АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXIII 1977 Вып. 6

УДК 534.1:534.26

# ВЫЧИСЛЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ ИМПЕДАНЦЕВ КОЛЬЦЕВОГО РЕБРА ЖЕСТКОСТИ

*А. В. Гусев, А. В. Калашников, Т. С. Кравцова*

Ребро жесткости моделировано тонкой упругой кольцевой пластиной, способной совершать продольные и изгибные движения. Получены точные выражения для механических импеданцев такого ребра. Выведены простые приближенные формулы для импеданцев ребер, ширина которых меньше длин волн, распространяющихся в их материале.

В настоящее время уделяется много внимания проблемам распространения вибраций вдоль оболочек, подкрепленных ребрами жесткости, а также определению излученного акустического поля оребренных конструкций. При этом обычно влияние ребра жесткости учитывается приближенно, например с помощью модели жесткого закрепления или путем замены ребра распределенными массами и моментами инерции (с учетом или без учета инерции вращения и сдвигов) [1, 2]. Ниже приводится более точный расчет механических импеданцев для кольцевого ребра жесткости.

Пусть $a_0$ и $b_0=a_0-h_0$ — внешний и внутренний радиусы кольцевой пластины, $H_0$ — ее толщина, $E$ — модуль Юнга, $\sigma$ — коэффициент Пуассона, $\rho$ — плотность ее материала. Зависимость волновых процессов от времени задаем множителем $e^{-i\omega t}$ (где $\omega$ — циклическая частота).

Продольные движения в пластине вызываются силами $F_r$, $F_\varphi$, приложенными к ее внешней кромке и действующими в плоскости пластины. Поверхность пластины с обеих сторон и ее внутренняя кромка предполагаются свободными от напряжений. Рассмотрение будем вести в безразмерных полярных координатах $(r, \varphi)$, где $r=kr_{\text{разм}}$, $k=[\rho\omega^2(1-\sigma^2)/E]^{1/2}$ — волновое число продольных волн в пластине, и положим $a=ka_0$, $b=kb_0$, $h=k(a_0-b_0)=kh_0$, $H=kH_0$. Уравнения движения и связи между компонентами сил $F_r$, $F_\varphi$ и смещений $U$, $V$ взяты нами в соответствии с [3].

Разложим $U$, $V$, $F_r$, $F_\varphi$ в экспоненциальные ряды Фурье. Пусть $u_n(r)$, $v_n(r)$, $F_{rn}$, $F_{\varphi n}$ — компоненты Фурье этих функций. Тогда $u_n(r)$ и $v_n(r)$ удовлетворяют матричному дифференциальному уравнению

$$\mathbf{Y}''(r)+\frac{1}{r}A\mathbf{Y}'(r)+\left(\frac{1}{r^2}B+C\right)\mathbf{Y}(r)=0 \quad \mathbf{Y}=\begin{pmatrix} u_n \\ v_n \end{pmatrix}. \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{Y}$ — вектор-столбец смещений, а матрицы $A$, $B$, $C$ имеют вид

$$A=\begin{Vmatrix} 1 & in\dfrac{1+\sigma}{2} \\ \dfrac{in(1+\sigma)}{1-\sigma} & 1 \end{Vmatrix}, \quad B=\begin{Vmatrix} -1-\dfrac{1-\sigma}{2}n^2 & -in\dfrac{3-\sigma}{2} \\ in\dfrac{3-\sigma}{1-\sigma} & -1-\dfrac{2n^2}{1-\sigma} \end{Vmatrix}, \tag{2}$$

$$C=\begin{Vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \dfrac{2}{1-\sigma} \end{Vmatrix}.$$

