

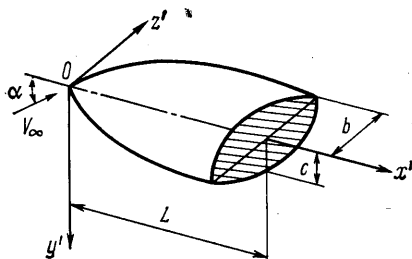
**ОБТЕКАНИЕ ТОНКОГО КРЫЛА ПЕРЕМЕННОЙ ФОРМЫ
ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ГАЗА**

В. И. БОГАТКО, А. А. ГРИБ, Г. А. КОЛТОН

(Ленинград)

В постановке, аналогичной [1-3], рассматривается задача обтекания равномерным однородным гиперзвуковым потоком идеального газа наветренной стороны тонкого крыла, форма поверхности которого зависит от времени. Для решения задачи используется метод тонкого ударного слоя [4]. Головная ударная волна считается присоединенной к передней кромке крыла по крайней мере в одной точке. Найдены поправки первого приближения к основному «ньютоновскому» течению. Для крыльев конечного удлинения, когда головная ударная волна присоединена вдоль всей передней кромки крыла, получены расчетные формулы для определения параметров газа в ударном слое.

1. Пусть толщина, размах и хорда крыла имеют порядок $c=O(\epsilon)$, $b=O(\sqrt{\epsilon})$, $L=O(1)$ соответственно (см. фигуру), где ϵ — малый параметр, характеризующий отношение плотностей газа на фронте головной ударной волны.



Система координат выбрана таким образом, что поверхность крыла мало отличается от плоскости $x'z'$, а вектор скорости V_∞ набегающего потока лежит в плоскости $x'y'$. Угол α между V_∞ и плоскостью $x'z'$ считается постоянным, причём $\alpha=O(1)$.

Уравнения движения, неразрывности и энергии, а также условия на фронте головной ударной волны и поверхности крыла в стандартных обозначениях имеют вид

$$(1.1) \quad \frac{dV}{dt'} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } P, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t'} + \text{div}(\rho V) = 0, \quad \frac{d}{dt'} \frac{P}{\rho^k} = 0$$

$$(1.2) \quad \begin{aligned} V &= V_\infty - (1-\tau')[(V_\infty - N_s)n_s]n_s \\ P &= P_\infty + (1-\tau')\rho_\infty[(V_\infty - N_s)n_s]^2 \\ \frac{P}{P_\infty} &= \frac{(k+1)\rho - (k-1)\rho_\infty}{(k+1)\rho_\infty - (k-1)\rho} \end{aligned}$$

Здесь P_∞ , ρ_∞ — давление и плотность набегающего потока, n_s , n_b и N_s , N_b — орты нормали и скорости перемещения поверхности ударной волны и крыла соответственно, $\tau' = \rho_\infty/\rho$.

На поверхности крыла

$$(1.3) \quad (V - N_b)n_b = 0$$

Будем считать, что головная ударная волна присоединена к передней кромке крыла в точке O (см. фигуру).

Положим

$$(1.4) \quad x' = xL, \quad y' = y\varepsilon L \operatorname{tg} \alpha, \quad z' = z\sqrt{\varepsilon} \bar{L} \operatorname{tg} \alpha, \quad t' = \frac{tL}{V_\infty \cos \alpha}$$

$$v_x = V_\infty \left(\cos \alpha + \varepsilon \frac{\sin^2 \alpha}{\cos \alpha} u + \dots \right), \quad v_y = \varepsilon V_\infty \sin \alpha v + \dots$$

$$v_z = \sqrt{\varepsilon} V_\infty \sin \alpha w + \dots, \quad \varepsilon = \frac{k-1}{k+1} \left[1 + \frac{2}{(k-1)M_\infty^2 \sin^2 \alpha} \right]$$

$$P = \rho_\infty V_\infty^2 \left(\frac{1}{kM_\infty^2} + \sin^2 \alpha + \varepsilon \sin^2 \alpha p + \dots \right), \quad \tau' = \varepsilon (1 + \varepsilon \tau + \dots)$$

Здесь M_∞ — число Маха набегающего потока.

