается равным коэффициенту давления за плоской ударной волной, присоединенной к передним кромкам звездообразного тела, на режимах обтекания, отличных от расчетного [10]. В частности, на режимах обтекания с маховской конфигурацией ударных волн в цикле звездообразного тела указанный подход давал заниженные значения c_x по сравнению с экспериментальными данными [4]. Особенно это проявлялось в окрестности переходных режимов: от обтекания с отсоединенной головной ударной волной [11] к обтеканию с присоединенной ударной волной, лежащей ниже плоскости передних кромок цикла звездообразного тела.

Достаточно интенсивные внутренние ударные волны, образующиеся во втором случае [12], приводят не только к образованию обширных областей в окрестности плоскости симметрии цикла тела со средним уровнем давления в них, значительно превосходящим давление за плоским скачком уплотнения на передней кромке, но и могут вызвать отрыв пограничного слоя на стенке.

Последнее обстоятельство потребовало исследования структуры течения в области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем в конических



Фиг. 1

течениях, установления критериев отрыва, выявления определяющих параметров и зависимостей, позволяющих легко оценивать размеры отрывных зон и прогнозировать их влияние на общую структуру обтекания. Соответствующие результаты, полученные на модельной задаче в случае нормального падения на пластину косога скачка уплотнения [13, 14], оказались применимыми и в случаях падения на стенку криволинейных ударных волн либо последовательности ударных волн [15, 16].

С использованием данных [13, 14] о распространении вверх по потоку области отрыва пограничного слоя в [17] удалось объяснить реализацию нестационарного режима обтекания звездообразного тела ($M_\infty = 3$, $\lambda = 1,3$, $n = 15$, $r = 0,6$) выходом линии отрыва на переднюю кромку. При этом сопротивление, измеренное в эксперименте, на 10% превышало значение c_r , полученное расчетным путем, когда в качестве коэффициента волнового сопротивления использовалось c_b , найденное в результате численного решения задачи обтекания звездообразного тела в рамках модели идеального газа.

Использование точного значения c_b , полученного в численном решении, наряду с c_r и c_x , определенными по (1.2) и (1.3), обеспечивает удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных величин c_r и позволяет объяснить слабую зависимость c_r от количества циклов n при постоянных λ и r . Последняя связана с относительно небольшим уменьшением коэффициента волнового сопротивления с ростом n по сравнению с коэффициентом давления за скачком уплотнения на передних кромках звездообразного тела, которое компенсируется увеличением коэффициента сопротивления трения.

На фиг. 1 в зависимости от λ приведены данные для относительных величин составляющих аэродинамического сопротивления звездообразных тел, рассчитанных по описанной выше методике, и аэродинамического сопротивления, полученного в эксперименте, соответственно при $(M_\infty, r) = (4; 0,4) - а, (6; 0,4) - б, (6; 0,6) - в$. Каждая из относительных величин: волнового сопротивления c_{b1} ,

сопротивления трения c_{τ} и донного сопротивления c_{d1} , полученных делением своего абсолютного значения на расчетное значение полного сопротивления звездообразного тела, представлена своей полосой, так что их сумма для любого тела равна единице. Сплошные линии ограничивают данные для c_{b1} , c_{τ} и c_{d1} , соответствующие звездообразным телам с числом циклов $n = 3$, штриховые — $n = 4$, штрихпунктирные — $n = 6$. Этой же последовательности значений n отвечают точки 1—3, которыми нанесены экспериментальные значения сопротивления звездообразных тел, отнесенные к соответствующим расчетным значениям c_r .

На фиг. 1 кривыми 1 представлены также экспериментальные величины аэродинамического сопротивления эквивалентных круговых конусов, отнесенные к расчетному значению c_r звездообразного тела, имеющего то же удлинение, с числом циклов $n = 4$, и кривыми 2 — относительные значения их волнового сопротивления. Согласно расчетам, максимальный относительный вклад сил трения в сопротивление конуса максимального удлинения $\lambda = 2,5$ не превышает 5—7%. Экспериментальные точки на фиг. 1 нанесены при $\lambda = 1,3$, 2 и 2,5 в соответствии с имеющимися данными для аэродинамического сопротивления звездообразных тел при числах $M_{\infty} = 2-6$ [1,2].

