

УДК 533.6.011.55:532.526.2-3

© 1992 г. Г. Н. ДУДИН

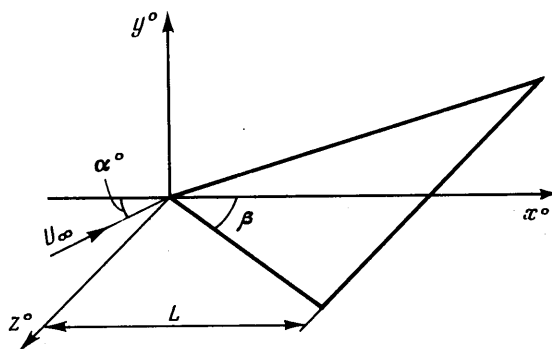
РАСЧЕТ ТРЕХМЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ПОДВЕТРЕННОЙ СТОРОНЕ ТРЕУГОЛЬНОГО КРЫЛА КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ НА РЕЖИМЕ ВЯЗКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

В экспериментальных исследованиях [1] установлено, что характер течения в пограничном слое существенно зависит от угла атаки α° , под которым обтекается тело, и величины гиперзвукового параметра вязкого взаимодействия $\chi = M_\infty^2 \text{Re}_0^{-1/2}$. Здесь M_∞ — число Маха набегающего потока, $\text{Re}_0 = \rho_\infty U_\infty L / \mu_0$ — число Рейнольдса, определяемое по значениям плотности и скорости в невозмущенном потоке, длине тела и коэффициенту вязкости при температуре торможения. Однако в окрестности вершины крыла и его передних кромок во многих случаях реализуется режим сильного вязкого взаимодействия, если гиперзвуковой параметр взаимодействия, вычисленный по длине рассматриваемой области, $\chi_x = M_\infty^2 \text{Re}_x^{-1/2} \gg 1$. Течение в гиперзвуковом пограничном слое на треугольном крыле конечной длины при наличии угла атаки на режиме сильного взаимодействия ($\chi = \infty$) на всем крыле рассмотрено в [2]. При этом показано, что на подветренной стороне крыла толщина вытеснения пограничного слоя значительно возрастает при увеличении угла атаки и этот факт согласуется с данными экспериментальных исследований [3]. В работе [4], при рассмотрении обтекания треугольных крыльев на режиме сильного вязкого взаимодействия под углом атаки $\alpha^\circ \approx (s/\text{Re}_0)^{1/4}$ (s — удлинение крыла), было показано, что на подветренной стороне в окрестности вершины треугольного крыла в пограничном слое появляются возвратные поперечные скорости. Предположение о реализации режима сильного вязкого взаимодействия на подветренной стороне треугольного крыла требует выполнения условия, чтобы $M_\infty^2 (\partial \delta_e^\circ / \partial x^\circ - \alpha^\circ)^2 \gg 1$ [5], где δ_e° — толщина вытеснения пограничного слоя, однако это не всегда выполняется. Более того, в отдельных областях на подветренной стороне крыла возможны случаи, когда $\partial \delta_e^\circ / \partial x^\circ < 0$ или $\partial \delta_e^\circ / \partial x^\circ - \alpha^\circ < 0$ и реализуется режим локального разрежения.

В настоящей работе рассмотрено обтекание треугольных тел гиперзвуковым потоком под углом атаки на режиме вязкого взаимодействия. Представлены результаты расчета параметров пространственного пограничного слоя на подветренной стороне крыла и его аэродинамических характеристик.

1. Рассматривается обтекание гиперзвуковым потоком вязкого газа тонкого треугольного крыла конечной длины L под малым углом атаки $\alpha^\circ \sim \text{Re}_0^{-1/4}$. Система координат, начало которой расположено в вершине треугольного крыла, ось x° направлена вдоль оси симметрии крыла, ось z° — по размаху, а ось y° — по нормали к поверхности, приведена на фиг. 1. Компоненты вектора скорости $u^\circ, v^\circ, w^\circ$ направлены соответственно вдоль $x^\circ, y^\circ, z^\circ$, удлинение крыла $s = \text{tg } \beta$, где β — полуугол при вершине крыла. Предполагается, что при обтекании крыла реализуется режим вязкого взаимодействия трехмерного пограничного слоя с внешним невязким потоком.

