

УДК 533.6.011

© 2001 г. В.Ф. ВОЛКОВ, И.И. МАЖУЛЬ

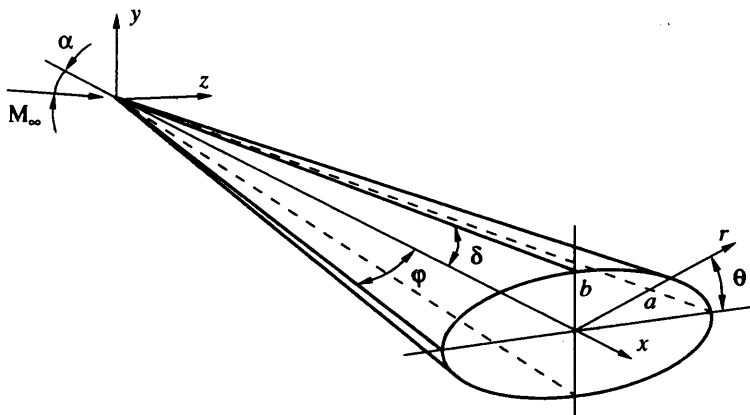
РАСЧЕТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ГИПЕРЭЛЛИПТИЧЕСКИХ КОНУСОВ

Представлены результаты численного моделирования сверхзвукового обтекания гиперэллиптических конусов, имеющих различную форму контура поперечного сечения. Для решения задачи в рамках модели невязкого газа используется метод конечных объемов, основанный на аппроксимации уравнений Эйлера в интегральной форме. Стационарное решение находится методом установления. Исследована структура течения и показана возможность построения тел, имеющих близкие значения интегральных геометрических характеристик (площади мидела, объема и т.п.) и лобового сопротивления с соответствующими параметрами для эллиптического конуса, но при этом реализующих более равномерное поле потока около большей части нижней поверхности.

Многочисленные расчетные и экспериментальные исследования характеристик изолированных конических тел с эллиптическими поперечными сечениями [1–9] представили возможность использовать их в качестве основы перспективных гиперзвуковых летательных аппаратов с прямоточными воздушно-реактивными двигателями, приспособленных для длительного полета в атмосфере. Моделирование формы гиперзвукового аппарата поверхностями с эллиптическими поперечными сечениями использовалось, например, в [10–13]. Традиционным для проектов таких аппаратов является рассмотрение конфигурации с плоским воздухозаборником, расположенным под несущим корпусом. При этом возникают проблемы интеграции элементов планера и силовой установки. Так, применение эллиптических тел в качестве поверхности предварительного сжатия для расположенного под ней воздухозаборника предъясняет также ряд дополнительных конструктивных и газодинамических требований. В частности, для геометрического сопряжения плоского воздухозаборника и носовой части нижняя поверхность поперечного сечения последней должна быть плоской или близкой к ней. Кроме того, для обеспечения расчетных режимов обтекания воздухозаборника необходимо иметь по возможности равномерный набегающий на него поток.

Важным аспектом интеграции силовой установки и планера является также необходимость устранения вредного влияния пограничного слоя, образующегося на элементах планера, на характеристики воздухозаборника. Один из возможных путей решения этой проблемы – построение таких поверхностей предварительного сжатия, которые способствовали бы уменьшению толщины вытеснения пограничного слоя в области расположения воздухозаборника.

Анализ характеристик пограничного слоя на основе полных уравнений Навье – Стокса при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 4$ показал, что влияние формы элемента является заметным [14] и существенную роль при этом играет наличие поперечных градиентов давления на теле. Так, на нижней поверхности треугольного крыла положительный градиент давления в направлении передних кромок приводит к отклонению линии тока в пограничном слое к плоскости симметрии и, как следствие, к утолщению пограничного слоя в центральной части. У прямоугольных несущих элементов, наоборот, линии тока отклоняются к боковым кромкам и ре-



Фиг. 1. Общий вид и обозначения

лизуется растекание пограничного слоя. На поверхности эллиптических конусов, так же как и на треугольных крыльях, образуется положительный градиент давления к передним кромкам [1–3, 6, 9] и, следовательно, на них можно ожидать утолщения пограничного слоя.

Таким образом, изложенные возможные требования к поверхностям предварительного сжатия потока перед воздухозаборником перспективных гиперзвуковых летательных аппаратов указывают, что тела с эллиптическими поперечными сечениями не являются наиболее рациональными и необходимо проведение дополнительных исследований по поиску конфигураций, более полно удовлетворяющих поставленным условиям и обладающих не худшими аэродинамическими свойствами по сравнению с эллиптическими конусами. В целом эта задача достаточно сложная, поэтому в дальнейшем исследование проводится в классе конических тел с гиперэллиптическими поперечными сечениями. В нем, как здесь показано, возможны вариации формы поперечного сечения в достаточно широком диапазоне, что существенно с точки зрения поставленной задачи. Кроме того, обтекание и аэродинамические характеристики гиперэллиптических конусов в основном не изучены.