Теперь уравнения поверхностей головного скачка и наветренной стороны обтекаемого крыла могут быть представлены в виде

$$(1.5) \quad y_s' = \varepsilon L \operatorname{tg} \alpha \Phi(x, z, t), \quad y_b' = \varepsilon L \operatorname{tg} \alpha F(x, z, t)$$

Тогда

$$(1.6) \quad N_s = -\varepsilon V_\infty \sin \alpha \Phi_t \left(1 - \frac{\varepsilon}{2} \Phi_z^2 \right) + \dots,$$

$$N_b = -\varepsilon V_\infty \sin \alpha F_t \left(1 - \frac{\varepsilon}{2} F_z^2 \right) + \dots$$

$$n_s = \{ \varepsilon \operatorname{tg} \alpha \Phi_x, -1, \sqrt{\varepsilon} \Phi_z \} \left(1 - \frac{\varepsilon}{2} \Phi_z^2 + \dots \right),$$

$$n_b = \{ \varepsilon \operatorname{tg} \alpha F_x, -1, \sqrt{\varepsilon} F_z \} \left(1 - \frac{\varepsilon}{2} F_z^2 + \dots \right)$$

Из (1.2) и (1.3) с учетом (1.4) и (1.6) получим на головном скачке $y = \Phi(x, z, t)$ и на поверхности крыла $y = F(x, z, t)$

$$(1.7) \quad u = -\Phi_x, \quad v = \Phi_t + \Phi_x - \Phi_z^2 - 1, \quad w = -\Phi_z, \quad p = \Phi_t + 2\Phi_x - \Phi_z^2 - 1$$

$$(1.8) \quad v = F_t + F_x + wF_z$$

Подставляя (1.4) в (1.1), придем к следующей системе для определения поправок первого приближения:

$$(1.9) \quad \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

Последние два уравнения системы (1.9) могут быть проинтегрированы независимо от остальных. Введем функцию тока $R(x, y, z, t)$: $w = R_y$.

$v = -R_z$. Тогда из (1.9) получим

$$(1.10) \quad R_{yt} + R_{yx} - R_z R_{yv} + R_y R_{yz} = 0$$

Следуя [5], положим $q = R_y$, $R = T(q, x, z, t) + yq$. Тогда $q = R_y = T_q q_v + + q + yq_v$, откуда $y = -T_q$ (при $q_v \neq 0$). Далее

$$R_x = T_q q_x + T_x + yq_x = T_x, \quad R_z = T_z, \quad R_t = T_t \\ R_{yt} = R_{tv} = T_{tq} q_v, \quad R_{yx} = T_{xq} q_v, \quad R_{yz} = T_{qz} q_v$$

Уравнение (1.10) примет вид

$$(1.11) \quad DT_q = T_z \quad \text{или} \quad v = Dy \quad \left(D = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} + q \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

Дифференцируя (1.11) по q , получаем $DT_{qq} = 0$, откуда

$$T_{qq} = H(q, \omega, \lambda), \quad y = -T_q = - \int_0^q H(s, sx - z, \lambda) ds + L_0(x, z, t)$$

где $\omega = qx - z$, $\lambda = x - t$, H и L_0 — произвольные функции. При этом q , ω , и λ сохраняют постоянные значения на траектории. Из (1.11)

$$v = \int_0^q (q-s) H_\omega(s, sx - z, \lambda) ds + DL_0$$

Обозначим через $q_b(x, z, t)$ значение параметра q на поверхности крыла, тогда

$$L_0(x, z, t) = \int_0^{q_b} H(s, sx - z, \lambda) ds + F(x, z, t) \\ (1.12) \quad y = F(x, z, t) - \int_{q_b}^q H(s, sx - z, \lambda) ds \\ v = \int_0^q (q-s) H_\omega(s, sx - z, \lambda) ds + Dq_b H(q_b, q_b x - z, \lambda) + DF$$

Удовлетворяя условию обтекания (1.8) при $q = q_b$, получим соотношение

$$(1.13) \quad q_{bx} + q_{bt} + q_b q_{bz} = 0$$

которое служит для определения $q_b(x, z, t)$.

Пусть $v(x, z, t)$ — значение параметра q на головном скачке. Тогда из условий (1.7) в силу (1.11) будем иметь

$$(1.14) \quad \Phi(x, z, t) = F(x, z, t) - \int_{q_b}^v H(s, sx - z, \lambda) ds \\ v = -\Phi_z, \quad D(\Phi - y) |_{q=v} = 1$$

Так как $\Phi(x, z, t) = y(v, x, z, t)$, то

$$\begin{aligned} \Phi_x &= y_x + v_x y_q, & \Phi_z &= -v = v_z y_q + y_z \\ \Phi_t &= v_t y_q + y_t, & D(\Phi - y) |_{q=v} &= (v_t + v_x + v v_z) y_q \end{aligned}$$

Тогда из (1.14) $(v_x + v_t + v v_z) y_q = 1$, при этом $y_q(v, x, z, t) = -H(v, vx - z, x - t)$.

