7. **Абрамовиц М., Стиган И.** Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами.— М.: Наука, 1979.
8. **Колыхалов П. И.** Неустойчивость тангенциального разрыва в газе, движущемся вблизи твердой стенки.— М., 1983.— (Препр./ИКИ АН СССР; № 824).

Поступила 10/XI 1987 г.

УДК 532.526

РАСЧЕТ ЛАМИНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ПОДВЕТРЕННОЙ СТОРОНЕ ТРЕУГОЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ СО СВЕРХЗВУКОВЫМИ ПЕРЕДНИМИ КРОМКАМИ

В. Н. Ветлуцкий, Т. В. Поплавская

(Новосибирск)

При сверхзвуковом обтекании конического тела под углом атаки меньше предельного невязкое течение за ударной волной (УВ) коническое. Ламинарный пограничный слой на таком теле описывается уравнениями, зависящими от двух автомодельных переменных [1]. В данной постановке задачи пограничный слой на наветренной стороне треугольной пластины рассмотрен в [2—5]. Существует большое число экспериментальных работ [6—8], где проведено качественное исследование режимов течения на подветренной стороне треугольной пластины при различных значениях числа Маха и угла атаки. Коэффициенты теплоотдачи на подветренной стороне треугольного крыла с углом стреловидности $\chi = 80°$ при $M_\infty = 10$ и разных углах атаки измерены в [9]. Здесь все варианты соответствуют режиму обтекания с отошедшей от кромок УВ. Расчет несжимаемого пространственного пограничного слоя на подветренной стороне треугольного крыла выполнен в [10, 11], где расчетная область располагается между линией присоединения и линией схода вихря.

В настоящей работе найдены параметры ламинарного пограничного слоя на подветренной стороне треугольной пластины, когда УВ присоединена к передним кромкам. От передней кромки решение автомодельных уравнений строится маршевым методом до образующей, от которой начинается поперечный отрыв. Далее к автомодельным уравнениям пограничного слоя добавляются вторые производные искомых функций в окружном направлении, и задача в отрывной области решается методом установления.

1. Рассмотрим сверхзвуковое обтекание треугольной пластины под углом атаки α. Вектор скорости набегающего потока лежит в плоскости симметрии. В случае сверхзвуковых передних кромок течения на верхней и нижней стороне пластины не влияют друг на друга и могут быть рассчитаны независимо. В окрестности кромки невязкий поток разворачивается в течении Прандтля — Майера со скольжением и параметры газа имеют постоянные значения за последней характеристикой. Далее поток переходит в коническое течение общего вида, переход сопровождается резким ростом давления, при этом возможно возникновение внутренней УВ [12—14].

Введем на подветренной стороне пластины цилиндрическую систему координат (r, θ, z) аналогично [3]. Здесь r — расстояние вдоль образующей пластины, θ — угол между образующей и плоскостью симметрии, z — нормаль к поверхности пластины. Аналогично наветренной стороне уравнения пограничного слоя допускают автомодельное решение, зависящее от переменных $\omega = \theta_0 - \theta$, $\eta = z/\sqrt{r(\theta_0 - \theta)}$ (θ_0 — угол передней кромки). Уравнения в автомодельных переменных могут решаться маршевым методом вдоль координаты ω в направлении поперечной компоненты скорости v. В рассматриваемом режиме, как и с наветренной стороны, течение на внешней границе пограничного слоя на подветренной стороне направлено от передних кромок к плоскости симметрии. Поэтому для реализации маршевого метода необходимы начальные условия в окрестности передней кромки. При стремлении ω к нулю уравнения в автомодельных переменных переходят в обыкновенные, решение которых и используется в качестве начальных данных [3].

Автомодельные уравнения пограничного слоя в переменных ω, η решаются на наветренной стороне на всей поверхности пластины [3]. На подветренной стороне решение строится аналогично от передней кромки до некоторой образующей, за которой поперечная компонента скорости вблизи стенки меняет знак и начинается область отрыва потока в поперечном направлении. Решение автомодельных уравнений пограничного слоя не может быть продолжено в нее маршем по координате ω. В силу принципа влияния и зависимости для пространственного пограничного слоя [15] здесь необходимо ставить и решать краевую по координате ω задачу.

