

7. Greenspan H. F., Benny D. J. On shear-layer instability, breakdown and transition // J. Fluid Mech.— 1963.— V. 15, pt 1.
8. Герценштейн С. Я. Об устойчивости нестационарного прямолинейного плоскопараллельного потока идеальной жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1969.— № 2.
9. Nishioka M., Asai M., Iida S. An experimental investigation of the secondary instability // Laminar-Turbulent Transition: IUTAM Symp., Stuttgart, Germany, 1979.— Berlin: Springer, 1980.
10. Гольдштик М. А., Штерн В. Н. Гидродинамическая устойчивость и турбулентность.— Новосибирск: Наука, 1977.
11. Gatsky T. V. Vortex motion in real bounded viscous flow // Proc. Roy. Soc. London.— 1985.— V. A397.— P. 397.
12. Зельман М. Б., Смородский Б. В. Развитие и взаимодействие возмущений в пограничных слоях с перегибным профилем скорости.— Новосибирск, 1989.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ; № 2—89).
13. Зельман М. Б., Смородский Б. В. О пакетах волновых возмущений потока Блазуса // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1988.— № 1.
14. Качанов Ю. С. Резонансно-волновая природа перехода к турбулентности в пограничном слое // Моделирование в механике.— 1988.— Т. 1(18), № 2.
15. Жигулев В. Н., Тумин А. М. Возникновение турбулентности.— М.: Наука, 1987.

г. Новосибирск

Поступила 2/VI 1989 г.,
в окончательном варианте — 1/IX 1989 г.

УДК 532.526

В. Н. Ветлуцкий

РАСЧЕТ СЖИМАЕМОГО ЛАМИНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ЗАОСТРЕННОМ ТЕЛЕ БИЭЛЛИПТИЧЕСКОГО СЕЧЕНИЯ

Задача определения параметров пространственного пограничного слоя весьма актуальна, поскольку ее решение дает распределение трения и тепловых потоков на поверхности обтекаемого тела. Из численного расчета полных уравнений пограничного слоя находятся параметры потока: компоненты скорости, температура и плотность, что позволяет получать новые знания о всей картине течения.

Наибольшее число работ по расчету ламинарного трехмерного пограничного слоя посвящено несжимаемым течениям [1—5]. При сверхзвуковых скоростях набегающего потока он наиболее изучен на затупленных телах (см., например, [6—9]). На заостренных телах пространственный сжимаемый пограничный слой рассмотрен в [10—13]. Рассчитанные в [10] углы предельных линий тока и профили скорости на круговом конусе под углом атаки сравнены с экспериментом [11]. На телах оживально-цилиндрической формы измерены распределения коэффициентов напряжения трения [12, 13].

В настоящей работе описаны постановка задачи и алгоритм расчета сжимаемого ламинарного пограничного слоя на заостренном теле. Приведены результаты расчетов для тела биэллиптического сечения при числе Маха $M_\infty = 2$ и углах атаки $\alpha = 0—10^\circ$. Описана эволюция пространственного пограничного слоя с изменением угла атаки.

1. Рассматривается обтекание заостренного тела фюзеляжеобразной формы, на которое набегающий сверхзвуковой поток газа с числом Маха M_∞ . Тело имеет плоскость симметрии, в которой лежит вектор скорости набегающего потока. Он составляет угол атаки α с некоторой осью тела. В этом случае все течение также имеет плоскость симметрии.

Поверхность тела предполагается гладкой и ее уравнение задано в цилиндрической системе координат $r = r(\xi, \zeta)$. Координата ξ отсчитывается от вершины тела вдоль его оси, ζ — меридиональный угол в поперечном сечении, $\zeta = 0$ соответствует наветренной плоскости симметрии. Уравнения трехмерного сжимаемого ламинарного пограничного слоя записаны в неортогональной системе координат $(\tilde{\xi}, \eta, \zeta)$, связанной с поверхностью тела [14]. Координата η совпадает с местной нормалью к поверхности.

Носовая часть тела предполагается конической. В этом случае невязкий поток здесь конический, а уравнения пограничного слоя допускают автомодельное решение, зависящее от переменных $\zeta, \lambda = \eta/\sqrt{\xi}$

[15]. Поэтому в настоящей работе вместо координаты η введена переменная λ , а вместо компоненты скорости v , направленной по нормали к поверхности тела, введен поток массы

$$j = \rho(v\sqrt{g_{11}} - u\eta/2\sqrt{g_{11}}).$$

Здесь и далее g_{ik} — метрические коэффициенты поверхности. Конечно, эта замена позволяет исключить зависимость решения от продольной координаты ξ только на коническом носике. На остальной поверхности зависимость толщины пограничного слоя от ξ в новой переменной λ будет более слабой.