Зависимости $c_{\tau}(\lambda)$, соответствующие числам $M_{\infty} = 2,3$ и 5, не приведены. Экспериментальные точки при $M_{\infty} = 2$ и 3 в представлении, аналогичном фиг. 1, с удовлетворительной точностью ложатся на прямую $c_{\tau} = 1$. Об удовлетворительном совпадении нормальной нагрузки на стенку полуцикла звездообразного тела, полученной расчетным путем в рамках модели идеального газа и реализующейся при $M_{\infty} = 3$ в реальном течении, содержащем развитые зоны отрыва пограничного слоя, которые могут приводить к существенному отличию структуры течения в цикле от расчетной, отмечалось в [15]. Указанное согласие расчетных и экспериментальных величин аэродинамического сопротивления на всем многообразии экспериментальных моделей, отличающихся наборами параметров λ , n и r , для $M_{\infty} = 2$ и 3 при реализации всех возможных режимов обтекания свидетельствует о том, что расчетная модель может использоваться для получения достоверных значений аэродинамического сопротивления звездообразных тел при малых и умеренных сверхзвуковых скоростях потока.

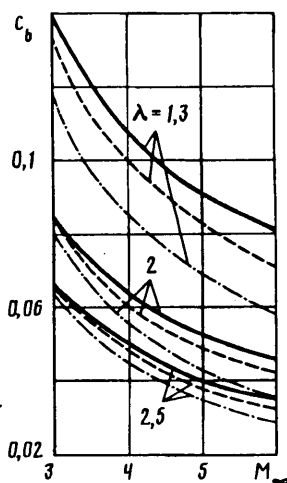
Результаты расчетов и экспериментов при $M_{\infty} = 5$ и в качественном и в количественном плане занимают промежуточное положение между результатами при $M_{\infty} = 4$ и 6 (фиг. 1, а, б).

Принятое на фиг. 1 представление расчетных и экспериментальных данных позволяет не только судить о величине интервала изменения удлинения λ , в котором тела звездообразной формы имеют меньшее полное сопротивление, чем эквивалентные конусы, но и сделать ряд качественных выводов. В области удлинений $\lambda \leq 2$ с ростом числа M_{∞} (фиг. 1, а, б) увеличивается отношение

сопротивления конуса к сопротивлению эквивалентного звездообразного тела с числом циклов $n = 4$. Доля волнового сопротивления в полном сопротивлении всех звездообразных тел с равным количеством циклов падает с ростом удлинения λ , но увеличивается доля сопротивления трения. Последняя также возрастает у звездообразных тел с заданной геометрией при увеличении числа M_{∞} , при этом доля донного сопротивления в полном сопротивлении уменьшается.

С ростом λ уменьшается и разница между волновыми составляющими сопротивления эквивалентного конуса и звездообразного тела, которая и обуславливает преимущество звездообразного тела в полном сопротивлении. Причем там, где указанная разница сравнима с вкладом сопротивления трения в полное сопротивление звездообразного тела (фиг. 1, а, в, $\lambda = 2,5$), полное сопротивление звездообразных тел (точки 1—3) близко, либо совпадает с полным сопротивлением эквивалентного конуса (кривая 1).

Характерно малое различие c_{b1} и c_{τ} у звездообразных тел с разным количеством циклов n , несколько увеличивающееся с ростом числа M_{∞} (фиг. 1, а, б). В то же



Фиг. 2

время в случае «толстых» тел (фиг. 1, в, $r = 0,6$) различие c_{b1} и c_{b2} для различных n ничтожно мало, что согласуется с обратной пропорциональной зависимостью площади «смачиваемой» поверхности звездообразного тела от параметра r , приведенной выше.

Для определения абсолютного значения полного сопротивления звездообразных тел и его составляющих на фиг. 2 приведены в зависимости от числа M_∞ величины коэффициента волнового сопротивления звездообразных тел для $r = 0,4$ и различных λ . Сплошные, штриховые и штрихпунктирные кривые соответствуют количеству циклов тела $n = 3, 4$ и 6 .

2. Если описанная методика расчета полного сопротивления тел звездообразной формы при $M_\infty = 2$ и 3 обеспечивает получение результатов, удовлетворительно согласующихся с экспериментальными данными, то (фиг. 1) с увеличением числа Маха ($M_\infty \geq 4$) растет различие расчетных и экспериментальных значений полного

сопротивления звездообразных тел. Так, в среднем для звездообразных тел с параметром $r = 0,4$ при числе $M_\infty = 4$ (фиг. 1, а) экспериментальные данные превышают результаты расчета c_r на 5—8%, при $M_\infty = 5$ — на 15—20% и при $M_\infty = 6$ (фиг. 1, б) — на 25—30%, а для некоторых тел и более. Значительное различие между теорией и экспериментом наблюдается и у тел с параметром $r = 0,6$ (фиг. 1, в, $M_\infty = 6$), хотя и меньшее, чем при $r = 0,4$.

