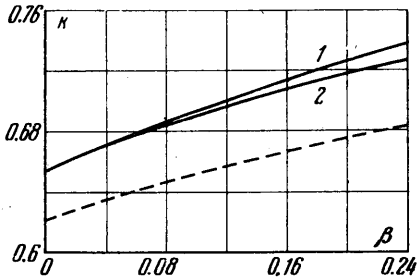


По формулам (2.5), (2.4) можно рассчитывать как форму оптимальной кривой, так и максимальное значение  $k = \sqrt{a} C_y / C_x$ , если задать значения постоянных  $b$ ,  $c$  (или  $A$ ,  $E$ ). При расчетах  $A$  и  $E$  принимались равными их значениям, полученным из решения авторемодельных уравнений пограничного слоя [3]. При этом считалось  $\sigma = 0.7$ ,  $m = 0.5$ ,  $T_w / T_0 = 0.15$ ,  $\kappa = 1.4$ . Значения  $\beta$  выбирались равными 0, 0.1, 0.2, 0.2857, что соответствует полному диапазону значений  $\beta$  для плоской пластинки от слабого взаимодействия до сильного. На фиг. 1 представлены зависимости  $\lambda(t)$  для различных  $\beta$  в случае  $t_0 = t_1$ . На фиг. 2 аналогичные зависимости приведены для  $t_0 = t_2$  ( $\lambda \geq 0$ ).



Фиг. 3

Для сравнения при тех же предположениях была рассчитана величина максимального аэродинамического качества для нижней поверхности плоской пластинки под углом атаки. На фиг. 3 приведены зависимости  $k(\beta)$  для оптимальной пластинки (пунктирная кривая) и для оптимальной поверхности в случае  $t_0 = t_1$  (кривая 1) и в случае  $t_0 = t_2$  (кривая 2). Выигрыш в величине максимального аэродинамического качества в более реальном случае  $t_0 = t_2$  составляет примерно 6% по сравнению с плоской пластинкой для всех значений  $\beta$ .

Автор благодарит М. Н. Когана, Г. И. Майкапара и В. В. Михайлова за полезные обсуждения.

Поступило 2 I 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Theory of optimum aerodynamic shapes. N. Y.— London, Acad. Press, 1965.
2. Hayes W. D., Probstein R. F. Hypersonic flow theory. N. Y.— London, Acad. Press, 1959.
3. Dewey C. F. Use of local similarity concepts in hypersonic viscous interaction problems. AIAA, Journal, 1963, vol. 1, No. 1.

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКОГО КЛИНА  
В ГИПЕРЗВУКОВОМ НЕРАВНОВЕСНОМ ПОТОКЕ

О. Ю. ПОЛЯНСКИЙ

(Москва)

Получены выражения для коэффициента давления  $C_p$ , коэффициента сопротивления  $C_x$ , производных коэффициента подъемной силы и продольного момента по углу атаки  $C_y^\alpha$  и  $m_z^\alpha$  и положения фокуса аэродинамических сил для тонкого клина, обтекаемого гиперзвуковым потоком газа при неравновесности колебательных степеней свободы. Проведены расчеты, результаты которых представлены в форме, позволяющей легко рассчитать аэродинамические характеристики тонкого клина для конкретных условий движения. Показано, в частности, что такие характеристики, как производные  $C_y^\alpha$ ,  $m_z^\alpha$  и фокус для тонкого клина в неравновесном потоке могут находиться вне вилки между их значениями для равновесного и замороженного потоков. Выход за эту «вилку» для  $C_y^\alpha$  и  $m_z^\alpha$  может быть порядка разности значений этих коэффициентов в равновесном и замороженном потоках, а смещение фокуса, обусловленное неравновесным возбуждением колебательных степеней свободы, может составлять примерно 1% длины клина.

1. Рассматривается обтекание тонкого клина гиперзвуковым потоком газа при неравновесном возбуждении колебательных степеней свободы. Предполагается, что угол при вершине клина  $2\theta$  и число Маха невозмущенного потока  $M_\infty$  таковы, что выполняются условия

$$\theta \ll 1, \quad \theta M_\infty \gg 1 \tag{1.1}$$

Принимается также, что параметр энергоемкости  $e_i$ , равный отношению колебательной энергии к энтальпии, много меньше единицы.