Решение полной краевой задачи включает учет течения в следе, который образуется за крылом [6], однако в данной работе, чтобы не рассматривать это течение, краевое условие задается на задней кромке треугольного крыла. Учитывая, что рассматривается обтекание нехолодной пластины ($g_w^\circ \neq 0$) и течение докритическое, разложение в ряды решения в окрестности передней кромки содержит произвольную функцию [6].



Фиг. 1

Поэтому для отбора единственного решения краевой задачи на задней кромке необходимо также задавать функцию, в качестве которой берется распределение давления p° .

В соответствии с оценками для пограничного слоя в гиперзвуковом потоке [5] вводятся безразмерные переменные

$$\begin{aligned} x^\circ &= Lx, \quad z^\circ = sLz, \quad y^\circ = \tau Ly \\ u^\circ &= U_\infty u, \quad w^\circ = U_\infty w, \quad v^\circ = \tau s^{-1} U_\infty v_w \\ p^\circ &= \tau^2 \rho_\infty U_\infty^2 p, \quad \rho^\circ = \tau^2 \rho_\infty \rho, \quad g^\circ = \frac{1}{2} U_\infty^2 g \\ \mu^\circ &= \mu_0 \mu, \quad \delta_c^\circ = \tau L \delta_c, \quad \tau = s^{1/4} \text{Re}_0^{-1/4} \end{aligned} \quad (1.1)$$

где g° — энthalпия торможения, τ — характерная безразмерная толщина пограничного слоя. Для простоты предполагается линейная зависимость коэффициента вязкости от температуры. Подстановка переменных (1.1) в уравнения Навье — Стокса и совершение предельного перехода $\text{Re}_0 \rightarrow \infty$ приводят к уравнениям пространственного пограничного слоя, которые в переменных Дородницына имеют вид:

$$\begin{aligned} su \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial \lambda} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{s}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\mu \rho \frac{\partial u}{\partial \lambda} \right) \\ su \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial \lambda} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\mu \rho \frac{\partial w}{\partial \lambda} \right) \\ su \frac{\partial g}{\partial x} + v \frac{\partial g}{\partial \lambda} + w \frac{\partial g}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \mu \rho \left[\frac{1}{\sigma} \frac{\partial g}{\partial \lambda} - \frac{1-\sigma}{\sigma} \frac{\partial (u^2 + w^2)}{\partial \lambda} \right] \right\} \\ s \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial \lambda} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0, \quad \rho = \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{g - u^2 - w^2} \\ \mu &= g - u^2 - w^2, \quad \lambda = \int_0^y \rho dy \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$v = \rho v_w + w \frac{\partial \lambda}{\partial z} + su \frac{\partial \lambda}{\partial x}$$

$$\begin{aligned} u=v=w=0, \quad g=g_w \quad (\lambda=0) \\ u \rightarrow 1, \quad w \rightarrow 0, \quad g \rightarrow 1 \quad (\lambda \rightarrow \infty) \end{aligned} \quad (0 \leq x \leq 1, \quad |z| \leq x)$$

где σ — число Прандтля, γ — отношение удельных теплоемкостей.

Энтальпия g_* определяется температурой поверхности крыла. Внешняя граница пограничного слоя на теле в гиперзвуковом потоке в первом приближении определена точно, так как отношение плотности газа в пограничном слое к плотности в невязком ударном слое порядка τ^2 [7]. Для решения системы уравнений пограничного слоя (1.2) необходимо знать распределение давления, которое не задано и должно определяться в процессе решения краевой задачи (1.2) совместно с уравнениями для внешнего невязкого течения, которое описывается гиперзвуковой теорией малых возмущений. Так как в данной работе рассматривается обтекание крыльев с удлинением $s=O(1)$ при $M_\infty \gg 1$, то для внешнего невязкого течения справедлива теория полос [5]. В этом случае для определения давления можно использовать приближенную формулу касательного клина [5], которая в безразмерных переменных (1.1) имеет вид:

$$p = \frac{1}{\gamma \chi_*^2} + \frac{\gamma+1}{4} \left(\frac{\partial \delta_e}{\partial x} \pm \alpha \right)^2 + \left(\frac{\partial \delta_e}{\partial x} \pm \alpha \right) \times \left[\frac{1}{\chi_*^2} + \left(\frac{\gamma+1}{4} \right)^2 \left(\frac{\partial \delta_e}{\partial x} \pm \alpha \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1.3)$$

$$\delta_e = \frac{\gamma-1}{2\gamma p_0} \int_0^\infty (g-u^2-w^2) d\lambda \quad (1.4)$$

$$\alpha = \alpha^\circ \tau^{-1}, \quad \chi_* = M_\infty \tau = M_\infty s^{1/4} \text{Re}_0^{-1/4}$$

Гиперзвуковой параметр взаимодействия χ связан с параметром χ_* соотношением $\chi_*^2 = \chi s^{1/2}$. Знаки «плюс» и «минус» перед α относятся соответственно к наветренной и подветренной сторонам крыла. Соотношения (1.3) и (1.4) при заданном давлении $p_h(z)$ на задней кромке крыла позволяют замкнуть краевую задачу (1.2).

Для численного решения краевой задачи (1.2)–(1.4) следует учесть, что в окрестности вершины крыла и его передних кромок реализуется режим сильного вязкого взаимодействия и можно ввести следующие переменные:

$$\begin{aligned} z &= xz^*, \quad \lambda = x^{1/4} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} (1-z^{*2})^{1/2} \eta \\ p &= x^{-1/2} (1-z^{*2})^{-1/2} p_0(x, z^*), \quad \rho = x^{-1/2} \rho^*(x, \eta, z^*) \\ \delta_e &= x^{1/4} (1-z^{*2})^{1/4} \Delta(x, z^*), \quad p_h(z) = (1-z^{*2})^{-1/2} p_{h0}(z^*) \\ v &= x^{-1/4} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} (1-z^{*2})^{1/2} \left[v_0 \frac{p_0}{1-z^{*2}} - (w-suz^*) \frac{\partial \eta}{\partial z^*} - s\eta u \frac{\partial \eta}{\partial x} \right] \end{aligned} \quad (1.5)$$

При этом предполагается, что заданное на задней кромке крыла распределение давления $p_{h0}(z^*)$ при $z^* = \pm 1$ совпадает с давлением, соответствующим обтеканию полубесконечного треугольного крыла на режиме сильного вязкого взаимодействия [8]. Из-за наличия угла атаки α и параметра взаимодействия $\chi_* \neq \infty$ величина давления p_0 является функцией x и z^* даже при обтекании полубесконечного крыла.

Система уравнений (1.2)–(1.4) с учетом (1.5) принимает вид:

$$\begin{aligned} F \frac{\partial u}{\partial x} + G \frac{\partial u}{\partial z^*} + v_0 \frac{\partial u}{\partial \eta} &= \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + s \frac{\gamma-1}{2\gamma p_0} (g-u^2-w^2) \times \\ &\times \left[(1-z^{*2}) \left(\frac{1}{2} - \frac{x}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial x} \right) + z^* \left(z^* + \frac{1-z^{*2}}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial z^*} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F \frac{\partial w}{\partial x} + G \frac{\partial w}{\partial z^*} + v_0 \frac{\partial w}{\partial \eta} &= \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} - \frac{\gamma-1}{2\gamma p_0} (g-u^2-w^2) \left(z^* + \frac{1-z^{*2}}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial z^*} \right) \\
 F \frac{\partial g}{\partial x} + G \frac{\partial g}{\partial z^*} + v_0 \frac{\partial g}{\partial \eta} &= \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{1}{\sigma} \frac{\partial g}{\partial \eta} - \frac{1-\sigma}{\sigma} \frac{\partial (u^2+w^2)}{\partial \eta} \right] \\
 \frac{\partial v_0}{\partial \eta} - (w-suz^*) \frac{z^*}{2p_0} + \frac{1-z^{*2}}{p_0} \left(sx \frac{\partial u}{\partial x} - sz^* \frac{\partial u}{\partial z^*} + \frac{\partial w}{\partial z^*} + \frac{su}{4} \right) &= 0
 \end{aligned} \tag{1.6}$$