В области поперечного отрыва к автомодельным уравнениям пограничного слоя были добавлены внепорядковые члены, содержащие вторые производные по переменной ω от искомых параметров течения, аналогично [16]. Эти слагаемые можно рассматривать также как члены с искусственной вязкостью. С учетом обезразмеривания и преобразований, описанных в [3], система уравнений имеет вид

(1.1)
$$\frac{f'}{L}\frac{\partial J}{\partial \xi} + \omega\left(\frac{3}{2}\rho u - \frac{\partial \rho v}{\partial \omega}\right) - \frac{f'}{L}\frac{L'}{L}\omega\rho v N - \frac{1}{2}\rho v = 0,$$

$$\frac{f'}{L}J\frac{\partial u}{\partial \xi} - \omega\rho v\left(\frac{\partial u}{\partial \omega} + v\right) - \frac{f'}{L}\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\mu\frac{f'}{L}\frac{\partial u}{\partial \xi}\right) - \delta\omega\frac{\partial}{\partial \omega}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial \omega}\right) =$$
$$= -\omega\rho_e v_e\left(\frac{\partial u_e}{\partial \omega} + v_e\right) - \delta\omega\frac{\partial}{\partial \omega}\left(\mu_e\frac{\partial u_e}{\partial \omega}\right),$$

$$\frac{f'}{L}J\frac{\partial v}{\partial \xi} + \omega\rho v\left(u - \frac{\partial v}{\partial \omega}\right) - \frac{f'}{L}\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\mu\frac{f'}{L}\frac{\partial v}{\partial \xi}\right) - \delta\omega\frac{\partial}{\partial \omega}\left(\frac{4}{3}\mu\frac{\partial v}{\partial \omega}\right) =$$
$$= \omega\rho_e v_e\left(u_e - \frac{\partial v_e}{\partial \omega}\right) - \delta\omega\frac{\partial}{\partial \omega}\left(\frac{4}{3}\mu_e\frac{\partial v_e}{\partial \omega}\right),$$

$$c_p J\frac{f'}{L}\frac{\partial T}{\partial \xi} - c_p\rho v\omega\frac{\partial T}{\partial \omega} - \frac{f'}{L}\frac{1}{\Pr}\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\frac{f'}{L}k\frac{\partial T}{\partial \eta}\right) - \frac{1}{\Pr}\delta\omega\frac{\partial}{\partial \omega}\left(k\frac{\partial T}{\partial \omega}\right) = -c_{p_e}\rho_e v\omega\frac{\partial T_e}{\partial \omega} -$$
$$-\frac{1}{\Pr}\delta\omega\frac{\partial}{\partial \omega}\left(k_e\frac{\partial T_e}{\partial \omega}\right) + (\gamma - 1)M_\infty^2\mu\left(\frac{f'}{L}\right)^2\left[\left(\frac{\partial u}{\partial \xi}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial \xi}\right)^2\right], \quad p = \frac{1}{\gamma M_\infty^2}\rho T.$$

Задача решалась при следующих граничных условиях:

(1.2)
$$\omega = \omega_+:\ u = u_+(\xi),\ v = v_+(\xi),\ T = T_+(\xi),$$
$$\omega = \theta_0:\ \partial u/\partial\omega = 0,\ v = 0,\ \partial T/\partial\omega = 0,$$
$$\xi = 0:\ u = v = J = 0,\ T = T_w,$$
$$\xi = 1:\ u = u_e(\omega),\ v = v_e(\omega),\ T = T_e(\omega),\ p = p_e(\omega).$$

Здесь ξ — логарифмическое растяжение нормальной координаты η [1,5]:
$$\xi = f(\eta/L) = \ln(1 + \eta/\varepsilon_2 L)/\ln(1 + 1/\varepsilon_2)$$