В этом случае газодинамические параметры могут быть представлены в виде суммы параметров идеального (замороженного) течения (соответствующие величины обозначаются индексом 0) и членов, линейных относительно параметра  $\varepsilon_i = E_i(T_0) / c_p T_0$ , где  $E_i$  — колебательная энергия,  $T$  — температура поступательных степеней свободы,  $c_p$  — удельная теплоемкость газа с замороженными колебательными степенями свободы.

В такой постановке задача обтекания клина потоком слаборелаксирующего газа была решена В. Н. Жигулевым [1], который получил для давления  $p$  на поверхности клина следующее выражение:

$$p = p_0 + \frac{\rho_0 u_0^2}{\mu} \left\{ \frac{A}{2} - \frac{n}{\beta} e^{-x} + \frac{B}{\delta} \sum_{i=0}^{\infty} \left( -\frac{\varepsilon}{\delta} \right)^i \exp(-x m^{i+1}) \right\} \quad (1.2)$$

$$\mu = \sqrt{M_0^2 - 1}, \quad A = n\varepsilon/\alpha + n\delta/\beta, \quad B = n\varepsilon(1/\beta - 1/\alpha)$$

$$\delta = 1 + \mu\nu, \quad \varepsilon = 1 - \mu\nu, \quad n = \frac{e_i}{2\mu u_0 \tau_0}, \quad x = \frac{x_1}{u_0 \tau_0}, \quad \tau_0 = \tau(p_0, T_0) \quad (1.3)$$

$$\nu = \frac{2\Delta \operatorname{ctg} \gamma - (1 - \Delta)(\kappa - 1) M_0^2 \sin \gamma \cos \gamma}{M_0^2 \kappa (\sin^2 \gamma + \Delta \cos^2 \gamma) - 1 + \Delta \operatorname{ctg}^2 \gamma - (\kappa - 1) M_0^2}$$

$$\Delta = \frac{\rho_{\infty}}{\rho_0}, \quad \alpha = \frac{1 - \mu \operatorname{tg} \gamma}{2\mu \operatorname{tg} \gamma u_0 \tau_0}, \quad \beta = -\frac{1 + \mu \operatorname{tg} \gamma}{2\mu \operatorname{tg} \gamma u_0 \tau_0}, \quad m = \frac{\operatorname{ctg} \gamma - \mu}{\operatorname{ctg} \gamma + \mu}$$

Здесь  $x_1$  — расстояние вдоль поверхности клина, отсчитываемое от его вершины;  $\rho_{\infty}$  — плотность невозмущенного потока;  $u$  — компонента скорости вдоль поверхности клина;  $\tau$  — время релаксации;  $\gamma$  — угол между скачком уплотнения и поверхностью клина, определяется из известных соотношений на косом скачке уплотнения;  $\kappa$  — отношение удельных теплоемкостей для идеального (замороженного) течения.

Используя условия (1.1), выражение для давления на поверхности клина  $p$  представим в виде

$$p = \rho_{\infty} V_{\infty}^2 \theta^2 \left[ \frac{\kappa + 1}{2} - \varepsilon_i \frac{(\kappa - 1)\kappa}{2} \psi_1(\kappa, x) + O(\varepsilon_1, \varepsilon_2) \right] \quad (1.4)$$

$$\psi_1 = 1 - \frac{1 - k}{k} e^{-x} + \frac{2s}{k} \sum_{i=0}^{\infty} (-s)^i \exp(-x m^{i+1}) \quad (1.5)$$

$$k = \left( \frac{\kappa - 1}{2\kappa} \right)^{1/2}, \quad m = \frac{1 - k}{1 + k}, \quad s = \frac{1 - 2k}{1 + 2k}, \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_i^2, \quad \varepsilon_2 = \frac{1}{M_{\infty}^2 \theta^2 (\kappa - 1)} \quad (1.6)$$

Здесь  $V_{\infty}$  — скорость невозмущенного потока, символ  $O(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$  обозначает величину порядка наибольшей из величин  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ . Заметим, что для замороженного течения ( $\tau_0 = \infty$ )  $\psi_1 = 0$ , для равновесного ( $\tau_0 = 0$ )  $\psi_1 = 1$ .