Действие гармоник $F_{rn}$, $F_{\varphi n}$ на внешней кромке ребра и отсутствие напряжений на его внутренней кромке описываются граничными условиями

$$\mathbf{Y}'(a)+\frac{1}{a}D\mathbf{Y}(a)=\mathbf{F}(a) \tag{3}$$

$$D=\begin{Vmatrix}\sigma & in\sigma\\ in & -1\end{Vmatrix},\quad F=\begin{pmatrix}(1-\sigma^2)(EH)^{-1}Frn(a)\\ 2(1+\sigma)(EH)^{-1}F\varphi n(a)\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}f_{rn}(a)\\ f_{\varphi n}(a)\end{pmatrix}.$$

Гармоники сил $F_{rn}$, $F_{\varphi n}$ и скоростей смещений $\dot{u}_n$, $\dot{v}_n$ на нагруженной кромке ребра связаны линейной зависимостью

$$\begin{pmatrix}f_{rn}(a)\\ f_{\varphi n}(a)\end{pmatrix}=\begin{Vmatrix}I_{11} & I_{12}\\ I_{21} & I_{22}\end{Vmatrix}\begin{pmatrix}\dot{u}_n(a)\\ \dot{v}_n(a)\end{pmatrix}=-i\omega I\begin{pmatrix}u_n(a)\\ v_n(a)\end{pmatrix}. \tag{4}$$

Элементы $I_{mj}(1\leqslant m,\ j\leqslant 2)$ матрицы $I$ называются импеданцами продольных колебаний кольцевого ребра жесткости.

Общее решение матричного уравнения (1) является линейной комбинацией решений

$$\begin{pmatrix}Z'_{n1}(r)\\ \frac{in}{r}Z_{n1}(r)\end{pmatrix}\begin{pmatrix}Z'_{n2}(r)\\ \frac{in}{r}Z_{n2}(r)\end{pmatrix},\quad \begin{pmatrix}-\frac{in}{\alpha r^2}Z_{n1}(\alpha r)\\ Z'_{n1}(\alpha r)\end{pmatrix},\begin{pmatrix}-\frac{in}{\alpha r^2}Z_{n2}(\alpha r)\\ Z'_{n2}(\alpha r),\end{pmatrix},$$

где $Z_{n1}(r)=J_n(r)$ — функция Бесселя, $Z_{n2}(r)=N_n(r)$ — функция Неймана, $\alpha=[2/(1-\sigma)]^{1/2}$. Для отыскания выражения коэффициентов этой комбинации через смещения $u_n(a)$, $v_n(a)$ на внешней кромке ребра получаем (с учетом условия на свободной кромке) систему четырех линейных уравнений с определителем

$$\Delta=\begin{vmatrix}Z'_{n1}(a) & Z'_{n2}(a) & -\frac{in}{\alpha a}Z_{n1}(\alpha a) & -\frac{in}{\alpha a}Z_{n2}(\alpha a)\\ \frac{in}{a}Z_{n1}(a) & \frac{in}{a}Z_{n2}(a) & Z'_{n1}(\alpha a) & Z'_{n2}(\alpha a)\\ P_1(Z_{n1},b) & P_1(Z_{n2},b) & iP_3(Z_{n1},\alpha b) & iP_3(Z_{n2},\alpha b)\\ iP_2(Z_{n1},b) & iP_2(Z_{n2},b) & P_4(Z_{n1},\alpha b) & P_4(Z_{n2},\alpha b)\end{vmatrix} \tag{5}$$

Здесь через $P_j(1\leqslant j\leqslant 4)$ обозначены выражения

$$\begin{aligned}P_1(Z_{nl},r)&=-\frac{1-\sigma}{r}Z_{nl}'+\left[\frac{n^2(1-\sigma)}{r^2}-1\right]Z_{nl},\\ P_2(Z_{nl,r})&=\frac{2n}{r}\left[Z_{nl}'(r)-\frac{1}{r}Z_{nl}(r)\right],\\ P_3(Z_{nl,\alpha r})&=-\frac{n(1-\sigma)}{r}\left[Z_{nl}'(\alpha r)-\frac{1}{\alpha r}Z_{nl}(\alpha r)\right],\\ P_4&=-\frac{2}{r}Z_{nl}'(\alpha r)+\alpha\left[\frac{2n^2}{(\alpha r)^2}-1\right]Z_{nl}(\alpha r)\ (l=1,2).\end{aligned} \tag{6}$$