1. Описание геометрии. В декартовой системе координат x, y, z поверхность гиперэллиптического конуса описывается уравнением

$$\frac{z^n}{a^n} + \frac{y^n}{b^n} = 1 \quad (1.1)$$

где $1 \leq n \leq \infty$ – показатель степени, $a(x) = x \operatorname{tg} \phi$, $b(x) = x \operatorname{tg} \delta$ – полуоси гиперэллиптического конуса в горизонтальной и вертикальной плоскостях симметрии соответственно (фиг. 1). При величине $n = 1$ уравнение (1.1) описывает поверхность тела с ромбовидным поперечным сечением, при $n = 2$ – с эллиптическим (или круговым при $a = b$) и при $n = \infty$ – с прямоугольным (или квадратным при $a = b$) поперечным сечением. Таким образом, в диапазоне $2 \leq n \leq \infty$ имеется целое семейство тел с переходным поперечным сечением от эллиптического до прямоугольного.

В цилиндрической системе координат x, r, θ поверхность гиперэллиптического конуса представляется как

$$r(x, \theta) = \left(\frac{\cos^n \theta}{a^n} + \frac{\sin^n \theta}{b^n} \right)^{-1/n} \quad (1.2)$$

Записав (1.2) в виде

$$F(x, r, \theta) = r(\lambda^n \cos^n \theta + \sin^n \theta)^{1/n} - \lambda a = 0$$

и полагая параметр $\lambda = b(x)/a(x)$ не зависящим от x , получим необходимые для численных расчетов компоненты вектора нормали $n(n_x, n_r, n_\theta)$ к поверхности в цилиндрической системе координат

$$n_x = \frac{1}{Q} \frac{\partial F}{\partial x}, \quad n_r = \frac{1}{Q} \frac{\partial F}{\partial r}, \quad n_\theta = \frac{1}{rQ} \frac{\partial F}{\partial \theta}$$

$$Q = \left[\left(\frac{\partial F}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial \theta} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad \frac{\partial F}{\partial x} = -\lambda \frac{\partial a}{\partial x}$$

$$\frac{\partial F}{\partial r} = (\lambda^n \cos^n \theta + \sin^n \theta)^{1/n}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial \theta} = (\lambda^n \cos^n \theta + \sin^n \theta)^{\frac{1-n}{n}} (-\lambda^n \sin \theta \cos^{n-1} \theta + \cos \theta \sin^{n-1} \theta)$$

При переходе в декартовую систему координат имеем $n_x = n_x$, $n_y = n_\theta \cos \theta + n_r \sin \theta$, $n_z = n_r \cos \theta - n_\theta \sin \theta$.

В качестве независимых параметров, определяющих геометрию исследуемого класса тел, в дальнейшем принято отношение полуосей $\lambda = b/a$, полуугол раскрытия ϕ в плоскости большой полуоси и показатель степени n для поперечного контура.

2. Постановка задачи. Численное решение задачи сверхзвукового обтекания рассматриваемых гиперэллиптических конусов проводится в рамках модели невязкого газа на основе метода конечных объемов. Уравнения нестационарного движения газа для некоторого конечного объема внутри возмущенной области записываются в виде

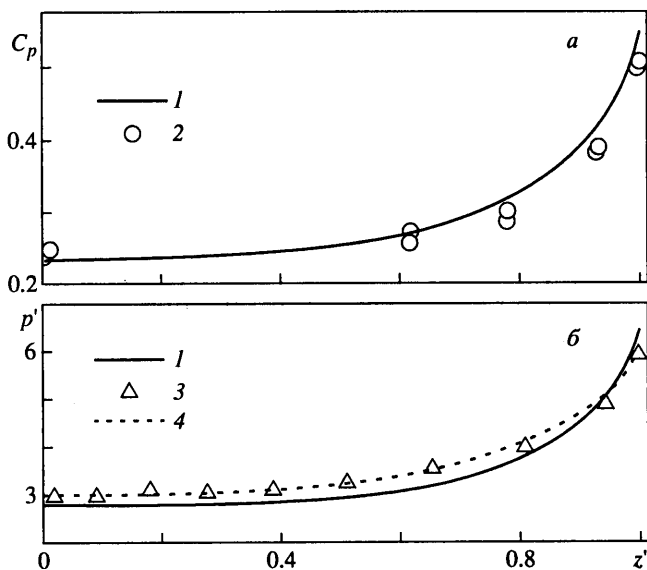
$$\iiint_{\Omega} \frac{\partial f}{\partial t} d\Omega + \iint_S \mathbf{F}(g) dS = 0 \quad (2.1)$$