На фиг. 1 приведен график функции  $\psi_1 = \kappa(\kappa - 1)\psi_1 / (\kappa + 1)$  для  $\kappa = 1.4$ . Интересной особенностью функции  $\psi_1$  будет ее немонотонное стремление к асимптотическому значению  $\psi_1 = 1$ .

Функция  $\psi_1 - 1$ , пропорциональная разности значений давления на поверхности клина в неравновесном и равновесном потоках, имеет колебательный характер. Величина первого экстремума (при  $x \approx 3.2$ ) равна приблизительно 0.062, величина второго (при  $x \approx 12$ ) составляет около  $-0.002$ , третьего около 0.0003 (при  $x \approx 27$ ). (В известных нам работах [2-4] отмечалось наличие одного экстремума давления, связанного с перерасширением потока, однако не было обнаружено серии последующих экстремумов.)

2. Используя формулу (1.4), нетрудно получить следующие выражения для коэффициента давления  $C_p$  и коэффициента сопротивления  $C_x$  тонкого клина:

$$C_p \equiv \frac{p - p_{\infty}}{1/2 \rho_{\infty} V_{\infty}^2} = C_{p0} [1 - \varepsilon_i v_1(\kappa, x)] \quad (2.1)$$

$$C_x \equiv \frac{2\theta}{L_1} \int_0^{L_1} C_p dx_1 = C_{x0} [1 - \varepsilon_i v_2(\kappa, L)] \quad (2.2)$$

$$v_i = \frac{\kappa(\kappa - 1)}{\kappa + 1} \psi_i, \quad L = \frac{L_1}{u_0 \tau_0} \quad (2.3)$$

$$\psi_2 = \frac{1}{L} \int_0^L \psi dx = 1 - \frac{(1-k)(1-e^{-L})}{kL} + \frac{2s}{Lkm} \sum_{i=0}^{\infty} \left(-\frac{s}{m}\right)^i (1 - \exp(-Lm^{i+1}))$$

Здесь  $L_1$  — длина клина,  $C_{p0}$  и  $C_{x0}$  — значения коэффициента давления и коэффициента сопротивления в потоке идеального (замороженного) газа. Получим аналогичные формулы для производных коэффициентов подъемной силы и момента по углу атаки  $C_y^\alpha$  и  $m_z^\alpha$  и положения фокуса  $X_1$ . По определению,

$$C_y^\alpha = \frac{d}{d\alpha} \int_0^{L_1} \frac{(C_{p+} - C_{p-})}{L_1} dx_1,$$

$$m_z^\alpha = - \frac{d}{d\alpha} \int_0^{L_1} \frac{(C_{p+} - C_{p-})}{L_1^2} x_1 dx_1,$$

$$X_1 = -L_1 \frac{dm_z}{dC_y} \quad (2.4)$$

Здесь  $C_{p+}$  и  $C_{p-}$  — коэффициенты давления соответственно на нижней и верхней сторонах клина; в выражении  $m_z^\alpha$  момент подсчитывается относительно носка клина, производные  $\partial C_p / \partial \alpha$  связаны с  $\partial p / \partial \theta$  соотношениями

$$\frac{\partial C_{p+}}{\partial \alpha} = \frac{\partial p / \partial \theta}{1/2 \rho_\infty V_\infty^2}, \quad \frac{\partial C_{p-}}{\partial \alpha} = - \frac{\partial p / \partial \theta}{1/2 \rho_\infty V_\infty^2}$$

где  $p$  определяется из (1.4).

Учитывая, что при изменении угла  $\theta$  изменяются также величины параметра  $e_i$  и характерной длины релаксации  $u_0 \tau_0$ , из (1.4) и (2.3) имеем

$$\frac{\partial p}{\partial \theta} = \rho_\infty V_\infty^2 (\kappa + 1) \theta \left[ 1 - e_i v_1 - \frac{\theta}{2} v_1 \frac{\partial e_i}{\partial \theta} - \frac{\theta}{2} e_i \frac{\partial v_1}{\partial \theta} \right] \quad (2.5)$$

