

Б. Ф. Шорр

### ПРИБЛИЖЕННЫЕ ОЦЕНКИ СОБСТВЕННЫХ ЧАСТОТ ИЗГИБНЫХ КОЛЕБАНИЙ ЭЛЕМЕНТОВ ТУРБОМАШИН С УЧЕТОМ ДЕФОРМАЦИИ СДВИГА

Некоторые детали турбомашин (корпус, турбинные лопатки первых ступеней, перемычки и др.) представляют собой относительно короткие жесткие балки; для которых учет деформации сдвига может давать заметные поправки, снижающие значения собственных частот. Спектр собственных колебаний деталей с учетом сдвига может быть детально рассчитан на ЭВМ одним из численных методов [1]. Однако на начальной стадии проектирования, а также во избежание грубых ошибок при расчетах целесообразно иметь простые приближенные формулы для оценки частот, что позволяет также рационально выбирать более полные расчетные модели, не усложняя их без надобности учетом второстепенных членов.

В общей теории изгибных колебаний балок переменного сечения (теория С. П. Тимошенко) используются следующие представления [1], [2]:

а) Если  $y(z, t)$  — полное поперечное перемещение центра масс сечения, а  $\varphi(z, t)$  — угол поворота сечения в момент  $t$ , то разность

$$\psi(z, t) = y'(z, t) - \varphi(z, t), \quad \left( y' = \frac{\partial y}{\partial z} \right) \quad (1)$$

представляет собой «эффективный» угол сдвига, удовлетворяющий условию равенства внешней и внутренней работ [3]:

$$\int_F \frac{\tau^2}{2G} dF = \frac{1}{2} Q \psi = \frac{1}{2} Q \psi_{\text{ср}} K_c. \quad (2)$$

Здесь  $Q$  — поперечная сила;  $\tau$  — касательные напряжения от этой силы;  $G$  — модуль сдвига;  $F$  — площадь поперечного сечения;  $k_c = \psi/\psi_{\text{ср}}$  — коэффициент сдвига, зависящий от формы сечения;  $\psi_{\text{ср}} = Q/GF$ .

Касательные напряжения  $\tau$ , определяемые из условия равновесия, на расстоянии  $\eta$  от нейтральной линии, будут следующими:

$$\tau(\eta) = \frac{QS(\eta)}{Ib(\eta)}, \quad (3)$$

где  $I$  — момент инерции сечения;  $b(\eta)$  — ширина сечения на линии  $\eta = \text{const}$ .

Подставив выражение (3) в формулу (2), получим:

$$k_c = \frac{F}{I^2} \int_{\eta_{min}}^{\eta_{max}} \frac{S^2(\eta) d\eta}{b(\eta)}. \quad (4)$$

Обычно  $1 < k_c \leq 2$ , но в сечениях со слабыми внутренними связями эта величина может быть и более высокой.

Из выражений (1) и (2) следует

$$y'(z, t) = \varphi(z, t) + \frac{Q(z, t) k_c(z)}{GF(z)}.$$

б) Относительный поворот сечений  $\varphi'$  пропорционален изгибающему моменту  $M$

$$\varphi'(z, t) = \frac{M(z, t)}{EI(z)}; \quad \left( \varphi' = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right), \quad (5)$$

где  $E$  — модуль упругости.

в) При гармонических колебаниях с круговой частотой  $p$ ,

$$y(z, t) = y(z) \cos pt; \quad \varphi(z, t) = \varphi(z) \cos pt. \quad (6)$$

Тогда амплитудные значения кинетической  $T$  и потенциальной  $\Pi$  энергий при поперечных колебаниях балки длиной  $l$  соответственно равны

$$\left. \begin{aligned} T &= \frac{p^2}{2} \int_l (M y^2 + I \varphi^2) dz; \\ \Pi &= \frac{1}{2} \int_l \left[ EI \varphi'^2 + \frac{GF}{k_c} (y' - \varphi)^2 \right] dz. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Здесь  $M$  — распределенная масса;  $I$  — распределенный массовый момент инерции элементов балки, включающий в общем случае массу и моменты инерции присоединенных деталей. Если их нет, то численно  $M = \rho F$  и  $I = \rho I$ , однако, и в этом случае  $M, I$  отражают инерционные, а  $F, I$  — жесткостные свойства балки, поэтому их целесообразно обозначать по-разному для последующего анализа.