Указанное превышение экспериментальных значений c_r по отношению к расчетным, если допустить, что методика определения последних имеет погрешность, увеличивающуюся с ростом числа M_∞ , не может быть компенсировано ни увеличением донного сопротивления, при его максимальном значении, отвечающем $p_x = 0(1,3)$, ни разумным увеличением сопротивления трения, учитывая его относительный вклад в полное сопротивление звездообразных тел. Единственной причиной, приводящей к существенным различиям данных теории и эксперимента, может быть лишь погрешность в расчетных значениях волнового сопротивления, обусловленная неучетом толщины вытеснения пограничного слоя, влияющей которой растет при увеличении числа Маха.

В настоящее время какие-либо теоретические и экспериментальные зависимости для толщины вытеснения пограничного слоя в угловых конфигурациях при сверхзвуковой скорости внешнего невязкого потока отсутствуют. Поэтому при построении достаточно простой модели толщины вытеснения пограничного слоя, которая могла бы быть использована при проведении массовых расчетов

аэродинамических характеристик пространственных форм рассматриваемого класса, можно руководствоваться лишь общими соображениями, основываясь на косвенных данных экспериментальных и некоторых теоретических исследований.

В соответствии с результатами экспериментальных исследований сверхзвукового обтекания конических угловых конфигураций с плоскими гранями [13—16] (см. также библиографию) течение в возмущенной области, в том числе и при наличии взаимодействия ударных волн с пограничным слоем, является коническим. Об этом свидетельствуют картины предельных линий тока на поверхности тел, полученные методом масляной пленки, оптическая визуализация течения в поперечной плоскости и, что самое главное, измерения давления на стенке в поперечных сечениях, отстоящих на различных расстояниях от носика тела. Отдельные детали в структуре возмущенного потока, связанные, в частности, с процессом перехода пограничного слоя [13], особенно проявляющиеся в случае падения на него ударных волн, не представляются существенными, если только характерный размер указанного явления не соизмерим с размером тела L .

Другими словами, согласно экспериментальным данным, если на большей части поверхности тела реализуется ламинарный или турбулентный [13—16] режим течения в пограничном слое, то распределение давления по поверхности можно считать коническим. О высокой точности такого допущения свидетельствуют и результаты численных расчетов сверхзвукового обтекания треугольных крыльев в рамках модели Навье — Стокса как трехмерных уравнений, так и в коническом приближении (см., например, [18]), включая и режимы течения с отрывом потока.

Таким образом, для учета влияния на волновую составляющую полного сопротивления звездообразных тел толщины вытеснения пограничного слоя последняя может быть аппроксимирована конической поверхностью. Направляющая такой поверхности может строиться, например, по величине нарастания пограничного слоя к задней кромке полуцикла звездообразного тела по элементарным полосам, параллельным внутреннему ребру цикла, на которые разбивалась его поверхность при выводе соотношения для коэффициента сопротивления трения (1.2). Однако представляется, что указанный или какой-либо другой подход к построению направляющей конической поверхности, основывающийся на знании закона нарастания пространственного пограничного слоя на пластине (платине со скольжением), во-первых, не внесет существенных поправок в осредненный по поверхности коэффициент давления, исходя из экспериментальных и теоретических данных, упомянутых выше, и, во-вторых, был бы внутренне противоречив, поскольку, по договоренности, поверхность, аппроксимирующая толщину вытеснения пограничного слоя, имеет коническую форму.

Важным является вопрос об отражении в форме поверхности, описывающей толщину вытеснения пограничного слоя, свойств, присущих пограничному слою собственно в угловых конфигурациях. К ним относятся нарастание пограничного слоя в окрестности внутреннего ребра цикла звездообразного тела (взаимодействие пограничных слоев, образовавшихся на гранях двугранного угла), его утолщение в случае падения ударных волн и отрыв. Однако, как было сказано выше, данные для приближенного описания перечисленных свойств отсутствуют.

В связи с изложенным коническая поверхность, задающая форму толщины вытеснения пограничного слоя, была аппроксимирована плоскостью, проходящей через переднюю кромку полуцикла звездообразного тела. Для ее определения необходимо задание еще одного параметра, в качестве которого может быть выбран характерный размер толщины вытеснения пограничного слоя на задней кромке цикла в окрестности его внутреннего ребра.