$$g = \begin{Bmatrix} \rho \\ v_x \\ v_y \\ v_z \\ e \end{Bmatrix}, \quad f = \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho v_x \\ \rho v_y \\ \rho v_z \\ E \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{F}(g) = \begin{Bmatrix} \rho \mathbf{W} \\ \rho v_x \mathbf{W} + p \mathbf{i}_1 \\ \rho v_y \mathbf{W} + p \mathbf{i}_2 \\ \rho v_z \mathbf{W} + p \mathbf{i}_3 \\ (E + p) \mathbf{W} \end{Bmatrix}$$

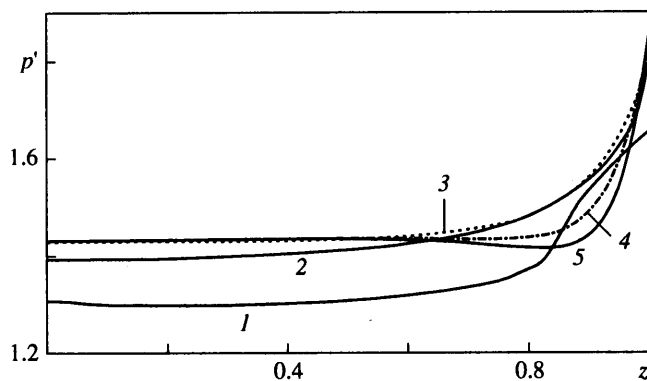
Здесь $\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2, \mathbf{i}_3$ – орты декартовой системы координат, t – время, $\mathbf{W}(v_x, v_y, v_z)$ – вектор скорости, \mathbf{S} – вектор элемента площади, Ω – объем ячейки, ρ – плотность, e и E – удельная и полная внутренняя энергии, p – давление, определяемое из уравнения состояния. Для совершенного газа $p = (\gamma - 1)\rho e$, где γ – показатель адиабаты.

Начальные условия расчета определяются параметрами набегающего потока. Границы счетной области: поверхность головной ударной волны, на которой параметры в возмущенной области и в набегающем потоке связаны соотношениями Рэнкина–Гюгонио; поверхность тела, на которой выполняются условия непротекания; плоскость симметрии тела, где выполняется условие симметрии потока.

Область решения разбивается на конечные непересекающиеся объемы, где грани ячеек следуют границам расчетной области. Исходные уравнения аппроксимируются на каждом элементарном объеме, при этом значения газодинамических параметров на гранях ячеек доопределяются линейно по их значениям в узловых точках. Изменение параметров в узлах конечно-разностной сетки определяется с помощью соотношений, учитывающих баланс потоков



Фиг. 2. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных для эллиптических конусов с $\lambda = 0,5$ при угле атаки $\alpha = 0$: а – $M_\infty = 3$, $\varphi = 30^\circ$; б – $M_\infty = 7,93$, $13,8^\circ$; 1 – данный расчет; 2 – эксперимент [3]; 3 – [9]; 4 – уравнения Навье – Стокса [9]



Фиг. 3. Распределения давления p' по поверхности для тел с различными показателями степени n поперечного контура: 1–5 – $n = 1; 2; 4; 8; 12$

в соседних конечных объемах. Такой подход обеспечивает второй порядок аппроксимации по пространственным координатам [15, 16]. Решение системы (2.1) ищется в физическом пространстве при условии, что течение в возмущенной области обтекаемого тела всюду сверхзвуковое. Это обстоятельство позволяет вести расчет маршевым методом в продольном направлении. Стационарное решение задачи обтекания тела находится методом установления в каждом сечении $x = \text{const}$. При этом параметры потока в первом маршевом сечении рассчитываются при условии конечности течения в окрестности носка тела.

