

На фиг. 3 приведено изменение температуры в сферическом источнике в случае континуального и бесстолкновительного течений при $M_0^* = 5$. Температуры T_x и T_z определены из соотношения (1.2) с учетом (3.2).

При $M_0^* \gg 1$ и $r_0/z \ll 1$ для $T_x = T_y$ и T_z могут быть получены выражения

$$T_x = \frac{n_0}{n} T_0 \left(\frac{r_0}{z} \right)^4 \left(1 - \frac{3}{M_0^{*2}} \right) \approx T_0 \left(\frac{r_0}{z} \right)^2 \left(1 - \frac{5}{2M_0^{*2}} \right) T_z = T_0 \left(1 - \frac{1}{2M_0^{*2}} \right)$$

Температура T_z , характеризующая разброс скоростей в направлении массового движения, оказывается практически постоянной и очень близкой к температуре на начальной поверхности. Температура $T_x = T_y$, характеризующая разброс скоростей в направлении, перпендикулярном к массовому движению, уменьшается заметно быстрее по сравнению со случаем сплошного течения. Зависимость для T_z качественно согласуется с работой, где [7] для температуры приводится решение типа

$$T = T_\infty \left[1 + a \frac{1}{z} + \dots \right] \quad (3.7)$$

справедливое для больших расстояний от полюса источника. Здесь a — коэффициент, зависящий от начальных параметров, T_∞ — предельное значение температуры.

Выражение (3.7) указывает на относительно плавное уменьшение температуры, что наблюдается и в предлагаемой схеме.

Таким образом, кинетический подход дает мало новых сведений о характере изменения концентрации и массовой скорости частиц в гиперзвуковом потоке. Данный результат будет естественным ввиду близости скорости к своему термодинамическому пределу. Изменение концентрации определяется уравнением неразрывности и не зависит от местной частоты столкновений.

Основное различие кинетического и континуального подходов проявляется в характере изменения температуры. Предлагаемая схема расчета не претендует на высокую точность и предназначена для приближенных инженерных оценок.

Поступило 9.X.1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Нарасимха Р. Расширение газов в пустоту без столкновений. Сб. перев. Механика, 1963, 2, 78.
2. Элерс Ф. З. Метод характеристик для изоэнергетических сверхзвуковых течений, приспособленный к быстродействующим цифровым вычислительным машинам. Сб. перев. иностр. статей, 1960, № 1 (59).
3. Гинзбург И. П. Аэрогазодинамика. М., «Высшая школа», 1966.
4. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М., «Наука», 1967.
5. Паттерсон Г. Н. Обзор состояния механики разреженных газов. Ракетная техника и космонавтика, 1965, № 4.
6. Brook I. W., Oman R. A. Rarefied gas dynamics. Forth. Symp., Acad. Press, 1965.
7. Edwards R. H., Cheng H. K. Steady expansion of a gas into a vacuum. AIAA J., 1966, vol. 4, No. 3.

ТРЕУГОЛЬНОЕ КРЫЛО С ПРИТУПЛЕННЫМИ КРОМКАМИ ПОД МАЛЫМИ УГЛАМИ АТАКИ В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

А. В. КРАСИЛЬНИКОВ (Москва)

Рассматривается задача обтекания треугольной пластины с постоянным вдоль кромки сопротивлением $c_x d$ и углом 2θ при вершине под малыми углами атаки α . Набегающий поток — совершенный с постоянным показателем адиабаты γ , а число Маха $M = \infty$.

Задача решается в рамках простейшей двухслойной схемы течения, ранее использованной в работах [1, 2]. Выделяются две области на некотором удалении от носка. В области A , прилегающей к кромке, течение считается эквивалентным обтеканию бесконечной пластины со скольжением, а в области B учитываются условия плоскости симметрии. За границу высокоэнтропийного слоя условно принимается некоторая поверхность тока, характеризующаяся энтропией S_0 и расходом Ψ_0 в области A в направлении, перпендикулярном кромке. Течение в нем считается одномерным с осредненными по толщине параметрами (ниже помечены индексом c) и эквивалентным расходом φ_c , определяемым в области A равенством

$$m(1 - w_c) = \varphi_c S_c^{1/\gamma}, \quad m = \rho_0 \delta, \quad \Psi = 1/2 c_x d \rho_\infty U_n \tau$$

На некотором удалении от кромки, где $1 \ll R \ll h$, $p \ll 1$, найдено распределение давления на пластине, толщина высокоэнтропийного слоя, распределение средней скорости в нем и форма ударной волны в виде ряда по малому параметру $ah^{1/3}$. При этом предполагается

$$\varepsilon = \frac{2}{3} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \ll 1, \quad i_0^2 \ll 1$$

1. Введем связанную с пластиной декартовую систему координат x, y, z с началом в носке; ось x направлена вниз по потоку вдоль оси симметрии, а ось z по нормали к пластине.