Если $\Delta_{mj}$ — алгебраическое дополнение элемента, стоящего в $m$-й строке и $j$-м столбце определителя $\Delta$, то импеданцы $I_{11}$, $I_{12}$, $I_{21}$, $I_{22}$ могут быть найдены по формулам

$$\begin{aligned}I_{1j}^{(n)}&=\frac{EH}{i\omega(1-\sigma^2)}\sum_{m=1}^{2}\left[P_1(Z_{nm},a)\frac{\Delta_{mj}}{\Delta}+P_3(Z_{nm},\alpha a)\frac{\Delta_{m+2,j}}{\Delta}\right],\\ I_{2j}^{(n)}&=\frac{EH}{2i\omega(1+\sigma)}\sum_{m=1}^{2}\left[P_2(Z_{nm},b)\frac{\Delta_{mj}}{\Delta}+P_4(Z_{nm},\alpha b)\frac{\Delta_{m+2,j}}{\Delta}\right].\end{aligned} \tag{7}$$

Формулы (7) дают в рамках рассматриваемой модели точное решение задачи об импеданцах продольных колебаний кольца. Если волновая ширина кольцевого ребра жесткости мала, т. е. $h=a-b\ll 1$, можно вычислить импеданцы, не решая матричную задачу (1)–(3). Из граничного условия на свободной кромке и уравнения (1) выразим значения всех производных $\mathbf{Y}^{(m)}(b)$ через смещения $\mathbf{Y}(b)$. Раскладывая $\mathbf{Y}(a)=\mathbf{Y}(b+h)$ в ряд Тейлора по степеням $h$, выразим $\mathbf{Y}(a)$ через $\mathbf{Y}(b)$; с точностью до членов $O(h^3)$ это разложение имеет вид

$$\mathbf{Y}(a)=\left[1-\frac{h}{b}D+\frac{h^2}{2}\left(\frac{AD-B}{b^2}-C\right)\right]\mathbf{Y}(b)+O(h^3).$$

Отсюда легко получаем, что

$$\mathbf{F}=\frac{D}{a}\mathbf{Y}(a)+\mathbf{Y}'(a)=\left\{-\left(\frac{D^2-AD+B+D}{a^2}+C\right)h+\frac{h^2}{2}\times\right.$$
$$\left.\times\left[\frac{AC-CD-DC}{a}+\frac{(A-D)[(2D-A+4E)D+B]-(A+B+2E)D-2B}{a^3}\right]\right\}\times$$
$$\times\mathbf{Y}(a)+O(h^3). \tag{8}$$

Выражение в фигурных скобках с точностью до матричного множителя

$$\begin{Vmatrix} EH(i\omega(1-\sigma^2))^{-1} & 0 \\ 0 & EH(2i\omega(1+\sigma))^{-1} \end{Vmatrix}$$

представляет собою искомую матрицу импеданцев. Подставляя в формулу (8) матрицы $A$, $B$, $C$, $D$ из формул (2) и (3), получаем приближенные формулы для импеданцев продольных колебаний кольца

$$I_{11}^{(n)}(h)=i\frac{EH_0k}{\omega}\left[\left(\frac{1}{1-\sigma^2}-\frac{1}{a^2}\right)h-\left(\frac{2\sigma+1-2n^2}{a^3}+\frac{1-2\sigma}{(1-\sigma^2)a}\right)\frac{h^2}{2}\right]+\ldots,$$
$$I_{12}^{(n)}(h)=-I_{21}^{(n)}(h)=\frac{EH_0k}{\omega}n\left[\frac{h}{a^2}+\left(\frac{2\sigma-n^2}{a^2}+\frac{1}{(1+\sigma)a}\right)\frac{h^2}{2}\right]+\ldots,$$
$$I_{22}^{(n)}(h)=\frac{iEH_0k}{\omega}\left[\left(\frac{1}{1-\sigma^2}-\frac{n^2}{a^2}\right)h+\left(\frac{(1-2\sigma)n^2}{a^3}-\frac{3}{(1-\sigma^2)a^2}\right)\frac{h^2}{2}\right]+\ldots. \tag{9}$$

