

УДК 533.6.011.55+532.526

© 2000 г. Г.Н. ДУДИН

ВДУВ ГАЗА НА ПОВЕРХНОСТИ ТРЕУГОЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Исследовано течение, возникающее при вдуве газа через проницаемую поверхность треугольной пластины, на режиме сильного вязко-невязкого взаимодействия гиперзвукового потока с ламинарным пограничным слоем. Рассмотрены особенности, связанные с обтеканием сильно охлажденных поверхностей и образованием в пограничном слое областей закритического и докритического течения. Найдено распределение вдуваемого газа, при котором в областях с закритическим режимом течения существуют автомодельные решения.

Характер течения в пространственном ламинарном пограничном слое, взаимодействующем с внешним невязким гиперзвуковым потоком, при обтекании тел треугольной формы даже под нулевым углом атаки является достаточно сложным и существенно зависит от угла стреловидности передней кромки и температуры поверхности крыла. Так, при обтекании гиперзвуковым потоком вязкого газа тонких треугольных крыльев с достаточно большим углом стреловидности, но не сильно охлажденной поверхностью, возможно образование в пограничном слое зон возвратного вторичного течения [1].

Вдув газа через проницаемую поверхность тела является еще одним существенным фактором, влияющим на течение. При значительном увеличении интенсивности вдува пограничный слой может оттесняться от поверхности тела и тогда между ним и обтекаемой поверхностью образуется область невязкого течения [2]. На распределение давления влияет толщина вытеснения, дополнительно создаваемая за счет вдува газа, зависящая в свою очередь от давления.

Для гиперзвукового режима обтекания часто характерно условие, когда температура поверхности тела асимптотически мала по сравнению с температурой торможения и возможно образование областей закритического и докритического течения в ламинарном пограничном слое [3–5]. При понижении температуры поверхности тела плотность вдуваемого газа возрастает, что приводит к увеличению расхода газа через проницаемую поверхность [2]. В результате даже при достаточно малых скоростях вдува возможно образование зоны невязкого течения около поверхности сильно охлажденного тела. В настоящей работе основное внимание уделено исследованию влияния на характеристики течения непрерывно распределенного вдува газа на сильно охлажденной поверхности треугольной пластины, обтекаемой гиперзвуковым потоком.

1. Рассматривается симметричное обтекание полубесконечной треугольной пластины гиперзвуковым потоком вязкого совершенного газа при нулевом угле атаки. Температура поверхности пластины T_w^0 считается заданной и постоянной. Предполагается линейная зависимость вязкости от температуры. Вводится декартова система координат, начало которой расположено в вершине, ось x^0 направлена вдоль оси симметрии, ось z^0 – по размаху, а ось y^0 – по нормали к плоскости x^0z^0 . Компоненты вектора скорости u^0 , v^0 , w^0 направлены соответственно вдоль осей x^0 , y^0 , z^0 . Угол стреловидности передней кромки треугольной пластины равен β . Параметр $s = \text{ctg}\beta$,

характеризующий отношение поперечного размера пластины к продольному, предполагается по величине порядка единицы.

Через проницаемую поверхность пластины по нормали к ней производится непрерывный распределенный вдув газа того же состава, что и в набегающем потоке, с заданной скоростью $v^0(y^0 = 0) = F^0(x^0, z^0)$ и температурой, равной температуре поверхности. Интенсивность вдуваемого газа (расход газа за единицу времени через единицу поверхности) определяется величиной $\Psi = F^0 \rho_w^0$, где ρ_w^0 – плотность вдуваемого газа. Интенсивность вдува зависит не только от F^0 и T_w^0 , но и величины индуцированного давления p^0 , которая не задана и может быть определена только в результате решения рассматриваемой задачи. Предполагается, что при заданной интенсивности вдува область невязкого течения около поверхности пластины не образуется [2]. В результате гиперзвуковой поток обтекает "эффективное тело", образованное процессами, связанными с вязкостью и массообменом.