г) Из вариационного принципа Гамильтона—Остроградского  $\delta \int_l (T - \Pi) dz = 0$  и уравнений Эйлера следует основная система дифференциальных уравнений свободных изгибных колебаний балки переменного сечения с учетом деформации сдвига и инерции поворота элементов

$$\left. \begin{aligned} \left[ \frac{\bar{G}F}{k_c} (y' - \varphi) \right]' + p^2 M y &= 0; \\ (EI \varphi')' + p^2 I \varphi + \frac{GF}{k_c} (y' - \varphi) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Эта система соответствует двум уравнениям равновесия с учётом инерционных нагрузок  $q = p^2 M y$ ;  $m = p^2 I \varphi$ ;  
 $Q' + q = 0$ ;  $M' + Q + m = 0$ . (9)

Система (8) приводится к одному уравнению относительно угла  $\varphi$

$$\left[ \frac{1}{M} (EI \varphi')'' \right]' + p^2 \frac{k_c}{GF} (EI \varphi')' + p^2 \left[ \frac{1}{M} (I \varphi)' \right]' - p^2 \left[ 1 - p^2 \frac{k_c I}{GF} \right] \varphi = 0. \quad (10)$$

Для балки постоянного сечения без присоединенных масс в безразмерных параметрах обозначим

$$\bar{p} = p \sqrt{\frac{\rho I}{EF}}; \quad \lambda = l \sqrt{\frac{F}{I}}; \quad q = \frac{G}{Ek_c}; \quad \bar{z} = \frac{z}{l}; \quad \bar{y} = \frac{y}{l}, \quad (11)$$

и система (8) и уравнение (10) приводятся соответственно к виду

$$\left. \begin{aligned} q (\bar{y}'' - \varphi') + \bar{p}^2 \lambda^2 \bar{y} &= 0; \\ \varphi'' + \bar{p}^2 \lambda^2 \varphi + q \lambda^2 (\bar{y}' - \varphi) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

и

$$\varphi^{IV} + \bar{p}^2 \lambda^2 \left( 1 + \frac{1}{q} \right) \varphi'' - \bar{p}^2 \lambda^4 \left[ 1 - \frac{\bar{p}^2}{q} \right] \varphi = 0. \quad (13)$$

Точно такой же вид имеет уравнение относительно  $\bar{y}$ .

Система (12) допускает простое точное решение для балки, опертой по концам, граничные условия которой  $\bar{y}(0) = \bar{y}(1) = 0$ ;  $\varphi'(0) = \varphi'(1) = 0$ . Эти условия удовлетворяются при  $\bar{y}(\bar{z}) = \bar{Y} \sin k \bar{z}$ ,  $\varphi(\bar{z}) = \Phi \cos k \bar{z}$ ,  $k = \pi m$ ;  $m = 1, 2, 3$ . (14)

После подстановки условий (14) в систему уравнений (12) получаем однородную систему

$$\left. \begin{aligned} (-qk^2 + \bar{p}^2 \lambda^2) \bar{Y} + qk \Phi &= 0; \\ qk \lambda^2 \bar{Y} + (-k^2 + \bar{p}^2 \lambda^2 - q \lambda^2) \Phi &= 0, \end{aligned} \right\}$$

что дает характеристическое уравнение

$$\bar{p}^4 - (q + q\beta^2 + \beta^2)\bar{p}^2 + q\beta^4 = 0,$$

где  $\beta = k/\lambda = \pi m/\lambda$ . Его решение будет

$$\bar{p}^2 = \frac{1}{2}(q + q\beta^2 + \beta^2) \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \frac{4q\beta^4}{(q + q\beta^2 + \beta^2)^2}} \right]. \quad (15)$$

Без учета инерции поворота ( $I = 0$ , но  $I \neq 0$ ) получим одно решение

$$\bar{p}^2_{\min} = \frac{q\beta^4}{q + \beta^2}. \quad (16)$$

Наконец, по элементарной теории изгиба (без учета инерции поворота и сдвига) из уравнения  $\bar{y}^{IV} - \bar{p}^2 \lambda^4 \bar{y} = 0$  следует  $\bar{p}_0^2 = \beta^4$ .