Значения импеданцев для продольных колебаний кольца зависят от номера $n$ и параметров задачи. Для $n=0$ мы имеем, в частности, следующее: если ширина ребра мала в масштабе длины продольной волны ($h\ll 1$), то кольцевое ребро расширяется и сжимается как единое целое. Из формул (9) находим

$$I_{11}^{(0)}=\frac{iEH_0k}{\omega}\left\{\left(\frac{1}{1-\sigma^2}-\frac{1}{a^2}\right)h+\left[\frac{1+2\sigma^2}{a^3}+\frac{1-2\sigma}{(1-\sigma^2)a}\right]\frac{h^2}{2}\right\},$$
$$I_{12}^{(0)}=I_{21}^{(0)}=0,\quad I_{22}^{(0)}=\frac{iEH_0k}{\omega}\left[\frac{h}{1-\sigma^2}-\frac{3h^2}{2(1-\sigma^2)a}\right]. \tag{10}$$

Когда волновой размер внешнего радиуса кольца велик ($a\gg 1$), выражения (10) переходят в известную формулу [4] для импеданцев продольных колебаний стержня прямоугольного сечения, колеблющегося как единое целое вокруг оси $Z$:

$$I_{11}^{(0)}=I_{22}^{(0)}=\frac{iEk^2H_0h_0}{\omega(1-\sigma^2)}=i\omega\rho H_0(a_0-b_0)=i\omega M_{\text{р}},$$

где $M_{\text{р}}$ — погонная масса ребра.

Если, наконец, рассматривать кольцевое ребро как искривленный стержень, то в выражениях (9) содержатся члены порядка $h$ и $h^2$, учиты-

вающие кривизну такого стержня. Члены, учитывающие его изгибную жесткость, имеют порядок $h^3$ и в приведенных формулах не написаны. Как частный случай из формул (9), легко получаются формулы для импеданцев продольных колебаний неискривленного ребра прямоугольного поперечного сечения $H\times h$: при $a\gg 1$ и $\frac{n}{a}=O(1)$ имеем

$$I_{11}^{(n)}=\frac{iEH_0k}{\omega}\left(\frac{1}{1-\sigma^2}-\frac{n^2}{a^2}\right)h,\quad I_{12}^{(n)}=-I_{21}^{(n)}=\frac{EH_0k}{\omega}\times$$

$$\times\left(\frac{1}{1+\sigma}-\frac{n^2}{a^2}\right)nh^2,\quad I_{22}=\frac{EH_0kh}{\omega(1-\sigma^2)}.$$

Для практики бывает удобно представить импеданцы ребра как функции частоты $f$ и некоторых геометрических и механических параметров задачи; из формул (9) получаем

$$I_{11}^{(n)}=i\frac{E\gamma\beta^2}{2\pi}\left[\frac{\delta^2a_0^2}{1-\sigma^2}\left(1+\beta\frac{1-2\sigma}{2}\right)f-\frac{1}{f}\left(1+\frac{1+2\sigma-2n^2}{2}\beta\right)\right],$$

$$I_{12}^{(n)}=-I_{21}^{(n)}=\frac{E\gamma\beta^2}{2\pi}n\left[\frac{\beta\delta^2a_0^2}{2(1+\sigma)}f+\frac{1}{f}\left(1-\beta\frac{n^2-2\sigma}{2}\right)\right],$$

$$I_{22}^{(n)}=i\frac{E\gamma\beta^2}{2\pi}\left[\frac{\delta^2a_0^2}{1-\sigma^2}\left(1-\frac{3\beta}{2}\right)f-\frac{n^2}{f}\left(1-\frac{1-2\sigma}{2}\beta\right)\right],$$

где $\beta=h_0/a_0$ есть отношение ширины кольца к его внешнему радиусу, $\gamma=H_0/h_0$ – отношение толщины ребра к его ширине, $\delta=2\pi[\rho(1-\sigma^2)/E]^{1/2}$.