Рассматривается режим, для которого характерный наклон "эффективного тела" порядка характерной безразмерной толщины пограничного слоя $\delta \ll 1$. Тогда образующийся невязкий ударный слой в первом приближении описывается гиперзвуковой теорией малых возмущений [6]. На режиме сильного вязкого взаимодействия $M_\infty \delta \gg 1$ (M_∞ – число Маха в невозмущенном потоке) индуцируемый перепад давления в $M_\infty^2 \delta^2$ раз больше, чем p_∞ , и для определения давления используется приближенная формула "касательного клина".

Конкретный вид функции F^0 в дальнейшем выбирается из условия возможности сведения пространственной краевой задачи к автомодельной (двухмерной). Для того чтобы рассмотреть также случай, когда $T_w^0 \ll T_*$ (температуры торможения), вводится преобразование для скорости вдува: $F^0(x^0, z^0) = 2F_w(x^0, z^0) c_p T_w^0 / u_\infty^2$, где c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении, u_∞ – скорость газа в набегающем потоке. Тогда интенсивность вдува определяется величиной $\Psi = 2\gamma F_w p^0 / (\gamma - 1) u_\infty^2$, которая отлична от нуля в случае, если функция $F_w \neq 0$. Здесь γ – отношение удельных теплоемкостей.

При обтекании полубесконечных треугольных тел с массообменом на поверхности на режиме сильного вязко-невязкого взаимодействия краевая задача может быть сведена к автомодельной [7], если функция $F_w = u_\infty \delta s^{-1} x^{-1/4} F_*(z)$ и ввести автомодельные переменные

$$x^0 = Lx, \quad z^0 = Lsxz, \quad u^0 = u_\infty u, \quad w^0 = u_\infty w \quad (1.1)$$

$$y^0 = L\delta x^{3/4} \int_0^\lambda \frac{d\lambda}{\rho_*}, \quad v^0 = \frac{u_\infty \delta}{sx^{1/4} \rho_*} \left(v_* - \frac{su}{4} \lambda - sxi \frac{\partial \lambda}{\partial x} - w \frac{\partial \lambda}{\partial z} \right)$$

$$p^0 = \rho_\infty u_\infty^2 \delta^2 x^{-1/2} p_*(z), \quad \rho^0 = \rho_\infty \delta^2 x^{-1/2} \rho_*(\lambda, z), \quad \mu^0 = \mu_0 \mu$$

$$T_w^0 = \frac{u_\infty^2 g_w}{2c_p}, \quad g^0 = \frac{1}{2} u_\infty^2 g, \quad \delta_e^0 = L\delta x^{3/4} \Delta_e^*(z), \quad \delta = s^{1/4} Re_0^{-1/4}$$

Здесь ρ^0 – плотность газа, $g^0 = c_p T^0 + (u^{02} + w^{02})/2$ – энтальпия торможения, T^0 – температура газа, g_w – безразмерная энтальпия на поверхности, δ_e^0 – толщина пограничного слоя, $Re_0 = \rho_\infty u_\infty L / \mu_0$ – число Рейнольдса, вычисленное по значениям плотности и скорости газа в невозмущенном потоке, динамического коэффициента вязкости при T_* и характерного размера L . При подстановке переменных (1.1) в трехмерные уравнения ламинарного пограничного слоя и граничные условия координата x выпадает из краевой задачи и получается система уравнений в частных производных, которая

описывает течение в плоскости z и λ (автомодельная задача). В этом случае интенсивность вдува на поверхности определяется безразмерной функцией $v_*(\lambda = 0) = 2\gamma p_*(z)F_*(z)/(\gamma - 1)$.

Далее предполагается, что функция, характеризующая вдув газа, задана выражением

$$F_* = \left(\frac{\gamma - 1}{2\gamma} \right)^{1/2} (1 - z^2)^{-1/4} F(z) \quad (1.2)$$

где $F(z)$ не имеет особенностей на передних кромках треугольной пластины при $z = \pm 1$. В этом случае для решения полученной системы уравнений можно ввести переменные

$$\lambda = \left(\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \right)^{1/2} (1 - z^2)^{1/4} \eta, \quad p_* = (1 - z^2)^{-1/2} p(z) \quad (1.3)$$

$$\Delta_e^* = (1 - z^2)^{3/4} \Delta_e(z)$$

$$v_* = \left(\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \right)^{1/2} (1 - z^2)^{1/4} \left[v \frac{p}{1 - z^2} - (w - szu) \frac{\partial \eta}{\partial z} \right]$$