На рис. 1 приведены точные зависимости  $p/p_0 = \bar{p}/\bar{p}_0 = f(\beta)$  при  $E/G \approx 3$  и  $k = 1 \div 2$  (т. е.  $q = 1/3 \div 1/6$ ). Штриховыми линиями показаны зависимости  $p_{\min}/p_0 = f(\beta)$  по формуле (16). Видно, что учет собственной инерции поворота элементов балки слабо влияет на низшие частоты колебаний  $p_{\min}$ , что позволяет использовать для их анализа упрощенное уравнение (при  $I = 0$ , но  $I \neq 0$ )

$$\varphi^{IV} + \frac{\bar{p}^2 \lambda^2}{q} \varphi'' - \bar{p}^2 \lambda^4 \varphi = 0. \quad (18)$$

Влияние инерции поворота, определяющее  $\bar{p}_{\max}$ , становится заметным при  $\beta > 0,5$ .

Роль сдвига весьма ощутима для коротких корпусных деталей, имеющих вид тонкостенных цилиндрических оболочек, для которых  $\lambda = 2\sqrt{2}ld$  ( $l$  — длина,  $d$  — средний диаметр) и  $k_c = 2$ . Так, при  $ld = 2$  и  $m = 1$  величина  $\beta = 0,56$  и снижение основной частоты из-за сдвига достигает 43%.

Общее решение уравнения (18) имеет вид

$$\varphi = C_1 \sin k_1 \bar{z} + C_2 \cos k_1 \bar{z} + C_3 \operatorname{sh} k_2 \bar{z} + C_4 \operatorname{ch} k_2 \bar{z}, \quad (19)$$

где  $k_1$  и  $k_2$  удовлетворяют уравнениям

$$k_1^4 - \frac{\bar{p}^2 \lambda^4}{q} k_1^2 - \bar{p}^2 \lambda^4 = 0; \quad k_2^4 + \frac{\bar{p}^2 \lambda^4}{q} k_2^2 - \bar{p}^2 \lambda^4 = 0, \quad (20)$$

откуда

$$k_{1,2}^2 = \bar{p} \lambda^2 \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{\bar{p}}{2q}\right)^2} \pm \frac{\bar{p}}{2q} \right]. \quad (21)$$

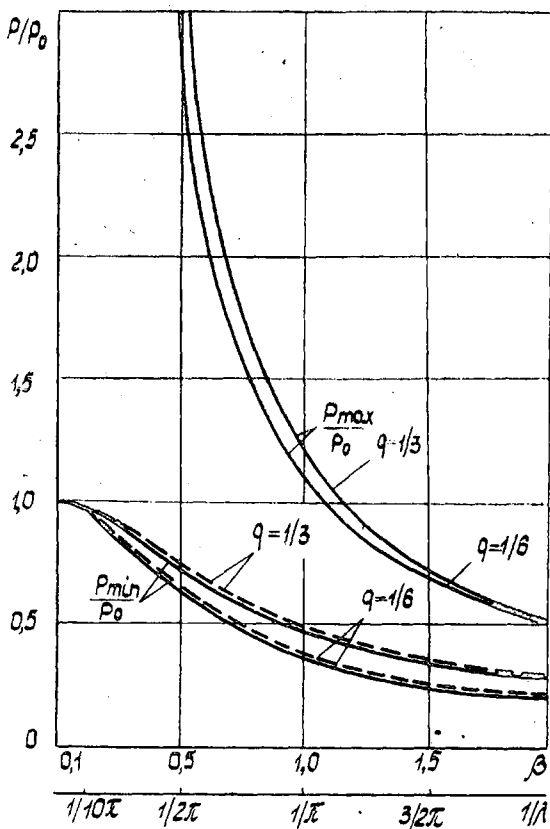


Рис. 1. Относительное изменение собственных частот двухопорной балки постоянного сечения из-за сдвига; шкала  $1/\lambda$  при  $m = 1$

Чтобы оценить влияние сдвига на частоты колебаний турбинных лопаток, рассмотрим случай консольной балки, граничные условия которой

$$\bar{y}(0) = \varphi(0) = 0; \quad \varphi'(1) = \varphi''(1) = 0. \quad (22)$$