Таким образом, для нахождения функций H , Φ и v имеем интегриродифференциальную систему

$$(1.15) \quad (v_x + v_t + v v_z) H(v, \mu, \lambda) = -1, \quad \mu = vx - z$$

$$v = -\Phi_z, \quad \Phi = F - \int_{q_b}^v H(s, sx - z, \lambda) ds$$

Поправки к давлению и продольной компоненте вектора скорости определяются из уравнений (1.9), которые в переменных q, x, z, t имеют вид $Du = 0, y_q Dv = -p_q$.

С учетом условий (1.7) и соотношения $y_q = -H(q, \omega, \lambda)$ получим

$$(1.16) \quad p = 2\Phi_t + 2\Phi_x - \Phi_z^2 - 1 + \int_v^q Dv H(q, qx - z, \lambda) dq$$

$$u = -\Phi_x [\xi(q, \omega, \lambda), q\xi(q, \omega, \lambda) - \omega, \xi(q, \omega, \lambda) - \lambda]$$

Здесь $\xi(v, \eta, \zeta)$ — решение уравнения $v = -\Phi_z(\xi, v\xi - \eta, \xi - \zeta)$. Поправка к плотности может быть выражена из интеграла Бернулли через u и w . Таким образом, задача сводится к определению функции $q_b(x, z, t)$ из уравнения (1.13) и решению системы (1.15) при соответствующих краевых условиях, рассматриваемых ниже.

2. Вид краевых условий для системы уравнений (1.15) существенно зависит от конкретного режима обтекания. В дальнейшем для определенности будем считать, что проекция передней кромки крыла на плоскость xz не зависит от времени и имеет уравнение $z = z^\circ(x)$.

В случае, когда ударная волна присоединена к передней кромке на всем ее протяжении, должны выполняться следующие условия:

$$\Phi^\circ(x, t) = F^\circ(x, t), \quad v^\circ(x, t) = q_b^\circ(x, t)$$

Градусом здесь и дальше отмечены значения соответствующих величин на передней кромке крыла. Из условий (1.7) и (1.8) получаем квадратное уравнение для определения $v^\circ = q_b^\circ = -\Phi_z^\circ$

$$(2.1) \quad (v^\circ + F_z^\circ)(z^\circ - v^\circ) = 1, \quad z^\circ \equiv \frac{dz^\circ}{dx}$$

Это уравнение имеет вещественные корни при

$$(2.2) \quad (F_z^\circ + z^\circ)^2 \geq 4$$

Таким образом, рассматриваемый режим обтекания может иметь место лишь при условии (2.2). Для крыльев с гладкой передней кромкой при наличии (2.2) величина $v^\circ = q_b^\circ$ определяется уравнением (2.1). Тогда из уравнения (1.13) находим значение параметра q на поверхности крыла

$$(2.3) \quad q_b = v^\circ(\xi, \xi - \lambda), \quad z = z^\circ(\xi) + (x - \xi)v^\circ(\xi, \xi - \lambda), \quad \lambda = x - t$$

Здесь ξ — абсцисса точки пересечения траектории частицы с передней кромкой крыла. Если передняя кромка имеет излом в точке O , то ее уравнение может быть записано в виде $z=z_1^\circ(x)$ при $z \geq 0$ и $z=z_2^\circ(x)$ при $z < 0$, где z_1° и z_2° — гладкие функции от x .

Величина $q_b^\circ(0, t)$ в этом случае не может быть определена из уравнения (2.1). Вдоль траекторий, исходящих из передней точки крыла, имеем $\omega=q_b x - z=0$ и, следовательно, $q_b=z/x$. Пусть $C_i(t)$ — корни уравнения (2.1) при $z^\circ=z_i^\circ$ ($i=1, 2$). Тогда линии $z=C_i(\lambda)x$ отделяют траектории, проходящие через точку O , от траекторий частиц, пересекающих переднюю кромку крыла при $\xi \neq 0$.