($L = L(\omega)$ — счетная толщина пограничного слоя). Кроме того, вместо нормальной компоненты скорости w введены массовая скорость J и функция $N(\omega, \xi)$: $J = \rho\sqrt{\omega}\left(-0{,}5\eta u + \sqrt{\omega}\frac{L'}{L}\eta v + w\sqrt{r}\right) + 0{,}5\rho\eta v$, $N = \partial\eta/\partial\xi = L(\omega)\varepsilon_2(1 + 1/\varepsilon_2)^\xi\ln(1 + 1/\varepsilon_2)$. Все параметры течения отнесены к своим значениям в набегающем потоке, давление — к удвоенному скоростному напору $\rho_\infty U_\infty^2$.

Профили $u_+(\xi)$, $v_+(\xi)$, $T_+(\xi)$ взяты из решения уравнений пограничного слоя маршевым методом при $\omega = \omega_+$. На внешней границе пограничного слоя ($\xi = 1$) из расчета невязкого обтекания брались распределения $p_e(\omega)$ и $v_e(\omega)$, по которым с помощью интеграла Бернулли и энтропии на поверхности пластины насчитывались распределения $u_e(\omega)$, $T_e(\omega)$:

(1.3)
$$u_e = (2\gamma/(\gamma - 1)(1 - p_e/\rho_e) - \gamma M_\infty^2 - v_e^2)^{1/2},\quad T_e = p_e/\rho_e,\quad \rho_e = (p_e/S)^{\gamma_1},$$
$$\gamma_1 = 1/\gamma$$

(все параметры обезразмерены, как в [13]).

Строго говоря, с введением в систему (1.1) внепорядковых членов со второй производной его решение должно зависеть от местного числа Рейнольдса, поскольку коэффициент δ равен $1/\mathrm{Re}$. Расчеты при $\chi = 45°$, $M_\infty = 4$, $\alpha = 5°$ показали, что изменение δ от 10^{-4} до 10^{-5} дает различие в коэффициентах трения и теплоотдачи не более 6 %, а от 10^{-5} до 10^{-6} — менее 1 %. Расчет, выполненный для $\delta = 0$, практически совпал с $\delta = 10^{-5}$. Все это говорит о том, что решение системы (1.1) можно считать практически автомодельным и не зависящим от Re при малых значениях δ.

2. Система (1.1) решалась методом установления, для чего к каждому ее уравнению добавлялся нестационарный член. Таким образом, оба уравнения движения и уравнение энергии могут быть записаны в виде

$$\frac{\partial F}{\partial t} + a\frac{\partial F}{\partial \omega} + b\frac{\partial F}{\partial \xi} + e\frac{\partial}{\partial \xi}\left(c\frac{\partial F}{\partial \xi}\right) + s\frac{\partial}{\partial \omega}\left(g\frac{\partial F}{\partial \omega}\right) + d = 0, \tag{2.1}$$

где под F подразумевается u, v, T. Коэффициент удельной теплоемкости c_p полагался постоянным, а коэффициенты вязкости и теплопроводности аппроксимировались степенной зависимостью $\mu = T^{0,76}$, $k = T^{0,76}$. Численное решение системы (2.1) осуществлялось с помощью двухслойной неявной разностной схемы по координате ξ, производные по координате ω брались на предыдущей итерации. Первая производная по ω расписывалась с помощью уголковой схемы второго порядка в зависимости от направления поперечных перетеканий [17]. Все коэффициенты уравнений взяты на предыдущей итерации нового слоя. На каждом слое по времени выполнялась одна итерация. В целом используемая схема имела второй порядок аппроксимации на установившемся решении. Уравнение неразрывности расписывалось также со вторым порядком.