Будем рассматривать следующие безразмерные величины: ${}^1/2 c_x d$, ${}^1/2 y c_x d$, ${}^1/2 z c_x a$ — координаты; ${}^1/2 o c_x d$ и ${}^1/2 R c_x d$ — толщина высокоэнтропийного слоя и форма ударной волны; ${}^1/2 b c_x d$ — корневая хорда; uU, vU_n, wU_n — проекции скорости на оси x, y, z ; $(1-w)U_n$ — проекция скорости на плоскость, перпендикулярную кромке; $\rho\rho_\infty, \rho\rho_\infty U_n^2, iU_n^2$ и aU_n — плотность, давление, энтальпия и скорость звука; $S = \sin^2 \beta / \sin^2 \theta$ — энтропийная функция; ρ_∞ и U — плотность и скорость набегающего потока; β — угол между плоскостью пластины и касательной плоскостью к ударной волне; d — толщина пластины; h — расстояние от боковой кромки; U_n — проекция скорости набегающего потока на плоскость, перпендикулярную кромке.

Можно показать, что

$$U_n = U \frac{\sin \alpha}{\sin \alpha_1} \approx U \sin \theta \quad \left(\alpha_1 = \arctg \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\sin \theta} \approx \frac{\alpha}{\sin \theta} \right)$$

Здесь α_1 — угол между плоскостью пластины и направлением U_n . При малых α и i_0^2 в энтропийном слое справедливы уравнения

$$\begin{aligned} u_c \frac{\partial v_c}{\partial t} + v_c \frac{\partial v_c}{\partial y} &= - \frac{1}{\rho_c} \frac{\partial p}{\partial y}, & u_c \frac{\partial \rho_c \delta}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_c \delta v_c)}{\partial y} &= 0 \\ u_c &= 1 - i_c \sin^2 \theta, & \rho_c &= \rho_0 S_c^{-1/\gamma}, & t &= x \sin \theta \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь индексом нуль обозначены параметры на поверхности пластины.

В дальнейшем будем также рассматривать приближенные интегральные уравнения работы [2] с учетом переноса энергии и работы сил давления вследствие перетекания газа в высокоэнтропийном слое [1]

$$\begin{aligned} \frac{2}{(\gamma + 1)^2} [RR_t^2 + \alpha_1 (hR_t^2 + 2RR_t)] + \frac{pR}{\gamma - 1} &= \frac{1}{2} \lambda + \frac{2}{\gamma + 1} \alpha_1 RR_t \\ p &= \frac{2}{\gamma + 1} [(RR_t)_t + \alpha_1 (R + hR_t)], & \frac{1}{2} \lambda_t &= i_0 \frac{\partial m}{\partial t} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Система характеристики для (1.1), (1.2) имеет такой же вид, как и при $\alpha = 0$ [1, 2]

$$u_c y' = v_c \pm c, \quad c = a_c (\delta / R)^{1/2} \quad (1.3)$$

Характеристика первого семейства y_* (с верхним знаком) разделяет области A и B . В области A $\lambda \approx 1$, а в области B можно представить в виде

$$\lambda = 1 - \chi(1 - \mu), \quad \chi = 2i_0 m_*(t), \quad \mu = m / m_* \quad (1.4)$$

2. При $\lambda = 1$ решение системы (1.2) ищем в виде ряда¹ по степеням α_1 .

$$p = p_A = \kappa_1^{-2/3} + \kappa_3 \alpha_1 h^{-1/3} + \dots, \quad R = R_A = \kappa_2 h^{2/3} - \kappa_4 \alpha_1 h + \dots \quad (2.1)$$

$$\delta = \delta_A = \frac{3\gamma - 1}{(\gamma + 1)\gamma} \chi R_A (1 - \sigma \alpha_1 h^{1/3} + \dots)$$

