

УДК 533.6.011.55

© 1992 г. Н. С. БАЧМАНОВА, В. И. ЛАПЫГИН, Ю. М. ЛИПНИЦКИЙ

ГИПЕРЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ
ТРЕУГОЛЬНОЙ ПЛАСТИНКИ МАЛОГО УДЛИНЕНИЯ
ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ АТАКИ

С использованием численного алгоритма, основанного на установлении конического решения по времени, решена задача о гиперзвуковом обтекании плоской треугольной пластинки с большими углами стреловидности χ при углах атаки α , близких к $\pi/2$. Установлено существование конического течения при $\alpha \sim \pi/2$, вектор скорости которого направлен к вершине пластинки. В зависимости от параметра гиперзвукового подобия $k = \text{tg} \alpha \text{tg} \chi$ приведены значения $C_p / \sin^2 \alpha$ и толщины ударного слоя в плоскости симметрии пластинки.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных показало их хорошее согласование друг с другом.

Проведенный при $M_\infty \rightarrow \infty$ в работе [1] анализ показал возможность существования конического течения около треугольной пластины, вектор скорости которого направлен к ее вершине. Применительно к обтеканию круговых конусов такие режимы течения при конечных числах Маха M_∞ установлены в [2], а дальнейшие расчеты показали их существование и в случае эллиптических конусов. По-видимому, сохранение коничности течения вплоть до углов атаки $\alpha \approx \pi/2$ является общим свойством сверхзвуковых течений около тонких конических тел. В пользу этого предположения свидетельствуют экспериментальные данные [3] и расчеты обтекания треугольных крыльев при $\alpha \leq 60^\circ$ [4].

В этой связи представляет интерес теоретическое изучение течения около треугольной пластинки на больших углах атаки ($\alpha > 60^\circ$) вплоть до отхода головной ударной волны от ее вершины.

Рассмотрим сверхзвуковое невязкое обтекание треугольной пластинки с углом стреловидности χ под углом атаки α при числе Маха набегающего потока M_∞ . Ограничимся изучением конических течений. Уравнения движения в сферической системе координат r, ψ запишем в виде [2]

$$\frac{\partial X}{\partial t} + B \frac{\partial X}{\partial v} + C \frac{\partial X}{\partial \psi} = 0, \quad (1)$$

где X — вектор-столбец искомых функций $X = (u, v, w, p, \rho)$, u, v, w — проекции вектора скорости на орты e_r, e_v, e_ψ , p — давление, ρ — плотность.

На поверхности пластинки ставится условие непротекания, на поверхности ударной волны — условия Гюгонио. Решение ищется на части поверхности единичной сферы с центром в вершине пластинки, ограниченной поверхностью ударной волны $v = v_s(\psi)$, наветренной поверхностью крыла $v = v_k(\psi)$, плоскостью $\psi = \psi_k$, проходящей через переднюю кромку, и плоскостью симметрии.

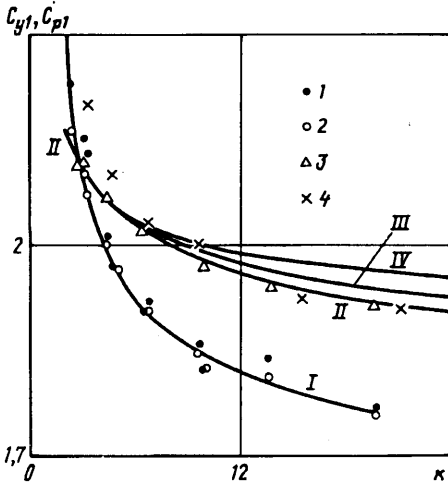
Предполагалось, что $w(\psi_k) > a$, где a — местная скорость звука [4]. Наличие оператора dx/dt позволяет построить эффективные численные алгоритмы для расчета конических течений с дозвуковыми областями. Решение системы (1) строилось с помощью метода работы [5].