$$F = sux \frac{1-z^{*2}}{p_0}, \quad G = (w-sux) \frac{1-z^{*2}}{p_0}$$

$$\Delta = \sqrt{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \frac{1}{p_0} \int_0^\infty (g-u^2-w^2) d\eta$$

$$\begin{aligned}
 p_0 &= \frac{x^{1/2} (1-z^{*2})^{1/2}}{\gamma \chi^{*2}} + \frac{\gamma+1}{4} N^2 + N \left[\frac{x^{1/2} (1-z^{*2})^{1/2}}{\chi^{*2}} + \left(\frac{\gamma+1}{4} \right)^2 N^2 \right]^{1/2} \\
 N &= \frac{3}{4} (1-z^{*2}) \Delta + x (1-z^{*2}) \frac{\partial \Delta}{\partial x} - z^* \left[(1-z^{*2}) \frac{\partial \Delta}{\partial z^*} - \frac{3}{2} z^* \Delta \right] \pm \\
 &\quad \pm \alpha x^{1/2} (1-z^{*2})^{1/2}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 u=v_0=w=0, \quad g=g_w \quad (\eta=0) \\
 u \rightarrow 1, \quad w \rightarrow 0, \quad g \rightarrow 1 \quad (\eta \rightarrow \infty) \quad (|z^*| \leq 1, \quad 0 \leq x \leq 1)
 \end{aligned}$$

$$p_0(x, z^*) = p_{h0}(z^*) \quad (|z^*| \leq 1, \quad x=1)$$

Система уравнений в частных производных (1.6) описывает течение в трехмерном пограничном слое на треугольном крыле конечной длины, обтекаемом под углом атаки на режиме вязкого взаимодействия с внешним гиперзвуковым потоком при заданном распределении величины давления $p_{h0}(z^*)$ на задней кромке. Следует заметить, что формула касательного клина (1.3) при значениях величины $|K| = |\partial \delta / \partial x \pm \alpha| \ll 1$ фактически переходит в формулу Аккерета. Таким образом, используемая для давления формула справедлива и для течений с разряжением при небольших отрицательных значениях K .

Система уравнений (1.6) на передних кромках крыла при $z^* = \pm 1$ сводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, а в вершине крыла при $x=0$ — к системе, зависящей только от двух переменных (x^*, η) . Получающаяся система дифференциальных уравнений в частных производных описывает также течение на полубесконечном плоском треугольном крыле на режиме сильного вязкого взаимодействия [8]. В окрестности вершины крыла и его передних кромок реализуется режим сильного вязкого взаимодействия, так как в выражении для давления p_0 (1.6) члены, пропорциональные χ^{*2} и α , стремятся к нулю.

На задней кромке крыла ($x=1$) при заданном распределении давления на ней $p_{h0}(z^*)$ толщина вытеснения, полученная в результате решения полной краевой задачи, должна удовлетворять соотношению

$$\begin{aligned}
 \frac{(1-z^{*2})^{1/2}}{\gamma \chi^{*2}} + \frac{\gamma+1}{4} N_1^2 + N_1 \left[\frac{(1-z^{*2})^{1/2}}{\chi^{*2}} + \left(\frac{\gamma+1}{4} \right)^2 N_1^2 \right]^{1/2} &= p_{h0}(z^*) \\
 N_1 &= \frac{3}{4} (1-z^{*2}) \Delta + (1-z^{*2}) \frac{\partial \Delta}{\partial x} - z^* \left[(1-z^{*2}) \frac{\partial \Delta}{\partial z^*} - \frac{3}{2} z^* \Delta \right] \pm \alpha (1-z^{*2})^{1/2}
 \end{aligned} \tag{1.7}$$