Таким образом, в рассматриваемом случае при $z/x \in [C_1(\lambda), C_2(\lambda)]$ $q_b = z/x$, а при $z/x \in [C_i(\lambda), z_i^\circ(0)]$ функция $q_b(x, z, t)$ определяется параметрическими соотношениями (2.3).

Если ударная волна присоединена к передней кромке только в острие O , то так же, как и выше, найдем, что в этом случае на всей поверхности крыла $q_b=z/x$. Для стационарного обтекания плоских конических крыльев этот результат был получен в [1]. При обтекании крыла неизменной формы, передняя кромка которого имеет заострение в точке O , течение в острие должно быть коническим, т. е. все параметры потока, включая v и q_b , должны зависеть только от z/x . Тогда из (1.15) сразу следует, что это возможно лишь при $H(v, 0)=0$. Для этого частного случая формулы, аналогичные (1.12) и (1.16), приведены в [2]. В рассматриваемом режиме обтекания на острой передней кромке должно быть выполнено условие $V_n=a$, где V_n — проекция вектора скорости на плоскость, перпендикулярную передней кромке, a — местная скорость звука. В принятом приближении из этого условия следует

$$(2.4) \quad \left(z^\circ - \frac{z^\circ}{x}\right)^2 = 1$$

Таким образом, соотношение $V_n=a$ для произвольной передней кромки крыла, вообще говоря, не может быть выполнено. Более того, даже если (2.4) имеет место, тем не менее соотношение $V_n=a$ не дает краевого условия для системы (1.15). Невыполнимость этого условия в рассматриваемом приближении впервые была отмечена в [3] в задаче стационарного обтекания треугольного крыла. Следуя [1], потребуем, чтобы кривизна фронта головной ударной волны имела особенность на линии его пересечения с характеристической поверхностью, проходящей через острую переднюю кромку крыла. Тогда в силу того что одним из семейств характеристик системы (1.9) в рассматриваемом приближении являются цилиндры $\varphi_0(x, z, t)=0$, из первого уравнения системы (1.15) получим

$$(2.5) \quad H(v_0, \mu_0, \lambda)=0, \quad v_0=v(x, z^\circ(x), t), \quad \mu_0=v_0 x - z^\circ$$

Соотношение (2.5) является искомым краевым условием для системы уравнений (1.15). Для крыльев, симметричных относительно плоскости $z=0$, кроме (2.5) имеем очевидное условие $v(x, 0, t)=0$.

3. В частном случае симметричного конического крыла неизменной формы с прямолинейной образующей $|z^\circ|=\Omega x$ ($\Omega=\text{const}$)

$$F(x, z)=x f(\xi), \quad \Phi(x, z)=x \varphi(\xi)$$

$$H(q, \omega)=\omega h(q), \quad \omega=x(q-\xi), \quad \xi=z/x$$

Условие (2.2), определяющее режим обтекания, принимает вид [1] $|\Omega+C| \geq 2$, где $C=f'(\Omega)$. В случае ударной волны, присоединенной к передней кромке, имеем $q_b=\xi$ при $|\xi| < q_0$, $q_b=q_0$ при $q_0 \leq |\xi| < \Omega$, где q_0 — корень уравнения (2.1).

Если ударная волна присоединена к крылу только в передней точке, то $q_0 = \xi$ (при $|\xi| \leq \Omega$). Формулы (1.12) и (1.16) в рассматриваемом случае принимают вид

$$\begin{aligned} w &= q, & \frac{y}{x} &= \varphi(\xi) - \int_{\nu}^q (t - \xi) h(t) dt \\ v &= f(\xi) + (q - \xi) f'(\xi) + \int_{q_0}^q (t - \xi) h(t) dt \\ u &= -\varphi(\xi) + \xi \varphi'(\xi), & q &= -\varphi'(\xi) \\ p &= 1 - 2\varphi(\xi) + |\varphi'(\xi)|^2 - 2\xi \varphi'(\xi) + \frac{1}{4} f''(\xi) [(q - \xi)^4 - (\nu - \xi)^4] + \\ &+ \int_{\nu}^{\nu(\xi)} (t - \xi) \left(\int_{q_0}^t h(q) dq \right) dt. \end{aligned}$$

