АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXV 1989 Вып. 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

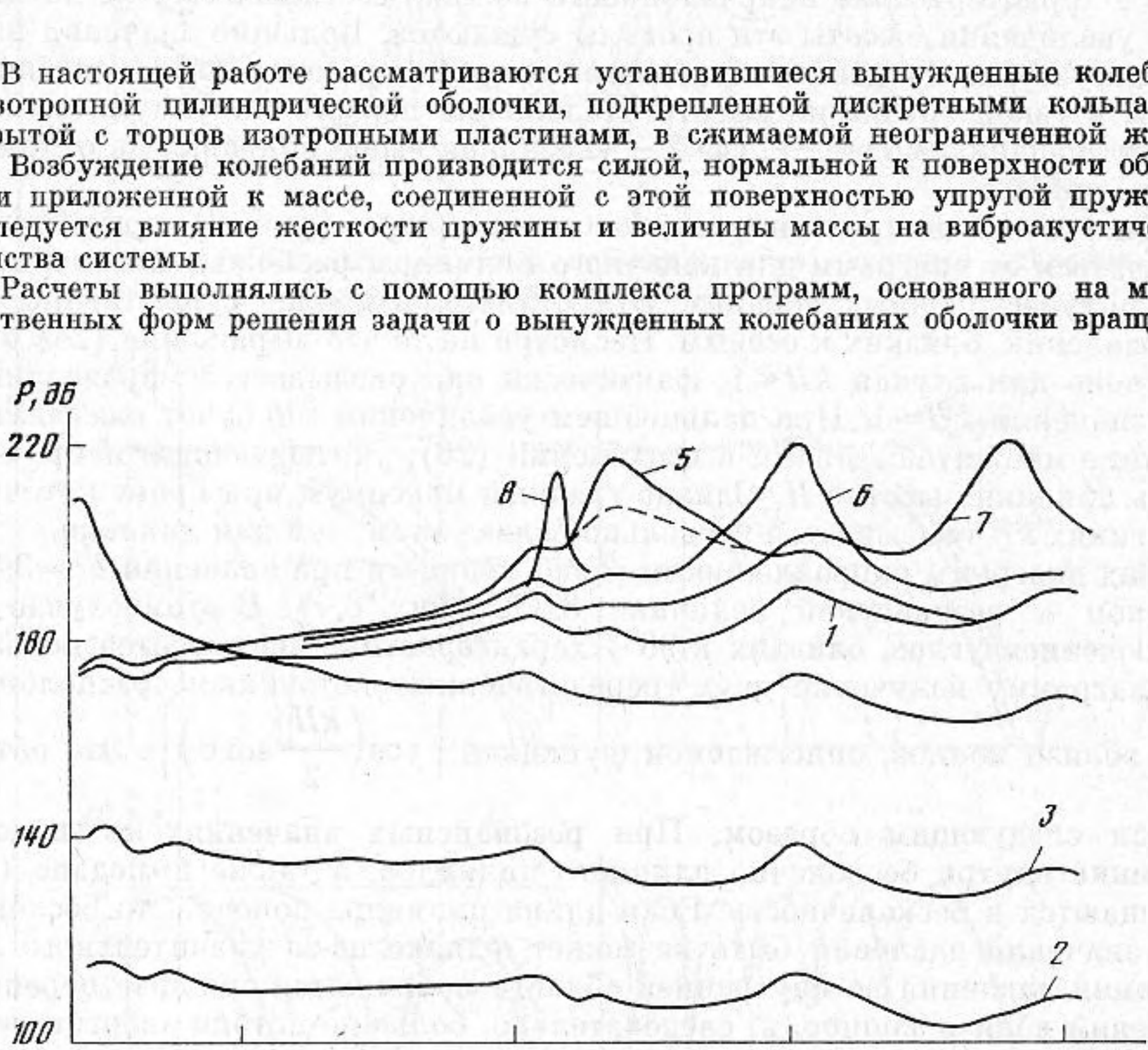
УДК 534.23

ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ЗАМКНУТОЙ ОБОЛОЧКИ ВРАЩЕНИЯ, СОДЕРЖАЩЕЙ АМОРТИЗИРОВАННУЮ МАССУ И КОНТАКТИРУЮЩЕЙ СО СРЕДОЙ

Байбуртян В. А., Феданова Ю. В., Ционский А. Я.