Первые члены (2.1) соответствуют решению взрывной аналогии, а постоянные κ_3, κ_4 и σ можно легко определить, подставляя (2.1) в (1.2) и выделяя члены порядка α_1

$$\kappa_3 = \frac{10\kappa_2(3\gamma - 2)}{9(7\gamma - 1)}, \quad \kappa_4 = \frac{\gamma(13 - 3\gamma)}{2(7\gamma - 1)}, \quad \sigma = \frac{\kappa_3}{\kappa_1} - \frac{\kappa_4}{\kappa_2} \quad (2.2)$$

¹ Такое разложение решения в ряд по степеням α ранее проводилось в работе [4].

Подставляя (2.1), (2.2) в (1.3), получаем

$$u_c y_*' = v_c [1 + C_0 (1 - 1/2 \sigma \alpha_1 h^{1/2})]$$

$$u_c y_* = \frac{3\gamma}{\gamma + 2} v_c \left[1 + C_0 \left(1 - \frac{\gamma + 2}{4(\gamma + 1)} \sigma \alpha_1 h^{1/2} \right) \right] t \quad (2.3)$$

$$C_0^2 = \frac{2(\gamma - 1)(3\gamma - 1) \varphi_c}{\gamma(\gamma + 1) \cos^2 \theta}, \quad v_c = w_c \cos \theta, \quad w_c = i_c + 1/2 i_c^2 + \dots$$

$$i_c = i_0 S_c^{1/\gamma}, \quad i_0 = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{1/\gamma} p^{(\gamma-1)/\gamma}$$

При $\alpha > 0$ скорость v_c увеличивается при увеличении α вследствие роста давления, а относительная толщина энтропийного слоя δ/R уменьшается. При $\alpha < 0$ изменение угла атаки имеет обратное влияние на величины v_c и δ/R , т. е. с ростом α по абсолютной величине значение v_c уменьшается, а δ/R растет.

Такой характер поведения функций приводит к тому, что предельная характеристика $y_*(t)$, разделяющая области A и B , слабо зависит от α (фиг. 1). В расчетах по (2.3) и других ниже принималось [1] $S_c = 0.72$, $\varphi_c = 2$ для $\gamma = 1.4$; $S_c = 0.77$, $\varphi_c = 1.2$ для $\gamma = 1.1$.

Решение (2.1) определяет значения параметров течения на характеристике $y_*(t)$. Введем новые функции $V = v_c / v_{c*}$, $\mu = m / m_*$ и переменную $\eta = y / y_*$. В области B для них имеем условия $\mu = V = 1$ при $\eta = 1$; $V = 0$ при $\eta = 0$ (2.4)

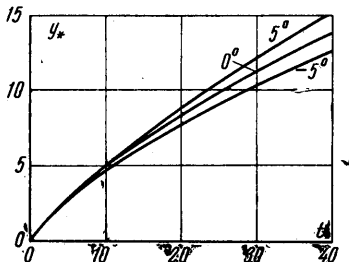
3. В области B решение (1.2) ищем в виде:

$$p_B = p_A (1 - \chi f_1 + f_3 \alpha_1 h^{1/2} + \dots)$$

$$R_B = R_A (1 - \chi f_2 + f_4 \alpha_1 h^{1/2} + \dots) \quad (3.1)$$

$$\mu = \mu_0 + \mu_1 \alpha_1 h^{1/2} + \dots$$

$$(1 - \chi f_2) = (1 - \chi g)^{1/3}$$



Фиг. 1

Здесь f_1 , f_2 и μ_0 — известные функции [1], определяемые при значении $\alpha = 0$. Подставляя (3.1) в (1.2) и пренебрегая членами, содержащими hg , $h^2 g_{tt}$ и $h^2 g_t^2$ [2], для f_4 и f_3 получаем следующие уравнения:

$$f_3 = -\frac{\kappa_3}{\kappa_1} (1 - \chi f_1) + \frac{9}{2} \left[h^2 f_{4tt} + \frac{10}{3} h f_{4t} - \frac{10}{9} f_4 - \frac{10}{9} \frac{\kappa_4}{\kappa_2} (1 - \chi g)^{1/3} + \frac{10}{9 \kappa_2} \right] (1 - \chi g)^{1/3} \quad (3.2)$$