Функции h , φ и ν определяются из системы (1.14)

$$(3.1) \quad \nu = -\varphi'(\xi), \quad (\nu - \xi)^2 h(\nu) \nu'(\xi) = -1$$

$$\varphi(\xi) = f(\xi) - \int_{\xi}^{\nu} (t - \xi) h(t) dt$$

Из (3.1) находим

$$(3.2) \quad h(\nu) = -\frac{1}{(\nu - \xi)^2 \nu'(\xi)}, \quad h(\xi) = f''(\xi) - \nu'(\xi) \left\{ \frac{1}{[\nu(\xi) - \xi]^2} - 1 \right\}$$

Исключая из (3.2) функцию h , приходим к уравнению для $\nu(\xi)$

$$(3.3) \quad f''(\nu) - \nu'(\nu) \left\{ \frac{1}{[\nu(\nu) - \nu]^2} - 1 \right\} + \frac{1}{[\nu(\xi) - \xi]^2 \nu'(\xi)} = 0$$

При $f''=0$ из (3.3) получаем уравнение, найденное в [1] для плоского конического крыла. В случае присоединенной ударной волны краевые условия для уравнения (3.3) имеют вид $\nu(0)=0$, $\nu(\Omega)=q_0$. При отсоединенной ударной волне (кроме точки O) из (2.5) и (3.2) находим

$$(3.4) \quad \nu'(\nu_0) \left\{ \frac{1}{[\nu(\nu_0) - \nu_0]^2} - 1 \right\} = f''(\nu_0), \quad (\nu_0 = \nu(\Omega))$$

Для плоского конического крыла соотношение (3.4) дает

$$(3.5) \quad \nu[\nu(\Omega)] = \nu(\Omega) \pm 1$$

В [1-3] используется краевое условие $\nu(\Omega) = \Omega \pm 1$, которое, вообще говоря, не вытекает непосредственно из (3.5), а является следствием дополнительного предположения, что $\nu(\Omega) = \Omega$.

4. В общем случае решение интегродифференциальной системы (1.15) для прямой задачи обтекания сопряжено со значительными трудностями. Более удобным представляется полуобратный метод решения задачи, при котором вместо уравнения поверхности крыла задается вид функции $H(q, \omega, \lambda)$. При таком подходе значительно упрощается задача интегрирования системы (1.15) и, кроме того, остается достаточный произвол, позволяющий дополнительно задавать уравнение передней кромки крыла

$z=z^\circ(x)$, $y=F^\circ(x, t)$, а для режима обтекания с присоединенной ударной волной вдоль передней кромки и наклон F_z° поверхности крыла на передней кромке. Конкретная форма обтекаемого крыла отыскивается в процессе решения задачи. При заданной функции $H(v, \mu, \lambda)$ первое уравнение системы (1.15)

$$(4.1) \quad (v_t + v_x + vv_z)H(v, \mu, \lambda) = -1$$

может быть проинтегрировано независимо от остальных. Заменим (4.1) характеристической системой в переменных x, λ, μ

$$(4.2) \quad \frac{d\lambda}{0} = \frac{d\mu}{x} = -\frac{dx}{H(v, \mu, \lambda)} = dv$$

Начальные условия для (4.2) в случае ударной волны, присоединенной к передней кромке, имеют вид

$$(4.3) \quad (x=\xi) \quad v=v^\circ(\xi, \sigma), \quad \lambda=\xi-\sigma, \quad \mu=\xi v^\circ(\xi, \sigma) - z^\circ(\xi) \equiv \mu^\circ(\xi, \sigma)$$

где v° — корень уравнения (2.1).

При исследовании режима обтекания с ударной волной, присоединенной только в точке O , начальные условия для (4.2) можно получить следующим образом. В пространстве v, μ, λ фиксируем некоторую, вообще говоря, произвольную поверхность $\mu=f_0(v, \lambda)$, после чего выбираем функцию H так, чтобы выполнялось условие $H(v, f_0(v, \lambda), \lambda) \equiv 0$. В силу (2.5) это соотношение должно иметь место при $z=z^\circ(x)$, поэтому $f_0(v, \lambda) = xv_0(x, t) - z^\circ(x)$. Из этого уравнения определяем функции $v_0(x, t)$ и $\mu_0(x, t)$, и тогда начальные условия для уравнения (4.1) можно записать в виде

$$(4.4) \quad v=v_0(\xi, \sigma), \quad \mu=\mu_0(\xi, \sigma), \quad \lambda=\xi-\sigma \quad \text{при } x=\xi$$