Расчеты обтекания звездообразных тел на режимах с присоединенной к передней кромке цикла ударной волной показали, что направление линий тока за ней составляет весьма малый угол с внутренним ребром цикла во всей области изменения параметров геометрии ($\lambda \in [1,3; 2,5]$, $n = 3, 4, 6$, $r \in [0,3; 0,8]$) и чисел Маха ($M_\infty \in [2, 6]$). Максимальные значения указанного угла достигаются на

коротких телах ($\lambda = 1,3$) с большим числом циклов ($n = 6$) при числах $M_\infty = 5$ и 6 и составляют $\lesssim 7^\circ$. Именно это обстоятельство обусловило способ расчета

коэффициента силы трения (1.2) и использование в указанных случаях параметров за плоским скачком уплотнения, присоединенным к передней кромке цикла. Приведенные сведения послужили основанием и для использования параметров с индексом 1 (1.2) в качестве условий во внешнем невязком потоке при обтекании пластины для вычисления толщины вытеснения h пограничного слоя на задней кромке цикла в окрестности его внутреннего ребра.

Таким образом, недостающий параметр, доопределяющий плоскость, аппроксимирующую толщину вытеснения пограничного слоя, отнесенный к длине ребра и отсчитываемый по нормали к нему в плоскости симметрии течения в цикле звездообразного тела, вычисляется по формуле

$$h = \delta^* / \sin \gamma, \quad \text{ctg } \gamma = \text{ctg } x_1 \cos \alpha \quad (2.1)$$

В (2.1), согласно [19], с учетом допущения, как и в случае вывода формулы для c_f (1.2), о том, что температура стенки равна температуре восстановления, δ^* для ламинарного (l) и турбулентного (t) пограничного слоя соответственно определяется выражениями

$$\delta_t^* = 1,74 \text{Re}_t^{-0,5} \left(\frac{T_w}{T_1} \right)^{(\omega-1)/2} \left(\frac{T_w}{T_1} + \frac{13}{35} a \right)$$

$$\frac{T_w}{T_1} = 1 + \sqrt{\text{Pr}} a, \quad \delta_t^* = \left(\frac{\delta_t^{**}}{\delta} \right) \delta$$

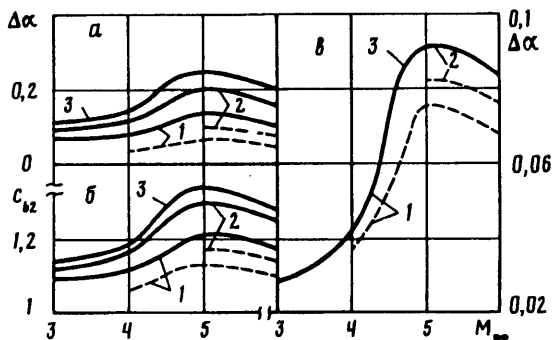
$$\delta = 0,0575 \text{Re}_t^{-0,2} \left(\frac{\delta^{**}}{\delta} \right)^{-0,8} \frac{(1 + \sqrt[3]{\text{Pr}} a)^{0,6}}{(1 + 0,75a)^{1,05}} \left(\frac{2}{1 + T_w'} \right)^{1,05}$$

$$\frac{\delta^*}{\delta} = 1 - m \int_0^1 f(z) dz, \quad \frac{\delta^{**}}{\delta} = m \int_0^1 f(z) (1 - z) dz$$

$$f(z) = \frac{z^m}{(1 + a) [(1 - T_w') z + T_w'] - az^2}, \quad m = 7$$

$$T_w' = \frac{1 + \sqrt[3]{\text{Pr}} a}{1 + a}$$

Предложенная модель толщины вытеснения пограничного слоя для уточнения расчета волнового сопротивления звездообразных тел при больших сверхзвуковых числах Маха отражает основное свойство возмущенного потока, наблюдаемое в экспериментах и подтвержденное численными расчетами, — конический характер течения. Она должна обеспечивать получение удовлетворительных результатов на режимах обтекания с головной ударной волной в цикле звездообразного тела, близкой к плоскости его передних кромок, когда в ударном слое скачки уплотнения отсутствуют или имеют малую интенсивность. Это полностью подтвердили проведенные расчеты. В других случаях модель будет приводить к заниженным значениям c_b . Область же ее применимости может быть определена лишь путем сравнения с экспериментальными данными и анализом причин рассогласования результатов. Определенные сомнения вызывала возможность использования модели толщины вытеснения пограничного слоя при гиперзвуковых скоростях обтекания звездообразных тел [3]. Однако сравнение экспериментальных данных полного сопротивления звездообразных тел в указанном выше диапазоне изменения параметров λ , n и r с результатами расчета, отличающимися в этом случае тем, что температура стенки принималась равной температуре газа в ресивере импульсной аэродинамической установки ($M_\infty = 17,5$), показало их



Фиг. 3

удовлетворительное согласие при реализации перечисленных выше режимов обтекания. Поправка, вносимая в этих случаях толщиной вытеснения в полное сопротивление звездообразных тел, составляет от 30 до 70% полного сопротивления, рассчитанного без учета толщины вытеснения пограничного слоя.