$$h^2 f_{4tt} + \frac{2}{3} \frac{7\gamma + 3}{\gamma + 1} h f_{4t} + \frac{2}{9} f_4 \left[\frac{13\gamma - 3}{\gamma + 1} + \frac{1 - \chi f_1}{(1 - \chi g)^{2/3}} \right] =$$

$$= \frac{2}{9} \left[\frac{3\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{\chi \mu_1}{(1 - \chi g)^{2/3}} - \frac{\gamma(13 - 3\gamma)}{(\gamma + 1) \kappa_2} + \frac{13\gamma - 3}{\gamma + 1} \frac{\kappa_4}{\kappa_2} (1 - \chi g)^{1/3} + \frac{\kappa_4}{\kappa_2} \frac{1 - \chi f_2}{(1 - \chi g)^{2/3}} \right], \quad f_3 = f_4 = f_{4t} = 0 \quad \text{при } \eta = 1$$

Используя асимптотику $(1 - \chi f_1) \rightarrow (1 - \chi g)^{2/3}$ при $h \rightarrow \infty$ и пренебрегая членами порядка ef_{4t} , g^2 , $f_4 g$, $\mu_1 g$, которые, как показали расчеты, малы, для функции f_4 можно получить решение в виде

$$f_4 = k^2 \eta^k \int_{\eta}^1 \eta^{l-k-1} \int_{\eta}^1 \eta^{-l-k-1} \left(\frac{2}{9} \frac{3\gamma - 1}{\gamma + 1} \chi \mu_1 - \frac{4}{27} \frac{7\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{\kappa_4}{\kappa_2} \chi g \right) d\eta d\eta$$

$$k = \frac{3\gamma}{\gamma + 2}, \quad l = \frac{2}{3} \frac{3\gamma - 1}{\gamma + 1} \quad (3.3)$$

Проведенные расчеты показали, что значения $f_4 \ll 1$. Это говорит о слабом влиянии эффекта растекания в энтропийном слое на форму ударной волны при изменении угла атаки.

С учетом этого факта решение для f_s можно представить в следующей форме:

$$f_s = \sigma \chi f_1 + \frac{3\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{\chi \mu_1}{(1 - \chi g)^{1/2}} \quad (3.4)$$

Подставляя (3.4), (3.1), (2.3), (2.1) в (1.1) и переходя к переменной η , для функции V и μ можно выписать следующую интегро-дифференциальную систему:

$$F_1 t \frac{\partial \mu}{\partial t} + F_2 \frac{\partial \mu}{\partial \eta} + \mu \frac{\partial V}{\partial \eta} = 0, F_1 t \frac{\partial V}{\partial t} + F_2 \frac{\partial V}{\partial \eta} + C^2 F^2 (1 - \Phi \alpha_1 h^{1/2}) \frac{\partial \mu}{\partial \eta} = -G$$

$$F_1 = k(1 + C_0) - \frac{3\gamma}{4(\gamma + 1)} C_0 \sigma \alpha_1 h^{1/2}, \quad C^2 = \frac{C_0^2}{1 - \chi(1 - \mu)}, \quad \Phi = \frac{\sigma}{1 - \chi f_1} \quad (3.5)$$

$$F_2 = V - (1 + C_0)\eta + \frac{1}{2} C_0 \sigma \eta \alpha_1 h^{1/2}, \quad F^2 = \frac{1 - \chi(1 - \mu)}{(1 - \chi f_1)(1 - \chi g)^{1/2}}$$

Здесь G имеет порядок ε .

Так как нулевое приближение системы (3.5), (2.4), соответствующее решению при $\alpha = 0$, имеет особенность [1] (разрыв производных в точке $\eta_0 = \eta_{01}$), для получения решения используем метод ПЛГ [5]; решение (3.5), (2.4) ищем в виде

$$V = V_0 + V_1 \alpha_1 h^{1/2} + \dots, \quad \mu = \mu_0 + \mu_1 \alpha_1 h^{1/2} + \dots, \quad \eta = \eta_0 + \eta_1 (\eta_0) \alpha_1 h^{1/2} + \dots \quad (3.6)$$

Здесь V_0 и μ_0 — функции, соответствующие решению при $\alpha = 0$.

