

КРЫЛО ПРОСТОЙ ФОРМЫ В ПЛАНЕ В РЕЗКО ОГРАНИЧЕННОМ ПОРЫВЕ

И. С. ЩЕРБАКОВ

(Москва)

В линейной постановке рассматривается задача о проникании крыла в зону резко ограниченного порыва. Изучен случай, когда скорость крыла сверхзвуковая и кромки его удовлетворяют условию сверхзвукового обтекания. Интенсивность порыва считается переменной, а его граница может перемещаться в невозмущенной среде.

Для прямоугольного крыла бесконечного размаха, а также прямого и обратного треугольных крыльев получены в конечном виде формулы сил и моментов для случая, когда интенсивность порыва изменяется линейно. При этом рассмотрен внезапный охват крыла и проникание крыла в порыв, граница которого неподвижна относительно невозмущенной среды.

1. Рассмотрим тонкое слабоизогнутое крыло, которое движется в невозмущенной среде прямолинейно с постоянной сверхзвуковой скоростью u . Примем связанную с крылом систему прямоугольных осей координат Oxy (фиг. 1). Пусть кромки крыла удовлетворяют следующему условию:

$$|dY/dx| \geq \operatorname{tg} \mu$$

Здесь $Y(x)$ — уравнение кромки, μ — полуугол при вершине характеристического конуса. Нормальная составляющая скорости на поверхности крыла задана функцией $w_0 = w_0(x, y)$.

С момента времени $t = 0$ крыло входит в вертикальный резко ограниченный порыв с интенсивностью $w_1 = w_1(x, y, t)$. Граница порыва представляет собой плоскость, нормальную к оси Ox , и может перемещаться в невозмущенной среде со скоростью D навстречу крылу. Обтекание крыла в порыве считаем потенциальным адиабатическим.

При $t > 0$ под действием порыва крыло будет совершать неустановившиеся движения и может деформироваться. Изменение местных углов атаки при этом характеризуется добавочной нормальной составляющей скорости $w_2 = w_2(x, y, t)$, которая, вообще говоря, заранее неизвестна.

Кинематические параметры, характеризующие интенсивность порыва, и добавочные неустановившиеся движения крыла относительно невозмущенной среды, будем считать малыми.

Принятые допущения позволяют рассматривать поле течения около крыла в линейной постановке. Потенциал скорости $\varphi(x, y, z, t)$ абсолютного движения среды удовлетворяет уравнению

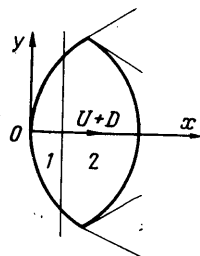
$$(1 - M^2) \varphi_{xx} + \varphi_{yy} + \varphi_{zz} - \frac{1}{c^2} \varphi_{tt} - 2 \frac{u}{c^2} \varphi_{xt} = 0 \quad (1.1)$$

и граничным условиям

$$[\varphi_z]_{z=0} = -w_0(x, y) - w_1(x, y, t) - w_2(x, y, t) \quad \text{на крыле} \quad (1.2)$$

$$\varphi(x, y, z, t) = 0 \quad \text{на волне возмущения} \quad (1.3)$$

Здесь c — скорость звука невозмущенного потока, M — число Маха.



Фиг. 1

Представим потенциал $\varphi(x, y, z, t)$ в виде

$$\varphi(x, y, z, t) = \varphi_0(x, y, z) + \varphi_1(x, y, z, t) + \varphi_2(x, y, z, t) \quad (1.4)$$

где составляющая потенциала $\varphi_0(x, y, z)$ обусловлена основным, установившимся движением крыла со скоростью u ; составляющая $\varphi_1(x, y, z, t)$ — приращением местных углов атаки за счет порыва; $\varphi_2(x, y, z, t)$ — возмущенными движениями и деформацией крыла относительно невозмущенной среды.

Методы определения φ_0 разработаны, и для крыльев различной формы в плане имеются подробные аэродинамические характеристики.