Полагая, что внутренняя энергия колебательных степеней свободы описывается функцией Планка (молекулы газа рассматриваются как гармонические осцилляторы; см., например, [5]), для  $e_i$  получаем

$$e_i = R\zeta / c_p (e_i^\zeta - 1), \quad \zeta = T_* / T \quad (2.6)$$

Здесь  $T_*$  — характеристическая температура колебаний (для кислорода  $T_* = 2230^\circ \text{K}$ , для азота  $T_* = 3340^\circ \text{K}$ ),  $R$  — газовая постоянная. Вычислим производные от  $e_i$  и  $v_1$  по  $\theta$ , учитывая, что

$$e_i = e_i(T), \quad v_1 = v_1(x), \quad x = x_1 / u_0 \tau_0, \quad u_0 = u_0(\theta),$$

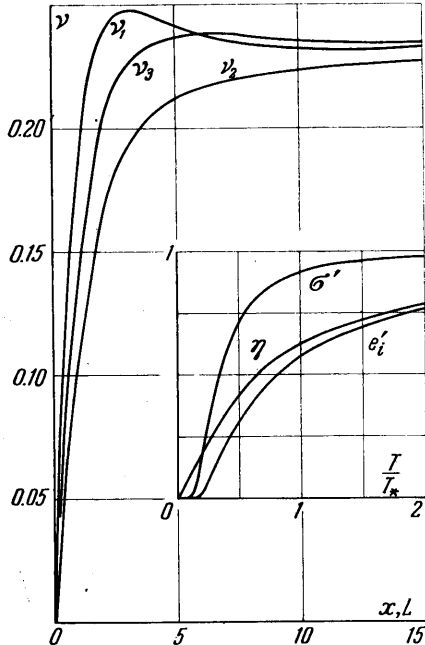
$$\tau_0 = \tau_0(p_0, T_0), \quad T_0 = T_0(\theta), \quad p_0 = p_0(\theta)$$

Используя (2.6), получаем

$$\frac{\partial e_i}{\partial T} = \frac{1}{T} (\sigma - e_i), \quad \sigma = \frac{c_{vi}}{c_p} = \frac{R\zeta^2 e_i^\zeta}{c_p (e_i^\zeta - 1)^2} \quad (2.7)$$

Здесь  $c_{vi}$  — теплоемкость колебательных степеней свободы. Далее, так как  $T_0 \sim p_0 \sim \theta^2$ , то

$$\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial \theta} = \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial \theta} = \frac{2}{\theta}, \quad \frac{\partial e_i}{\partial \theta} = (\sigma - e_i) \frac{2}{\theta} \quad (2.8)$$



Фиг. 1

Производную  $\partial v_1 / \partial \theta$  представим в виде

$$\frac{\partial v_1}{\partial \theta} = \frac{\partial v_1}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial (u_0 \tau_0)} \left\{ \tau_0 \frac{\partial u_0}{\partial \theta} + u_0 \left[ \frac{\partial \tau_0}{\partial T} \frac{\partial T_0}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_0}{\partial p} \frac{\partial p_0}{\partial \theta} \right] \right\} \quad (2.9)$$

Для определения времени релаксации  $\tau_0(p_0, T_0)$  можно воспользоваться известной формулой Ландау — Теллера или различными другими теоретическими или экспериментальными формулами [6-8], имеющими, как правило, следующую структуру:

$$\lg(\tau p) = C_1 T^{-1/3} + C_2 \quad (2.10)$$

Основываясь на выражении (2.10), получаем

$$\frac{\partial \tau}{\tau \partial p} p = -1, \quad \frac{\partial \tau}{\tau \partial T} T = -K \left( \frac{T}{T_*} \right)^{-1/3}, \quad K = \frac{C_1 \ln 10}{3T_*^{1/3}} \quad (2.11)$$

Результаты обработки различных экспериментальных и теоретических данных [6-8] показывают, что для азота и кислорода в области температур  $0.2T_* \leq T \leq 2T_*$  величина  $K$  близка к 3 (разброс значений  $K$ , полученных по данным различных авторов, приближенно можно оценить неравенством  $2.5 \leq K \leq 5$ ). Величина  $\partial u_0 / \partial \theta$  определяется из условий на косом скачке уплотнения. Можно показать, что  $\partial u_0 / \partial \theta = \frac{1}{2} V_\infty \theta B$ , где  $B = B(\kappa) \approx 1$ . Точное выражение для  $B$  не требуется, так как членом  $\tau_0 \partial u_0 / \partial \theta$  в выражении (2.8) можно пренебречь (при этом по существу пренебрегается членами порядка  $\theta^2$  по сравнению с единицей).