Система уравнений ламинарного пограничного слоя и граничные условия с учетом (1.2), (1.3) принимают вид

$$(w - szu)F_1 f'' + u f' = G \quad (1.4)$$

$$f = \begin{Bmatrix} u \\ w \\ g \end{Bmatrix}, \quad G = \begin{Bmatrix} s(g - u^2 - w^2)F_3 + u'' \\ -(g - u^2 - w^2)F_4 + w'' \\ \frac{1}{\sigma} g'' - \frac{1 - \sigma}{\sigma} (u^2 + w^2)'' \end{Bmatrix}$$

$$v' = (w - szu)F_5 - F_1(0, 25su - szu' + w')$$

$$F_1 = \frac{1 - z^2}{p}, \quad F_2 = \frac{\gamma - 1}{2\gamma}, \quad F_3 = F_2(0, 5(1 + z^2) + zF_1 p')$$

$$F_4 = F_2(z + F_1 p'), \quad F_5 = 0, 5z p^{-1}$$

$$\eta = 0: \quad u = w = 0, \quad g = g_w, \quad v = F(z)$$

$$\eta \rightarrow \infty: \quad u \rightarrow 1, \quad w \rightarrow 0, \quad g \rightarrow 1$$

где штрихами обозначено дифференцирование по η , а точками – по z , причем $|z| \leq 1$, σ – число Прандтля. Задание значений параметра F в граничных условиях позволяет найти решения при разной интенсивности вдува газа

$$\Psi = \left(\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \right)^{1/2} \rho_\infty u_\infty \delta^3 s^{-1} [x(1 - z^2)]^{-3/4} p F$$

Следует отметить, что размерная интенсивность вдува Ψ зависит не только от заданного параметра F , но и, что очень существенно, от индуцированного давления p , зависящего от F . Следовательно, плотность вдуваемого газа ρ_w^0 даже при постоянной

T_w^0 изменяется, если варьируется параметр F . Величина скорости вдува на поверхности пластины в размерных переменных определяется выражением

$$F^0(x^0, z^0) = \left(\frac{\gamma - 1}{2\gamma} \right)^{1/2} u_\infty s^{-3/4} (\text{Re}_0 x(1 - z^2))^{-1/4} F g_w$$

Поэтому при рассмотрении обтекания тел с $g_w \rightarrow 0$ скорость вдува $F^0 \rightarrow 0$, однако расход вдуваемого газа Ψ оказывается конечным, если $F \neq 0$.

Как уже отмечалось, распределение давления по телу для рассматриваемого режима течения заранее не известно и должно определяться при совместном решении задач о пограничном слое с массообменом на поверхности и о внешнем невязком течении, которое описывается в первом приближении гиперзвуковой теорией малых возмущений. При обтекании тонких тел с удлинением $s = O(1)$ для внешнего невязкого течения при $M_\infty \gg 1$ применима теория полос [6] и при условии $M_\infty \delta \gg 1$ для определения индуцированного давления можно использовать приближенную формулу "касательного клина" в переменных (1.1), (1.3)

$$p = \frac{\gamma + 1}{2} \left[\frac{3}{4}(1 + z^2)\Delta_\epsilon - z(1 - z^2)\frac{\partial \Delta_\epsilon}{\partial z} \right]^2 \quad (1.5)$$

$$\Delta_\epsilon = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\gamma - 1}{2\gamma} \right)^{1/2} \int_0^\infty (g - u^2 - w^2) d\eta \quad (1.6)$$