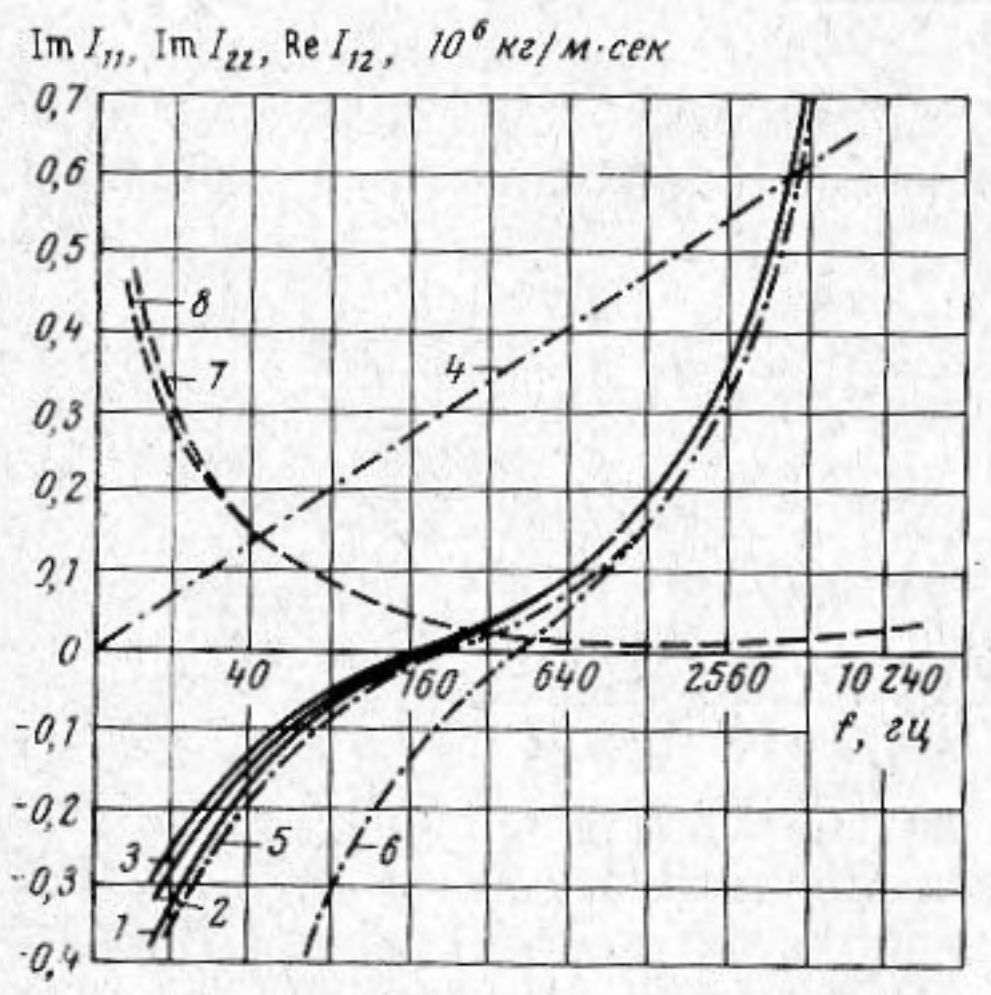
Численные расчеты призводились для стального ребра при $E=2{,}06\cdot 10^{11}$ *н/м*$^2$, $\rho=7{,}8\cdot 10^3$ *кГ/м*$^3$, $\sigma=0{,}3$, $\beta=0{,}044$, $\gamma=0{,}1$, $\delta=0{,}00117$. Результаты расчетов для первых трех мод приведены на фиг. 1. Силовые импеданцы $I_{11}$, $I_{22}$ – чисто мнимые; на низких частотах они имеют упругостный характер, на высоких – массовый. Для импеданца $I_{11}$ для силы $F_r$ резонанс нулевой моды наступает при частоте $f\approx 226{,}8$ *гц*, первой моды – при $f\approx 221{,}9$ *гц*, второй моды – при $f\approx 206{,}4$ *гц*. Импеданц $I_{22}$ для силы $F_\varphi$ имеет резонансы при $f\approx 231$ *гц* ($n=1$) и $f\approx 461{,}9$ *гц* ($n=2$). Вещественный импеданц $I_{12}$ взаимодействия сил $F_r$ и $F_\varphi$ при $n=0$ равен нулю. Для последующих мод в диапазоне $400\leqslant f\leqslant 5000$ *гц* величина $I_{12}$ составляет менее 5% величин главных импеданцев и ее можно не учитывать. Однако на низких частотах ($f<300$ *гц*) импеданц взаимодействия имеет тот же порядок, что и главные импеданцы и поэтому в расчетах должна участвовать полная матрица импеданцев.