Итак, объединяя все полученные результаты, получаем

$$\frac{\partial p}{\partial \theta} = \rho_\infty V_\infty^2 (\kappa + 1) \theta \left\{ 1 - \sigma v_1 - e_i \frac{dv_1}{dx} x \left[ 1 + K \left( \frac{T_0}{T_*} \right)^{-1/3} \right] \right\} \quad (2.12)$$

Теперь, подставляя (2.12) в (2.4), после небольших преобразований получаем для аэродинамических коэффициентов тонкого клина в гиперзвуковом потоке газа следующие выражения:

$$C_y^\alpha = C_{y_0}^\alpha \left\{ 1 - \sigma v_2 - e_i \left[ 1 + K \left( \frac{T}{T_*} \right)^{-1/3} \right] \mu_2 \right\} \quad (2.13)$$

$$m_z^\alpha = m_{z_0}^\alpha \left\{ 1 - \sigma v_3 - e_i \left[ 1 + K \left( \frac{T}{T_*} \right)^{-1/3} \right] \mu_3 \right\} \quad (2.14)$$

$$X_1 = X_{10} \left\{ 1 - \sigma v_4 - e_i \left[ 1 + K \left( \frac{T}{T_*} \right)^{-1/3} \right] \mu_4 + O(\sigma^2 v_2, e_i^2 \mu_2) \right\} \quad (2.15)$$

$$v_i = \psi_i \frac{\kappa(\kappa - 1)}{(\kappa + 1)} \quad (i = 1, 2, 3)$$

$$v_4 = v_3 - v_2, \quad \mu_2 = v_1 - v_2, \quad \mu_3 = 2(v_1 - v_3), \quad \mu_4 = v_1 - 2v_3 + v_2 \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \psi_3 &= \frac{2}{L^2} \int_0^L \psi_{1x} dx = 1 - \frac{2(1-k)}{kL^2} [1 - (L+1)e^{-L}] - \\ &= \frac{4s}{Lkm} \sum_{i=0}^{\infty} \left( -\frac{s}{m} \right)^i \exp(-Lm^{i+1}) + \frac{4s}{L^2 km^2} \sum_{i=0}^{\infty} \left( -\frac{s}{m^2} \right)^i (1 - \exp(-Lm^{i+1})) \end{aligned}$$

Здесь  $C_{y_0}^\alpha$ ,  $m_{z_0}^\alpha$ ,  $X_{10}$  — значения соответствующих величин в потоке идеального (замороженного) газа. В рассматриваемом приближении

$$\begin{aligned} C_{p_0} &= (\kappa + 1)\theta^2, & C_{x_0} &= 2(\kappa + 1)\theta^3, & C_{y_0}^\alpha &= 4(\kappa + 1)\theta, \\ m_{z_0}^\alpha &= -2(\kappa + 1)\theta, & X_{10} &= \frac{1}{2}L_1 \end{aligned}$$

Для течений, близких к замороженным ( $L \ll 1$ ), выражения для  $v_i$  и  $\mu_i$  принимают вид

$$\begin{aligned} v_1 &= h\kappa, & v_2 &= \frac{1}{2}hL, & v_3 &= \frac{2}{3}hL, & v_4 &= \frac{1}{6}hL, \\ h &= \kappa(\kappa - 1) / (2\kappa - 1), & \mu_2 &= v_2, & \mu_3 &= v_3, & \mu_4 &= v_4 \end{aligned} \quad (2.17)$$

На фиг. 1 приведены графики функций  $v_2$  и  $v_3$ , а на фиг. 2 — графики функций  $v_4$ ,  $\mu_2$ ,  $\mu_3$  и  $\mu_4$  при  $\kappa = 1.4$ . На фиг. 1 приведены также графики функций

$$e'_i = e_i \frac{\kappa}{\kappa - 1}, \quad \sigma' = \sigma \frac{\kappa}{\kappa - 1}, \quad \eta = \frac{e_i}{\sigma},$$

вычисленных для модели гармонического осциллятора.