Далее, используя методику решения аналогичной системы в работе [2], для функций V_1 и μ_1 можно выписать следующую систему:

$$[V_0 - (1 + C_0)\eta_0] V_1' + C^2 \mu_1' =$$

$$= -\frac{1}{3} k(1 + C_0) V_1 + \frac{C^3}{C_0^2} \left[C \chi \mu_0' + \frac{(1 - \chi) V_0'}{2 \sqrt{\mu_0}} \right] \mu_1 + \frac{1}{2} \Phi C \sqrt{\mu_0} V_0'$$

$$[V_0 + (1 + C_0)\eta_0] \mu_1' + \mu_0 V_1' =$$

$$= -\left[\frac{1}{3} k(1 + C_0) + V_0' - \frac{1}{2} \frac{1 - \chi}{C_0^2} \frac{C^3 \mu_0'}{\sqrt{\mu_0}} \right] \mu_1 - \frac{1}{2} \Phi C \sqrt{\mu_0} \mu_0' \quad (3.7)$$

$$V_1 = \mu_1 = 0 \quad \text{при } \eta_0 = 1, \quad V_1 = 0 \quad \text{при } \eta_0 = 0$$

Эта система отличается от (3.12) в работе [2] лишь постоянными коэффициентами в первых членах правых частей, решение которой получено в квадратурах. В рассматриваемом случае оно имеет следующий вид:

$$V_1 + C \frac{\mu_1}{\sqrt{\mu_0}} = 0, \quad \eta_{01} = \frac{C(\mu_{00})}{1 + C_0} \sqrt{\mu_{00}}$$

$$\mu_1 = -\frac{1}{2} \frac{1 + C_0}{C_0} \frac{\mu_0^{(k+2)/4}}{[1 - \chi(1 - \mu_0)]^{(k-9)/12}} \int_{\eta_0}^1 \frac{[1 - \chi(1 - \mu_0)]^{1+1/2} \Phi d_0 \eta}{\mu_0^{1/4} [3 - \chi(3 - 2\mu_0)]} \quad (3.8)$$

$$\left(1 + \frac{1}{3} k \right) (1 + C_0) \eta_1 = V_1 + \frac{1}{2} \frac{1 - \chi}{C_0^2} \frac{C^3}{\sqrt{\mu_0}} \mu_1 + \frac{1}{2} C_0 \sigma - \frac{1}{2} \Phi C \sqrt{\mu_0}, \quad \eta_0 \geq \eta_{01}$$

$$\mu_1 = \mu_{10} (2\eta_{01})^{-1/2k} [(\eta_{01} + \eta_0)^{1/2k} + (\eta_{01} - \eta_0)^{1/2k}]$$

$$V_1 = V_{10} (2\eta_{01})^{-1/2k} [(\eta_{01} + \eta_0)^{1/2k} - (\eta_{01} - \eta_0)^{1/2k}], \quad \eta_0 \leq \eta_{01}$$

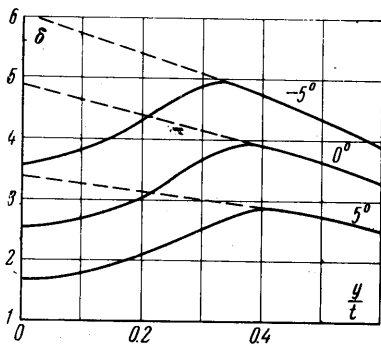
Здесь V_{10} и μ_{10} — значения V_1 и μ_1 при $\eta_0 = \eta_{01}$, а $\mu_{00} = \mu_0 = \text{const}$ при $\eta_0 \leq \eta_{01}$.

4. Проведем анализ полученного решения. На фиг. 1 представлена зависимость $y_*(t)$ для $\gamma = 1.4$; $\cos \theta = 1$ и $\alpha_1 = 0^\circ, \pm 5^\circ$. На фиг. 2 показана кривая δ , а на фиг. 3, 4 кривые R и p в зависимости от переменной y/t для $\gamma = 1.4$; $\cos \theta = 1$; $t = 30$ и $\alpha_1 = 0^\circ, \pm 5^\circ$ (пунктиром показано решение для бесконечной скошенной пластины).