Недостатком данной работы является произвол, связанный с необходимостью задания распределения давления на задней кромке крыла и влиянием этого давления на параметры пограничного слоя вверх по течению. Однако это влияние даже на режиме сильного взаимодействия распространяется только на 30–40% хорды крыла [2, 8, 9]. Полученные ниже результаты расчетов параметров течения для режима умеренного взаимодействия вне этой области также не зависят от заданного распределения давления на задней кромке.

При решении полной краевой задачи, включая след, отбор единственного решения следует производить из условия выполнения некоторых соотношений, приведенных в [6], на «звуковой» поверхности, на которой происходит переход к закритическому режиму.

Метод решения системы уравнений (1.6) с условием (1.7) подробно изложен в [9]. В отличие от режима сильного взаимодействия [2, 8], в ниже приведенных расчетах с $\chi_* \approx 1$ оказалось необходимым контролировать значение величины N (1.6) для того, чтобы не вести расчеты при таких параметрах, когда формула (1.3) становится неприменимой.

2. В качестве примера рассмотрим течение на подветренной стороне плоского треугольного крыла конечной длины, давление на задней кромке которого тождественно равнялось величине безразмерного давления, соответствующего обтеканию под нулевым углом атаки полубесконечного треугольного крыла на режиме сильного вязкого взаимодействия при значении координаты $x=1$ [9]. Таким образом, $p_{\text{кз}}(z^*)$ задавалось равным величине безразмерного давления $p_0(x, z^*)$, полученной в результате решения системы уравнений, описывающей течение в вершине треугольного крыла при $x=0$. В принципе возможно задание любого другого распределения давления, если только оно совпадает при $z^* = \pm 1$ с давлением на передних кромках.

В численных расчетах предполагалось, что $s=1$ (угол стреловидности $\beta=45^\circ$), $\gamma=1,4$; $\sigma=0,71$.

Аэродинамические характеристики рассчитывались по формулам:

$$c_f^* = c_f \text{Re}_0^{1/4} = 2 \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \frac{1}{\sqrt{s}} \int_0^1 \int_{-1}^1 x^{1/4} \frac{p_0(x, z^*)}{(1-z^{*2})^{1/4}} \frac{\partial u}{\partial \eta} \Big|_w dx dz^*$$

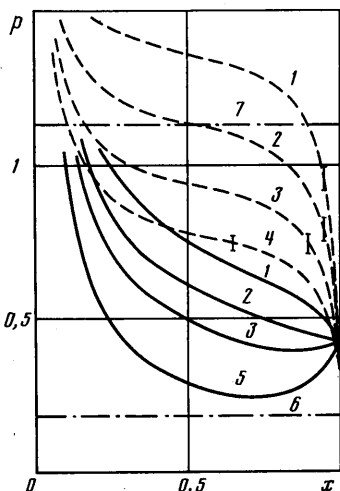
$$c_p^* = c_p \text{Re}_0^{1/2} = 2\sqrt{s} \int_0^1 \int_{-1}^1 x^{1/2} \frac{p_0(x, z^*)}{\sqrt{1-z^{*2}}} dx dz^*$$

$$m_z = m_z \text{Re}_0^{1/2} = 2\sqrt{s} \int_0^1 \int_{-1}^1 x^{3/2} \frac{p_0(x, z^*)}{\sqrt{1-z^{*2}}} dx dz^*$$

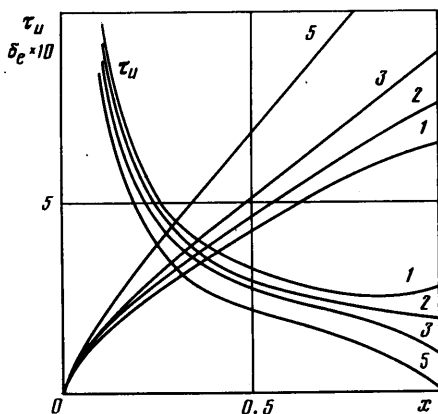
Результаты расчетов на подветренной стороне крыла при $g_w=0,2$; $\chi_* = 2$ ($\chi=4$ умеренное взаимодействие) обозначены сплошными кривыми, а при $g_w=0,05$; $\chi_*=0,8$ ($\chi=0,64$ — слабое взаимодействие) — штриховыми кривыми.