Расчеты волнового сопротивления звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях с использованием модели толщины вытеснения пограничного слоя велись для условий, в которых проводились соответствующие экспериментальные исследования их полного сопротивления. Так, при числе $M_\infty = 3, 4, 5$ и 6 число Рейнольдса изменялось в пределах $Re \approx (2,2-4,8) \cdot 10^6, (3,5-6,5) \cdot 10^6, (0,51-1,1) \cdot 10^6, (3,8-7,4) \cdot 10^6$. На фиг. 3 в качестве примера представлены в зависимости от M_∞ относительное увеличение характерного угла отклонения потока в плоскости симметрии цикла звездообразного тела $\Delta\alpha = \text{arctgh} \alpha(a)$, отношение коэффициентов волнового сопротивления тел с учетом толщины вытеснения пограничного слоя и без него c_{b2} (б) и отношение толщины вытеснения пограничного слоя к толщине ударного слоя $\Delta\alpha_1$ в плоскости симметрии цикла (в) при $n = 6$. Сплошные кривые соответствуют телам с $r = 0,4$, штриховые — $r = 0,6$, кривые 1, 2 и 3 — $\lambda = 1,3; 2$ и $2,5$.

Общей характеристикой кривых на фиг. 3 является их немонотонность по числу M_∞ , обусловленная непостоянством числа Re . Естественным является увеличение $\Delta\alpha$ с ростом удлинения λ (фиг. 3, а) (оно же наблюдается и при возрастании числа циклов n), что приводит к значительному увеличению волнового сопротивления c_{b2} , особенно при больших числах Маха. Обращает на себя внимание быстрое возрастание всех характеристик при $M_\infty \geq 4$, в частности доли толщины вытеснения

пограничного слоя $\Delta\alpha_1$ в полной толщине ударного слоя (фиг. 3, в). Последняя, если даже не учитывать максимум при $M_\infty = 5, r = 0,4$, возрастает от $M_\infty = 3$ до $M_\infty = 6$ в 3 раза для всех λ (сплошные кривые практически совпадают). Естественным и более слабое относительное влияние толщины вытеснения пограничного слоя на характеристики «толстых» звездообразных тел (фиг. 3, штриховые линии), что проявляется также в величине отличия экспериментальных значений полного сопротивления от расчетных (фиг. 1, в).

Отметим некоторые качественные особенности течения в цикле звездообразного тела. Согласно представленным на фиг. 1, б, в результатам расчета при $M_\infty = 6, \lambda = 1,3$, во всех случаях имеет место режим обтекания с маховской конфигурацией ударных волн. Лишь около тела с $n = 3, r = 0,6$ (фиг. 1, в, точка 1) реализуется режим, близкий к расчетному [10]. С ростом удлинения λ число режимов без внутренних ударных волн в сжатом слое в поле параметров n и r возрастает и при $\lambda = 2,5, r = 0,6$ становится равным двум ($n = 3$ и 4 , точки 1 и 2). Для $r = 0,4$ (фиг. 1, б) при всех λ и h осуществляется обтекание с маховской конфигурацией ударных волн. Анализ результатов расчета при $M_\infty = 5$ и 6 показал, что в некоторых случаях реализуется всплытие особенности Ферри [12] от

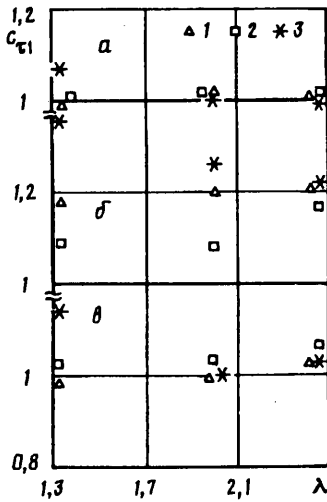
внутреннего ребра цикла в сторону мостообразного скачка уплотнения в маховской системе ударных волн. Это явление имеет место при больших значениях угла α ($\lambda = 1,3$) и малых углах раскрытия цикла ($n = 4,6$). При гиперзвуковых числах Маха набегающего потока ($M_\infty = 17,5$ [3]) всплытие особенности Ферри наблюдается при всех наборах конструктивных параметров звездообразного тела, указанных выше, если в расчете не учитывается толщина вытеснения пограничного слоя.