Из соотношений (9) видно, что условие  $y(0) = 0$  приводит к  $M''(0) = 0$  или  $\varphi'''(0) = 0$ . При условиях (22) из уравнения (19) получаем

$$\left. \begin{aligned} C_2 + C_4 = 0; \quad -C_1 k_1^3 + C_3 k_2^3 = 0; \\ C_1 k_1 \cos k_1 - C_2 k_1 \sin k_1 + C_3 k_2 \operatorname{ch} k_2 + C_4 k_2 \operatorname{sh} k_2 = 0; \\ -C_1 k_1^2 \sin k_1 - C_2 k_1^2 \cos k_1 + C_3 k_2^2 \operatorname{sh} k_2 + C_4 k_2^2 \operatorname{ch} k_2 = 0. \end{aligned} \right\} (23)$$

Характеристическое уравнение системы (23) приводится к виду

$$2 \left[ \frac{k_1}{k_2} \right]^2 + \left[ \left( \frac{k_1}{k_2} \right)^4 + 1 \right] \cos k_1 \operatorname{ch} k_2 - \frac{k_1}{k_2} \left[ \left( \frac{k_1}{k_2} \right)^2 - 1 \right] \sin k_1 \operatorname{sh} k_2 = 0. \quad (24)$$

При  $q \rightarrow \infty$  отношение  $k_1/k_2 \rightarrow 1$  и из выражения (24) следует известное уравнение  $1 + \cos k \operatorname{ch} k = 0$ , низший корень которого  $k = \sqrt{\bar{p} \lambda} = 1,875$ , так что  $\bar{p}_0 = 3,516/\lambda^2$ . Зависимость  $p/p_0 = \bar{p}/\bar{p}_0 = j(1/\lambda)$  при  $q = 1/6$  приведена на рис. 2 сплошной линией. Из сравнения рис. 1 и 2 видно, что на частоту колебаний консольной балки сдвиг оказывает меньшее влияние, чем на частоту двухпорной балки.

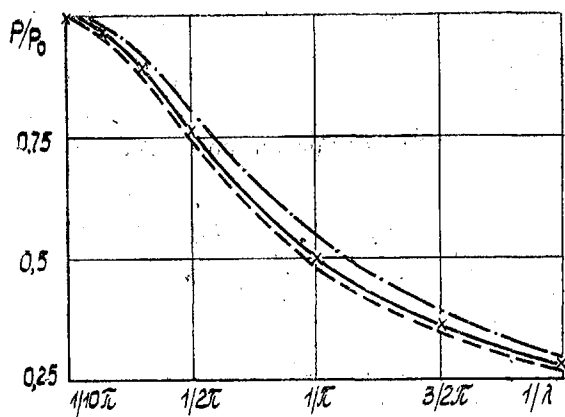


Рис. 2. Относительное изменение основной собственной частоты консольной балки постоянного сечения из-за сдвига

Для приближенного расчета основной частоты колебаний балок переменного сечения удобно использовать метод Релея. Полагая  $y(z) = AY(z)$ ,  $\varphi(z) = B\Phi(z)$ , где  $Y(z)$ ,  $\Phi(z)$  — заданные функции, удовлетворяющие кинематическим условиям, получим из выражений (7):

$$L = T - \Pi = \frac{P^0}{2} \left( A^2 \int_l M Y^2 dz + B^2 \int_l I \Phi^2 dz \right) - \\ - \frac{1}{2} \left[ B^2 \int_l EI \Phi'^2 dz + \int_l \frac{GF}{k_c} (AY' - B\Phi)^2 dz \right].$$

