ОБ ОБТЕКАНИИ ОПЕРЕННОГО ТЕЛА ВРАЩЕНИЯ ПОД УГЛОМ АТАКИ

И. Б. Медуховский

(Москва)

В работе, исходя из достаточно общих предположений о характере зависимости аэродинамических параметров от ориентации скорости набегающего потока, рассматриваются закономерности течений, обусловленные симметрией обтекаемого тела. Выведены выражения для зависимостей аэродинамических параметров течения от угловой координаты θ цилиндрической системы, связанной с обтекаемым телом вращения. Получены зависимости аэродинамических сил от положения оперенного тела вращения, а также от числа перьев при условии отсутствия взаимного влияния между ними.

1. Рассмотрим зависимость некоторого аэродинамического параметра F от положения вектора скорости набегающего потока $\mathbf{V}$ относительно обтекаемого тела. Обозначим через e_x, e_y, e_z проекции единичного вектора $\mathbf{e} = \mathbf{V} / V$ на оси x, y, z прямоугольной системы координат, связанной с телом. Направление $\mathbf{V}$ при $e_x \geqslant 0$ однозначно определяется значениями e_y, e_z $(e_x = \sqrt{1 - e_y^2 - e_z^2})$. Ввиду этого будем рассматривать $F = F(e_y, e_z)$. Параметр F может относиться к фиксированным точкам системы x, y, z (например, к точкам на поверхности обтекаемого тела) или к точкам, координаты которых зависят от e_y, e_z (например, к точкам, принадлежащим поверхности разрыва [1]).

Под F можно понимать также характеристику всего течения (например, какую-нибудь составляющую аэродинамических сил или моментов).

Будем предполагать, что при $\sqrt{e_y^2 + e_z^2} \leqslant M$ $(M > 0)$ функцию $F(e_y, e_z)$ можно достаточно точно представить отрезком ряда Тейлора, содержащим члены вплоть до n-го порядка

$$F(e_y, e_z) = \sum_{k=0}^{n} \sum_{i=0}^{k} f_{ik} e_y^{\,i} e_z^{\,k-i} \tag{1.1}$$

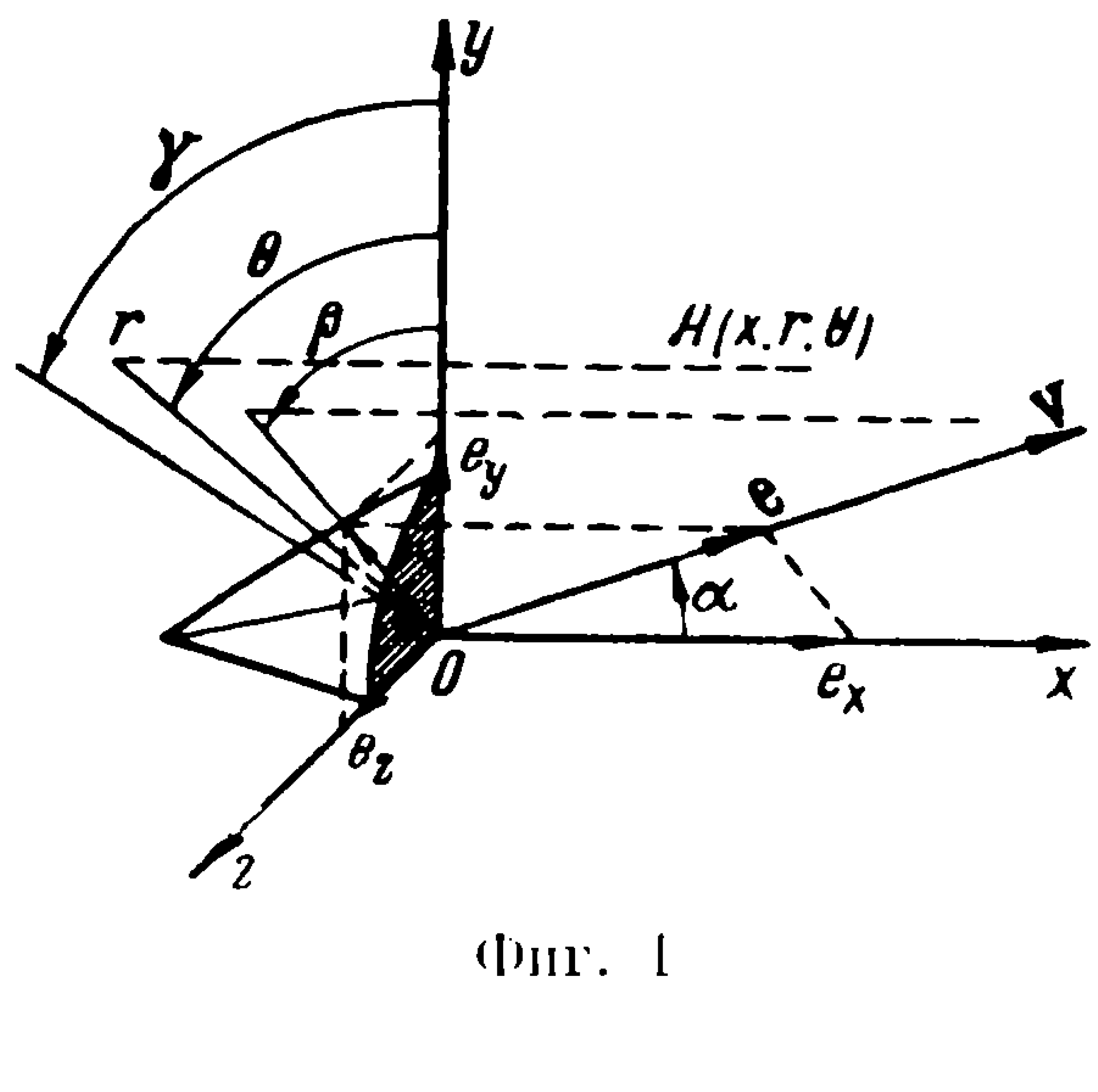
Все последующие выводы опираются на это предположение. Произведем в (1.1) замену переменных. Как видно из фиг. 1