Потенциал φ_2 и соответствующая ему нагрузка не могут быть вычислены заранее, в отрыве от рассмотрения динамики возмущенного движения деформирующегося крыла.

Рассмотрим задачу по определению аэродинамической нагрузки, обусловленной потенциалом $\varphi_1(x, y, z, t)$. В дальнейшем индексацию при φ опустим. В этом случае потенциал $\varphi(x, y, z, t)$ должен удовлетворять уравнению (1.1) и граничным условиям

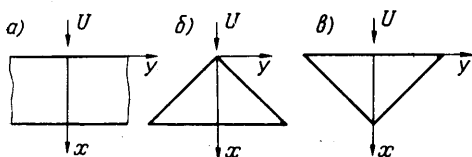
$$[\varphi_z]_{z=0} = \begin{cases} -w_1(x, y, t) & \text{в области 1} \\ 0 & \text{в области 2} \end{cases} \text{ на крыле} \quad (1.5)$$

$$\varphi = 0 \quad \text{на волне возмущений} \quad (1.6)$$

Давление $p(x, y, z, t)$, обусловленное потенциалом φ , связано с ним известным соотношением

$$p = -\rho_\infty (\varphi_t + u\varphi_x) \quad (1.7)$$

Здесь ρ_∞ — плотность невозмущенной среды.



Фиг. 2

Решение задачи для потенциала содержится, как частный случай, в [1]. Удовлетворение разрывным граничным условиям там достигается за счет введения сложной области влияния на крыле, границы которой зависят от времени. В этом случае подынтегральная функция в выражении для потенциала считается непрерывной, включая границу $t = 0$.

Для крыльев простой формы в плане и простых законов изменения интенсивности порыва удобнее исходить из представления подынтегральной функции потенциала через обобщенные функции, обладающие сингулярными свойствами, но в простой области влияния. При этом в приложениях часто достаточно иметь решения, отвечающие кусочно-линейной аппроксимации реального закона изменения интенсивности порыва.

2. Рассмотрим прямоугольное крыло бесконечного размаха (а) и треугольное крыло (прямое (б) и обратное (в)) со сверхзвуковыми кромками (фиг. 2) для случая, когда интенсивность порыва изменяется по глубине линейно. Возьмем решение уравнения (1.1) в безразмерном виде [2]

$$\varphi(x, y, 0, \tau) = -\frac{1}{2\pi k} \int_0^x d\xi \int_{-\pi}^{\pi} \varphi_z \left[\xi, y + \left(\frac{x-\xi}{k} \right) \sin \theta \right. \\ \left. \frac{\tau}{M} - \left(\frac{M + \cos \theta}{k^2} \right) (x - \xi) \right] d\theta \quad \left(\tau = \frac{ut}{b}, k = \sqrt{M^2 - 1} \right) \quad (2.1)$$

Здесь x, y — безразмерные координаты точки на крыле; ξ, θ — безразмерные текущие координаты; b — корневая хорда крыла.

Соответствующее безразмерное давление на крыле будет

$$p = 4 \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \varphi \quad (2.2)$$

Для прямого треугольного крыла безразмерная нагрузка в сечении вдоль размаха дается соотношением

$$\frac{\partial Z}{\partial x} = 4 \left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \Phi, \quad \Phi = \int_{Y_1(x)}^{Y_2(x)} \varphi dx \quad (2.3)$$

Здесь Z — подъемная сила крыла, функция Φ введена, следуя [2]. Пусть безразмерная интенсивность порыва задана в виде

$$w = a_0 + a_1 s \quad (2.4)$$

Здесь s — расстояние в долях хорды, a_0 и a_1 — безразмерные постоянные. Тогда граничные условия на крыле будут

$$[\varphi_z]_{z=0} = - \left[a_0 + a_1 \left(\tau - \frac{x}{1+D} \right) \right] I \left(\tau - \frac{x}{1+D} \right) \quad (2.5)$$

Здесь D — безразмерная скорость перемещения порыва, I — единичная ступенчатая функция.