Конфигурация и форма ударных волн при каждом режиме обтекания, полученном численным методом без выделения поверхностей разрыва, определялась с помощью программ обработки полей газодинамических параметров по месту положения максимального градиента распределения давления. Это позволило впервые в численном решении уравнений Эйлера подтвердить обнаруженный в рамках аналитической гиперзвуковой теории двух приближений [20] факт существования в форме мостообразного скачка уплотнения маховской конфигурации ударных волн точек перегиба. Необходимость их существования была обоснована в [20] изменением направления выпуклости внутренних скачков уплотнения, падающих на грани цикла тела, при некоторых траекториях движения точки в области параметров, определяющих режим обтекания звездообразного тела.

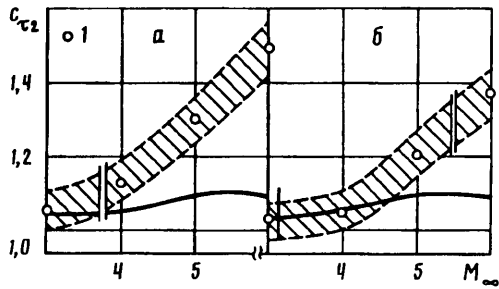
Так, расчет обтекания тела при $M_\infty = 6$, $\lambda = 1,3$, $n = 6$, $r = 0,6$ без учета толщины вытеснения пограничного слоя показал, что внутренний скачок направлен выпуклостью в сторону передней кромки цикла. С учетом же толщины вытеснения пограничного слоя, приводящей к увеличению угла α на 5% (фиг. 2, а), что соответствует малой вариации геометрии цикла звездообразного тела, происходит изменение направления выпуклости внутреннего скачка уплотнения в сторону плоскости симметрии течения. При этом мостообразный скачок уплотнения имеет две симметрично расположенные относительно плоскости симметрии точки перегиба. В обоих случаях расчета наблюдается всплытие особенности Ферри от ребра цикла.

В данном примере толщина вытеснения пограничного слоя приводит к увеличению коэффициента давления за плоским скачком уплотнения, присоединенным к передней кромке цикла тела, на 13% и в области за внутренним скачком уплотнения в среднем на 8,5%. Это объясняется тем, что угол раскрытия цикла эффективного звездообразного тела становится меньше, а также уменьшаются число Маха M_1 за плоским скачком уплотнения и угол между направлением соответствующей полной скорости и внутренним ребром цикла. Указанные причины приводят к относительному уменьшению интенсивности внутреннего скачка уплотнения, так что средний уровень давления во внутренней области возмущенного течения повышается меньше, чем в окрестности кромки. Отсюда следует, что при анализе возможности реализации отрыва пограничного слоя на стенках цикла под действием падающих внутренних скачков уплотнения необходимо учитывать влияние толщины вытеснения пограничного слоя. Более того, при некоторых наборах конструктивных параметров режим обтекания звездообразного тела с маховской конфигурацией ударных волн в цикле трансформируется для эффективного тела в режим, близкий к расчетному, или с одной выпуклой головной волной, расположенной выше плоскости передних кромок цикла. Это имело место и при гиперзвуковых скоростях обтекания [3].

На фиг. 4 приведены данные в той же форме, что и на фиг. 1. При расчете коэффициента волнового сопротивления звездообразных тел использовалась модель толщины вытеснения пограничного слоя. При малых сверхзвуковых числах Маха подвижки экспериментальных точек относительно прямой $c_{f1} = 1$ незначительны и укладываются в погрешность эксперимента, что подтверждает слабое влияние толщины вытеснения пограничного слоя при любых режимах обтекания и толстом ударном слое на аэродинамическое сопротивление звездообразных тел [15] (см. также фиг. 3, в, $M_\infty = 3$).



Фиг. 4



Фиг. 5

Сопоставляя данные на фиг. 1 и 4, можно сделать вывод, что существенно улучшилось согласование результатов экспериментальных исследований и расчетов при $M_{\infty} = 4$, $r = 0,4$ (фиг. 4, а) и $M_{\infty} = 6$, $r = 0,6$ (фиг. 4, в). Все экспериментальные точки лежат в допустимом коридоре разброса экспериментальных данных от прямой $c_{\Sigma 1} = 1$, за исключением точек 3, соответствующих $\lambda = 1,3$, $n = 6$. Приблизились экспериментальные значения сопротивления к расчетным и при $M_{\infty} = 6$, $r = 0,4$ (фиг. 4, б), однако разница между ними все еще велика.

Установим причины, приводящие к наблюдаемым на фиг. 4 различиям экспериментальных и теоретических значений коэффициента полного сопротивления звездообразных тел.