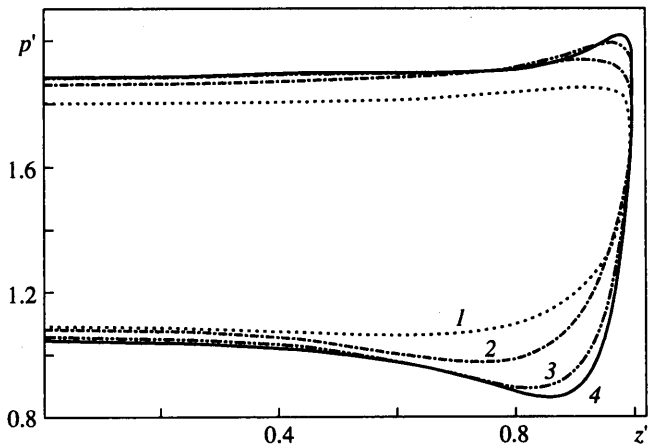
Некоторые примеры сопоставления расчетных данных для эллиптических конусов, полученных на основе используемого метода, с результатами других авторов представлены на фиг. 2. Здесь $p' = p/p_\infty$ – относительное давление, $c_p = (p - p_\infty)/(\rho_\infty W_\infty^2 / 2)$ – коэффициент давления, $z' = z/a$ – относительная поперечная координата.

3. Характеристики гиперэллиптических конусов. Рассматриваются результаты численного исследования влияния показателя степени поперечного контура n на распределение давления по поверхности на примере гиперэллиптических конусов с $\lambda = 0,5$ и $\varphi = 10^\circ$. Для заданных параметров независимо от величины n угол наклона поверхности к продольной оси тела δ в плоскости симметрии $z = 0$ составляет величину $5,1^\circ$. Соответствующие данные по величине относительного давления p' при числе $M_\infty = 4$ и угле атаки $\alpha = 0$ представлены на фиг. 3 (заметим, что течение является коническим и характер $p' = f(z')$ не зависит от продольной координаты x). Видно, что наиболее низкий уровень давления на поверхности в плоскости симметрии наблюдается у конфигурации с $n = 1$ (тело с ромбовидным поперечным сечением). С увеличением n давление возрастает существенно лишь в диапазоне $1 < n < 4$, при $n \geq 4$ все тела имеют практически одинаковые величины p' . Таким образом, по данным численных расчетов, форма поперечного контура поверхности тела при $n \geq 4$ слабо влияет на уровень давления при $z' = 0$, который определяется в основном углом наклона поверхности к вектору скорости W_∞ (в рассматриваемом случае равно $5,1^\circ$).

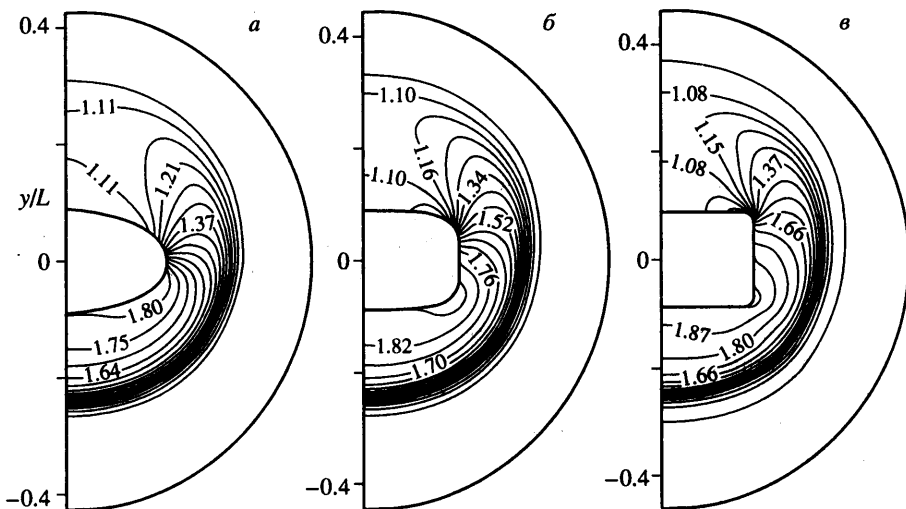
В окрестности боковых кромок при $0,7 < z' < 1,0$ влияние параметра n более существенно и его увеличение при $n > 4$ приводит к уменьшению p' в указанной области. Так, для значений $n \geq 8$ возможно даже падение уровня давления ниже, чем в плоскости симметрии $z' = 0$. Это можно объяснить из анализа изобар поля течения. Их сопоставление показывает, что для эллиптических конусов ($n = 2$) имеет место достаточно плавное расширение потока от боковых кромок к плоскости симметрии. Однако с увеличением n это расширение локализуется в области закругления поперечного контура и вследствие этого здесь происходит резкое уменьшение давления. Тем не менее распределение давления p' на поверхности тела в области $z' \approx 0-0,7$ остается более равномерным по сравнению с эллиптическим конусом. Так, для заданных условий неравномерность давления при $n = 12$ составляет около $0,5$ и 4% при $n = 2$. В плоскости симметрии $z' = 0$ между телом и ударной волной при $-2b \leq y \leq -b$ значения равны $1,9$ и $2,5\%$ соответственно.