Уравнение кромок треугольного крыла запишем в виде

$$Y_{1,2} = \pm x \operatorname{tg} \delta \quad (2.6)$$

Подставим граничные условия (2.5) в (2.1) и проинтегрируем в соответствии с (2.2) и (2.3). В результате получим для профиля и обратного треугольного крыла

$$p(x, y, \tau) = \frac{4}{k} \left\{ a_0 J_0 + a_1 \left[J_1 + \left(\frac{1}{1+D} \right) J_2 \right] \right\} \quad (2.7)$$

$$J_0 = I \left(\tau - \frac{x}{1+D} \right) \left(1 - \frac{1}{\pi} \int_0^\pi R(\theta) d\theta \right) + \frac{1}{\pi} \int_0^\pi R(\theta) I \left[\tau - M \left(\frac{M + \cos \theta}{k^2} \right) x \right] d\theta$$

$$J_1 = \int_0^\tau J_0(x, y, \tau - \tau_1) d\tau_1, \quad R(\theta) = \frac{1 + M \cos \theta}{M(M + \cos \theta) - k^2(1+D)^{-1}}$$

$$J_2 = x I \left(\tau - \frac{x}{1+D} \right) \left(1 - \frac{1}{\pi} \int_0^\pi R(\theta) d\theta \right) + \frac{1}{\pi} \int_0^x \int_0^\pi R(\theta) I \left[\tau - \frac{x}{1+D} - \left(\frac{M^2 + M \cos \theta}{k^2} - \frac{1}{1+D} \right) (x - \xi) \right] d\xi d\theta$$

для прямого треугольного крыла

$$\frac{\partial Z}{\partial x} = \frac{8 \operatorname{tg} \delta}{k} \left\{ a_0 J_0^\circ + a_1 \left[J_1^\circ + \left(\frac{1}{1+D} \right) J_2^\circ \right] \right\}, \quad J_0^\circ = J_2 \quad (2.8)$$

$$J_1^\circ = \int_0^\tau J_0^\circ(x, y, \tau - \tau_1) d\tau_1, \quad J_2^\circ = x^2 I \left(\tau - \frac{x}{1+D} \right) \left(1 - \frac{1}{\pi} \int_0^\pi R(\theta) d\theta \right) + \frac{2}{\pi} \int_0^x \int_0^\pi \xi d\xi \int_0^\pi R(\theta) I \left[\tau - \frac{x}{1+D} - \left(\frac{M^2 + M \cos \theta}{k^2} - \frac{1}{1+D} \right) (x - \xi) \right] d\theta$$

Суммарную подъемную силу крыла получим, интегрируя (2.7) и (2.8) в пределах $0 \leq x \leq 1$.

3. Рассмотрим, в частности, случаи $D = \infty$ и $D = 0$. Введем безразмерные функции нагрузки по формулам

$$\Theta_z = \frac{Z(\tau)}{Z_\infty}, \quad \Theta_{m_y} = \frac{M_y(\tau)}{M_{y\infty}} \quad (3.1)$$

Здесь $Z(\tau)$, $M_y(\tau)$ — текущие значения подъемной силы и продольного момента относительно оси Oy , а Z_∞ , $M_{y\infty}$ — стационарные значения тех же величин.

Для этих функций в обоих случаях ниже приводятся формулы в конечном виде. При этом условимся верхними индексами (1), (2), (3) обозначать величины, относящиеся соответственно к интервалам

$$0 \leq \tau \leq \frac{M}{M+1}, \quad \frac{M}{M+1} \leq \tau \leq \frac{M}{M-1}, \quad \tau > \frac{M}{M-1}$$

Кроме того, обозначим

$$w = \frac{\partial w}{\partial \tau}, \quad B_1 = \frac{1}{\pi} \arccos M \left(1 - \frac{k^2}{M^2} \tau\right), \quad B_2 = \frac{1}{\pi} \arccos M \left(1 - \frac{1}{\tau}\right) \\ B_3 = 2\tau - \frac{k^2}{M^2} \tau^2 - 1, \quad B_4 = \frac{1}{\pi} \operatorname{Arch} \left(\frac{\tau}{M|\tau-1|} \right)$$