Запишем два уравнения движения, уравнение энергии и уравнение неразрывности в переменных (ξ, λ, ζ) в следующем виде [16]:

$$(1) \quad \begin{aligned} \xi \frac{\rho u}{\sqrt{g_{11}}} \frac{\partial u}{\partial \xi} + \xi \frac{\rho w}{\sqrt{g_{22}}} \frac{\partial u}{\partial \zeta} + j \frac{\partial u}{\partial \lambda} - \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial \lambda} \right) + P &= 0, \\ \xi \frac{\rho u}{\sqrt{g_{11}}} \frac{\partial w}{\partial \xi} + \xi \frac{\rho w}{\sqrt{g_{22}}} \frac{\partial w}{\partial \zeta} + j \frac{\partial w}{\partial \lambda} - \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial \lambda} \right) + Q &= 0, \\ c_p \left(\xi \frac{\rho u}{\sqrt{g_{11}}} \frac{\partial T}{\partial \xi} + \xi \frac{\rho w}{\sqrt{g_{22}}} \frac{\partial T}{\partial \zeta} + j \frac{\partial T}{\partial \lambda} \right) - \frac{1}{Pr} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(k \frac{\partial T}{\partial \lambda} \right) - \\ - \xi c_{pe} \left(\frac{\rho u_e}{\sqrt{g_{11}}} \frac{\partial T_e}{\partial \xi} + \frac{\rho v_e}{\sqrt{g_{22}}} \frac{\partial T_e}{\partial \zeta} \right) - (\gamma - 1) M_\infty^2 \mu \left(\left(\frac{\partial u}{\partial \lambda} \right)^2 + \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial w}{\partial \lambda} \right)^2 + 2 \frac{\partial u}{\partial \lambda} \frac{\partial w}{\partial \lambda} \frac{g_{12}}{g_{11}g_{22}} \right) &= 0, \end{aligned}$$

$$\xi \left(\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\rho u \sqrt{\frac{g}{g_{11}}} \right) + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\rho w \sqrt{\frac{g}{g_{22}}} \right) \right) + \frac{\partial j}{\partial \lambda} \sqrt{g} + \frac{\rho u}{2} \sqrt{\frac{g}{g_{11}}} = 0.$$

Систему замыкает уравнение состояния $\rho = \gamma M_\infty^2 p / T$. Функции P, Q зависят от компонент скорости u, w в пограничном слое и на внешней границе. Остальные обозначения общеприняты. Все параметры безразмерны по длине тела X и их значениям в набегающем потоке. Давление отнесено к удвоенному скоростному напору.

При постановке граничных условий для уравнений пространственного пограничного слоя необходимо руководствоваться концепцией зон влияния и зависимости [17]. С ее помощью устанавливается простое правило: компоненты скорости и температура задаются на тех границах, через которые жидкость втекает в рассматриваемую область, на остальных границах условия не ставятся. Это правило обосновано в смысле доказательства теоремы единственности для модельного уравнения [18].

Особую роль в трехмерном пограничном слое играют линейчатые поверхности, образованные нормальными к обтекаемой поверхности и содержащими линии тока. Векторы скорости, выходящие из любой образующей их нормали, лежат в одной плоскости, касательной к этой линейчатой поверхности. Будем называть такую поверхность поверхностью стекания, если линии тока в ее окрестности сближаются, и поверхностью растекания — в противном случае.

Система уравнений (1) решалась в области $\Omega (\xi \geq \xi_0, 0 \leq \zeta \leq \zeta_1, c \leq \lambda \leq \lambda_e(\xi, \zeta))$ при следующих граничных условиях:

$$\xi = \xi_0: u = u_0(\lambda, \zeta), w = w_0(\lambda, \zeta), T = T_0(\lambda, \zeta);$$

$$\zeta = 0: \partial u / \partial \zeta = 0, w = 0, \partial T / \partial \zeta = 0;$$

$$\lambda = 0: u = 0, w = 0, j = 0, T = T_w;$$

$$\lambda = \lambda_e(\xi, \zeta): u = u_e(\xi, \zeta), w = w_e(\xi, \zeta), T = T_e(\xi, \zeta),$$