$$e_y = \sin\alpha\cos\beta, \qquad e_z = \sin\alpha\sin\beta \tag{1.2}$$

Здесь α — угол между осью x и направлением $\mathbf{V}$ (угол атаки), β — угол между плоскостью $z = 0$ и плоскостью угла атаки, проходящей через ось x и вектор $\mathbf{V}$. Подставим (1.2) в (1.1) и перейдем от $F(e_y, e_z)$ к зависимости $F(\alpha, \beta)$

$$F(\alpha, \beta) = \sum_{k=0}^{n} F_k(\beta)\sin^k\alpha \tag{1.3}$$

$$F_k(\beta) = \sum_{i=0}^{k} f_{ik}\cos^i\beta\sin^{k-i}\beta \tag{1.4}$$



Фиг. 1

Равенство (1.3) согласно сделанному предположению справедливо при всех значениях β и $0 \leqslant \sin\alpha \leqslant M$.

При помощи известных представлений степеней тригонометрических функций через функции кратных дуг [1] можно преобразовать правую часть (1.4) к виду

$$F_k(\beta) = \sum_{0 \leqslant j \leqslant k/2} [f_{k-2j,\,k}^{\,c}\cos(k-2j)\beta + f_{k-2j,\,k}^{\,s}\sin(k-2j)\beta] \tag{1.5}$$

(коэффициенты, входящие в (1.5) и (1.4), однозначно связаны между собой).

[1] Если значения F на поверхности разрыва отнести к фиксированным точкам системы x, y, z, то функцию $F(e_y, e_z)$ для этих точек нельзя будет представить в предлагаемом ниже виде (1.1).

Введем цилиндрическую систему координат x, r, θ, имеющую общую ось x с системой x, y, z. Пусть параметр F относится к точке $A(x, r, \theta)$. Обозначим через γ угол поворота обтекаемого тела вокруг оси x от некоторого начального положения (фиг. 1).