Условия  $\partial L / \partial A = 0$  и  $\partial L / \partial B = 0$  приводят к системе уравнений

$$\left. \begin{aligned} A \left[ p^2 \int_l M Y^2 dz - \int_l \frac{GF}{k_c} Y'^2 dz \right] + B \int_l \frac{GF}{k_c} \Phi Y' dz &= 0; \\ A \int_l \frac{GF}{k_c} Y' \Phi dz + B \left[ p^2 \int_l I \Phi^2 dz - \int_l EI \Phi'^2 dz - \int_l \frac{GF}{k_c} \Phi^2 dz \right] &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Приравняв детерминант системы (25) нулю и приняв  $I = 0$ , придем к следующей формуле, определяющей собственную основную частоту колебаний балок с учетом сдвига:

$$p^2 = \frac{1}{\int_l M Y^2 dz} \left[ \int_l \frac{GF}{k_c} Y'^2 dz - \frac{\left( \int_l \frac{GF}{k_c} \Phi Y' dz \right)^2}{\int_l EI \Phi'^2 dz + \int_l \frac{GF}{k_c} \Phi^2 dz} \right]. \quad (26)$$

В частности, для балки постоянного сечения с учетом обозначений (11)

$$\bar{p}^2 = \frac{q}{\lambda^2 \int_0^1 \bar{Y}^2 d\bar{z}} \left[ \int_0^1 \bar{Y}'^2 d\bar{z} - \frac{\left( \int_0^1 \Phi \bar{Y}' d\bar{z} \right)^2}{\frac{1}{q \lambda^2} \int_0^1 \Phi'^2 d\bar{z} + \int_0^1 \Phi^2 d\bar{z}} \right]. \quad (27)$$

Задаваясь функциями  $\bar{Y}(\bar{z})$  и  $\Phi(\bar{z})$ , необходимо учитывать, что соотношения между ними изменяются в зависимости от гибкости балки, что отражается и на кинематических граничных условиях, а именно,  $\Phi(\bar{z}) \rightarrow 0$  при  $\lambda \rightarrow 0$  и  $\Phi(\bar{z}) \rightarrow \bar{Y}'(\bar{z})$  при  $\lambda \rightarrow \infty$ . Так как для консольной балки  $\bar{Y}(0) = 0$  и  $\Phi(0) = 0$ , то указанным условиям удовлетворяют следующие простейшие функции:

$$\bar{Y}(\bar{z}) = \frac{\bar{z}(1 + \lambda^2 \bar{z})}{1 + 2\lambda^2}; \quad \Phi(\bar{z}) = \frac{\bar{z} \lambda^2}{1 + \lambda^2}. \quad (28)$$

Подставив функции (28) в выражение (27), получим:

$$\bar{p}^2 = \frac{20 \left[ 1 + \frac{1}{2\lambda^2} \left( 3 + \frac{q}{8} \right) + \frac{3}{4\lambda^4} \right]}{\lambda^4 \left( 1 + \frac{3}{q\lambda^2} \right) \left( 1 + \frac{5}{2\lambda^2} + \frac{5}{3\lambda^4} \right)}. \quad (29)$$

Расчеты показывают, что формула (29) завышает значения  $\bar{p}(\lambda)$ , однако, отношение  $\bar{p}/\bar{p}_0$ , где  $\bar{p}_0 = 20/\lambda^4$  — значение частоты чисто изгибных колебаний, полученное по той же функции  $\bar{Y}(\bar{z})$  для  $\lambda \rightarrow \infty$ , дает удовлетворительную оценку влияния сдвига, особенно при больших значениях  $\lambda$  (штрихпунктирная линия на рис. 2).

Более удобный способ приближенной оценки основной частоты заключается в использовании формулы Данкерли [1], которая в данной задаче принимает вид

$$\frac{1}{p^2} = \frac{1}{p_0^2} + \frac{1}{p_c^2}, \quad (30)$$

где парциальные частоты колебаний при изгибе без сдвига  $p_0$  и при сдвиге без изгиба  $p_c$  соответственно равны

$$p_0^2 = \frac{\int_l EI Y_0''^2 dz}{\int_l M Y_0^2 dz} \quad (31)$$

и

$$p_c^2 = \frac{\int_l \frac{GF}{k_c} Y_c'^2 dz}{\int_l M Y_c^2 dz}. \quad (32)$$

Для двухопорной балки, когда граничные условия позволяют принять  $Y'(z)$  и  $\Phi(z)$  в виде выражений (14), формула (26) точно преобразуется в формулу (30) и дает приближенную оценку частоты.