Изменение картины обтекания с ростом угла атаки α можно проследить по данным фиг. 4, 5, где представлены результаты численных расчетов при $\alpha = 4^\circ$ и различных значениях параметра n . При этом верхняя часть кривых $p' = f(z')$ на фиг. 4 относится к нижнему контуру поверхности тела, нижняя часть – к верхнему контуру. Следует отметить существенное различие в характере распределений давления на нижней и верхней поверхностях, хотя в обоих случаях в области плоскости симметрии имеет место течение сжатия. Так, на верхней поверхности наблюдается распределение давления, качественно близкое к описанному ранее для случая $\alpha = 0$. Однако здесь минимум давления в окрестности боковых кромок появляется раньше: уже для тел с $n = 4$. Кроме того, имеют место области с величинами давления $p' < 1$, т.е. реализуется перерасширение потока по сравнению с набегающим. Вследствие этого при значениях $n \geq 8$ давление в плоскости симметрии несколько меньше, чем на эллиптическом конусе, в отличие от $\alpha = 0$. Поле изобар (фиг. 5) также показывает, что при больших n расширение потока при перетекании с боковых поверхностей на верхнюю происходит в основном в области закругления поперечного контура. С увеличением угла атаки до $\alpha = 10^\circ$ отмеченный ранее минимум давления p' в окрестности боковых кромок имеет место и для эллиптических конусов.

В распределении давления p' на нижней поверхности, в отличие от верхней или случая $\alpha = 0$, в области $z' \approx 0,9-1,0$ наблюдается максимум давления, который возрастает и перемещается к боковым крокам с увеличением параметра n . Аналогичный характер зависимостей $p' = f(z')$ при $\alpha > 0$ отмечался на эллиптических конусах как экспериментально [2], так и в результатах численных расчетов [6]. Несмотря на то что угол наклона нижней поверхности в плоскости симметрии $z' = 0$ к вектору



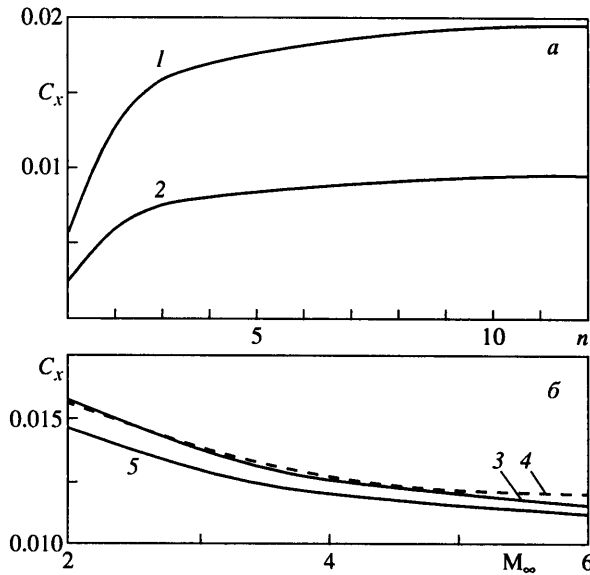
Фиг. 4. Распределения давления p' по поверхности тел при $M_\infty = 4$, $\alpha = 4^\circ$: 1-4 - $n = 2; 4; 8; 12$



Фиг. 5. Изобары в поперечном сечении при $M_\infty = 4$, $\alpha = 4^\circ$; $n = 2$ (а), 4 (б), 12 (в)

скорости набегающего потока ($9,1^\circ$) меньше по сравнению с аналогичным углом на передних кромках (10°), величина p' здесь заметно выше. При этом для рассмотренных условий распределение давления p' по размаху нижней поверхности всех тел с $n = 2-12$ в области $z' \approx 0-0,8$ остается достаточно равномерным.

Как показали расчеты при угле атаки $\alpha = 10^\circ$, максимум давления в окрестности боковых кромок исчезает. В этом случае для эллиптического конуса ($n = 2$) наблюдается плавное уменьшение давления от плоскости симметрии в направлении боковых кромок, однако для $n = 12$ отмеченная ранее равномерность в распределении давления по размаху тела и в окрестности нижней поверхности сохраняется. В отличие от $\alpha = 4^\circ$ (фиг. 5, в) в распределении изобар в поперечном сечении при этом выделяется четко выраженный веер расширения при перетекании потока с нижней на боковую поверхность.