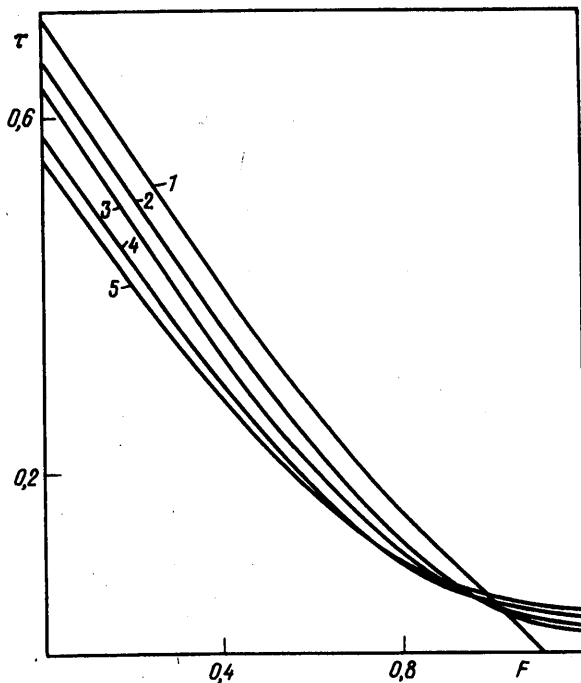
Соотношения (1.5), (1.6) позволяют замкнуть систему уравнений (1.4), описывающую пространственное течение в ламинарном пограничном слое на треугольной пластине с заданной интенсивностью F на режиме сильного вязко-невязкого взаимодействия. На передних кромках ($z = \pm 1$) система уравнений (1.4)–(1.6) вырождается в системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Следует отметить, что интеграл (1.6) можно использовать для определения давления только до тех пор, пока при увеличении F около поверхности пластины не начнет образовываться область невязкого течения (отсоединение пограничного слоя) [2]. В рамках рассматриваемой задачи это произойдет при таких значениях параметра $F(z)$, при которых коэффициент напряжения трения на поверхности $\tau = (\tau_u^2 + \tau_w^2)^{1/2}$ обратится в нуль [2], где $\tau_u = (\partial u / \partial \eta)_w$, $\tau_w = (\partial w / \partial \eta)_w$ – коэффициенты напряжения трения в продольном и поперечном направлениях.

2. При рассмотрении особенностей обтекания холодных треугольных пластин при $g_w = 0$ отметим, что для краевой задачи (1.4)–(1.6) в переменных z и η даже в случае отсутствия вдува $F = 0$ функции течения f , p и Δ_ϵ оказываются зависящими от значений z и в области закритического режима обтекания [8]. Это означает, что в переменных (1.3) система уравнений пограничного слоя на треугольной пластине в этой области не приводится к виду, соответствующему течению около полубесконечной скользящей пластины [3]. Для приведения краевой задачи к автомодельному виду в этих областях необходимо вместо (1.2) рассмотреть функцию

$$F_* = \left(\frac{\gamma - 1}{2\gamma} \right)^{1/2} (1 - |z|)^{-1/4} F^1$$

где F^1 является уже постоянной, а в переменных (1.3) заменить выражения $(1 - z^2)$ на $(1 - |z|)$. [8].

При обтекании треугольной пластины с распределенным вдувом, заданным выражением $F(z) = (1 + |z|)^{1/4} F^1$ в (1.2), автомодельный вид решения системы уравнений (1.4)–(1.6) в закритических областях течения получается, если результаты расчетов



Фиг. 1. Зависимость коэффициента τ от параметра вдува F для $g_w = 0; 0,1; 0,2; 0,5; 1$ (кривые 1-5)

представить в виде

$$p^1(z) = (1+|z|)^{-1/2} p(z), \quad \Delta_e^1(z) = (1+|z|)^{3/4} \Delta_e$$

$$\tau_f^1 = (1+|z|)^{-1/4} \frac{\partial f}{\partial \eta}(z, 0), \quad f = (u, w, g)$$

При произвольном задании функции $F(z)$ в (1.2) автомодельных решений в областях закритического течения уже не существует.