$$p = p_e(\xi, \zeta).$$

Здесь сечение $\xi = \xi_0$ соответствует коническому носку тела, и поэтому профили u_0, v_0, T_0 берутся из автомодельного решения. На плоскости $\zeta = 0$ задаются условия симметрии в случае, если она является поверхностью растекания, и условия не нужны в противном случае. Если плоскость $\zeta = \zeta_+$ совпадает с плоскостью симметрии ($\zeta_+ = 180^\circ$), то ситуация с граничными условиями аналогична плоскости $\zeta = 0$. Плоскость $\zeta = \zeta_+$ может быть взята несовпадающей с плоскостью симметрии. Граничные условия на пей не ставятся, если жидкость через нее вытекает.

На поверхности тела $\lambda = 0$ приняты обычные для вязкой жидкости условия прилипания и непротекания, а также равенство температур газа и стенки. На внешней границе пограничного слоя $\lambda = \lambda_e(\xi, \zeta)$ параметры потока u_e, w_e, T_e, p_e берутся из расчета обтекания данного тела невязким газом.

2. На коническом носике задача о пограничном слое допускает автомодельное решение. Преобразование системы (1) для этой области приведено в [16].

В настоящей работе поверхность тела и параметры на внешней границе задавались в виде двумерных таблиц. Сплайн-интерполяция этих данных и пересчет параметров потока в систему координат, связанную с поверхностью тела, тоже подробно описаны в [16]. Отличие состоит в том, что нами использовался сглаживающий сплайн [19].

В большинстве рассмотренных задач о пространственном пограничном слое существует поверхность растекания, которая обычно совпадает с плоскостью симметрии. Течение на поверхности растекания не описывается уравнениями плоского пограничного слоя, а зависит от второй производной давления в поперечном направлении [14]. Однако решение на этой поверхности может быть получено независимо от решения в остальной области.

Наиболее распространенные разностные схемы для решения трехмерных уравнений пограничного слоя существенно используют решение, полученное на поверхности растекания [1, 2, 20]. Но плоскость симметрии может быть поверхностью стекания, а положение поверхности растекания заранее неизвестно. Тогда использование указанных схем весьма затруднительно [21]. Если же поверхность растекания в пограничном слое отсутствует, как это имеет место в ряде вариантов из [18] и в настоящей работе, то эти схемы вообще неприменимы.

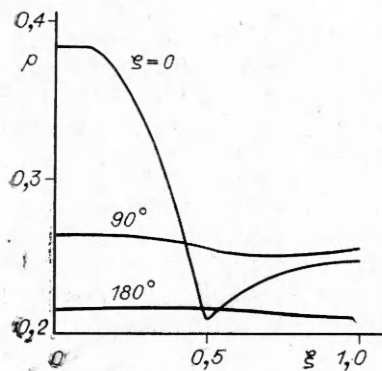
Нами используется двуслойная неявная разностная схема с весами, подробно описанная в [4, 18]. При значении весового коэффициента $\theta = 0,5$ она является схемой второго порядка аппроксимации по всем координатам. На примере линейного уравнения показана ее абсолютная устойчивость при $0,5 \leq \theta \leq 1,0$ [18]. Преимущество данной схемы в том, что она позволяет не выделять поверхность растекания и вполне применима, если последняя отсутствует.

Указанная разностная схема использовалась с постоянными шагами по каждому направлению, поэтому для повышения точности счета применялось растяжение координат, фиксированное в окружном направлении и автоматическое по нормали к поверхности [16].

Для пространственного пограничного слоя большой интерес представляют компоненты вектора коэффициента напряжения трения c_{f_1}, c_{f_2} и число Стантона St на поверхности тела. Автомодельные коэффициенты $c_{f_1}^*, c_{f_2}^*, St^*$ вычислялись следующим образом:

$$\begin{aligned} c_{f_i}^* &= c_{f_i} \sqrt{Re_\xi}, \quad c_{f_i} = \tau_i|_{\lambda=0} / (0,5\rho_\infty U_\infty^2) \quad (i = 1, 2), \\ c_f^* &= (c_{f_1}^{*2} + c_{f_2}^{*2} + 2c_{f_1}^* c_{f_2}^* \cos \psi)^{1/2}, \quad St^* = St \sqrt{Re_\xi}, \\ St &= q|_{\lambda=0} / (\rho_\infty U_\infty c_p (T_\infty - T_w)) \end{aligned}$$

(Re_ξ — число Рейнольдса, полученное по параметрам набегающего потока и расстоянию от вершины тела, $\cos \psi = g_{12} / (g_{11}g_{22})^{1/2}$).