Поперечные колебания ребра жесткости вызываются перерезывающей силой $F_z$ и изгибающим моментом $M$, приложенными к внешней кромке пластины. Поверхность пластины с обеих сторон и ее внутреннюю кромку по-прежнему будем считать свободными от напряжений. Пусть $D_0=EH_0^3(12(1-\sigma^2))^{-1}$ – цилиндрическая жесткость пластины, $\varkappa=(\rho H_0\omega^2/D_0)^{1/4}$ – волновое число изгибных колебаний в пластине. Как и в предыдущем случае, введем безразмерные величины радиусов $a=\varkappa a_0$, $b=\varkappa b_0$, ширины $h=\varkappa h_0$, толщины ребра $H=\varkappa H_0$ и безразмерную координату $r=\varkappa r_{\text{разм}}$. Уравнение движения и выражения для связи силы и момента со смещением и его производными возьмем по-прежнему в соответствии с работой [3]. Разложим функции $W$, $\partial W/\partial r$, $M$ и $F_z$ в экспоненциальные ряды Фурье по переменной $\varphi$. Гармоники момента $M_n$ и силы $F_{zn}$ на нагруженной кромке ребра связаны с гармониками $w_n$ и $\partial w_n/\partial r$ линейным соотношением

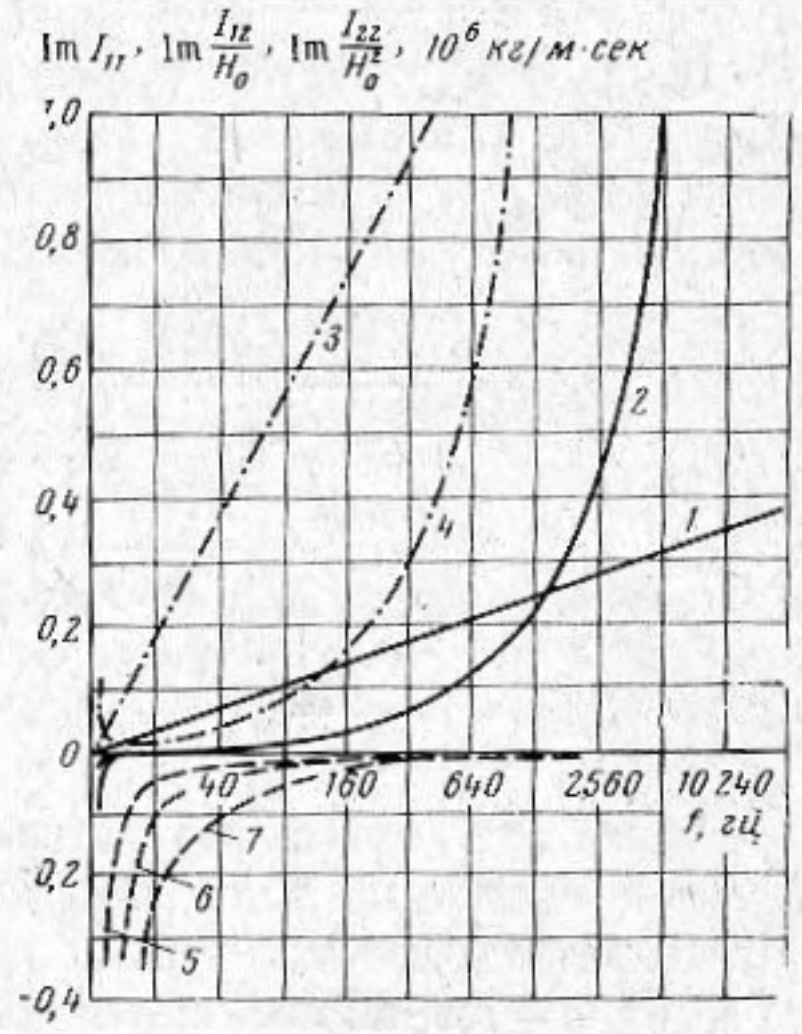
$$\begin{pmatrix}F_{zn}(a)\\ \dfrac{M_n(a)}{H_0}\end{pmatrix}=-i\omega J\begin{pmatrix}w_n(a)\\ \varkappa H_0\dfrac{\partial w_n(a)}{\partial r}\end{pmatrix}.$$

Элементы $J_{mj}$ $(1 \leqslant m,\ j \leqslant 2)$ матрицы $J$ называются импеданцами изгибных колебаний кольцевого ребра жесткости.