На фиг. 2 приведены распределения давления p по оси x в плоскости симметрии $z^*=0$ при $\alpha=0$; 0,2; 0,4; 0,6; 1, которым соответствуют обозначения 1–5. Штрихпунктирными линиями обозначены величины безразмерного давления в набегающем потоке $p_\infty = 1/\gamma\chi_*^2$. Линия, обозначенная цифрой 6, соответствует $\chi_*=2$ ($p_\infty=0,178$), а цифра 7 соответствует $\chi_*=0,8$ ($p_\infty=1,115$).

Следует отметить значительное уменьшение давления на подветренной стороне крыла с увеличением угла атаки. Однако при $\chi_*=2$ величина



Фиг. 2



Фиг. 3

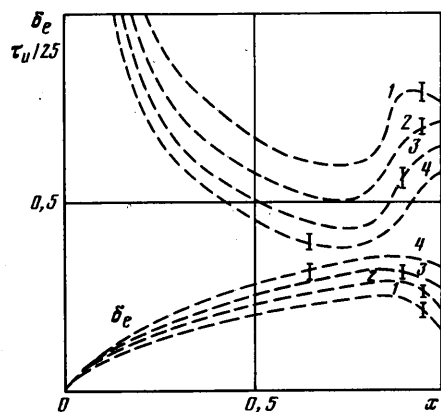
возмущенного давления существенно превышает p в набегающем потоке (линия 6) и в окрестности задней кромки при заданном распределении давления характер течения изменяется от режима разряжения до сжатия.

Распределение коэффициента напряжения трения $\tau_u = \partial u / \partial y|_w$ и толщины вытеснения δ_e вдоль x представлено на фиг. 3. Влияние задней кромки крыла на течение в пограничном слое распространяется вверх по течению примерно на 30% хорды крыла.

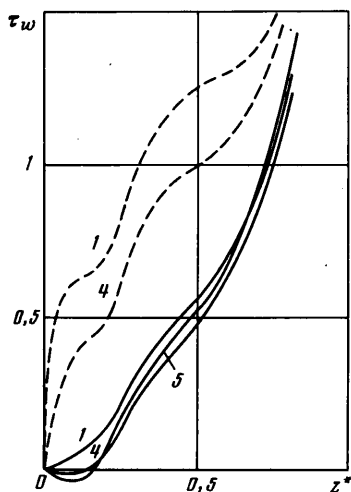
Существенное отличие расчета с $\chi_* = 0,8$ (штриховые кривые) от $\chi_* = 2$ заключается в том, что уже при $\alpha > 0,2$ давление в набегающем невозмущенном потоке ($p_\infty = 1,115$) на значительной части крыла превосходит уровень возмущенного давления. Сильное разряжение на задней кромке крыла приводит к разгону потока в продольном направлении и к уменьшению толщины вытеснения пограничного слоя и немонопотному поведению коэффициентов напряжения трения в продольном направлении τ_u в этой области (фиг. 4). Распределение теплового потока на поверхности крыла качественно совпадает с распределением величины τ_u .

Как отмечалось выше, особенно на режиме слабого взаимодействия ($\chi < 1$), необходимо при проведении расчетов контролировать значение величины N (1.6) в каждой расчетной точке x, z^* для того, чтобы определить правомерность использования формулы (1.3). На фиг. 2 и 4 вертикальными черточками на штриховых кривых отмечены границы, правее которых величина $N < -0,25$ и применение формулы (1.3) может приводить к ошибкам.