Для определения координаты перехода z_k от закритического режима течения в пограничном слое на холодном теле ($g_w = 0$) к докритическому используются результаты [3]. Тогда с учетом вида переменных (1.1), (1.3) для области $0 < z \leq 1$ получаем

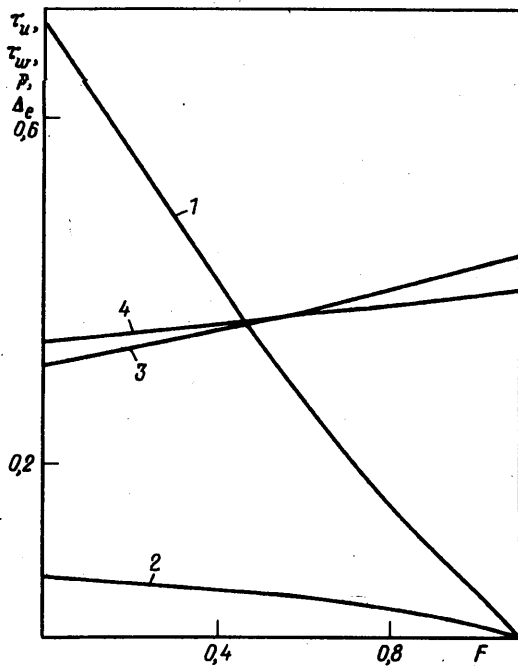
$$\frac{\gamma-1}{2} \int_0^\infty \left[\frac{g-u^2-w^2}{u \cos(\beta+\omega_1) + w \sin(\beta+\omega_1)} \right]^2 d\eta = \int_0^\infty (g-u^2-w^2) d\eta = I \quad (2.1)$$

$$z_k = \frac{\text{ctg}(\beta+\omega_1)}{\text{ctg} \beta}$$

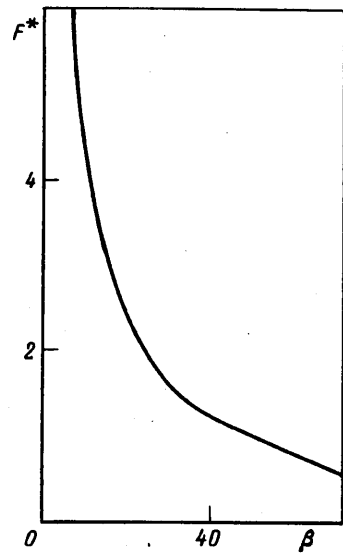
где угол ω_1 отсчитывается от кромки пластины с $z = 1$.

Заметим, что в соотношении (2.1) входят текущие значения функций g , u и w при $z = z_k$, если автомодельных решений в закритической области течения нет. Если же функция $F(z)$ выбрана такой, что существуют автомодельные решения в этой области, то функции берутся из решения системы уравнений на передней кромке пластины [3, 8].

3. Для решения системы уравнений (1.4)–(1.6) используется метод расчета [1]. Далее представлены результаты численных расчетов некоторых примеров обтекания



Фиг. 2. Зависимости τ_u , τ_w , p и Δe (кривые 1-4) от параметра вдува F при $g_w = 0$



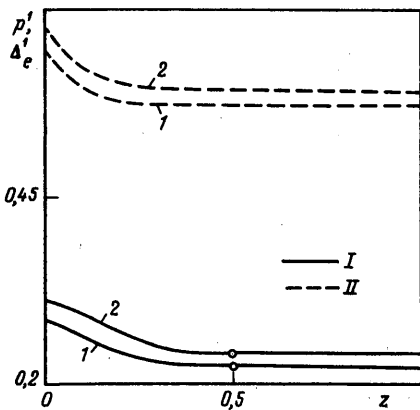
Фиг. 3. Зависимость предельного параметра вдува F^* от угла стреловидности β при $g_w = 0$

треугольной пластины с углом стреловидности передней кромки $\beta = 45^\circ$ ($s = 1$) при $\sigma = 1$; $\gamma = 1,4$.