Общее решение уравнения изгибных колебаний является линейной комбинацией функций Бесселя $Z_{n1}=J_n(r)$, Неймана $Z_{n2}=N(r)$ и модифицированных функций Бесселя $Z_{n3}=I_n(r)$ и $Z_{n4}=K_n(r)$. Для отыскания коэффициентов этой комбинации из граничных условий мы получаем систему четырех линейных уравнений, решая которую получаем точные значения для импеданцев. В том случае, когда волновая ширина кольца $h=\varkappa(a_0-b_0)$ мала, можно применить метод, описанный выше для про-




Фиг. 1




Фиг. 2

Фиг. 1. Импеданцы для продольных колебаний кольцевого ребра. Сплошная линия изображает зависимость импеданца $\mathrm{Im}\, I_{11}$ для силы $F_r$ от частоты $f$ для нулевой (*1*), первой (*2*) и второй (*3*) мод; штрихпунктирной линией показана зависимость импеданца $\mathrm{Im}\, I_{22}$ силы $F_\varphi$ от частоты для нулевой (*4*), первой (*5*) и второй (*6*) мод; штриховая линия дает зависимость импеданца взаимодействия $\mathrm{Im}\, I_{12}$ от частоты для первой (*7*) и второй (*8*) мод

Фиг. 2. Импеданцы изгибных колебаний кольцевого ребра. Сплошной линией изображена зависимость силового импеданца $\mathrm{Im} I_{11}$ от частоты $f$ для нулевой (*1*) и первой и второй (*2*) мод; штрихпунктирная линия дает зависимость от частоты импеданца взаимодействия $\mathrm{Im}\,(I_{12}/H_0)$ для нулевой (*3*) и первой и второй (*4*) мод; штриховой линией показана зависимость моментного импеданца $\mathrm{Im}\,(I_{22}/H_0^2)$ от частоты для нулевой (*5*), первой (*6*) и второй (*7*) мод

дольных колебаний, и построить степенные ряды для импеданцев по целым степеням малого параметра $h$ с любой заданной точностью. Полученные формулы при $a \gg 1$ и $\dfrac{n}{a}=O(1)$ переходят в известные формулы для импеданцев прямолинейного ребра.