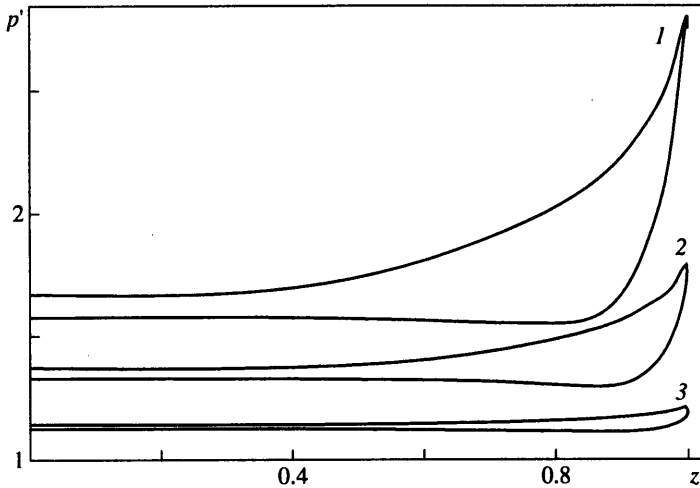


Фиг. 6. Зависимость коэффициента лобового сопротивления C_x от n (а) и M_∞ (б) при $\alpha = 0$; 1-3 - $\lambda = 0,5, 0,33$; $n = 2, \lambda = 0,5$; 4, 5 - $n_u = 1, n_l = 12, \lambda = 0,5$; $n_u = 2$ и $\lambda_u = 0,5, n_l = 12$ и $\lambda_l = 0,4$

В соответствии с расчетными данными при $\alpha = 0$ в целом отмеченные особенности обтекания сохраняются также и для гиперэллиптических конусов с отношением полуосей $\lambda = 0,33$. Заметим, что при одинаковых значениях $\varphi = 10^\circ$ уменьшение параметра λ сопровождается уменьшением толщины тела и в данном случае угол $\delta = 3,35^\circ$, это также приводит к усилению влияния показателя степени n на течение в окрестности боковых кромок. В частности, в этой области наблюдается большее различие в уровнях минимальных давлений для различных значений n .

4. Несимметричные тела. Проведенные расчетные исследования обтекания гиперэллиптических конусов показывают, что при значениях показателя степени поперечного контура $n \geq 8$ возможно получение более высоких значений p' в области плоскости симметрии и более равномерного поля потока около нижней поверхности по сравнению с эллиптическими конусами. Далее рассматриваются суммарные аэродинамические характеристики в зависимости от параметра n , определяющего изменение формы поперечного сечения. Несмотря на то что при условии $\lambda = \text{const}$ и $\varphi = \text{const}$ относительная толщина не зависит от показателя степени n (т.е. $\delta = \text{const}$), его увеличение приводит к возрастанию площади миделя и объема тела. Естественно ожидать, что при этом должно также возрастать волновое сопротивление X . Характер изменения коэффициента лобового сопротивления $C_x = X/(q_\infty S_{pl})$ в зависимости от n при числе $M_\infty = 4$, угле атаки $\alpha = 0$ и $\varphi = 10^\circ$ представлен на фиг. 6, а для различных значений параметра λ , где q_∞ - скоростной напор набегающего потока, S_{pl} - площадь тела в плане. Можно отметить, что наибольшее возрастание C_x наблюдается для $n \approx 1-4$. Так, для тел с отношением полуосей $\lambda = 0,5$ увеличение n от 1 до 4 приводит к почти трехкратному возрастанию лобового сопротивления, от 4 до 12 - в 1,16, от 8 до 12 - в 1,03 раза.

Следовательно, наиболее существенные изменения сопротивления гиперэллиптических конусов наблюдаются для $n \approx 1-4$, хотя степень его влияния также зависит от величины λ . При этом все тела с $n > 2$ имеют большее, а с $n < 2$ меньшее лобовое сопротивление по сравнению с эллиптическим конусом ($n = 2$).