Рассмотрим зависимость F не только от α, β, но и от углов γ, θ в предположении, что хотя бы при одной паре значений γ, θ справедливо равенство (1.3). Тогда существует такая, не равная тождественно нулю функция $M(\gamma, \theta) \geqslant 0$, что при $0 \leqslant \sin\alpha \leqslant M(\gamma, \theta)$ и всех значениях β, γ, θ зависимость $F(\alpha, \beta, \gamma, \theta)$ можно представить в форме, аналогичной (1.3), (1.5)

$$F(\alpha, \beta, \gamma, \theta) = \sum_{k=0}^{n} F_k(\beta, \gamma, \theta)\sin^k\alpha \tag{1.6}$$

$$F_k(\beta, \gamma, \theta) = \sum_{0 \leqslant j \leqslant k/2} [f_{k-2j, k}^{c}(\gamma, \theta)\cos(k-2j)\beta + f_{k-2j, k}^{s}(\gamma, \theta)\sin(k-2j)\beta] \tag{1.7}$$

Очевидно, что одновременное изменение углов β, γ, θ на один и тот же произвольный угол φ не изменяет величины F (если F — проекция вектора, то предполагаем, что проектирование проводилось или на ось x, или на направление r, или на направление θ)

$$F(\alpha, \beta, \gamma, \theta) = F(\alpha, \beta+\varphi, \gamma+\varphi, \theta+\varphi) \tag{1.8}$$

Из этого следует

$$F_k(\beta, \gamma, \theta) = F_k(\beta+\varphi, \gamma+\varphi, \theta+\varphi) \tag{1.9}$$

Функцию $M(\gamma, \theta)$ можно выбрать так, что

$$M(\gamma, \theta) = M(\gamma+\varphi, \theta+\varphi) \tag{1.10}$$

Согласно (1.7), (1.9)

$$F_k(\beta, \gamma, \theta) = \sum_{0 \leqslant j \leqslant k/2} [f_{k-2j, k}^{c}(\gamma+\varphi, \theta+\varphi)\cos(k-2j)(\beta+\varphi) + f_{k-2j, k}^{s}(\gamma+\varphi, \theta+\varphi)\sin(k-2j)(\beta+\varphi)] \tag{1.11}$$

Ниже будут рассмотрены случаи, когда F по своей природе не зависит от γ или θ. В формулах (1.6) — (1.11) в этих частных случаях будут отсутствовать аргументы $\gamma\,(\gamma+\varphi)$ или $\theta\,(\theta+\varphi)$. Функция $M(\gamma, \theta) \geqslant 0$, как это следует из (1.10), будет постоянной величиной, большей нуля.

2. Пусть ось x совпадает с осью обтекаемого потоком тела вращения. При этом условии аэродинамические параметры течения не будут зависеть от угла поворота тела вокруг оси x, и (1.6), (1.11) можно записать так:

$$F(\alpha, \beta, \theta) = \sum_{k=0}^{n} F_k(\beta, \theta)\sin^k\alpha \tag{2.1}$$

$$F_k(\beta, \theta) = \sum_{0 \leqslant j \leqslant k/2} [f_{k-2j, k}^{c}(\theta+\varphi)\cos(k-2j)(\beta+\varphi) + f_{k-2j, k}^{s}(\theta+\varphi)\sin(k-2j)(\beta+\varphi)] \tag{2.2}$$

Пользуясь произвольностью угла φ, положим в (2.1), (2.2) $\varphi = -\theta$; будем считать, что плоскость угла атаки совпадает с плоскостью $\beta = 0$; вместо $F(\alpha, 0, \theta)$, $f_{k-2j, k}^{c}(0)$, $f_{k-2j, k}^{s}(0)$ условимся писать $F(\alpha, \theta)$, $f_{k-2j, k}^{c}$, $f_{k-2j, k}^{s}$. Получим зависимость F от θ в следующем виде

$$F(\alpha, \theta) = \sum_{k=0}^{n} \sin^k\alpha \sum_{0 \leqslant j \leqslant k/2} [f_{k-2j, k}^{c}\cos(k-2j)\theta - f_{k-2j, k}^{s}\sin(k-2j)\theta] \tag{2.3}$$

Течение, обтекающее тело вращения, симметрично относительно плоскости угла атаки. Если величина F не зависит от направления отсчета углов θ (от направления оси z), то в силу указанной симметрии $F(\alpha, \theta) = F(\alpha, -\theta)$. Если же при изменении направления отсчета θ (направления z) на противоположное изменяется знак аэродинамического параметра, то $F(\alpha, \theta) = -F(\alpha, -\theta)$.