Р и с. 1

а нижняя — тело с поперечными сечениями в виде полуэллипсов. Нижняя полуось этих эллипсов a меняется по закону

$$a = \begin{cases} 0,26795 \xi, & \xi \leq 0,1, \\ -0,55823 \xi_1^3 + 0,26795 \xi_1 + 0,026795, & 0,1 \leq \xi \leq 0,5, \\ 0,098248, & 0,5 \leq \xi \leq 1,0. \end{cases} \quad \xi_1 = \xi - 0,1$$

Отсюда видно, что при $\xi = 0,1$ нижняя образующая имеет непрерывные первую и вторую производные, а при $\xi = 0,5$ — только первую. Отношение полуосей эллипса изменяется от 1 при $\xi \leq 0,1$ до 2,73 при $\xi = 1$.

Для получения параметров невязкого потока использована программа, описанная в [22]. Расчеты выполнены для $M_\infty = 2$ и $\alpha = 0, 5, 10^\circ$. На рис. 1 приведено распределение статического давления на поверхности тела в зависимости от осевой координаты для $\zeta = 0, 90, 180^\circ$ при $\alpha = 10^\circ$. На коническом носике давление по ξ не меняется, а на переходном участке ($0,1 \leq \xi \leq 0,5$) падает, причем наиболее резко с наветренной стороны. На участке, где нижняя образующая параллельна оси ($\xi > 0,5$), давление растет, что может вызвать отрыв пограничного слоя в этой области. Если же представим распределение давления в поперечном сечении, то получим следующую картину. На коническом носике максимум давления приходится на наветренную образующую ($\zeta = 0$), поперечные перетекания направлены от наветренной стороны к подветренной. Далее с ростом ξ максимум давления перемещается на боковую сторону, что может привести к изменению направления поперечных перетеканий.

При $\alpha = 5^\circ$ характер распределения давления аналогичен описанному. При $\alpha = 0$ максимум давления всегда располагается на подветренной плоскости симметрии ($\zeta = 180^\circ$), где давление практически не меняется. Его поведение в зависимости от ξ при $\zeta = 0$ подобно таковому в двух других вариантах.

С помощью данных невязкого потока для указанных вариантов выполнены расчеты пограничного слоя при относительной температуре стенки $T_w = 1$. Число лучей на слое принималось равным 21 и 41. Такие же значения задавались для числа узлов на луче. Использовалось растяжение окружной координаты, при которой величина шага в физических переменных изменялась в 4 раза.

На рис. 2—4 представлены распределения $c_{f_1}^*$ в различных поперечных сечениях при $\alpha = 0, 5, 10^\circ$. На графиках приведены значения координаты ξ , соответствующие каждой кривой. При $\alpha = 0$ (см. рис. 2) на коническом носике ($\xi \leq 0,1$) параметры потока не зависят от окружной координаты ζ , поэтому $c_{f_1}^*$ постоянно. На переходном участке $0,1 \leq \xi \leq 0,5$ с наветренной стороны $c_{f_1}^*$ сначала растет, а затем уменьшается. На отрезке $0,5 \leq \xi \leq 1$ давление с наветренной стороны возрастает, и поток в пограничном слое тормозится. При $\xi = 0,6$ происходит отрыв потока

В алгоритме расчета предусмотрены автоматические выбрасывания областей отрыва пограничного слоя в окрестности плоскости симметрии задачи с наветренной и подветренной сторон [16].

3. Работоспособность алгоритма и составленной программы проверена на примере определения пограничного слоя на эллиптическом конусе [16].