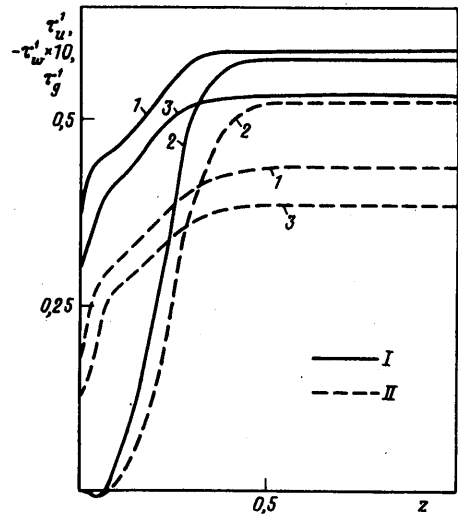
На фиг. 1-3 приведены результаты, полученные при решении системы уравнений на передней кромке пластины при $z = -1$. Зависимость коэффициента напряжения трения τ от параметра вдува F при различных значениях температуры поверхности представлена на фиг. 1. Для случая обтекания холодной пластины $g_w = 0$ (кривая 1) видно, что коэффициент напряжения трения $\tau \rightarrow 0$ при $F \rightarrow 1,1$. Для $F > 1,1$ решения в рамках теории пограничного слоя нет. Это означает, что при $F = F^* = 1,1$ (предельный вдув) начинает развиваться область невязкого течения в окрестности поверхности пластины. Качественно аналогичный результат был получен в [2] при исследовании двумерного течения около плоской пластины, через поверхность которой вдувался газ. При сравнении полученных данных с результатами [2] необходимо отметить следующие два важных различия.

Во-первых, при обтекании треугольных пластин при любых $g_w > 0$ даже в окрестности передних кромок не существует автомодельных решений, соответствующих течению около скользящей пластины, так как на всей поверхности реализуется режим докритического течения и краевые условия в плоскости симметрии влияют на течение вплоть до передней кромки [3, 4]. Во-вторых, для $g_w = 0$ при обтекании треугольных пластин в окрестности передних кромок только при углах стреловидности $\beta < 70^\circ$ существуют автомодельные решения, причем размер области закритического течения зависит от величины угла β [3, 8]. В двумерном случае автомодельные решения около полубесконечных пластин или при специально подобранном значении донного давления для тел конечной длины существуют при любом $g_w \geq 0$ и на всей поверхности [2].

Зависимости функций течения τ_u , τ_w , p и Δe на передней кромке холодной пластины от интенсивности вдува представлены на фиг. 2. При приближении F к предельному



Фиг. 4. Распределения p_i^1 и Δ_e^1 (кривые I и II) по размаху пластины для $F^1 = 0; 0,2$ (кривые 1, 2) при $g_w = 0$



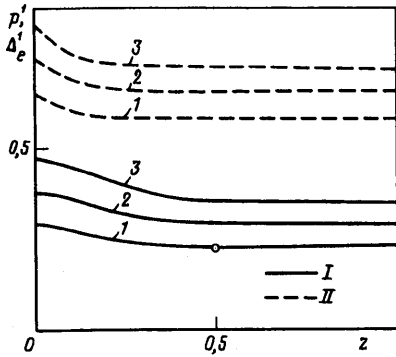
Фиг. 5. Распределения 1–3 коэффициентов τ_u^1, τ_w^1 и τ_g^1 по размаху пластины при $F^1 = 0$ и $0,2$ (кривые I и II) при $g_w = 0$

значению $F^* = 1,1$ коэффициенты τ_u и τ_w одновременно стремятся к нулю. Установлено, что характер изменения теплового потока $\tau_g = (\partial g / \partial \eta)_w$ близок к зависимости τ_u .