Ограничиваясь рассмотрением треугольной пластинки большой стреловидности и используя закон подобия [6], для ее наветренной стороны можно записать

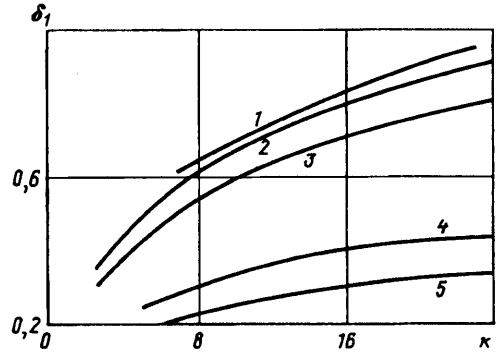
$$C_{y1} = \frac{C_y}{\sin^2 \alpha} = f_1(k), \quad C_{p1} = \frac{C_p}{\sin^2 \alpha} = f_2(v, \psi, k), \quad \delta_1 = \delta \text{tg} \chi = f_3(v, \psi, k), \quad k = \text{tg} \alpha \text{tg} \chi$$

где δ — угол между ударной волной и крылом в плоскости, проходящей через его вершину и перпендикулярной его поверхности, C_p — коэффициент давления.

Выполнение закона подобия в рассматриваемой задаче иллюстрируется графиками фиг. 1, где зависимость $C_{y1}(k)$ наветренной стороны обозначена цифрой I и построена по данным [4]. Точками



Фиг. 1



Фиг. 2

1 и 2 показаны результаты расчетов [4] для крыльев с $M_\infty = 6$ и 10 соответственно при $\alpha = 40, 50, 60^\circ$ и $\chi = 70, 75, 80, 85^\circ$. Полученные в расчетах значения C_{y1} хорошо совпадают с кривой 1 и ниже не обсуждаются. Вычисления проведены при $\chi = 70, 75, 80^\circ$, показателе адиабаты $\kappa = 1,2; 1,3; 1,4$ и $M_\infty = 5, 6, 10, 15$.

Зависимости $C_{p1}(k)$ на поверхности пластинки в плоскости ее симметрии обозначены на фиг. 1 цифрами II, III, IV и соответствуют $\kappa = 1,4; 1,3; 1,2$. Отличия значений C_{p1} друг от друга, вызванные изменением M_∞ и χ , не превышали $1 + 2\%$. Результаты расчетов [4] при $\chi = 80^\circ$ и $M_\infty = 10$ — точки 3 и экспериментальные данные [3] при $\chi = 80^\circ, M_\infty = 5$ — точки 4 хорошо коррелируются с зависимостью $C_{p1}(k)$ для $\kappa = 1,4$.

Характер кривых фиг. 1 показывает, что при $k \rightarrow \infty C_{y1}$ приближается к асимптотическому значению, определенному в [7]

$$C_{y1} = 2 - 1,8(\kappa - 1)/(\kappa + 1)$$

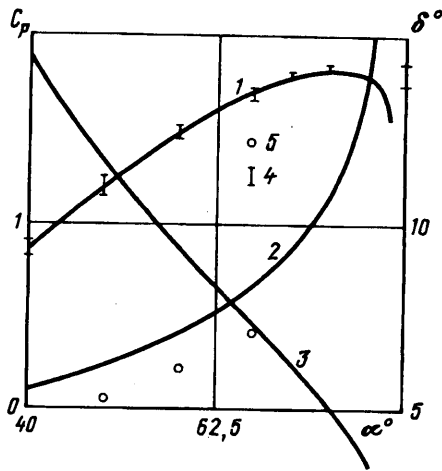
При этом асимптотикой C_{p1} является C_{p1} в точке торможения за прямым скачком уплотнения ($\alpha = \pi/2$), определенное в предположении $M_\infty \rightarrow \infty$.

Толщина ударного слоя имеет наибольшее значение в плоскости симметрии, монотонно уменьшаясь при приближении к передней кромке, с ростом k величина δ_1 увеличивается, что иллюстрируется зависимостями фиг. 2, на которой приведены результаты расчетов при $\chi = 80^\circ$ и различных κ и M_∞ . Кривые 1—3 соответствуют $M_\infty = 5, M_\infty = 6$ и $M_\infty \geq 10$ при $\kappa = 1,4$; 4, 5 — $\kappa = 1,2$ при $M_\infty \geq 10$. Отметим, что изменение χ слабо влияет на δ_1 .