Профиль $^1 D = \infty$

$$\Theta_z^{(1)} = w \frac{k}{M}, \quad \Theta_{m_y}^{(1)} = w \frac{k}{M} \left(1 - \frac{\tau^2}{2M^2}\right) + w \frac{k}{3M^3} \tau^3 \quad (3.2) \\ \Theta_z^{(2)} = w \left[B_1 + \frac{k}{M} B_2 + \frac{1}{\pi} \frac{k}{M} (B_3)^{1/2} \right] + w \left[\frac{1}{2\pi} \left(1 - \frac{k^2}{M^2} \tau\right) \frac{M}{k} (B_3)^{1/2} - \frac{1}{2k^2} B_1 \right] \\ \Theta_{m_y}^{(2)} = w \left[B_1 + \frac{k}{M} \left(1 - \frac{\tau^2}{2M^2}\right) B_2 + \frac{1}{2\pi} \frac{k}{M} (1 + \tau) (B_3)^{1/2} \right] + \\ + w \frac{2}{3} \left\{ -\frac{1}{k^2} B_1 - \frac{\tau^3}{2} \frac{k}{M^3} B_2 + \frac{1}{\pi} \left[\left(2 \frac{M}{k} - \frac{1}{2} \frac{k}{M}\right) \tau - \frac{3}{2} \frac{k}{M} \tau^2 \right] (B_3)^{1/2} \right\} \\ \Theta_z^{(3)} = w + w \left(-\frac{1}{2k^2} \right), \quad \Theta_{m_y}^{(3)} = w + w \left(-\frac{2}{3k^2} \right)$$

Профиль $D = 0$

$$\Theta_z^{(1)} = w \frac{k}{M} \tau + w \left(-\frac{k}{M} \frac{\tau^2}{2} \right), \quad \Theta_{m_y}^{(1)} = w \frac{k}{M} \tau^2 + w \left(\frac{k}{M^3} - 2 \frac{k}{M} \right) \frac{\tau^3}{3} \quad (3.3) \\ \Theta_z^{(2)} = w \left(B_1 + \tau \frac{k}{M} B_2 \right) + w \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\pi} \left(1 - \frac{k^2}{M^2} \tau\right) \frac{M}{k} (B_3)^{1/2} - \frac{M^2}{k^2} B_1 - \right. \\ \left. - \tau^2 \frac{k}{M} B_2 + k (\tau - 1)^2 B_4 \right] \\ \Theta_{m_y}^{(2)} = w \left[B_1 + \tau^2 \frac{k}{M} B_2 - \frac{\tau}{\pi} \frac{k}{M} (B_3)^{1/2} \right] + w \frac{2}{3} \left\{ \frac{1}{\pi} \left[\frac{\tau}{2} \left(3 \frac{M}{k} + \frac{1}{kM} \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{k}{M} \tau^2 \right] (B_3)^{1/2} - \frac{1}{\pi} \frac{M}{k} (B_3)^{3/2} - \frac{M^2}{k^2} B_1 + \frac{\tau^3}{2} \left(\frac{k}{M^3} - \right. \right. \\ \left. \left. - 2 \frac{k}{M} \right) B_2 + \frac{k}{2} [3(\tau - 1)^2 - (\tau - 1)^3] B_4 \right\} \\ \Theta_z^{(3)} = w + w \left(-\frac{1}{2} \frac{M^2}{k^2} \right), \quad \Theta_{m_y}^{(3)} = w + w \left(-\frac{2}{3} \frac{M^2}{k^2} \right)$$

¹ Решение для подъемной силы профиля ранее было дано А. И. Голубинским на основе метода сверхзвуковой аналогии [3].