Исследование пространственного сжимаемого пограничного слоя выполнено на поверхности заостренного тела биеллиптического сечения. Его носовая часть при $\xi \leq 0,1$ представляет собой круговой конус с углом полураствора 15° . Верхняя половина — продолжение того же конуса,

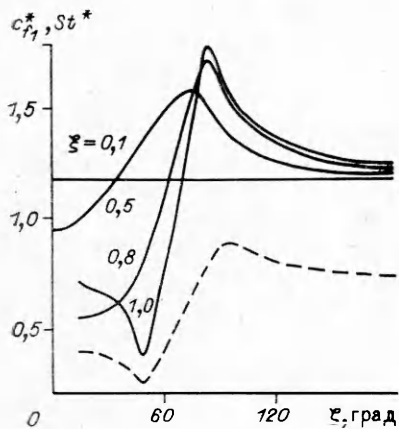


Рис. 2

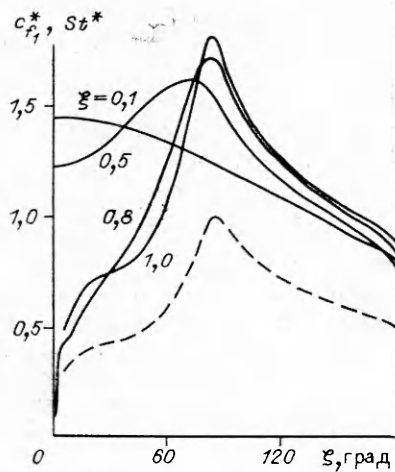


Рис. 3

в окрестности плоскости $\zeta = 0$. Далее эта область из расчета выбрасывается. Максимум c_{f1}^* постоянно растет, его положение приближается к $\zeta = 83^\circ$. На подветренной стороне c_{f1}^* изменяется слабо.

В списанном варианте плоскость $\zeta = 0$ вплоть до точки отрыва является поверхностью стекания. Затем из-за роста давления линии тока вблизи поверхности начинают удаляться от плоскости симметрии. Это явление хорошо иллюстрируется рис. 5, где представлено распределение c_{f2}^* в сечении $\xi = 1$ при $\alpha = 0, 5, 10^\circ$. Видно, что при $\alpha = 0$ с наветренной стороны поперечные перетекания вблизи стенки положительны, хотя на внешней границе пограничного слоя они везде отрицательны. Строго говоря, здесь возмущения от левой границы $\zeta = 15^\circ$ распространяются внутрь расчетной области. Однако угол между линиями тока и координатной линией настолько мал, что возмущения от границы могут распространиться по ζ к концу тела не более чем на 10° . В этом варианте плоскость $\zeta = 180^\circ$ — поверхность растекания всюду, кроме конического носика, где течение осесимметричное.

При $\alpha = 5^\circ$ (см. рис. 3) на коническом носике $\xi \leq 0,1$ величина c_{f1}^* максимальна при $\zeta = 0$, где располагается поверхность растекания. На переходном участке $0,1 \leq \xi \leq 0,5$ максимум давления перемещается к боковой стороне, за ним с запаздыванием следует максимум c_{f1}^* . При этом поперечные перетекания вблизи стенки при $\xi = 0,35$ меняют направление с положительного на отрицательное, и поверхность растекания исчезает.

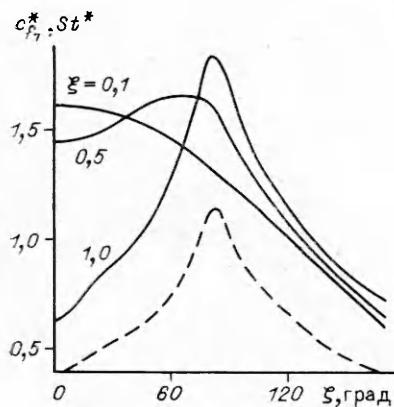


Рис. 4

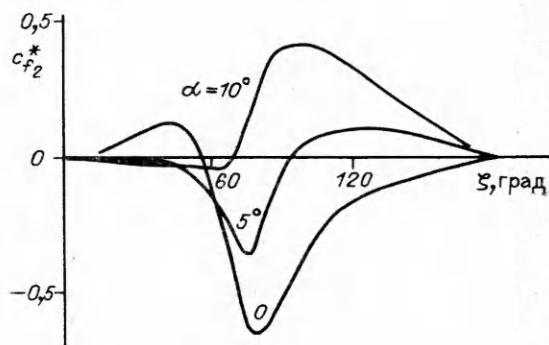
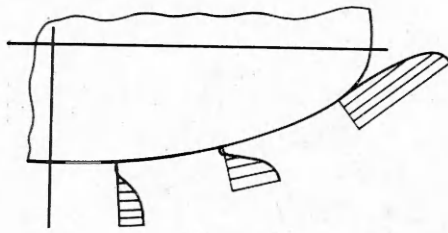