Представим формулу (30) в виде

$$\frac{p}{p_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left( \frac{p_0}{p_c} \right)_*^2 \chi^2}}, \quad (33)$$

где  $(p_0/p_c)_*$  — значение  $p_0/p_c$  для балки, рассчитанной по постоянным параметрам одного, например, корневого сечения;  $\chi^2$  — поправочный коэффициент, зависящий от закона изменения сечений по длине балки.



Для консольной балки постоянного сечения точные значения основных парциальных частот  $\bar{p}_0 = 3,516/\lambda^2$  и  $\bar{p}_c = 0,5\pi\sqrt{q/\lambda}$ . (Последнее выражение следует из решения уравнения чистого сдвига  $\bar{y}'' + k^2\bar{y}'(1) = 0$ , где  $k = \bar{p}\lambda/\sqrt{q}$  при граничных условиях  $\bar{y}(0) = y^{-1}(1) = 0$ ).

Тогда

$$\left(\frac{p_0}{p_c}\right)_*^2 = \frac{5,01}{q\lambda^2}. \quad (34)$$

Значения  $p/p_0$  по формулам (33) — (34) при  $q = 1/6$  и  $\chi = 1$  показаны на рис. 2 крестиками, откуда видна высокая точность формулы (33) при точных значениях  $p_0$  и  $p_c$ . Однако и при приближенных оценках парциальных частот по формулам (31) — (32), например, по уравнениям (37), что дает  $(p_0/p_c)_*^2 = 5,26/q\lambda^2$ , оценка влияния сдвига оказывается удовлетворительной (см. штриховую линию на рис. 2).

Истинное значение отношения  $p/p_0$  лежит между его оценками по формулам (26) и (33).

Представим формулы (31) и (32) соответственно в виде

$$p_0^2 = \frac{\gamma_0^2 EI(0)}{I_0^2 F(0)}; \quad p_c^2 = \frac{\gamma_c^2 G}{I_0^2 \rho k_c} \quad (k_c \approx \text{const}), \quad (35)$$

где

$$\gamma_0^2 = \frac{\int_0^1 I(\bar{z}) \bar{Y}_0''^2(\bar{z}) d\bar{z}}{\int_0^1 F(\bar{z}) \bar{Y}_0^2(\bar{z}) d\bar{z}}; \quad \gamma_c^2 = \frac{\int_0^1 F(\bar{z}) \bar{Y}_c'^2(\bar{z}) d\bar{z}}{\int_0^1 F(\bar{z}) \bar{Y}_c^2(\bar{z}) d\bar{z}}, \quad (36)$$

$$I(\bar{z}) = I(\bar{z})/I(0); \quad F(\bar{z}) = F(\bar{z})/F(0).$$

Пусть функции  $\bar{Y}_0(\bar{z})$  и  $\bar{Y}_c(\bar{z})$  нормированы  $\bar{Y}_0(1) = \bar{Y}_c(1) = 1$  и удовлетворяют граничным условиям парциальных задач, в том числе частично силовым условиям:  $\bar{Y}_0(0) = \bar{Y}_0'(0) = \bar{Y}_0''(1) = 0$ ;  $\bar{Y}_c(0) = \bar{Y}_c'(1) = 0$ . Например,

$$\bar{Y}_0 = \frac{1}{2}\bar{z}^2(3 - \bar{z}); \quad \bar{Y}_c = \bar{z}(2 - \bar{z}). \quad (37)$$

Выделяя в лопатке три характерных сечения — корневое ( $\bar{z} = 0$ ), среднее ( $\bar{z} = 1/2$ ) и периферийное ( $\bar{z} = 1$ ) и, вычисляя интегралы в формулах (36) по правилу парабол для двух участков  $\Delta\bar{z} = 0,5$ , получим:

$$v_0^2 = \frac{9[1 + I(1/2)]}{0,39 F(1/2) + F(1)}; \quad v_c^2 = \frac{4[1 + F(1/2)]}{2,25 F(1/2) + F(1)}, \quad (38)$$

следовательно

$$\chi^2 = \frac{(v_0/v_c)^2}{(v_0/v_c)_*^2} = \frac{1}{5,26} \left( \frac{v_0}{v_c} \right)^2. \quad (39)$$