Сначала строилось решение «параболической» задачи (без вторых производных по координате ω) от передней кромки $\omega = 0$ до луча $\omega = \omega_+$, где профиль поперечной компоненты скорости v_+ приближался к предотрывному. Затем для «эллиптической» задачи (1.1), (1.2) насчитывалось начальное приближение. Для этого профили $u_+(\xi)$, $v_+(\xi)$ и $T_+(\xi)$ переносились на все последующие лучи вплоть до плоскости симметрии $\omega = \theta_0$ и нормировались по своим значениям на внешней границе для данного луча. Далее для области $\omega_+ < \omega \leqslant \theta_0$ решалась «эллиптическая» задача (1.1), (1.2) до установления по времени.

В результате численного решения «эллиптической» задачи определялись профили скорости и температуры в пограничном слое на подветренной стороне пластины. По этим профилям на поверхности тела насчитывались местные коэффициенты напряжения трения в продольном c_{f_1} и поперечном c_{f_2} направлениях, абсолютная величина вектора местного коэффициента трения $c_f = \left(c_{f_1}^2 + c_{f_2}^2\right)^{1/2}$ и местный коэффициент теплоотдачи St (число Стантона). Все они отнесены к скоростному напору набегающего потока и определяются по формулам, приведенным в [5]. Однако эти параметры трудно показать графически, поскольку они стремятся к бесконечности при подходе к передним кромкам пластины и ее вершине. Кроме того, они зависят от местного Re. Поэтому для удобства их вычисления и представления использовались местные автомодельные параметры, которые зависят только от ω:

$$c_{f_1}^* = c_{f_1}\sqrt{\mathrm{Re}_r\omega}, \quad c_{f_2}^* = c_{f_2}\sqrt{\mathrm{Re}_r\omega}, \quad c_f^* = c_f\sqrt{\mathrm{Re}_r\omega}, \quad \mathrm{St}^* = \mathrm{St}\sqrt{\mathrm{Re}_r\omega},$$

где Re_r — местное число Рейнольдса, вычисляемое по параметрам набегающего потока и расстоянию вдоль образующей пластины r.

Кроме локальных коэффициентов трения и теплоотдачи на подветренной стороне пластины были получены суммарный автомодельный коэффициент трения $c_F^* = c_F\sqrt{\mathrm{Re}_l}$ и поток тепла $Q_T^* = Q_T\sqrt{\mathrm{Re}_l}$, которые отнесены к площади пластины [5] (Re_l — число Рейнольдса, определяемое по длине центральной хорды l).

χ°	M_∞	α°	c_F^*	Q_T^*
45	4	5	1,374 1,375	0,722 0,723
55	4	5	— 1,382	— 0,727
60	4	5	— 1,448	— 0,747
45	2	5	1,720 1,722	0,933 0,933
45	3	5	1,530 1,532	0,814 0,815
45	4	5	1,374 1,375	0,722 0,723
45	6	5	— 1,137	— 0,587
45	3	5	1,530 1,532	0,814 0,815
45	3	10	— 1,286	— 0,665
45	3	15	— 1,108	— 0,553

3. Расчеты параметров ламинарного пограничного слоя на подветренной стороне треугольной пластины выполнены для ряда значений χ, M_∞ и α, представленных в таблице. Во всех вариантах отношение энтальпии стенки H_w к полной энтальпии набегающего потока H_∞ бралось равным 0,1, $\Pr = 0,7$, $\delta = 10^{-5}$.

Условия на внешней границе пограничного слоя взяты из таблицы [13]. Заметим, что параметры невязкого потока на подветренной стороне в области больших градиентов здесь имеют небольшие осцилляции. При использовании их в настоящихр асчетах производилось сглаживание.

Известно, что течение в окрестности точки отрыва весьма чувствительно к малым возмущениям любого характера. Поэтому и погрешность расчетов в этой области резко возрастает. При решении «параболической» задачи было взято наибольшее число шагов по нормали к пластине (40) и по угловой координате (160). При этом погрешность расчетов c_f^* и St* составляла доли процента везде, кроме иредотрывной области, где она достигала нескольких процентов. При стремлении параметра δ к нулю в «эллиптической» задаче его решение стремилось к решению «параболической» задачи (рис. 1—3), однако в предотрывной области в ряде вариантов отличие все же оставалось значительным (рис. 4,5). При этом следует также иметь в виду, что при решении «параболической» и «эллиптической» задач применялись различные разностные схемы.