Рис. 5



Р и с. 6

На участке $0,5 \leq \xi \leq 1$, где наветренная образующая параллельна оси, давление при $\zeta = 0$ возрастает, $c_{f_1}^*$ падает, при $\xi = 0,9$ пограничный слой в узкой области отрывается. Рост давления при $\zeta = 0$ приводит к образованию его слабого локального по ζ максимума, тем не менее плоскость $\zeta = 0$ при $\xi \geq 0,7$ становится поверхностью стекания, причем поперечные перетекания направлены к наветренной плоскости симметрии в области $0 \leq \zeta \leq 95^\circ$ (см. рис. 5). Подветренная плоскость симметрии $\zeta = 180^\circ$ в этом варианте является поверхностью стекания по всей длине тела. Максимум $c_{f_1}^*$ перемещается с наветренной стороны к боковой, постепенно возрастая.

Начиная с некоторого угла атаки, на подветренной образующей заостренного тела не удается построить решение уравнений пограничного слоя с непрерывными производными в поперечном направлении [15]. В настоящей работе попытка вести счет во всей области течения привела к появлению осцилляций по ζ . Чтобы их избежать, расчетная область при $\alpha = 10^\circ$ (см. рис. 4) была ограничена плоскостью $\zeta = 170^\circ$, через которую газ вытекает, и граничные условия на ней не ставятся. Как видно из рис. 4, поведение $c_{f_1}^*$ аналогично таковому предыдущего варианта с той лишь разницей, что значение $c_{f_1}^*$ в соответствующих сечениях с наветренной стороны несколько выше, а на подветренной ниже, чем в случае $\alpha = 5^\circ$. Поэтому $c_{f_1}^*$ при $\zeta = 0$ в пуль не обращается, т. е. отрыв не происходит. Что касается поверхности растекания при $\zeta = 0$, то она заканчивается в сечении $\xi = 0,5$. Далее до конца тела линии тока вблизи поверхности тела приближаются к плоскости симметрии $\zeta = 0$, а вблизи внешней границы пограничного слоя от нее удаляются. Сказанное иллюстрируется рис. 6, где для $\alpha = 10^\circ$ изображены графики поперечной компоненты скорости w в пограничном слое на наветренной и боковой сторонах тела в сечении $\xi = 1$.

Заметим, что значения $c_{f_1}^*$ на боковой стороне за переходным участком довольно близки для всех трех вариантов. Так, различие значений в точке максимума при $\xi = 0,5$ составляет 5 % и при $\xi = 1$ равно 3,5 %. Однако положение этой точки несколько сдвигается к наветренной стороне с ростом угла атаки.

На рис. 2—4 распределение автомодельного числа Стантона St^* в последнем сечении дано штриховой линией. Из сравнения кривых St^* с кривыми $c_{f_1}^*$ при $\xi = 1$ видно, что они примерно подобны друг другу. Аналогичная ситуация наблюдается и в остальных сечениях. Это явление может быть объяснено приближенным выполнением для таких сложных течений аналогии Рейнольдса между теплопередачей и сопротивлением трения [23].

Результаты расчетов показали значительное влияние угла атаки на картину течения в пограничном слое. С ростом α от 0 до 10° наблюдаются следующие качественные изменения. На подветренной образующей $\zeta = 180^\circ$ плоскость растекания переходит в плоскость стекания. Хотя характер распределения давления вдоль наветренной образующей при указанных углах атаки одинаков, картина течения здесь меняется существенно. Поверхность стекания с последующим отрывом при $\xi = 0,6$ переходит в поверхность растекания на участках $\xi < 0,35$; $0,7 < \xi < 0,9$ при $\alpha = 5^\circ$ и на участке $\xi < 0,5$ при $\alpha = 10^\circ$. На остальных участках в обоих вариантах линии тока вблизи тела приближаются к плоскости $\zeta = 0$, а вблизи внешней границы пограничного слоя удаляются от нее. Таким образом, поверхность растекания в этих областях отсутствует.