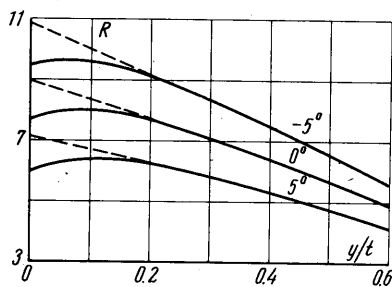
Как видно из фиг. 1, область влияния вершины (область B) несколько расширяется при $\alpha > 0$ и сужается при $\alpha < 0$, что вызвано в основном ростом поперечной

скорости v_c при $\alpha > 0$ и уменьшением ее при $\alpha < 0$ (2.1), (2.3), (3.6), (3.8). Так как $V_0 = 0$ при $\eta_0 \leq \eta_{01}$ [4], то из (3.6), (3.8) следует, что плоскость симметрии является плоскостью растекания при $\alpha > 0$ и плоскостью стекания при $\alpha < 0$. В связи с таким характером течения наблюдается некоторое уменьшение относительной массы газа μ в области B при $\alpha > 0$ и увеличении при $\alpha < 0$ по сравнению с $\alpha = 0$ (3.6), (3.8).

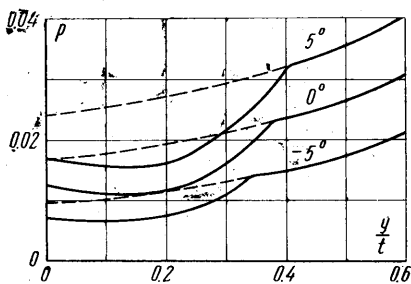
С ростом угла атаки увеличивается плотность газа в энтропийном слое, а толщина его δ падает при $\alpha > 0$. Это и уменьшение относительной массы газа μ в совокупности приводит к тому, что абсолютное изменение давления в области за счет растекания становится более значительным в этом случае по сравнению с $\alpha = 0$. Соответственно обратная картина наблюдается при $\alpha < 0$ (Фиг. 4).



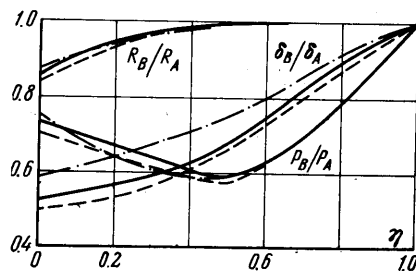
Фиг. 2



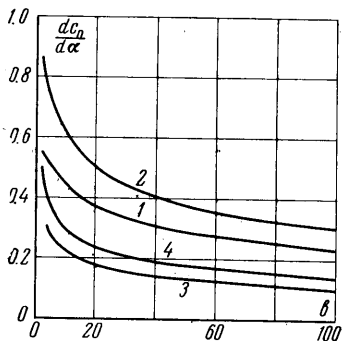
Фиг. 3



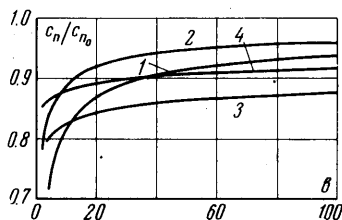
Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6



Фиг. 7

Разлагая в (3.1) χ в ряд по малому параметру $\alpha_1 h^{1/2}$, можно показать, что с точностью до малых второго порядка

$$p_B = p_A (1 - \chi_0 f_1), \quad R_B = R_A (1 - \chi_0 f_2) \quad (\chi_0 = \chi_{\alpha=0})$$

Так как f_1 и f_2 слабо зависят от χ [4], а χ , в свою очередь, слабо зависит от h при γ , близких к единице, из (4.1) следует, что относительные изменения давления и ударных волн в области B за счет растекания практически не зависят от угла атаки и постоянны в любом сечении крыла.

Численно они равны соответствующим значениям при $\alpha = 0$. Относительные изменения давления p_B/p_A , формы ударной волны R_B/R_A и толщины энтропийного слоя δ_B/δ_A за счет растекания показаны на фиг. 5 для $t = 30$; $\gamma = 1.4$, $\cos \theta = 1$ и $\alpha_1 = 0^\circ$ (сплошная линия); 5° (пунктир) и -5° (штрих-пунктир).