Прямое треугольное крыло $D = \infty$ (3.4)

$$\Theta_z^{(1)} = w \frac{k}{M} \left(1 + \frac{\tau^2}{2M^2}\right) + w \cdot \left(-\frac{\tau^3}{3} \frac{k}{M^3}\right), \quad \Theta_{m_y}^{(1)} = w \frac{k}{M} \left(1 + \frac{\tau^2}{2M^2}\right) + w \cdot \left(-\frac{3}{8} \frac{k}{M^3} \tau^4\right)$$

$$\Theta_z^{(2)} = w \left[B_1 + \frac{k}{M} \left(1 + \frac{\tau^2}{2M^2}\right) B_2 + \frac{1}{2\pi} \frac{k}{M} (3 - \tau) (B_3)^{1/2} \right] + w \cdot \left\{ \frac{1}{\pi} \left[\frac{M}{k} - \frac{2}{3} \left(\frac{k}{M} + 2 \frac{M}{k} \right) \tau + \frac{k}{M} \tau^2 \right] (B_3)^{1/2} + \frac{2}{3\pi} \frac{M}{k} (B_3)^{3/2} - \frac{1}{3k^2} B_1 - \frac{\tau^3}{3} \frac{k}{M^3} B_2 \right\}$$

$$\Theta_{m_y}^{(2)} = w \left[\frac{k}{M} \left(1 + \frac{\tau^2}{2M^2}\right) B_2 + B_1 + \frac{1}{6\pi} \frac{k}{M} \left(8 - \tau - 2 \frac{\tau^2}{M} - \tau^2\right) (B_3)^{1/2} \right] + w \cdot \left\{ \frac{3}{8} \left[\frac{1}{9\pi} \left[\left(5 \frac{M^3}{k^3} + 7 \frac{M}{k}\right) - \tau \left(17 \frac{k}{M} + 3 \frac{M}{k} + 10 \frac{M}{k^3}\right) + \tau^2 \left(4 \frac{k}{M} - \frac{1}{kM}\right) + \tau^3 \left(8 \frac{k}{M^3} + 4 \frac{k}{M}\right) \right] (B_3)^{1/2} + \frac{1}{\pi} \left[\frac{4}{27} \frac{M}{k} + \frac{1}{9} \frac{1}{Mk} (M^2 + 2) \left(\tau + \frac{5}{3} \frac{M^2}{k^2}\right) \right] (B_3)^{3/2} - \frac{1}{k^2} B_1 - \tau^4 \frac{k}{M^3} B_2 \right\}$$

$$\Theta_z^{(3)} = w + w \cdot \left(-\frac{1}{3k^2}\right), \quad \Theta_{m_y}^{(3)} = w + w \cdot \left(-\frac{3}{8k^2}\right)$$

Прямое треугольное крыло $D = 0$

$$\Theta_z^{(1)} = w \frac{k}{M} \tau^2 + w \cdot \left(-\frac{2}{3} \frac{k}{M} \tau^3\right), \quad \Theta_{m_y}^{(1)} = w \frac{k}{M} \tau^3 + w \cdot \frac{\tau^4}{8} \left(\frac{k}{M^3} - 6 \frac{k}{M}\right) \quad (3.5)$$

$$\Theta_z^{(2)} = w \left[B_1 + \tau^2 \frac{k}{M} B_2 - k (\tau - 1)^2 B_4 \right] + w \cdot \left\{ \frac{1}{3} \left[\frac{2}{\pi} \left(\frac{M}{k} \tau - 2 \frac{k}{M} \tau^2 \right) (B_3)^{1/2} + \frac{1}{\pi} \left(2kM - \frac{M}{k} \right) (B_3)^{3/2} - \left(\frac{2k^2 + 1}{k^2} \right) B_1 - 2\tau^3 \frac{k}{M} B_2 + k [6\tau (1 - \tau)^2 + (1 - \tau)^3] B_4 \right\}$$