На фиг. 5 в зависимости от числа M_{∞} представлены коэффициенты $c_{\Sigma 2}$ полного сопротивления звездообразных тел с $n = 6$, $r = 0,4$, $\lambda = 1,3$ (а) и $\lambda = 2$ (б), рассчитанные с учетом толщины вытеснения пограничного слоя (сплошные кривые), и их экспериментальные значения (точки 1), отнесенные к коэффициенту полного сопротивления, определенному без учета толщины пограничного слоя. Такое представление данных позволяет, в частности, оценить вклад толщины вытеснения в полное сопротивление тел. Штриховыми линиями указан 5%-ный коридор возможного разброса экспериментальных данных. При всех числах Маха в цикле эффективных тел звездообразной формы реализуется режим обтекания с маховской конфигурацией ударных волн. Анализ соответствующих зависимостей интенсивности внутреннего скачка уплотнения от числа M_{∞} совместно с экспериментальными данными по критическому перепаду давления p_k в нормально падающей ударной волне, вызывающей отрыв ламинарного ($p_k \approx 1,2$) [19] и турбулентного ($p_k \approx 1,6$) [14] пограничного слоя, позволил нанести (фиг. 5) значения числа M_{∞} , начиная с которых на стенках циклов звездообразных тел будет осуществляться отрыв ламинарного (вертикальная прямая) и турбулентного (двойная вертикальная прямая) пограничного слоя.

Совокупность данных, представленных на фиг. 5, позволяет сделать вывод, что правильное определение волновой составляющей сопротивления звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях непосредственно связано с моделированием формы эффективного тела, адекватно отражающим процессы, происходящие в

сжатом слое, прежде всего утолщение пограничного слоя и его отрыв под действием внутренних ударных волн. И, если при $M_\infty \leq 4$ даже при наличии отрыва пограничного слоя предложенная модель толщины вытеснения позволяет получать результаты, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными данными, что связано с малой долей толщины вытеснения пограничного слоя в толщине ударного слоя (фиг. 3, в), то при больших числах Маха в этих условиях она уже не пригодна.

Из фиг. 5, а ясно, что отрыв пограничного слоя, имеющий место по всей длине модели в случае выполнения критерия отрыва турбулентного слоя, является причиной того, что экспериментальное значение сопротивления тела при $M_\infty = 4$, $\lambda = 1,3$, $n = 6$, $r = 0,4$ (точка 3 на фиг. 4, а) хуже согласуется с расчетом. По этой же причине наблюдается и значительное несовпадение экспериментальных и расчетных данных у тела с параметрами $\lambda = 1,3$, $n = 6$, $r = 0,6$, но уже при числе $M_\infty = 6$ (фиг. 4, в, точка 3). На этом теле отрыв турбулентного пограничного слоя реализуется при $M_\infty \geq 5$, так что при $M_\infty = 6$ уже имеет место развитая отрывная область, создающая новое эффективное тело, влияние которого на волновую составляющую сопротивления оказывается существенным и для «толстого» звездообразного тела.

В случаях, когда под действием внутренних скачков уплотнения отрывается ламинарный пограничный слой, что происходит в соответствии с величинами приведенных выше чисел Рейнольдса лишь в небольшой окрестности носика тела [13], его влияние передается вниз по потоку и вызывает утолщение «пограничного слоя» во внутренней области возмущенного течения в циклах тела. Это начинает приводить к отличию экспериментальных значений сопротивления от расчетных при $M_\infty \geq 4,5 - 5$ для «тонких» звездообразных тел ($r \approx 0,4$) (см. фиг. 4, б, точки 2), тогда как для «толстых» тел ($r \approx 0,6$) таковое не обнаружено и при $M_\infty = 6$. В целом при увеличении r (λ и n постоянны) расширяется интервал изменения числа M_∞ , где наблюдается близость расчетных и экспериментальных данных.

Предложенная модель толщины вытеснения пограничного слоя не дает также удовлетворительного согласия с экспериментальными данными при $M_\infty > 5$ для «тонких» звездообразных тел ($r \approx 0,4$) с малым числом циклов ($n = 3$), когда стреловидность передних кромок тела $\leq 60^\circ$, а ламинарный пограничный слой находится в предотрывном состоянии. Это свидетельствует о том, что при больших числах Маха, когда лепестки звездообразного тела являются тонкими клиньями, моделирование толщины вытеснения пограничного слоя плоскостью уже становится не пригодным и необходимо вводить коррекцию на взаимодействие пограничных слоев в окрестности внутренних ребер циклов (см. фиг. 4, б, точки 1).