С учетом (4.1) получены формулы для коэффициента нормальной силы c_n и центра давления X путем простого суммирования на верхней и нижней поверхностях, а за характерную площадь принималась площадь крыла

$$c_n = \frac{36}{5} \kappa_3 \sin^2 \theta b^{-1/2} \alpha \left[1 - \frac{20\gamma^2(1+C_0)\varphi c_{i\kappa^*}^2 \cos^2 \theta}{(\gamma+2)(\gamma+4)(1-i_{c^*})} \int_0^1 f_1 d\eta \right]$$

$$X = 0.625b \left[1 - \frac{12\gamma^2(\gamma-1)(1+C_0)\varphi c_{i\kappa^*}^2 \cos^2 \theta}{(\gamma+2)(\gamma+4)(\gamma+1)(1-i_c)} \int_0^1 f_1 d\eta \right]$$

Вторые члены в квадратных скобках (4.2) учитывают эффект растекания.

На фиг. 6 представлена функция $dc_n/d\alpha$, а на фиг. 7 c_n/c_{n0} (c_{n0} — коэффициент нормальной силы крыла без учета растекания) в зависимости от b для $\gamma = 1.4$; $\theta = 30$ и 45° (кривые 1 и 2) и $\gamma = 1.1$; $\theta = 30$ и 45° (кривые 3, 4), из которых видно, что уменьшение θ и эффективного показателя адиабаты γ существенно снижает c_n и, следовательно, величину подъемной силы крыла. Расчеты показали, что растекание слабо влияет на положение центра давления. (Для $\theta = 30^\circ$; $\gamma = 1.4$ и $b > 30$ сдвиг центра давления относительно его положения без учета растекания менее 1%.)

В заключение автор благодарит В. В. Лунева за обсуждение результатов работы.

Поступило 26 V 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Лунев В. В. Гиперзвуковое обтекание треугольной пластины с притупленными передними кромками. Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 3.
2. Красильников А. В. Влияние числа Маха на гиперзвуковое обтекание треугольного крыла с притупленными кромками. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
3. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.
4. Холявко В. И. Обтекание плоской затупленной пластины под малыми углами атаки гиперзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, ОТН, 1964, № 2.
5. Tsien H. S. The Poincare — Lighthill — Kue method. Advances Appl. Mech., vol. 4, N. Y., Acad. press, Inc., 1956.

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРЕУГОЛЬНЫХ КРЫЛЬЕВ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ АТАКИ

М. П. ФАЛУНИН, Г. С. УЛЬЯНОВ, А. А. МАКШИН, А. Ф. МОСИН

(Москва)

Данные по аэродинамическим характеристикам треугольных крыльев, которые приводятся в таблице и на фиг. 1—5, получены в сверхзвуковой трубе на скоростях $M = 1.5, 2.0, 2.5$ и 3.0 ; для $M = 3$ данные приведены на фиг. 1—5. Числа Рейнольдса, отнесенные к 0.1 м, изменялись в пределах $\sim 2.5 \cdot 10^6 - 4.1 \cdot 10^6$. Испытывались треугольные крылья с острыми кромками с полуглом раствора при вершине $\theta_0 = 10, 20, 30, 45$ и 60° . Коэффициенты лобового сопротивления C_x и подъемной силы C_y получены весовым способом, величины коэффициентов нормальной силы C_n и центра давления C_d определялись весовым способом и по распределению давления на лицевой стороне треугольных крыльев. Весовые характеристики определялись на углах атаки $15^\circ \leq \alpha \leq 125^\circ$. При определении C_n и C_d по распределению давления ($M = 3, 10^\circ \leq \alpha \leq 170^\circ$) считалось, что на тыльной стороне крыла давление равно нулю. При $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 180^\circ$ полагалось, кроме того, что на лицевой стороне давление постоянно и равно статическому давлению в потоке перед крылом.

1. Лобовое сопротивление. Величины коэффициента лобового сопротивления для указанных четырех сверхзвуковых скоростей приведены в таблице. Значения C_x при $M = 3$ для иллюстрации представлены в виде графиков на фиг. 1.

Данные о величине коэффициента сопротивления показывают заметное влияние стреловидности боковых кромок на величину C_x на углах атаки до 45° . В этом случае крыло с $\theta_0 = 60^\circ$ имеет C_x на 40—50% больший, чем крыло с $\theta_0 = 10^\circ$. При дальнейшем увеличении угла атаки значения C_x для различных крыльев сближаются. При $\alpha = 90^\circ$ общий разброс максимальных значений C_x составляет примерно 5% среднего значения. Эти значения C_x близки к значению коэффициента сопротивле-