3. Приведенные в предыдущем разделе формулы и графики  $v_i$  и  $\mu_i$  позволяют просто рассчитать аэродинамические характеристики тонкого клина в гиперзвуковом потоке ( $\theta M \gg 1$ ) при неравновесном возбуждении колебательных степеней свободы. Отметим, что для равновесного течения

$$v_i = \frac{\kappa(\kappa - 1)}{\kappa + 1} \quad (i = 1, 2, 3),$$

$$v_4 = \mu_j = 0 \quad (j = 2, 3, 4)$$

Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод, что могут существовать режимы, когда аэродинамические характеристики клина будут находиться вне вилки между соответствующими значениями в равновесном и замороженном потоках.

Например, для  $\kappa = 1.4$  в случае равновесного течения имеем

$$\frac{\Delta C_y^\alpha}{C_y^\alpha} = \frac{\Delta m_z^\alpha}{m_z^\alpha} = -\sigma \cdot 0.23$$

$$\left( \begin{array}{l} \Delta C_y^\alpha = C_y^\alpha - C_{y_0}^\alpha, \\ \Delta m_z^\alpha = m_z^\alpha - m_{z_0}^\alpha \end{array} \right)$$

в то время как для неравновесного течения при  $L = 2$  и  $T \approx T_*$

$$\frac{\Delta C_y^\alpha}{C_y^\alpha} \approx -\sigma \cdot 0.35$$

$$\frac{\Delta m_z^\alpha}{m_z^\alpha} \approx -\sigma \cdot 0.38$$

(при расчетах коэффициент  $K$  принят равным 3).

Смещение фокуса, обусловленное неравновесностью колебательных степеней свободы, для  $\kappa = 1.4$  и  $L \approx 1$  может достигать величины  $\Delta X_1 \approx -\sigma \cdot 0.033L_1$  (заметим, что в равновесном потоке так же, как и в замороженном, фокус расположен на  $1/2$  длины клина).

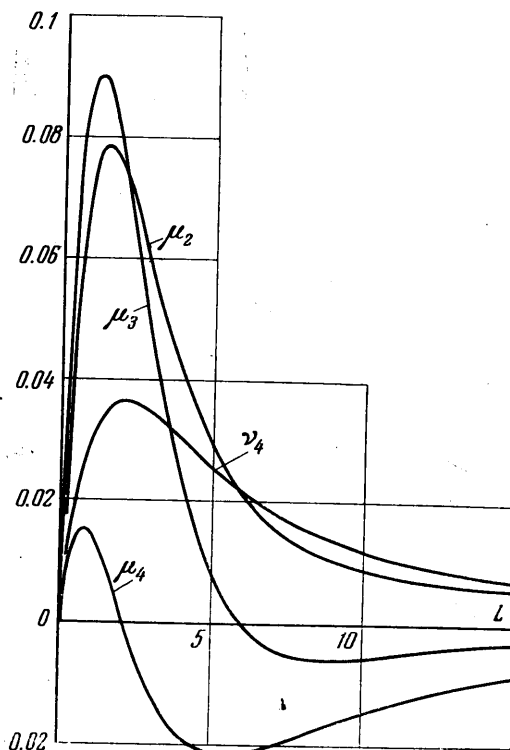
Учитывая, что  $\sigma$  и  $e_i$  не превышают  $(\kappa - 1)/\kappa$ , можно заключить, что максимальное относительное изменение аэродинамических характеристик  $C_y^\alpha$  и  $m_z^\alpha$ , обусловленное неравновесным возбуждением колебательных степеней свободы, для  $\kappa = 1.4$  может составить примерно 10%, а соответствующее смещение фокуса может составить приблизительно 1% длины клина.

Автор благодарит М. Ф. Бударину за помощь в проведении расчетов.

Поступило 16 VIII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Жигулев В. Н. Об эффекте релаксационного пограничного слоя. Докл. АН СССР, 1962, т. 144, № 6.
2. Sedney R., South J. C., Gerber N. Characteristic calculation of non — equilibrium flows. The High Temperature Aspects of Hypersonic Flows, 1964.
3. Lee R. S. Unified analysis of supersonic nonequilibrium flow over a wedge. Part. 1, Vibrational nonequilibrium. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 4.
4. Lee R. S. Hypersonic nonequilibrium flow over slender bodies. J. Fluid. Mech., 1965, t. 7, vol. 22, p. 3.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Физматгиз, 1963.