На рис. 3 приведены зависимости  $\chi^2 = f[\bar{F}(1)]$  при нескольких законах профилирования лопатки по высоте. Учтено, что  $\bar{F}(1/2) = \bar{F}(1) + 0,5^m [1 - \bar{F}(1)]$ , где  $m=1$  при ли-

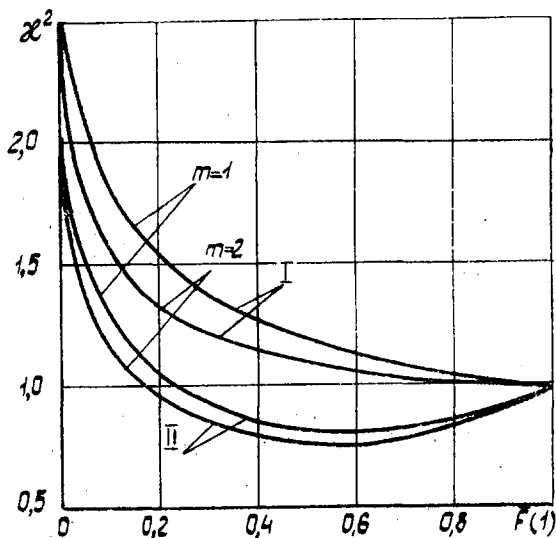


Рис. 3. Зависимость коэффициента конфигурации лопатки  $\chi^2$  от сужения площади сечений  $\bar{F}(1)$ : I — изгиб в плоскости большей жесткости; II — в плоскости меньшей жесткости

нейном и  $m = 2$  при параболическом законе изменения площадей. Для изгиба в плоскости большей жесткости можно считать  $I(1/2) \approx \bar{F}(1/2)$ , в плоскости меньшей жесткости  $I(1/2) \approx \bar{F}^3(1) + 0,5^{3m} [1 - \bar{F}^3(1)]$ . Видно, что в лопатках переменного сечения частота колебаний в плоскости большей жесткости снижается из-за сдвига сильнее, чем при  $F = \text{const}$ . Этот эффект следует принимать во внимание при расчетах связанных колебаний лопаток с диском. Частота колебаний в плоскости меньшей жесткости при обычных значениях  $\bar{F}$  сни-

жается слабее, чем при  $F = \text{const}$ . Так как гибкость лопаток в этой плоскости, как правило, больше 15, то влияние сдвига на основную частоту колебаний не выходит за пределы нескольких процентов. Однако при недостаточной площади перемычек во внутренних полостях охлаждаемых лопаток и тонких стенках у их кромок жесткость на сдвиг может существенно уменьшиться, а его влияние возрасти.

Влияние сдвига на последующие формы колебаний лопаток усиливается и приближенно может быть оценено по «приведенной» гибкости  $\lambda_{\text{пр}} = \lambda / (2m - 1)$ , где  $m$  — номер формы изгибных колебаний.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Вибрации в технике. — М.: Машиностроение, т. 1, 1978; т. 3, 1980.
2. Основы современных методов расчета на прочность в машиностроении. — М.: Машгиз, 1952.
3. Биргер И. А., Шорр Б. Ф., Иселевич Г. Б. Расчет на прочность деталей машин. — М.: Машиностроение, 1979.

УДК 621.431.75.001.2—192+621.822.219

А. И. Белоусов

### ОДИН ИЗ ЭФФЕКТИВНЫХ ПУТЕЙ РЕШЕНИЯ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ ДВИГАТЕЛЕСТРОЕНИЯ

Развитие двигателей летательных аппаратов (ДЛА) сопровождается увеличением скоростей вращения, повышением давления и температуры рабочей среды, применением агрессивных и криогенных жидкостей, обострением проблемы вибрационной надежности, необходимостью наземной отработки всех узлов и систем [1—3]. «Самым главным в решении проблемы надежности становится ее обеспечение на всех этапах создания, производства и эксплуатации машин» [4]. При этом требуется создание эффективных конструкций подшипниковых и уплотнительных узлов, амортизаторов и демпферов для защиты роторов и бортового оборудования от вредного воздействия вибраций, применение высокопроизводительного прецизионного технологического и испытательного оборудования, разработка методов и средств комплексной стендовой отработки ДЛА и контроля их параметров в эксплуатации. Поэтому одним из актуальных современных научных на-