Уменьшение радиуса кривизны в поперечном направлении на боковой стороне тела вызывает здесь рост автомодельной компоненты коэффициента трения $c_{f_1}^*$ при всех углах атаки. На наветренной стороне с ростом угла атаки она меняется как качественно, так и количественно. Поперечная компонента $c_{f_2}^*$ с ростом α увеличивается от отрицательных значений до положительных везде, кроме наветренной стороны, где изменения имеют обратный характер. При $\alpha = 5$ и 10° максимум давления перемещается к боковой стороне, и с наветренной стороны появляется положительный градиент давления в поперечном направлении, который разворачивает поток вблизи стенки к наветренной образующей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sebeci T., Kaups K., Moser A. Calculation of three-dimensional boundary layers. III. Three-dimensional flows in orthogonal curvilinear coordinates // AIAA J.— 1976.— V. 14, N 8. Рус. пер. // ПТК.— 1976.— Т. 14, № 8.
2. Dwyer H. A. Solution of a three-dimensional boundary layer flow with separation // AIAA J.— 1968.— V. 6, N 7. Рус. пер. // ПТК.— 1968.— Т. 6, № 7.
3. Wang K. C. Laminar boundary layer over a body of extremely high incidence // Phys. Fluids.— 1974.— V. 17, N 7.
4. Ветлущая Л. М., Ветлущий В. Н. К расчету трехмерного несжимаемого ламинарного пограничного слоя на плоской пластине с препятствием // ЧММСС.— 1980.— Т. 11, № 4.
5. Шевелев Ю. Д. Численный расчет пространственного пограничного слоя в несжимаемой жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1966.— № 5.
6. Андреев Г. И., Шевелев Ю. Д. О пространственном пограничном слое на сегментальном теле при сверхзвуковых скоростях // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1971.— № 3.
7. Введенская И. Д. О трехмерном ламинарном пограничном слое на затупленном теле // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1966.— № 5.
8. Андреев Г. И., Бурдельный А. К., Миносцев В. В., Савинов К. Г. Исследование пространственного обтекания затупленных тел с учетом вязкости в рамках теории пограничного слоя // Науч. труды Ин-та механики МГУ.— 1975.— № 41.
9. Kendall R. M., Bonnett W. S., Nardo C. T., Abbett M. J. Computation procedure for three-dimensional boundary layers aircraft and aerospace vehicles // II AIAA computational fluid dynamics conf., 1975.— Hartford, Connecticut, 1975.
10. Harris J. E., Morris D. J. Solution of the three-dimensional compressible, laminar and turbulent boundary layer equations with comparisons to experimental data // Proc. of the IV Intern. conf. on numerical methods in fluid dynamics.— S. I., Springer, 1975. Рус. пер. // Численное решение задач гидромеханики.— М.: Мир, 1977.
11. Rainbird W. J. Turbulent boundary-layer growth and separation on a yawed cone // AIAA J.— 1968.— V. 6, N 12. Рус. пер. // ПТК.— 1968.— Т. 6, № 12.
12. Sturek W. B., Schiff L. B. Numerical simulation of steady supersonic flow over spinning bodies of revolution // AIAA J.— 1982.— V. 20, N 12.
13. Dolling D. S., Gray W. K. Experimental study of supersonic turbulent flow on a blunted axisymmetric body // AIAA J.— 1986.— V. 24, N 5.
14. Шевелев Ю. Д. Трехмерные задачи теории ламинарного пограничного слоя.— М.: Наука, 1977.
15. Введенская И. Д. Расчет пограничного слоя, возникающего при обтекании конуса под углом атаки // ЖВММФ.— 1966.— Т. 6, № 2.
16. Ветлущая Л. М., Ветлущий В. Н. К расчету пространственного сжимаемого ламинарного пограничного слоя на заостренном теле // ЧММСС.— 1986.— Т. 17, № 5.
17. 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.
18. Vetlitsky V. N. Laminar boundary layer on a flat plate with rotating cylinder // Computers and Fluids.— 1981.— V. 9, N 4.
19. Reinsch C. H. Smoothing by spline functions // Numerische Mathematik.— 1967.— Bd 10.
20. Krause E. Comment on «Solution of a three-dimensional boundary-layer flow with separation» // AIAA J.— 1969.— V. 7, N 3. Рус. пер. // ПТК.— 1969.— Т. 7, № 3.
21. Schwaborn D. Laminare Grenzschichten in der Nähe der Anlegelinie an Flügeln und flügelähnlichen Körpern mit Anstellung.— BRD, 1981.— (Forschungsbericht/DFVLR; N 81—31).
22. Аукин М. К., Тагиров Р. К. Метод расчета сверхзвукового обтекания летательного аппарата при наличии воздухозаборников, крыльев и оперения // ЧММСС.— 1980.— Т. 11, № 6.
23. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.— М.: Наука, 1974.

г. Новосибирск

Поступила 19/V 1989 г.,
в окончательном варианте — 7/VII 1989 г.