Из (2.3) следует, что в первом случае $f^{s}_{k-2j,\,k} = 0$ и

$$F(\alpha, \theta) = \sum_{k=0}^{n} \sin^k \alpha \sum_{0 \leqslant j \leqslant k/2} f^{c}_{k-2j,\,k} \cos(k-2j)\,\theta \tag{2.4}$$

во втором случае $f^{c}_{k-2j,\,k} = 0$ и

$$F(\alpha, \theta) = -\sum_{k=0}^{n} \sin^k \alpha \sum_{0 \leqslant j \leqslant k/2} f^{s}_{k-2j,\,k} \sin(k-2j)\,\theta \tag{2.5}$$

Формулы (2.4), (2.5) представляют в явном виде зависимость аэродинамических параметров от координаты θ точки, в которой эти параметры определяются. Если при численном расчете течения вокруг тела вращения под углом атаки искать аэродинамические параметры в форме (2.4), (2.5), то трехмерная задача сведется к двухмерной задаче по определению коэффициентов $f^{c}_{k-2j,\,k}$; $f^{s}_{k-2j,\,k}$, зависящих только от x, r.

В ряде работ (например, в [2]) при расчете обтекания тела вращения под малым углом атаки α пренебрегают величинами порядка α^2; при этом используют соотношения вида

$$F(\alpha, \theta) = f^{c}_{00} + f^{c}_{11}\,\alpha \cos \theta \quad \text{или} \quad F(\alpha, \theta) = -f^{s}_{1.1}\,\alpha \sin \theta \tag{2.6}$$

Справедливость соотношений (2.6) обосновывают тем, что они приближенно удовлетворяют уравнениям аэродинамики и граничным условиям.

Легко видеть, что равенства (2.6) следуют из (2.4), (2.5), если в последних пренебречь величинами порядка α^2.

3. Система сил и моментов, действующих на тело со стороны потока, сводится к главному вектору **R** аэродинамических сил и главному вектору **M** моментов этих сил. Будем подразумевать под обозначением **F** вектор **R** или **M**. Обозначим проекции **F** на оси координат x, y, z через F_x, F_y, F_z и проекцию **F** на направление r (луч $x = \text{const}$, $\theta = \text{const}$) через F_r. Аэродинамические параметры F_x, F_y, F_z относятся ко всему течению и не зависят от θ. Значения F_y, F_z связаны с F_r равенствами

$$F_r(\alpha, \beta, \gamma, \theta) = F_y(\alpha, \beta, \gamma)\cos\theta + F_z(\alpha, \beta, \gamma)\sin\theta \tag{3.1}$$

$$F_y(\alpha, \beta, \gamma) = F_r(\alpha, \beta, \gamma, 0), \qquad F_z(\alpha, \beta, \gamma) = F_r(\alpha, \beta, \gamma, 1/2\,\pi) \tag{3.2}$$

Применим к F_x, F_r формулу (1.8), положив в ней $\varphi = -\gamma$

$$F_x(\alpha, \beta, \gamma) = F_x(\alpha, \beta-\gamma, 0), \qquad F_r(\alpha, \beta, \gamma, \theta) = F_r(\alpha, \beta-\gamma, 0, \theta-\gamma) \tag{3.3}$$

Правую часть второго равенства (3.3) преобразуем при помощи (3.1)

$$F_r(\alpha, \beta, \gamma, \theta) = F_y(\alpha, \beta-\gamma, 0)\cos(\theta-\gamma) + F_z(\alpha, \beta-\gamma, 0)\sin(\theta-\gamma) \tag{3.4}$$

Развернем выражения для F_x, F_y, F_z в правых частях (3.3), (3.4) согласно (1.6), (1.7) и закрепим положение плоскости угла атаки, положив $\beta = 0$

$$F_x(\alpha, \gamma) = \sum_{k=0}^{n} \sin^k \alpha \sum_{0 \leqslant j \leqslant k/2} [f^{c}_{x,\,k-2j,\,k} \cos(k-2j)\gamma - f^{s}_{x,\,k-2j,\,k} \sin(k-2j)\gamma] \tag{3.5}$$

$$F_r(\alpha,\gamma,\theta)=\sum_{k=0}^{n}\sin^k\alpha\sum_{0\leqslant j\leqslant k/2}{}'\{[f^c_{y,k-2j,k}\cos(k-2j)\gamma-f^s_{y,k-2j,k}\sin(k-2j)\gamma]\times$$
$$\times\cos(\theta-\gamma)+[f^c_{z,k-2j,k}\cos(k-2j)\gamma-f^s_{z,k-2j,k}\sin(k-2j)\gamma]\sin(\theta-\gamma)\}\quad(3.6)$$