$$\Theta_{m_y}^{(2)} = w \left\{ B_1 + \tau^3 \frac{k}{M} B_2 - \frac{\tau^2}{2\pi} \frac{k}{M} (B_3)^{1/2} - \frac{k}{2} [3(\tau - 1)^2 + (\tau - 1)^3] B_4 \right\} + w \cdot \frac{1}{8} \times \left\{ \frac{1}{\pi} \left(\frac{M}{k} \tau + 10 \frac{\tau^2}{kM} - 7 \frac{k}{M} \tau^3 \right) (B_3)^{1/2} - \frac{1}{\pi} \left[3 \frac{M}{k} \left(1 + \frac{5}{3} \tau \right) - 2kM (\tau + 3) \right] (B_3)^{3/2} - 3 \left(\frac{2k^2 + 1}{k^2} \right) B_1 + \tau^4 \left(\frac{k}{M^3} - 6 \frac{k}{M} \right) B_2 + k [4(\tau - 1)^3 + (\tau - 1)^4 + 6(\tau^2 - 1)^2] B_4 \right\}$$

$$\Theta_z^{(3)} = w + w \cdot \left(-\frac{2k^2 + 1}{3k^2}\right), \quad \Theta_{m_y}^{(3)} = w + w \cdot \left(-\frac{3}{8} \frac{2k^2 + 1}{k^2}\right)$$

Обратное треугольное крыло $D = \infty$

Функция θ_z для обратного треугольного крыла имеет один и тот же вид, что и для прямого крыла

$$\Theta_{m_y}^{(1)} = w \frac{k}{M} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{\tau^2}{M^2} + 2 \frac{\tau^3}{M^2}\right) + w \cdot \frac{k}{M^3} \left(1 - \frac{3}{2} \tau\right) \tau^3 \quad (3.6)$$

$$\Theta_{m_y}^{(2)} = w \left[B_1 + \frac{k}{M} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{\tau^2}{M^2} + 2 \frac{\tau^3}{M^2}\right) B_2 + \frac{1}{6\pi} \frac{k}{M} \left(5 + 5\tau + 8 \frac{k^2}{M^2} \tau^2 - 12\tau^2\right) (B_3)^{1/2} \right] + w \cdot \left\{ \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{2} \left(6 \frac{M}{k} + \frac{1}{kM} \right) \tau - \left(6 \frac{M}{k} - \frac{1}{kM} \right) \tau^2 + \left(3 \frac{k}{M} + \frac{k}{M^3} \right) \tau^3 \right] (B_3)^{1/2} + \frac{1}{2\pi} \frac{M}{k} (5\tau - 1) (B_3)^{3/2} - \frac{1}{2k^2} B_1 + \tau^3 \frac{k}{M^3} \left(1 - \frac{3}{2} \tau\right) B_2 \right\}$$

$$\Theta_{m_y}^{(3)} = w + w \cdot \left(-\frac{1}{2k^2}\right)$$

Обратное треугольное крыло $D = 0$

$$\Theta_z^{(1)} = w(2\tau - \tau^2) \frac{k}{M} + w^* \frac{k}{M} \left[\frac{\tau^3}{3} \left(2 - \frac{1}{M^2} \right) - \tau^3 \right] \quad (3.7)$$

$$\Theta_{m_y}^{(1)} = w \left[3 \frac{k}{M} \tau^2 - \frac{k}{M} \tau^3 \left(3 - \frac{k^2}{M^2} \right) \right] + w^* \left[\frac{k}{M^3} \tau^3 \left(1 - \frac{3}{2} \tau \right) - 2 \frac{k}{M} \tau^3 + \frac{\tau^4}{4} \left(\frac{k}{M^3} + 6 \frac{k}{M} \right) \right]$$

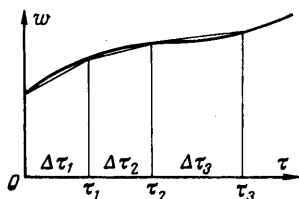
$$\Theta_z^{(2)} = w \left[B_1 + \frac{k}{M} (2\tau - \tau^2) B_2 + \frac{\tau}{\pi} \frac{k}{M} (B_3)^{1/2} \right] + w^* \left\{ \frac{1}{\pi} \left[\frac{M}{k} - \tau \left(\frac{2}{3} \frac{k}{M} + \frac{4}{3} \frac{M}{k} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{2}{3} \frac{k}{M} \tau^2 \right] (B_3)^{1/2} + \frac{2}{3\pi} \frac{M}{k} (B_3)^{3/2} - \frac{1}{3} \frac{M^2}{k^2} B_1 + \frac{k}{M} \left[\frac{\tau^3}{3} \left(2 - \frac{1}{M^2} \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \tau^2 \right] B_2 - \frac{k}{3} (\tau - 1)^3 B_4 \right\}$$