Как и в случае продольных колебаний, можно представить импеданцы изгибных колебаний кольца как функции частоты $f$, геометрических параметров $\beta=h_0/a_0$ и $\gamma=H_0/h_0$ и механического параметра $\delta_1=4\pi^2\rho H_0/D_0$

$$J_{11}=i\frac{E\gamma^3\beta^4}{24\pi(1+\sigma)}\left\{\frac{(1-\beta)\delta_1 a_0^4}{1-\sigma}f-\frac{n^2}{f}\left[2+3\beta+h^2\left[1+\sigma+\frac{\beta}{2}\times\right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left.\times(2\sigma^2+9\sigma+3)\right]\right]\right\},$$

$$J_{12}=-\varkappa J_{21}=\frac{iE\gamma^3\beta^3h_0}{24\pi(1+\sigma)}n\left\{\frac{\beta\delta_1a_0^4}{2(1-\sigma)}f+\frac{n^2}{f}\times\right.$$

$$\left.\times\left[3+\sigma-\beta\left(\sigma^2+3\sigma+4+n^2\frac{1+3\sigma}{2}\right)\right]\right\},$$

$$J_{22}=i\frac{E\gamma^3\beta^2h_0^2}{24\pi(1+\sigma)}\frac{1}{f}\left\{-(1+\sigma+2n^2)-\beta\left[\frac{2\sigma^2+3\sigma+1}{2}+(3\sigma+4)n^2\right]\right\}.$$

Численные расчеты производились для стального кольца. Импеданцы изгибных колебаний оказываются чисто мнимыми и имеют разную размерность. Поэтому на фиг. 2 представлены зависимости от частоты $f$ [*гц*] $\operatorname{Im}J_{11}$, $\operatorname{Im}(J_{12}/H_0)$, $\operatorname{Im}(J_{22}/H_0^2)$. Силовой импеданц $J_{11}$ для нулевой моды имеет массовый характер и обращается в нуль при $f=0$. Для первой и второй мод резонансы наступают при частотах $f\approx0{,}4$ *гц* ($n=1$) и $f\approx1{,}1$ *гц* ($n=2$), так что почти во всем рассматриваемом диапазоне частот сохраняется массовый характер этого импеданца. Импеданц взаимодействия $J_{12}/H_0$ силы и момента для первых трех мод имеет массовый характер. Моментный импеданц $J_{22}/H_0^2$ всегда имеет упругостный характер. На низких частотах ($f<200$ *гц*) в расчетах должна участвовать полная матрица импеданцев. При частотах $f>300$ *гц* влияние моментного импеданца незначительно и его можно не учитывать, однако вклад импеданца взаимодействия значительно более существен и, по-видимому, им не следует пренебрегать.

В заключение отметим, что постановка задачи и формулы для элементов импеданцных матриц соответствуют случаю, когда ребро подкрепляет конструкцию изнутри. Заменой $h$ на $-h$ в окончательных формулах получим импеданцы кольцевого ребра для наружного подкрепления.

## ЛИТЕРАТУРА


1. *М. В. Бернблит.* Высокочастотная асимптотика поля звукового давления, излучаемого цилиндрической оболочкой. Акуст. ж., 1975, 21, 4, 508–517.
2. *Р. И. Вейцман, М. Д. Генкин, П. П. Дейнеко, Г. В. Тарханов.* Реакция цилиндрической оболочки на воздействие примыкающих элементов. В сб.: Виброакустические процессы в машинах и присоединенных конструкциях. М., «Наука», 1974.
3. *Е. Л. Шендеров.* Волновые задачи гидроакустики. Л., «Судостроение», 1972.
4. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.* Теория упругости. М., «Наука», 1965.



Ленинградский государственный университет
им. А. А. Жданова,
физический факультет
Научно-исследовательский
физический институт



Поступила
2 марта 1976 г.
После повторного исправления
6 июня 1977 г.