(для сокращения записи в (3.5), (3.6) опущены аргументы, равные нулю)

На основании (3.2) при $\theta=0$ и $\theta=\frac{1}{2}\pi$ получим из (3.6) после простых преобразований следующие выражения для $F_y(\alpha,\gamma)$ и $F_z(\alpha,\gamma)$:

$$F_y(\alpha,\gamma)=\sum_{k=1}^{n+1}{}'\sin^{k-1}\alpha\sum_{0\leqslant j\leqslant k/2}{}'[f'^c_{y\,k-2j,k}\cos(k-2j)\gamma-f'^s_{y,k-2j,k}\sin(k-2j)\gamma]\quad(3.7)$$

$$F_z(\alpha,\gamma)=\sum_{k=1}^{n+1}{}'\sin^{k-1}\alpha\sum_{0\leqslant j\leqslant k/2}[f'^c_{z,k-2j,k}\cos(k-2j)\gamma-f'^s_{z,k-2j,k}\sin(k-2j)\gamma]\quad(3.8)$$

Коэффициенты с индексом k, входящие в (3.7), (3.8), и коэффициенты с индексом $k-1$, входящие в (3.6), однозначно связаны, причем имеют место соотношения

$$f'^c_{ykk}=-f'^s_{zkk},\qquad f'^s_{ykk}=f'^c_{zkk}\quad(3.9)$$

В дальнейшем у коэффициентов равенств (3.7), (3.8) штрих будем опускать.

Равенства (3.5), (3.7), (3.8) при соблюдении условий (3.9) определяют зависимость составляющих **R** и **M** от положения тела в потоке. Запишем эти равенства в более компактной форме

$$F_x(\alpha,\gamma)=\sum_{k=0}^{n}{}'F_{xk}(\gamma)\sin^k\alpha,\qquad F_v(\alpha,\gamma)=\sum_{k=1}^{n+1}F_{vk}(\gamma)\sin^{k-1}\alpha\quad(3.10)$$

Здесь

$$F_{uk}(\gamma)=\sum_{0\leqslant j\leqslant k/2}{}'[f^c_{u,k-2j,k}\cos(k-2j)\gamma-f^s_{u,k-2j,k}\sin(k-2j)\gamma]\quad(3.11)$$

при этом под v следует понимать индекс y или z, под u — индекс x или v.

Рассмотрим, как упростится выражение (3.11) для симметричного тела. Пусть обтекаемое тело имеет плоскость симметрии и при $\gamma=0$ эта плоскость совпадает с плоскостью угла атаки $\beta=0$. Течения, обтекающие тело, отклоненное от начального положения на угол γ или $-\gamma$, будут симметричными относительно плоскости $\beta=0$. Ввиду этого

$$R_x(\gamma)=R_x(-\gamma),\qquad R_y(\gamma)=R_y(-\gamma),\qquad R_z(\gamma)=-R_z(-\gamma)$$
$$M_x(\gamma)=-M_x(-\gamma),\quad M_y(\gamma)=-M_y(-\gamma),\quad M_z(\gamma)=M_z(-\gamma)\quad(3.12)$$

и для R_x, R_y, M_z

$$f^s_{u,k-2j,k}=0,\qquad F_{uk}(\gamma)=\sum_{0\leqslant j\leqslant k/2}{}'f^c_{u,k-2j,k}\cos(k-2j)\gamma\quad(3.13)$$

для R_z, M_x, M_y

$$f^c_{u,k-2j,k}=0,\qquad F_{uk}(\gamma)=-\sum_{0\leqslant j\leqslant k/2}{}'f^s_{u,k-2j,k}\sin(k-2j)\gamma\quad(3.14)$$

Пусть обтекаемое тело обладает вращательной симметрией: при повороте тела вокруг оси x на некоторый угол $\gamma=2\pi/m$ (m — целое число, большее 1) оно не изменяет своего положения в системе координат x, y, z. Такой симметрией обладает, например, оперенное тело вращения с правильным косопоставленным оперением.