Интегрируя (4.1) при начальных условиях (4.3) или (4.4), получим решение уравнения (4.1) в параметрической форме

$$v=v(x, \xi, \sigma), \quad \mu=\mu(x, \xi, \sigma), \quad z=xv-\mu, \quad \lambda \equiv x-t=\xi-\sigma$$

после чего из второго и третьего уравнений системы (1.15) находим

$$(4.5) \quad \Phi(x, \xi, \sigma) = - \int_{\xi}^x v(x, \xi, \sigma) (z_{\xi} + z_{\sigma}) d\xi + \Phi^\circ(x, \sigma)$$

$$F(x, \xi, \sigma) = \Phi(x, \xi, \sigma) + \int_{q_0(x, \xi, \sigma)}^{v(x, \xi, \sigma)} H(s, sx - z(x, \xi, \sigma), \xi - \sigma) ds$$

Для течения с ударной волной, присоединенной ко всей передней кромке, $\Phi^\circ(x, t) \equiv F^\circ(x, t)$, в случае же ударной волны, присоединенной только в острие крыла, $\Phi^\circ(x, t)$ определится из соотношения (4.5). Имеем

$$F(\xi, \xi, \sigma) = F^\circ(\xi, \sigma), \quad \Phi(\xi, \xi, \sigma) = \Phi^\circ(\xi, \sigma), \quad q_0^\circ = \frac{z^\circ(\xi)}{\xi},$$

$$v(\xi, \xi, \sigma) = v_0(\xi, \sigma)$$

Поэтому

$$\Phi^\circ(\xi, \sigma) = F^\circ(\xi, \sigma) - \int_{z^\circ(\xi)/\xi}^{v_0(\xi, \sigma)} H(s, s\xi - z^\circ(\xi), \xi - \sigma) ds$$

5. Для тонкого крыла конечного размаха, когда $c=O(\varepsilon)$, $b=O(1)$, $L=O(1)$, полагаем $z'=zL \operatorname{tg} \alpha$, $v_z=\varepsilon V_\infty \sin \alpha \omega + \dots$. Остальные величины представляются в виде (1.4).

Головную ударную волну и поверхность крыла по-прежнему будем задавать в виде (1.5). Тогда из (1.1)–(1.3) для определения параметров потока получаем систему уравнений (1.9), в которой опущены члены с производной по z .

Граничными условиями на фронте головной ударной волны $y=\Phi(x, z, t)$ и на поверхности крыла $y=F(x, z, t)$ будут

$$(5.1) \quad u=-\Phi_x, \quad v=\Phi_t+\Phi_x-1, \quad w=-\Phi_z$$

$$p=2\Phi_t+2\Phi_x-1$$

$$(5.2) \quad v=F_t+F_x$$

Следует отметить, что в рассматриваемом случае всегда реализуется режим обтекания, при котором головная ударная волна присоединена к поверхности крыла вдоль всей передней кромки.

При сделанных предположениях из (1.9), (5.1) и (5.2) без труда находим

$$v=F_x(x, z, t)+F_t(x, z, t)$$

$$p=(\Phi-y)(F_{xx}+2F_{xt}+F_{tt})+2F_x+2F_t+1$$

$$u=-F_x(y-F+x_0(z), z, y-F+x_0(z)-x+t)-1$$

$$w=x_0'(z)-F_z, \quad \Phi=x-x_0(z)+F(x, z, t)$$

где $x=x_0(z)$ – уравнение проекции передней кромки крыла на плоскости $y=0$.

Поправка к плотности может быть найдена из интеграла Бернулли.

Поступила 14 VI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Messiter A. E. Lift of slender delta wings according to newtonian theory. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No. 4.
2. Голубинский А. И., Голубкин В. Н. О пространственном обтекании тонкого крыла гиперзвуковым потоком газа. Докл. АН СССР, 1977, т. 234, № 5.
3. Богатко В. И., Гриб А. А., Колтон Г. А. Пространственное обтекание тонкого крыла гиперзвуковым потоком газа. Вестн. ЛГУ, Матем., механ., астрон., 1978, вып. 2, № 7.
4. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.
5. Богатко В. И., Гриб А. А., Колтон Г. А. Некоторые приближенные решения уравнений нестационарной гиперзвуковой газовой динамики. Вестн. ЛГУ, Матем., механ., астрон., 1976, вып. 3, № 13.
6. Булах Б. М. Нелинейные конические течения газа. М., «Наука», 1970.