По мере увеличения угла атаки величина M на оси симметрии пластинки становится равной единице ($\alpha = \alpha_1$), затем — нулю ($\alpha = \alpha_2$) и при $\alpha > \alpha_2$ вектор скорости течения в ударном слое оказывается направленным к вершине крыла — реализуется режим обтекания IV, указанный в [1]. Качественно режимы обтекания аналогичны случаю круговых конусов [2]. Значения α_1, α_2 слабо зависят от χ и M_∞ и при $\kappa = 1,4$ представлены ниже:

M_∞	5	6	10	15	10	10
χ	80	80	80	80	75	70
α_1	57,4	58,2	59,6	60,3	58,3	56,7
α_2	80	80,2	81,2	81,2	78,2	74,4

Анализ картины линий тока показывает, что для рассмотренных режимов течения ось симметрии является линией растекания. Так же как и в случае круговых конусов [2], головная ударная волна



Фиг. 3

при больших α принадлежит сильному семейству в том смысле, что параметры потока за ней соответствуют решению уравнений косоугольного скачка уплотнения с большим углом его наклона.

Очевидно, что существование конического течения с дозвуковой скоростью в ударном слое можно представить только для бесконечной треугольной пластинки. Вместе с тем в окрестности ее вершины параметры течения могут быть близки к их значениям в коническом потоке. Сравнение расчетных (линии 1, 2) и экспериментальных значений коэффициента C_p и угла δ приведены на фиг. 3; линия 3 соответствует расчетной зависимости $M(\alpha)$. Вертикальными черточками 4 изображены диапазоны изменения C_p по данным [3] вплоть до угла $\alpha = \alpha_2 = 80^\circ$. Наблюдается совпадение расчетных и экспериментальных данных. При $\alpha > \alpha_2$ поведение расчетной кривой $C_p(\alpha)$ начинает отличаться от экспериментальной, что связано с отходом головной ударной волны от вершины пластинки [3].

Экспериментальные [3] значения δ (точки 5, фиг. 3) примерно на 1° ниже расчетных. Вместе с тем закономерности расчетного и экспериментального их изменения $\delta(\alpha)$ одинаковы.

При углах атаки α , близких к $\alpha = \alpha_2$, значения i близки к 0, что соответствует случаю, рассмотренному в [7]. При этом угол наклона ударной волны по отношению к вектору скорости невозмущенного потока близок к $\pi/2 \alpha_2 + \delta(\alpha_2) \approx \pi/2$.

Таким образом, так же как и в случае круговых конусов, существует режим конического течения на наветренной стороне бесконечной треугольной пластинки, при котором вектор скорости потока направлен к ее вершине. В случае треугольной пластинки конечной длины коническое течение при $\alpha > \alpha_2$, видимо, разрушается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черный Г. Г. Крылья в гиперзвуковом потоке // ПММ. 1965. Т. 29. Вып. 4. С. 616—634.
2. Бачманова Н. С., Лапыгин В. И., Липницкий Ю. М. Исследование сверхзвукового обтекания круговых конусов на больших углах атаки // Изв. АН СССР. МЖГ. 1973. № 6. С. 79—84.
3. Башкин В. А. Экспериментальное исследование обтекания плоских крыльев при числах $M_\infty = 3$ и 5 в диапазоне углов атаки от 0 до 90° // Тр. ЦАГИ. 1970. Вып. 1175. С. 124—169.
4. Базжин А. П. К расчету обтекания плоских треугольных крыльев при больших углах атаки // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 5. С. 104—105.
5. Липницкий Ю. М., Михайлов Ю. Я., Савинов К. Г. Расчет пространственных течений идеального газа без плоскости симметрии // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 3. С. 182—186.
6. Сычев В. В. Пространственные гиперзвуковые течения газа около тонких тел при больших углах атаки // ПММ. 1960. Т. 24. Вып. 2. С. 205—212.
7. Коул Ж., Брайнерд Ж. Обтекание тонких крыльев гиперзвуковыми потоками при больших углах атаки // Исследование гиперзвуковых течений. М.: Мир, 1964. С. 233—247.