На рис. 1—3 приведены распределения параметров c_f^*, $c_{f_2}^*$ и St* на подветренной поверхности пластины для $\chi = 45°$, $\alpha = 5°$ и $M_\infty = 2$, 3, 4, 6 (кривые *1—4*). Сплошные линии на всех рисунках отвечают «параболической» задаче, а штриховые —«эллиптической». Видно, что в области передней кромки, где невязкий поток постоянный, значения c_f^* и St* практически не меняются. Далее происходит перестройка невязкого потока

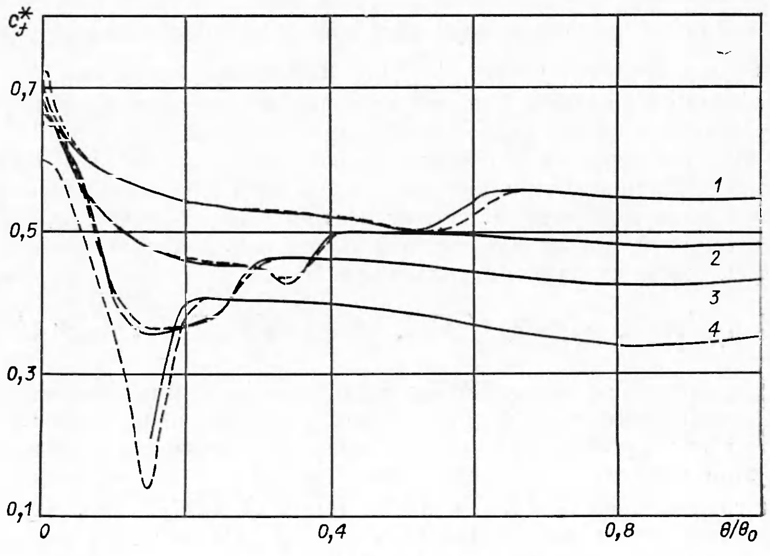

Рис. 1

и давление резко возрастает, что вызывает торможение пограничного слоя в поперечном направлении. При $M_\infty = 6$ это торможение приводит к изменению вблизи поверхности пластины знака поперечной компоненты скорости v, и поэтому решение «параболической» задачи не может быть продолжено за $\theta/\theta_0 = 0{,}12$. В этой области решение «эллиптической» задачи дает поперечный отрыв, который хорошо виден на рис. 2. Решения же обеих задач вне области

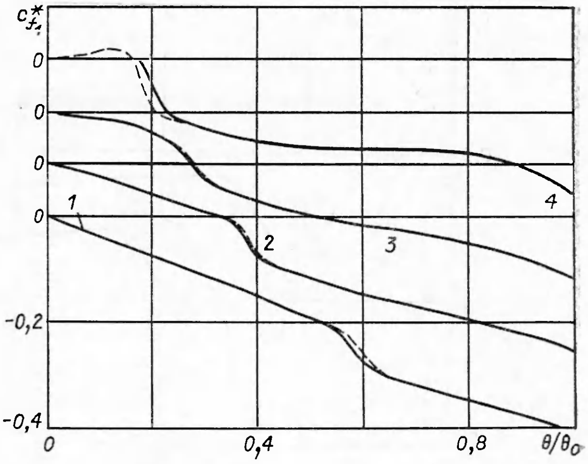

Рис. 2

отрыва для этого варианта и во всей области для трех других чисел Маха близки между собой. Исключение представляет плоскость симметрии, в окрестности которой отличие параметров c_f^* и St*, полученных в решении обеих задач, значительно. Это объясняется тем, что при решении «эллиптической» задачи в плоскости симметрии ($\omega = \theta_0$) ставятся условия симметрии (1.2), а при решении «параболической» задачи граничные условия здесь отсутствуют. Аналогичное отличие наблюдается на подветренной стороне кругового конуса [16].