В настоящей работе рассматриваются установившиеся вынужденные колебания анизотропной цилиндрической оболочки, подкрепленной дискретными кольцами и закрытой с торцов изотропными пластинами, в сжимаемой неограниченной жидкости. Возбуждение колебаний производится силой, нормальной к поверхности оболочки и приложенной к массе, соединенной с этой поверхностью упругой пружиной. Исследуется влияние жесткости пружины и величины массы на виброакустические свойства системы.

Расчеты выполнялись с помощью комплекса программ, основанного на методе собственных форм решения задачи о вынужденных колебаниях оболочки вращения,



Амплитудно-частотная характеристика давления в поле, $\tilde{R}=50$: *1* – сила, действующая на оболочку, *2* – $\tilde{c}=0{,}001$, $\Omega_г=0{,}0022$; *3* – $\tilde{c}=0{,}001$, $\Omega_г=0{,}01$; *4* – $\tilde{c}=0{,}001$, $\Omega_г=0{,}07$; *5* – $\tilde{c}=0{,}001$, $\Omega_г=0{,}173$; *6* – $\tilde{c}=0{,}001$, $\Omega_г=0{,}2$; *7* – $\tilde{c}=0{,}001$, $\Omega_г=0{,}245$; *8* – $\tilde{c}=1$, $\Omega_г=0{,}173$

подкрепленной ребрами, в жидкости [1]. Влияние жидкости учитывалось через интеграл Гельмгольца. В результате расчета определяется давление в жидкости на поверхности оболочки и в дальнем поле, а также податливости оболочки в заданных точках образующей. Можно показать, что при действии на массу $\tilde{m}$ силы $\tilde{F}$ на оболочку будет передаваться сила

$$\tilde{Q}_г = -\frac{\Omega_г^2 \tilde{F}}{\Omega^2[\tilde{c}\tilde{w}_{об}^1+1]-\Omega_г^2}, \tag{1}$$

где безразмерные величины (с тильдой) определяются соотношениями $\tilde{Q}_г=K_*^{-1}Q_г$, $\tilde{F}=K_*^{-1}F$, $K_*=E_*h_*^2/(1-\nu_*^2)$, $\Omega_г=\sqrt{\tilde{c}/\tilde{m}}$, $\tilde{c}=c(1-i\eta)/B_*$, $B_*=E_*h_*/(1-\nu_*^2)$, $\Omega=\omega R_*/c_*$, $\tilde{R}=R/R_*$, $c_*=\sqrt{E_*/\rho_*(1-\nu_*^2)}$, $\tilde{m}=m/R_*^2\rho_*h_*$, $\tilde{w}_{об}^1=w_{об}^1 B_*$. Здесь c, η – жесткость и коэффициент потерь пружины, E_*, ν_*, h_*, R_*, ρ_* – характерные модуль Юнга, коэффициент Пуассона, толщина, радиус вращения и плотность материала оболочки, F – сила, действующая на массу, ω – круговая частота, $w_{об}^{1}$ – податливость оболочки в точке контакта с пружиной. Из (1) видно, что значение $\tilde{Q}_г$ зависит не только от собственной частоты колебаний груза на пружине, но и от абсолютных значений жесткости и массы, а также величины податливости в точке контакта.

В качестве примера рассмотрим цилиндрическую оболочку с относительной длиной $L/R_*=14$. Относительная толщина стенки оболочки $h/R_*=0{,}009$. Оболочка разделена дискретными кольцами на семь участков относительной длины $L_j/R_*=2$. Другие механические и геометрические параметры такой оболочки даны в работе [2]. Точка контакта с пружиной находится в центре третьего участка.