$$\Theta_{m_y}^{(2)} = w \left\{ B_1 + \left[3 \frac{k}{M} \tau^2 - \frac{k}{M} \tau^3 \left(3 - \frac{k^2}{M^2} \right) \right] B_2 - \frac{\tau}{\pi} \frac{k}{M} (2 - 3\tau) (B_3)^{1/2} \right\} + \\ + w^* \left\{ \frac{1}{\pi} \left[\frac{\tau}{2} \left(6 \frac{M}{k} + \frac{1}{kM} \right) - \left(6 \frac{M}{k} - \frac{1}{kM} - \frac{3}{4} \frac{k}{M} \right) \tau^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{7}{4} \frac{k}{M} + \frac{k}{M^3} \right) \tau^3 \right] (B_3)^{1/2} + \frac{1}{2\pi} \frac{M}{k} (5\tau - 1) (B_3)^{3/2} - \frac{1}{2} \frac{M^2}{k^2} B_1 + \left[\frac{k}{M^3} \tau^3 \left(1 - \frac{3}{2} \tau \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - 2 \frac{k}{M} \tau^3 + \frac{\tau^4}{4} \left(\frac{k}{M^3} + 6 \frac{k}{M} \right) \right] B_2 + k \left[3 (\tau - 1)^2 + (\tau - 1)^3 + \frac{1}{2} (4\tau - \tau^4 - 3) \right] B_4 \right\}$$

$$\Theta_z^{(3)} = w + w^* \left(-\frac{1}{3} \frac{M^2}{k^2} \right), \quad \Theta_{m_y}^{(3)} = w + w^* \left(-\frac{1}{2} \frac{M^2}{k^2} \right)$$

Если в формулах (3.2) — (3.7) обозначить многочлены, стоящие при w и w^* , соответственно через Θ_z° , $\Theta_{m_y}^\circ$ и Θ_z^* , $\Theta_{m_y}^*$, то общая структурная формула для изученного случая изменения интенсивности порыва может быть записана в виде

$$\Theta = w\Theta^\circ + w^*\Theta^* \quad (3.8)$$



Фиг. 3

Если порыв задан кусочно-линейной [зависимостью (фиг. 3), то соответствующая характеристика нагрузки получается простым последовательным наложением результатов типа (3.8) по формуле

$$\Theta(\tau_{n-1} \leq \tau \leq \tau_n) = w(0)\Theta^\circ + \sum_{i=1}^n (\gamma_i - \gamma_{i-1}) \Psi(\tau - \tau_{i-1}) \\ \gamma_i = \frac{w_i - w_{i-1}}{\Delta \tau_i}, \quad \gamma_{i-1} = \frac{w_{i-1} - w_{i-2}}{\Delta \tau_{i-1}} \quad (3.9)$$

$$\Psi = \Theta \text{ при } w = \tau]$$

Для произвольной зависимости решение получается предельным переходом в (3.9) при $\Delta \tau \rightarrow 0$.

Отметим, что при $\tau \geq M / (M - 1)$ полученные характеристики сил и моментов изученных крыльев в точности соответствуют аналогичным характеристикам гармонически колеблющихся крыльев при весьма низких частотах колебаний. Можно показать, что это свойство носит общий характер и справедливо для крыльев произвольной формы в плане.

Поступило 28 VII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Красильщикова Е. А. Крыло конечного размаха в присутствии перемещающейся ударной волны. Изв. АН СССР. Механика и машиностроение, 1964, вып. 5.
2. Майлс Дж. У. Потенциальная теория неустановившихся сверхзвуковых течений. Физматгиз, 1963.
3. Голубинский А. И. Об обтекании движущейся пластинки перемещающейся ударной волной. Инж. ж., 1961, т. 1, № 2.