На рис. 4 представлено распределение параметра c_f^* на подветренной стороне пластины при $M_\infty = 4$, $\alpha = 5°$ и $\chi = 45$, 55, 60° (кривые *1—3*). Видно, что угол стреловидности слабо влияет на значение c_f^* в области равномерного невязкого потока. В области возрастания давления это различие увеличивается, а при $\chi = 55$ и 60° градиент давления приводит к поперечному отрыву пограничного слоя.

Распределение параметра c_f^* в зависимости от угла θ показано на рис. 5. Здесь $\chi = 45°$, $M_\infty = 3$ и $\alpha = 5$, 10, 15° (кривые *1—3*). В области равномерного невязкого потока значение c_f^* с ростом α от 5 до 15° падает на одну треть. При этом градиент давления на подветренной стороне увеличивается, чем и объясняется появление поперечного отрыва при $\alpha = 10$ и 15°.

Изменение угла стреловидности и угла атаки влияет на автомодельное St* так же, как и на c_f^*. При этом в зоне поперечного отрыва повышения местной теплоотдачи не наблюдается.

Следует отметить, что рассмотренный в работе поперечный отрыв означает появление вихрей в пограничном слое на подветренной стороне пластины. По терминологии Нараяна [9], такие вихри называются «погруженными» в отличие от вихрей, захватывающих невязкий поток. В по-