Фиг. 2

6. Егоров Б. В. О релаксационном уравнении для колебательных степеней свободы двухатомного газа. Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 3.
7. Huetz J., Huetz — Aubert H. Les mesures des temps de relaxations des gaz. J. phys et radium, 1960, vol. 21, No. 1. (Русск. перев.: Механика, Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1962, № 3).
8. White D. R., Millikan R. C. Vibrational relaxation in air. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 10.
9. Phinney R. Nondimensional solutions of flows with vibrational relaxation. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 2.

### ТРЕУГОЛЬНОЕ КРЫЛО В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

М. П. ФАЛУНИН, Г. С. УЛЬЯНОВ

(Москва)

Приводятся результаты экспериментов, полученные в сверхзвуковой аэродинамической трубе на скорости, соответствующей числу  $M = 3$ , в диапазоне изменения углов атаки от  $\sim 10$  до  $170^\circ$  для треугольных крыльев с углами полураствора  $\theta_0$  от  $1$  до  $60^\circ$ . Результаты сравниваются с теоретическими и экспериментальными данными других авторов<sup>1</sup>.

В тексте приняты следующие обозначения:  $p$  — давление на поверхности треугольного крыла, отнесенное к давлению торможения потока;  $\theta_0$  — половина угла раскрытия вершины крыла;  $\theta$  — угол между лучом, выходящим из вершины, и центральной хордой;  $\alpha$  — угол атаки;  $\alpha_*$  — критический угол атаки;  $H$  — величина центральной хорды (высоты треугольника);  $l$  — размах крыла;  $\lambda_\Delta$  — его удлинение;  $S$  — площадь;  $r, h, x_*, t$  — относительные величины расстояния от вершины, проекции этого расстояния на центральную хорду, координаты критической точки и толщины крыла (за единицу принята величина  $H$ ).

1. Цель и предмет исследования. Настоящее исследование было проведено с целью получения систематических опытных данных по обтеканию треугольных крыльев в широком диапазоне изменения углов атаки, а также с целью сравнения

Таблица 1

$\theta_0$ град.	$H$ мм	$l$ мм	$\lambda_\Delta = \frac{2l}{H}$	$t$ %
1	180	6.1	0.068	12.2
2	180	12.6	0.14	12.2
4	180	25.2	0.28	6.7
6	180	37.8	0.42	6.7
10	275	97	0.71	5.4
20	191	139	1.45	2.3
30	153	176	2.30	3.3
45	116	232	4.00	4.3
60	88	305	6.95	5.7

этих данных с имеющимися теоретическими выводами, в частности, с выводами относительно качественно различных режимов обтекания треугольных крыльев, содержащимися в работе [4].

Геометрические характеристики треугольных крыльев с плоской лицевой поверхностью и острыми кромками приведены в табл. 1.

Модели крыльев с малыми углами  $\theta_0$  ( $\theta_0 = 1, 2, 4$  и  $6^\circ$ ) использовались для определения оптическим путем критических углов атаки  $\alpha_*$ , то есть таких углов атаки, при которых ударная волна еще присоединена к вершине крыла. Крылья с большими  $\theta_0$  были равновелики по

площади лицевой стороны и имели достаточные размеры, необходимые для расположения нужного количества дренажных отверстий. При обтекании поток воздействовал на эти крылья с усилиями, которые можно было с удовлетворительной точностью измерить аэродинамическими весами.

2. Методика проведения экспериментов. Все эксперименты выполнены в сверхзвуковой аэродинамической трубе. Скоростной напор при числе  $M = 3$  был равен  $\sim 9000$  кг/м<sup>2</sup>, число Рейнольдса, отнесенное к 0.1 м, равно  $\sim 4.1 \cdot 10^6$ .

Распределение давления на лицевой стороне изучалось на дренированных моделях. Число дренированных точек изменялось от 29 до 37, дренаж производился по лучам, выходящим из вершин треугольных крыльев или по сечениям, параллельным их основаниям. Регистрация давления производилась при помощи жидкостного батарежного манометра. Удельный вес жидкости  $\sim 3.0$  г/см<sup>3</sup>, точность отсчета при расшивке  $\sim 1$  мм рт. ст.

Спектры обтекания крыльев фиксировались теньвым прибором ИАБ-451 (типа прибора Теплера).

<sup>1</sup> Когда данная работа находилась в печати, появилась статья В. А. Башкина, в которой также рассматриваются вопросы обтекания треугольных крыльев (Изв. АН СССР, МЖГ. 1967, № 3).