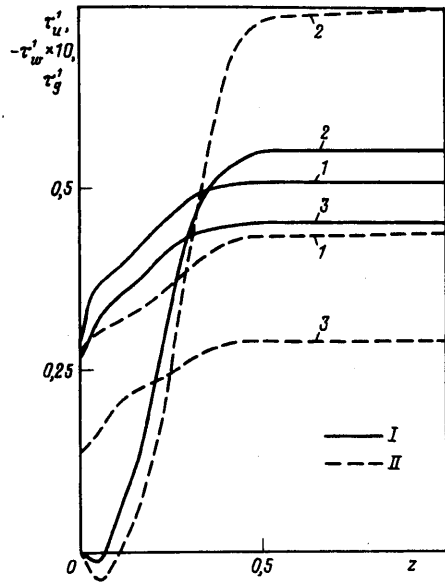
Расчеты обтекания треугольной пластины для любых $F < 1,1$ показали, что координата перехода $z_k \approx 0,49326$ и не зависит от интенсивности вдува. Отсутствие влияния интенсивности вдува на переход объясняется тем, что в закритической области течения величина $\Delta_e p^{-1/2} = (8/9(\gamma + 1))^{1/2}$, которая определяется из системы уравнений на передней кромке пластины, является константой и, следовательно, не зависит от значения F . Если сделать замену переменной $\eta = \eta_* p^{3/2}$ в этой системе уравнений, то интеграл I из (2.1) равен $\frac{4}{3}[\gamma/(\gamma^2 - 1)]^{1/2}$ и не зависит от F . Следовательно, при варьировании параметра F профили g, u, w в пограничном слое меняются таким образом, что интеграл I сохраняет постоянное значение. Следует отметить, что этот результат получен в данной работе численно в отличие от [8], где найдена соответствующая деформация переменных.

Зависимость предельной величины интенсивности вдува F^* от β для случая $g_w = 0$ показывается (фиг. 3), что уменьшение угла β приводит к значительному возрастанию величины F^* . Так, при $s = 100$ ($\beta \approx 0,5^\circ$) величина вдува $F^* \approx 33$. Кривая рассчитана только до угла 70° , так как при больших значениях угла области закритического течения в окрестности передней кромки не существует. Таким образом, для рассмотренных случаев существует минимальное значение $F^* \approx 0,62$, при котором, по крайней мере в области закритического течения, зона невязкого течения около поверхности не возникает. При значениях параметра вдува, лежащих выше кривой на фиг. 3, пограничный слой уже в области закритического течения отсоединяется от поверхности пластины и образуется область невязкого течения, в которой тангенциальный импульс создается лишь за счет индуцированного отрицательного градиента давления. В данной работе уравнения, описывающие течение в этой области, не приводятся, так как $F \leq F^*$.

Далее приведены результаты расчетов, полученные при решении системы уравнений (1.4)–(1.6) на всей треугольной пластине при различных интенсивностях вдува F . Распределения индуцированного давления p^1 и толщины вытеснения пограничного слоя



Фиг. 6. Распределения p^1 и Δ_e^1 (кривые I и II) по размаху пластины для $g_w = 0; 0,1; 0,2$ (кривые 1-3) при $F^1 = 0,1$



Фиг. 7. Распределения 1-3 коэффициентов τ_u^1, τ_w^1 и τ_g^1 по размаху пластины для $F^1 = 0,1$ при $g_w = 0$ и $0,2$ (кривые I и II)

Δ_e^1 по координате z на фиг. 4 в случае, когда $F(z) = (1 + |z|)^{1/4} F^1$, где $F^1 = 0; 0,2$ (кривые 1, 2), показывают, что в закритической области реализуются автомодельные решения. Заметим, что, например, численное значение величины p^1 в этой области меняется лишь в пятом знаке после запятой. Точками на кривых 1 обозначены значения координаты z_k из соотношения (2.1), в которое были подставлены текущие значения функций течения. Как видно из приведенных численных решений краевой задачи, размер области не меняется при варьировании величины параметра вдува F^1 . Возрастание интенсивности вдува приводит к увеличению как индуцированного давления, так и толщины пограничного слоя.

Распределения на поверхности треугольной пластины величин τ_u^1, τ_w^1 и τ_g^1 (кривые 1-3) по координате z при $F^1 = 0$ (кривые I) и $0,2$ (кривые II) при $g_w = 0$ на фиг. 5 показывают, что в области закритического течения ($z > z_k \approx 0,49326$) все приведенные выше функции постоянны. Увеличение F^1 приводит к значительному уменьшению коэффициента τ_u^1 в окрестности плоскости стекания $z = 0$, а также всех указанных величин, что объясняется ростом Δ_e^1 . Это означает, что в области с докритическим режимом течения уже при значительно меньших величинах F^1 , чем предельные значения F^{1*} в закритических областях течения, решения в рамках уравнений пограничного слоя могут оказаться не справедливы. В указанном диапазоне изменения параметра F^1 коэффициент τ_w^1 в области возвратного течения в окрестности плоскости симметрии $0 \leq z < 0,07$ остается практически постоянным.