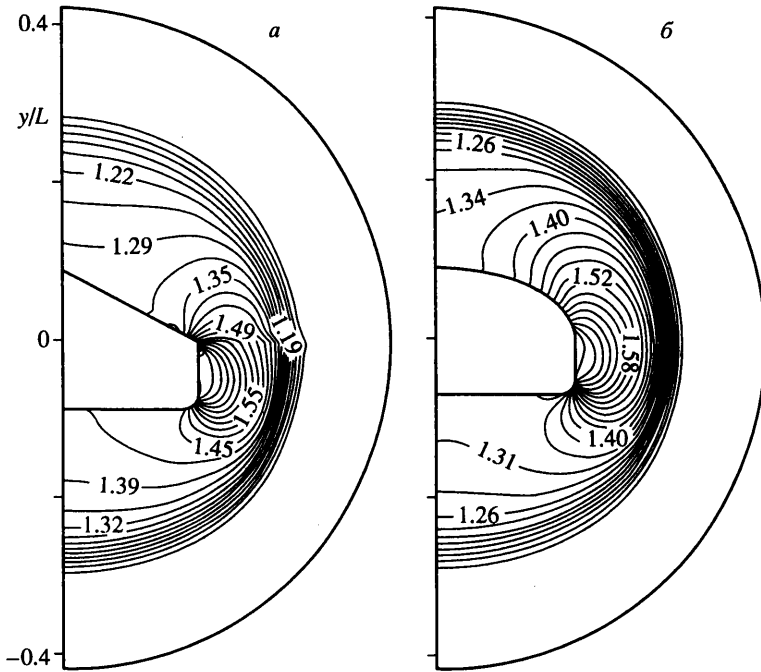
Фиг. 7. Распределения давления p' по поверхности несимметричного тела при $\alpha = 0$: 1–3 – $M_\infty = 6$; 4; 2

Таким образом, для заданного $\varphi = \text{const}$, используя различные значения n или соотношения полуосей λ для верхнего и нижнего поперечных контуров, могут быть построены тела, имеющие интегральные геометрические характеристики (площадь миделя, объем и т.п.) и лобовое сопротивление, близкие к соответствующим значениям для эллиптического конуса, однако реализующие более равномерный поток на нижней поверхности.

Зависимости C_x от числа M_∞ при $\alpha = 0$ для эллиптического конуса ($n = 2$) и двух такого рода несимметричных "комбинированных" тел представлены на фиг. 6, б. В первом случае, при одинаковых с эллиптическим конусом значениях $\lambda = 0,5$ и $\varphi = 10^\circ$, контур поперечного сечения верхней поверхности соответствует показателю степени $n_u = 1$ и нижней поверхности – $n_l = 12$. Во втором случае для верхнего контура принято $n_u = 2$, $\lambda_u = 0,5$ и для нижнего – $n_l = 12$, $\lambda_l = 0,4$. Относительная площадь миделя для эллиптического конуса составила $S_m/S_{pl} = 0,277$, для первого комбинированного тела – 0,263 и для второго – 0,278. Все рассматриваемые тела, независимо от формы поперечного контура, имеют достаточно близкие значения коэффициента C_x .

Пример распределения давления p' по поверхности рассматриваемого комбинированного тела с параметрами для верхнего контура $n_u = 2$, $\lambda_u = 0,5$ и для нижнего контура $n_l = 12$, $\lambda_l = 0,4$ представлен на фиг. 7 для угла атаки $\alpha = 0$ при различных значениях числа M_∞ . Здесь для $M_\infty = \text{const}$ верхняя часть кривой $p' = f(z')$ относится к верхней поверхности, нижняя – к нижней поверхности тела. Более низкий уровень давления на нижней поверхности обусловлен меньшим значением угла $\delta = 4,03^\circ$ по сравнению с $5,04^\circ$ для верхней поверхности. В соответствии с полученными данными в диапазоне $z' \approx 0-0,8$ распределение давления p' на нижней поверхности достаточно равномерно, и следует подчеркнуть особо, что в отличие от эллиптических конусов (см., например, верхнюю поверхность рассматриваемого тела) такой характер сохраняется во всей исследованной области числа $M_\infty = 2-6$.

Поле изобар для рассматриваемых комбинированных тел при $M_\infty = 4$ (фиг. 8) также указывает на равномерность потока в области нижней поверхности. Как отмечалось ранее, основные изменения параметров наблюдаются в области боковых



Фиг. 8. Изобары для несимметричных тел с $\varphi = 10^\circ$ при $M_\infty = 4$, $\alpha = 0$: а – $n_u = 1$, $n_l = 12$, $\lambda = 0,5$; б – $n_u = 2$ и $\lambda_u = 0,5$, $n_l = 12$ и $\lambda_l = 0,4$

поверхностей и закругления поперечного контура. Незначительные поперечные градиенты давления на большей части нижней поверхности тела также являются положительным моментом с точки зрения нарастания пограничного слоя, как это было отмечено ранее.

Заключение. В целом проведенные для диапазонов числа Маха $M_\infty = 2-6$ и угла атаки $\alpha = 0-10^\circ$ численные исследования обтекания тел с различной формой поперечного сечения в классе гиперэллиптических конусов показали, что для больших значений показателя степени поперечного контура $n \geq 8$ возможно получение повышенного уровня относительного давления p' , а также более равномерного его распределения на большей части нижней поверхности и более равномерного поля течения по сравнению с эллиптическим конусом ($n = 2$). В сочетании с почти плоской нижней поверхностью это – благоприятный фактор при использовании таких тел в качестве поверхности предварительного сжатия для плоских воздухозаборников перспективных гиперзвуковых летательных аппаратов.