Таким образом, предложенная модель расчета аэродинамического сопротивления звездообразных тел позволяет, оставаясь в рамках модели Эйлера, проводить оптимизацию по сопротивлению в классе пирамидальных форм при сверх- и гиперзвуковых числах Маха, если в ударном слое не реализуется отрыв ламинарного или турбулентного пограничного слоя по всей длине тела. Для расчета указанных и близких к ним режимов обтекания необходимо усовершенствование модели толщины вытеснения пограничного слоя, которое бы учитывало взаимодействие пограничных слоев в угловых конфигурациях и их отрыв.

Оптимизация пространственных несущих форм при гиперзвуковых скоростях с целью получения максимального аэродинамического качества, чему в последнее время посвящено достаточно большое число работ (см., например, [7, 21]), не может проводиться без учета реальных свойств газа в сжатом слое.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гонор А. Л., Зубин М. А., Остапенко Н. А., Черный Г. Г., Швец А. И. Аэродинамика звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях//Актуальные проблемы механики. М.: Изд-во МГУ, 1984. С. 30—38.
2. Зубин М. А., Остапенко Н. А. Аэродинамические характеристики и запас статической устойчивости конических звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях//Изв. АН. МЖГ. 1992. № 6. С. 142 — 150.
3. Глазков В. М., Дуганов В. В., Зубин М. А., Остапенко Н. А. Аэродинамика тел звездообразной формы при гиперзвуковых скоростях//Аннот. докл. 7-го Всесоюз. съезда по теоретической и прикладной механике, Москва, 15—21 авг. 1991. М., 1991. С. 104.
4. Гонор А. Л., Зубин М. А., Остапенко Н. А. Экспериментальное исследование аэродинамических характеристик звездообразных тел при сверхзвуковых скоростях//Неравновесные течения газа и оптимальные формы тел в сверхзвуковом потоке. М.: Изд-во МГУ, 1978. С. 28—39.
5. Современное состояние аэродинамики больших скоростей. М.: Изд-во иностр. лит., 1955—1956. Т. 1, 2.
6. Перминов В. Д., Солодкин Е. Е. Осесимметричные тела минимального сопротивления и минимального потока к поверхности тела при различном характере течения в пограничном слое//Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. № 2. С. 94—102.
7. Bowcutt K. G., Anderson J. D., Capriotti D. Viscous optimized hypersonic waveriders//AIAA. 1987. № 272. 18 p.
8. Кассанто Д. М. Донное давление на конусах с плоским срезом//Ракетная техника и космонавтика. 1965. Т. 3. № 12. С. 251—252.
9. Гогши Л. В., Степанов Г. Ю. Турбулентные отрывные течения. М.: Наука, 1979. 367 с.
10. Майкапар Г. И. О волновом сопротивлении неосесимметричных тел в сверхзвуковом потоке//ПММ. 1959. Т. 23. Вып. 2. С. 376—383.
11. Зубин М. А., Остапенко Н. А. Экспериментальное исследование некоторых особенностей сверхзвукового обтекания V-образных крыльев//Изв. АН СССР. МЖГ. 1975. № 4. С. 130—135.
12. Остапенко Н. А. О всплывании точки Ферри на наветренной стороне V-образных крыльев//Докл. АН СССР. 1986. Т. 287. № 2. С. 295—298.
13. 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—58.
14. Зубин М. А., Остапенко Н. А. Геометрические характеристики отрыва турбулентного пограничного слоя при взаимодействии с прямым скачком уплотнения в конических течениях//Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 6. С. 43—51.
15. Зубин М. А., Остапенко Н. А. О структуре обтекания наветренной стороны V-образных крыльев при наличии отрыва турбулентного пограничного слоя//Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 3. С. 68—76.
16. Зубин М. А., Остапенко Н. А. О некоторых режимах сверхзвукового обтекания наветренной стороны V-образных крыльев//Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 2.
17. Зубин М. А., Лапыгин В. И., Остапенко Н. А. Теоретическое и экспериментальное исследование структуры сверхзвукового обтекания тел звездообразной формы и их аэродинамических характеристик//Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 3. С. 34—40.
18. Томас Дж. Л., Ньюсам Р. У. Расчеты течений около подветренной поверхности треугольных крыльев//Аэрокосмическая техника. 1990. № 12. С. 21—29.
19. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. 888 с.
20. Гонор А. Л., Остапенко Н. А. Гиперзвуковое обтекание крыльев с маховской системой ударных волн//Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 3. С. 104—116.
21. Голубкин В. Н., Негода В. В. Оптимизация пространственной формы несущих тел малого удлинения при гиперзвуковых скоростях//Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1991. Т. 3. № 12. С. 1858—1870.

Москва
Институт механики МГУ

Поступила в редакцию
26.III.1992