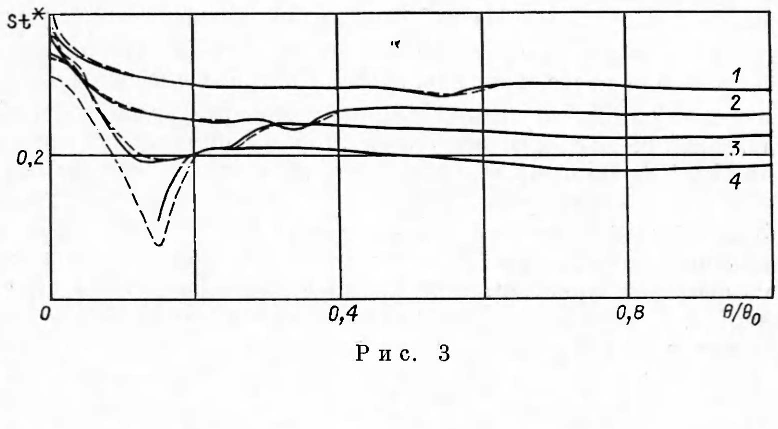

Рис. 3

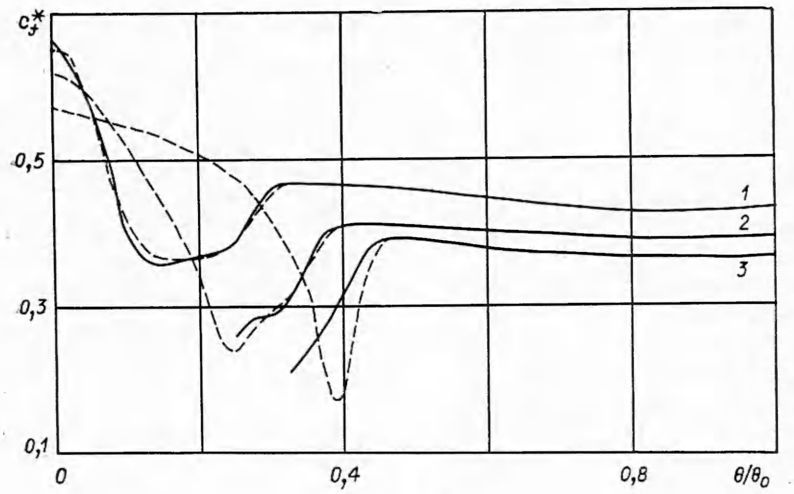

Рис. 4

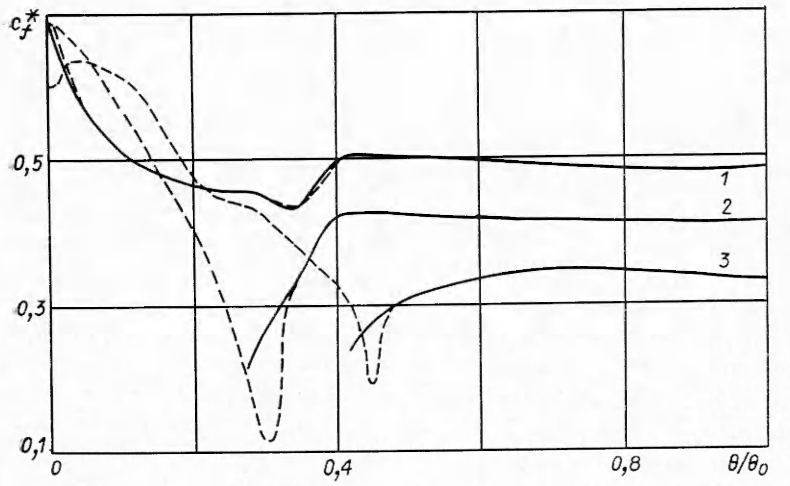

Рис. 5

следнем случае вдоль линии присоединения вихря на поверхность тела приходят потоки высокоэнтальпийного газа из невязкой области, что и вызывает увеличение в этой области местных потоков тепла.

4. В таблице приведены суммарные автомодельные коэффициенты трения c_F^* и потоки тепла Q_T^* на подветренной стороне пластины. Верхнее число в каждой графе соответствует «параболической» задаче, нижнее — «эллиптической». Прочерк означает, что решение «параболической» задачи для данного варианта не удается построить до плоскости симметрии из-за поперечного отрыва. Из таблицы видно, что изменение χ в рассмотренном диапазоне практически не влияет на c_F^* и Q_T^*. Аналогичная закономерность имела место и на наветренной стороне пластины [5].

Значение c_F^* на подветренной стороне убывает с увеличением M_∞ практически линейно, хотя с наветренной стороны оно возрастало в зависимости от M_∞ [5]. Поэтому вклад подветренной стороны в суммарный коэффициент трения пластины уменьшается от 47 до 34 % с увеличением M_∞ от 2 до 6 при $\chi = 45°$ и $\alpha = 5°$.