Из наличия вращательной симметрии следует

$$F_{uk}(\gamma + 2\pi / m) - F_{uk}(\gamma) = 0 \tag{3.15}$$

Подставим (3.11) в (3.15); после простого преобразования получим

$$\sum_{0 \leqslant j \leqslant k/2} \Big[f_{u,\,k-2j,k}^{\,c} \sin(k-2j)\frac{\pi}{m} \sin(k-2j)\left(\gamma + \frac{\pi}{m}\right) +$$
$$+ f_{u,k-2j,k}^{\,s} \sin(k-2j)\frac{\pi}{m} \cos(k-2j)\left(\gamma + \frac{\pi}{m}\right)\Big] = 0 \tag{3.16}$$

В силу произвольности угла $\gamma + \pi / m$ из (3.16) следует

$$f_{u,\,k-2j,\,k}^{\,c} \sin(k-2j)\frac{\pi}{m} = 0, \qquad f_{u,\,k-2j,\,k}^{\,s} \sin(k-2j)\frac{\pi}{m} = 0 \qquad (0 \leqslant j \leqslant k/2) \tag{3.17}$$

Очевидно, $f_{u,\,k-2j,\,k}^{\,c}$ и $f_{u,\,k-2j,\,k}^{\,s}$ могут быть не равны нулю только при $k-2j = im$, где i — целое число, лежащее в пределах $0 \leqslant i \leqslant k/m$ и такое, что число $k - im$ четное.

Перейдем в (3.11) от суммирования по j к суммированию по i; при этом удобно ввести функцию $\delta(i)$, равную 0 при нечетном i и 1 при четном i.

Тогда выражение (3.11) запишется так:

$$F_{uk}(\gamma) = \sum_{0 \leqslant i \leqslant k/m} \delta(k - \mathrm{im})\,(f_{u,\mathrm{im},k}^{\,c} \cos \mathrm{im}\,\gamma - f_{u,\mathrm{im},k}^{\,s} \sin \mathrm{im}\,\gamma) \tag{3.18}$$

Из (3.18) видно, что наименьшее значение k, при котором $F_{uk}(\gamma)$ еще зависит от γ, будет $k = m$. Отсюда следует, что при малых углах атаки можно пренебречь зависимостью аэродинамических сил от положения оперения относительно плоскости угла атаки: согласно (3.10) зависимость F_x от γ начинает проявляться лишь в членах порядка α^m; F_y, F_z — в членах порядка α^{m-1}.

Для тела вращения число m можно считать сколь угодно большим, и в (3.18) при любом k остается лишь одно слагаемое, соответствующее $i = 0$

$$F_{uk} = \delta(k) f_{uk} \tag{3.19}$$

(здесь вместо $f_{u,\,0,\,k}^{\,c}$ введено обозначение f_{uk}).

Подставляя (3.19) в (3.10), получим очевидные разложения величин аэродинамических сил по степеням $\sin\alpha$ в случае тела вращения

$$F_x(\alpha) = \sum_{k=0}^{n} \delta(k) f_{xk} \sin^k\alpha, \qquad F_v(\alpha) = \sum_{k=1}^{n+1} \delta(k) f_{vk} \sin^{k-1}\alpha \tag{3.20}$$

Так как тело вращения обладает плоскостью симметрии, то из (3.12) и (3.20) следует $R_z = M_x = M_y = 0$.

4. При увеличении сверхзвуковой скорости набегающего потока сужаются области на поверхности обтекаемого тела, в которых сказывается наличие перьев. Будем считать скорость потока настолько большой, что при $\sin\alpha \leqslant M$ и при всех значениях γ области влияния различных перьев на поверхности тела не пересекаются, т. е. отсутствует интерференция между перьями.

Пусть выражения (3.20) определяют величины аэродинамических сил и моментов для некоторого тела вращения, а (3.10) — величины аэродинамических сил и моментов для того же тела вращения, но снабженного одним пером. Разности этих выражений $\Delta_1 F_u(\alpha, \gamma)$ дадут приращения сил и моментов, обусловленные наличием одного пера

$$\Delta_1 F_x(\alpha, \gamma) = \sum_{k=0}^{n} \Delta_1 F_{xk}(\gamma) \sin^k\alpha, \qquad \Delta_1 F_v(\alpha, \gamma) = \sum_{k=1}^{n+1} \Delta_1 F_{vk}(\gamma) \sin^{k-1}\alpha \tag{4.1}$$