Результаты расчета характеристик течения в пограничном слое в случае при $g_w \geq 0$ представлены на фиг. 6, 7. Распределения индуцированного давления p^1 (кривые I) и толщины вытеснения пограничного слоя Δ_e^1 (кривые II) по координате z (фиг. 6) для $g_w = 0; 0,1; 0,2$ (кривые 1-3) при $F^1 = 0,1$ показывают, что для $g_w > 0$ в окрестности

передних кромок функции течения уже не остаются постоянными, так как здесь нет областей закритического течения. Так, например, величина давления p^1 (кривая 3) возрастает от 0,356 до 0,358 при изменении z от 1 до 0,5. Увеличение g_w при постоянной величине F^1 приводит к существенному росту приведенных величин. Точкой на кривой 1 для давления обозначена координата перехода.

Распределения на поверхности треугольной пластины величин τ_u^1, τ_w^1 и τ_g^1 (кривые 1-3) по координате z при $F^1 = 0,1$ для $g_w = 0$ (кривые I) и 0,2 (кривые II) на фиг. 7 показывают, что увеличение g_w приводит к уменьшению величин τ_u^1 и τ_g^1 во всей области изменения z , в то время как величина τ_w^1 при $g_w = 0,2$ в области $0,3 \leq z \leq 1$ существенно больше, чем при $g_w = 0$. При меньших значениях z это соотношение изменяется, причем в окрестности плоскости симметрии увеличиваются как размер области возвратного течения, так и величина τ_w^1 . Следует также отметить, что при $g_w = 0,2$ градиенты функции τ_u^1 и τ_g^1 по z значительно меньше, чем при $g_w = 0$. Это обстоятельство, по-видимому, связано с тем, что при $g_w > 0$ на треугольной пластине отсутствует область с закритическим режимом течения.

Заключение. По зависимостям газодинамических переменных при симметричном обтекании холодной треугольной пластины гиперзвуковым потоком вязкого газа от параметра вдува установлено, что для угла стреловидности передней кромки меньше критического существует предельная величина интенсивности вдува, при превышении которой около поверхности образуется область невязкого течения. При задании распределенного вдува, обеспечивающего автомательность в области закритического течения, значение координаты перехода от закритического режима течения к докритическому не зависит от величины его интенсивности. Увеличение температуры поверхности приводит как к количественному, так и качественному изменению характеристик течения в пограничном слое, особенно в окрестности линии симметрии треугольной пластины.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-01391).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дудин Г.Н., Лыжин Д.О. Об одном методе расчета режима сильного вязкого взаимодействия на треугольном крыле // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 4. С. 119-124.
2. Нейланд В.Я. Вдувание газа в гиперзвуковой поток // Учен. зап. ЦАГИ. 1972. Т. 3. № 6. С. 29-40.
3. Нейланд В.Я. К теории взаимодействия гиперзвукового потока с пограничным слоем для отрывных двумерных и пространственных течений. Ч. 1. Пространственные течения // Учен. зап. ЦАГИ. 1974. Т. 5. № 2. С. 70-79.
4. Дудин Г.Н., Липатов И.И. О закритическом режиме гиперзвукового обтекания треугольного крыла // ПМТФ. 1985. № 3. С. 100-106.
5. Дудин Г.Н. Влияние сильного охлаждения поверхности на характер обтекания треугольного крыла гиперзвуковым потоком вязкого газа // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 4. С. 57-64.
6. Хейз У.Д., Пробстин Р.Ф. Теория гиперзвуковых течений. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 607 с.
7. Дудин Г.Н. О течении в гиперзвуковом пограничном слое на телах степенной формы при наличии массообмена // ПМТФ. 1979. № 5. С. 73-80.
8. Дудин Г.Н. К вопросу существования автомодельных решений в закритической области при гиперзвуковом обтекании треугольного крыла // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 2. С. 156-164.

Москва

Поступила в редакцию
8.XII.1998