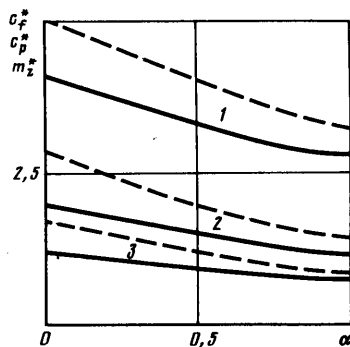
На режиме слабого вязкого взаимодействия при увеличении угла атаки толщина вытеснения пограничного слоя на подветренной стороне возрастает, но меньше чем на режиме сильного взаимодействия, и поэтому возможно образование аэродинамической тени. Распределение коэффициента напряжения трения в поперечном направлении $\tau_w = \partial w / \partial y|_w$ по размаху крыла при значении продольной координаты $x = 0,8$ приведено на фиг. 5. При параметре $\chi_* = 2$ влияние изменения угла атаки на величину τ_w , по крайней мере для значений $|z^*| > 0,2$, слабое. Однако вблизи плоскости симметрии $|z^*| < 0,2$ происходит значительное изменение величины τ_w , причем при $\alpha > 0,6$ в нижней части пограничного слоя возникают возврат-



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

ные поперечные скорости и τ_w становится отрицательным. При $\chi_*=0,8$ изменение угла атаки существенно влияет на распределение величины τ_w практически на всем крыле ($|z^*| < 0,8$).

При рассмотренных выше параметрах на подветренной стороне треугольного крыла реализуется, по терминологии работы [10], режим течения типа А.

Аэродинамические характеристики c_f^* , c_p^* и m_z^* (соответственно обозначенные 1, 2, 3), вычисленные на подветренной стороне крыла представлены на фиг. 6. Сплошными кривыми обозначены расчеты при $\chi_*=2$, а пунктирными — при $\chi_*=0,8$. Зависимость коэффициентов c_f^* , c_p^* и m_z^* от величины угла атаки α при $\chi_*=0,8$ более сильная, чем при $\chi_*=2$, что объясняется более сильным изменением распределения давления p по крылу при изменении угла атаки в этом случае (фиг. 2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Whitehead A. H., Jr., Hefner J. N., Rao D. M. Lee-surface vortex effects over configurations in hypersonic flow // AIAA Pap. 1972. № 77. 14 p.
2. Дудин Г. Н. Течение в гиперзвуковом пограничном слое на треугольном крыле конечной длины при наличии угла атаки // ПМТФ. 1983. № 3. С. 108–113.

3. Cross E. J., Jr., Hankey W. L. Investigation of the leeward side of a delta wing at hypersonic speeds // AIAA Pap. 1968. № 675. 11 p.
4. Дудин Г. Н. Численный метод решения уравнений пространственного пограничного слоя на треугольном крыле // Проблемы динамики вязкой жидкости: Матер. X Всесоюз. шк., Новосибирск, 1984. Новосибирск, 1986. С. 135–138.
5. Хейз У. Д., Пробстун Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 607 с.
6. Нейланд В. Я. К теории взаимодействия гиперзвукового потока с пограничным слоем для отрывных двумерных и пространственных течений. Ч. 1. Пространственные течения // Уч. зап. ЦАГИ. 1974. Т. 5. № 2. С. 70–79.
7. Lee R. S., Cheng H. K. On the outer-edge problem of a hypersonic boundary layer // J. Fluid Mech. 1969. V. 38. № 1. P. 161–179.
8. Дудин Г. Н. Расчет пространственного пограничного слоя на треугольной пластине конечной длины в гиперзвуковом потоке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 5. С. 46–52.
9. Дудин Г. Н. Конечно-разностный метод решения трехмерных уравнений пограничного слоя на режиме сильного вязкого взаимодействия // Тр. ЦАГИ. 1983. Вып. 2190. С. 3–25.
10. Dunavant J. C., Narayan K. Y., Walberg G. D. A survey of leeside flow and heat transfer on delta planform configurations // AIAA Pap. 1976. № 118. 13 p.

Москва

Поступила в редакцию
28.1.1991