Зависимость параметра c_F^* на подветренной стороне от α носит монотонно убывающий характер, в то время как с наветренной стороны она обратная [5]. По-видимому, это и предыдущее явления объясняются тем, что с ростом α или M_∞ плотность газа на подветренной стороне убывает, а на наветренной — возрастает. Доля подветренной стороны в суммарном коэффициенте трения пластины уменьшается от 43 до 31 % с увеличением α от 5 до 15° при $\chi = 45°$ и $M_\infty = 3$.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Введенская Н. Д.** Расчет пограничного слоя, возникающего при обтекании конуса под углом атаки // ЖВММФ.— 1966.— Т. 6, № 2.
2. **Башкин В. А.** Ламинарный пограничный слой в сжимаемом газе при коническом внешнем течении // Тр. ЦАГИ.— 1968.— Вып. 1093.
3. **Ветлуцкий В. Н., Поплавская Т. В.** К расчету ламинарного пограничного слоя на плоской треугольной пластине со сверхзвуковыми передними кромками // ЧММСС.— 1982.— Т. 13, № 1.
4. **Ветлуцкий В. Н., Поплавская Т. В.** Таблицы параметров ламинарного пограничного слоя на наветренной стороне плоской треугольной пластины в режиме обтекания с присоединенной к кромкам ударной волной.— Новосибирск, 1984.— (Препр./ИТПМ СО АН СССР; № 7—84).
5. **Ветлуцкий В. Н., Поплавская Т. В.** Сжимаемый ламинарный пограничный слой на плоской треугольной пластине с присоединенной ударной волной // ПМТФ.— 1985.— № 5.
6. **Squire L. C.** Flow regimes over delta wings at supersonic and hypersonic speeds // Aeronaut. Quart.— 1976.— V. 27, N 1.
7. **Майкапар Г. И.** Отрывные течения у подветренной стороны треугольного крыла и тела вращения в сверхзвуковом потоке // Учен. зап. ЦАГИ.— 1982.— Т. 18, № 4.
8. **Васенев Л. Г., Харитонов А. М.** Интерференция треугольного крыла и цилиндрического корпуса при сверхзвуковой скорости.— Новосибирск, 1984.— (Препр./ИТПМ СО АН СССР; № 28—84).
9. **Narayan K. Y.** Leeside flowfield and heat transfer of a delta wing at $M_\infty = 10$ // AIAA J.— 1978.— V. 16, N 2. Рус. пер. // РТК.— 1978.— Т. 16, № 2.
10. **Rastogi A. K., Rodi W.** Calculation of general three-dimensional turbulent boundary layers // AIAA J.— 1978.— V. 16, N 2. Рус. пер. // РТК.— 1978.— Т. 16, № 2.
11. **Шпак С. И.** Расчет треугольного несжимаемого турбулентного пограничного слоя.— Новосибирск, 1981.— (Препр./ИТПМ СО АН СССР; № 35—81).
12. **Булах Б. М.** Нелинейные конические течения газа.— М.: Наука, 1970.
13. **Воскресенский Г. П., Ильина А. С., Татаренчик В. С.** Сверхзвуковое обтекание крыльев с присоединенной ударной волной // Тр. ЦАГИ.— 1974.— Вып. 1590.
14. **Bannik W. J., Nebbeling C.** An experimental investigation of the expansion flow field over a delta wing at supersonic speed.— Netherlands, 1971.— (Rept/Delft Univ. Technol.; VTH-167).
15. **Wang K. C.** On the determination of the zones of influence and dependence for three-dimensional boundary-layer equations // J. Fluid Mech.— 1971.— V. 48, N 2.
16. **Roux B., Forestier B.** Analysis of a compressible laminar boundary layer on a yawed cone // AIAA J.— 1976.— V. 14, N 8. Рус. пер. // РТК.— 1976.— Т. 14, № 8.
17. **Дудин Г. Н.** Конечно-разностный метод решения трехмерных уравнений пограничного слоя на режиме сильного вязкого взаимодействия // Тр. ЦАГИ.— 1983.— Вып. 2190.

Поступила 13/X 1987 г.

УДК 533.6.011.55 + 629.782.015.3

СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ Λ-КРЫЛЬЕВ И ЭЛЕМЕНТОВ ЗВЕЗДООБРАЗНЫХ ТЕЛ ПРИ УГЛАХ АТАКИ И КРЕНА

О. Н. Иванов, А. И. Швец

(Москва)

Начиная с шестидесятых годов проводятся обширные исследования обтекания треугольных Λ-образных крыльев (например, [1—3]). Теоретически и экспериментально показано, что при сверхзвуковых скоростях Λ-крыло обладает большим значением аэродинамического качества, чем эквивалентное плоское треугольное крыло. Наряду с изучением обтекания несущих поверхностей исследовались аэродинамические характеристики звездообразных форм [4—6]. Эти формы, элементы которых можно рассматривать как Λ-крылья, при сверхзвуковых скоростях обтекания имеют сопротивление значительно меньше, чем эквивалентные осесимметричные тела.

В полетных условиях могут реализоваться режимы обтекания, когда плоскость угла атаки не совпадает с плоскостью симметрии Λ-крыла либо плоскостью симметрии звездообразного тела. Несимметричное обтекание Λ-крыльев образуется в нескольких случаях при углах атаки и крена, а также при асимметрии исходной формы крыла.