где

$$\Delta_1 F_{uk}(\gamma) = -\delta(k) f_{uk} + \sum_{0\leqslant j\leqslant k/2} [f_{u,k-2j,k}^{c} \cos(k-2j)\gamma - f_{u,k-2j,k}^{s} \sin(k-2j)\gamma] \quad (4.2)$$

Если оперение имеет m правильно расположенных одинаковых перьев, то приращение сил и моментов из-за наличия этого оперения $\Delta_m F_u(\alpha, \gamma)$ будет связано (ввиду отсутствия интерференции между перьями) с величиной $\Delta_1 F_u(\alpha, \gamma)$ равенством

$$\Delta_m F_u(\alpha, \gamma) = \sum_{l=0}^{m-1} \Delta_1 F_u\left(\alpha, \gamma + \frac{2\pi l}{m}\right) \quad (4.3)$$

Подставим (4.1) в (4.3)

$$\Delta_m F_x(\alpha, \gamma) = \sum_{k=0}^{n} \Delta_m F_{xk}(\gamma) \sin^k \alpha, \qquad \Delta_m F_v(\alpha, \gamma) = \sum_{k=1}^{n+1} \Delta_m F_{vk}(\gamma) \sin^{k-1}\alpha \quad (4.4)$$

где

$$\Delta_m F_{uk}(\gamma) = \sum_{l=0}^{m-1} \Delta_1 F_{uk}\left(\gamma + \frac{2\pi l}{m}\right) \quad (4.5)$$

Развернем правую часть (4.5) при помощи (4.2)

$$\Delta_m F_{uk}(\gamma) = -m\delta(k) f_{uk} + \sum_{0\leqslant j\leqslant k/2} (f_{u,k-2j,k}^{c} \sigma_{k-2j,m}^{c} - f_{u,k-2j,k}^{s} \sigma_{k-2j,m}^{s}) \quad (4.6)$$

Здесь введены обозначения (4.7)

$$\sigma_{k-2j,m}^{c} = \sum_{l=0}^{m-1} \cos(k-2j)\left(\gamma + \frac{2\pi l}{m}\right), \qquad \sigma_{k-2j,m}^{s} = \sum_{l=0}^{m-1} \sin(k-2j)\left(\gamma + \frac{2\pi l}{m}\right)$$

Как известно (например, [1]), если целое число $k-2j$ некратно m, суммы (4.7) тождественно равны нулю; если же $k-2j = im$, где i — целое число, то

$$\sigma_{im,m}^{c} = m \cos im\gamma, \qquad \sigma_{im,m}^{s} = m \sin im\gamma \quad (4.8)$$

Подставим в (4.6) найденные значения величин (4.7) и перейдем в (4.6) к суммированию по i, аналогично тому, как это было сделано при выводе (3.18) (4.9)

$$\Delta_m F_{uk}(\gamma) = m\left[-\delta(k) f_{uk} + \sum_{0\leqslant i\leqslant k/m} \delta(k-im)(f_{u,im,k}^{c} \cos im\gamma - f_{u,im,k}^{s} \sin im\gamma)\right]$$

Формулы (4.4) и (4.9) определяют искомую зависимость величин аэродинамических сил и моментов от числа перьев m при отсутствии их взаимного влияния.

При $k < m$ выражение, заключенное в квадратную скобку в (4.9), не зависит от m. Отсюда следует, что если сравнить аэродинамические силы и моменты, обусловленные наличием m перьев и m' перьев при $m' > m$, то будем иметь

$$\frac{\Delta_{m'} F_x}{\Delta_m F_x} = \frac{m'}{m}, \qquad \frac{\Delta_{m'} F_{y'}}{\Delta_m F_y} = \frac{\Delta_{m'} F_z}{\Delta_m F_z} = \frac{m'}{m} \quad (4.10)$$

При этом первое соотношение выполняется с точностью до малых порядка α^m, а второе — с точностью до малых порядка α^{m-1}.

Поступила 19/IX 1960

ЛИТЕРАТУРА

1. Рыжик И. М., Градштейн И. С. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. ГИТТЛ, 1951.
2. Сычев В. В. Расчет распределения давлений по телам вращения под углом атаки в сверхзвуковом потоке газа. Сб. теоретических работ по аэродинамике. ЦАГИ, Оборонгиз, 1957.