С увеличением параметра n возрастает и лобовое сопротивление тел, причем наиболее существенно – для $n \approx 1-4$. Используя разные значения показателя степени n или соотношения полуосей λ для верхнего и нижнего поперечных контуров (при $\varphi = \text{const}$), можно построить комбинированные несимметричные тела, имеющие близкие с эллиптическим конусом значения интегральных геометрических характеристик (площади миделя, объема и т.п.) и коэффициента лобового сопротивления при нулевом угле атаки, но при этом реализующие отмеченные преимущества в отношении равномерности поля потока и собственно плоской нижней поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Jorgensen L.H.* Elliptic cones alone and with wings at supersonic speeds // *NACA Rep.* 1958. N1376. 24 p.
2. *Martellucci A.* An extension of the linearized characteristics method for calculating the supersonic flow around elliptic cones // *J. Aero/Space Sci.* 1960. V. 27. № 9. P. 667–674.
3. *Швец А.И.* Исследование обтекания эллиптических конусов // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1966. № 1. С. 130–137.
4. *Швец А.И.* Аэродинамические характеристики конических неосесимметричных тел // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1968. № 2. С. 112–116.
5. *Базжин А.П., Трусова О.Н., Чельшева И.Ф.* Расчет течений совершенного газа около эллиптических конусов при больших углах атаки // *Тр. ЦАГИ.* 1969. Вып. 1144. 54 с.
6. *Коральник Б.Н., Хилько Р.М.* Расчет обтекания и аэродинамического нагрева гиперзвуковых летательных аппаратов в форме круглых и эллиптических конусов и полуконусов с применением конечно-разностного метода (метода установления) и инженерной методики ЦАГИ // *ЦИАМ. Техн. отчет № 8127.* 1977. 47 с.
7. *Amidon P.F.* Supersonic aerodynamic characteristics of elliptic cross section bodies // *AIAA Paper.* 1985. № 1607. 11 p.
8. *Легостаев А.А., Пейгин С.В.* Обтекание острых эллиптических конусов гиперзвуковым потоком вязкого газа под углами атаки и скольжения // *Теплофизика высоких температур.* 1991. Т. 29. № 6. С. 1157–1163.
9. *Kimmel R.L., Poggie J., Schwoerke S.N.* Laminar-turbulent transition in a Mach 8 elliptic cone flow // *AIAA Journal.* 1999. V. 37. № 9. P. 1080–1087.
10. *Williams L.J.* Estimated aerodynamics of all-body hypersonic aircraft configurations // *NASA TM.* 1971. X-2091. 38 p.
11. *Nelms W.P., Thomas Ch.L.* Aerodynamic characteristics of an all-body hypersonic aircraft configuration at Mach numbers from 0,65 to 10,6 // *NASA TN.* 1971. D-6577. 100 p.
12. *Hanal D., Henze A., Krause E.* Supersonic and hypersonic flow computations for the research configuration ELAC-1 and comparison to experimental data // *Z. Flugwissenschaften und Weltraumforschung.* 1993. В. 17. Н. 2. S. 90–98.
13. *Krause E., Limberg W., Kharitonov A.M., Brodetsky M.D., Henze A.* An experimental investigation of the ELAC-1 configuration at supersonic speeds // *Experim. Fluids.* 1999. № 26. V. 5. P. 423–436.
14. *Губанов А.А., Таковицкий С.А.* Исследование по выбору формы в плане несущей поверхности, применяемой в качестве предварительной ступени торможения воздухозаборника, с учетом образующегося на ней пограничного слоя // *Докл. Всерос. научн.-техн. конф. "Фундаментальные исследования для гиперзвуковых технологий". г. Жуковский, 1998. Т. 2. С. 88–97.*
15. *Волков В.Ф., Мажуль И.И., Щербик Д.В.* Расчет сверхзвукового обтекания потоком невязкого газа пространственных конфигураций с острыми передними кромками // *Теплофизика и аэромеханика.* 1995. Т. 2. № 3. С. 245–252.
16. *Волков В.Ф., Шабалин И.И.* Маршевая схема расчета двумерных сверхзвуковых течений невязкого газа // *Мат. моделирование.* 1998. Т. 10. № 2. С. 3–14.

Новосибирск

Поступила в редакцию
15.VIII.2000