На фигуре приведены амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) давления в поле $P_{\max}$ для различных соотношений $\tilde{c}$, $\tilde{m}$ при $\eta=0{,}01$ для $\tilde{R}=50$. Кривая *1* представляет АЧХ для суммы окружных мод $n=0\div3$ при непосредственном воздействии на оболочку единичной силы. Интересно отметить, что нулевая окружная мода дает максимальный вклад в поле давления на первой резонансной частоте $\Omega=0{,}0725$ при $\theta=\pi/2$ (в сферической системе координат R, φ, θ). На второй резонансной частоте ($\Omega=0{,}166$) – при $\theta=2\pi/3$, на третьей ($\Omega=0{,}246$) – $\theta=\pi$. Из анализа графиков видно, что резонанс системы масса – пружина – оболочка наступает при $\Omega\approx\Omega_г$. При $\Omega_г<0{,}07$ резонанс ниже самого нижнего из проявляющихся оболочечных резонансов, а при $\Omega_г>0{,}3$ – выше самого верхнего. При высокой собственной частоте – очень жесткая пружина и малая масса – влияние осциллятора на АЧХ практически не сказывается: при $\tilde{c}=1$, $\tilde{m}=0{,}01$ соответствующая кривая совпадает с кривой *1*. При $\tilde{c}\ll1$ уровень давления в поле определяется величиной $\Omega_г$ – падение давления тем больше, чем ниже $\Omega_г$ (кривые *2*, *3*). При совпадении $\Omega_г$ с резонансной частотой оболочки происходит резкий рост давления в окрестности резонанса (кривые *4–7*). Из соотношения (1) видно, что при больших $\tilde{c}$ резонанс системы может отличаться от $\Omega_г$. Пик становится уже, частота резонанса снижается, давление меняется незначительно (кривая *8*). Демпфирование пружины понижает давление на резонансных частотах. Для примера штриховой линией приведена кривая, соответствующая кривой *5* при $\eta=0{,}05$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ворович И. И., Ционский А. Я., Юдин А. С.* Метод собственных форм решения задачи о вынужденных колебаниях оболочки вращения, подкрепленной ребрами, в жидкости // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 6. С. 744–748.
2. *Шепелева В. Г., Юдин А. С.* Вынужденные колебания подкрепленной оболочки вращения под действием несимметричной нагрузки. Тр. XII Всесоюз. конф. по теории оболочек и пластин. Т. 3. Ереван: Изд-во Ереван. ун-та, 1980. С. 276–280.

Научно-исследовательский институт
механики и прикладной математики
Ростовского государственного университета

Поступило в редакцию
2.III.1988

УДК 534.26

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ НА ТОНКОМ УПРУГОМ ТЕЛЕ ВРАЩЕНИЯ С АБСОЛЮТНО ЖЕСТКИМ ВКЛЮЧЕНИЕМ

Бойко А. И., Тэтюхин М. Ю.

Пусть в акустической среде с параметрами ρ, c расположено тонкое упругое тело вращения с гладкой границей $\tilde{S}_1$. Форма поперечного сечения тела описывается в цилиндрической системе координат уравнением $r^2=\pi\varepsilon^2S_1(z)$, где $|z|\leqslant l$, $S_1(-l)=S_1(l)=0$. Внутри тела имеется абсолютно жесткое включение с гладкой границей $\tilde{S}_2$, у которого форма поперечного сечения задается уравнением $r^2=\pi\varepsilon^2S_2(z)$, где $|z|\leqslant l$, $S_2(-l)=S_2(l)=0$, $S_2(z)\leqslant S_1(z)$; ε – малый параметр.

На тело падает плоская волна $v=A_0\exp\{ikR\cos\gamma\}$, где $k=\omega/c$ – волновое число, $\cos\gamma=\cos\theta_0\cos\theta+\sin\theta_0\sin\theta\cos(\varphi-\varphi_0)$; R, θ, φ – сферические координаты; θ_0, φ_0 – углы, определяющие направление падения плоской волны. По условию задачи $(k\varepsilon)^2\max S_1(z)\ll1$.

Функция $p=u+v$, описывающая полное поле, удовлетворяет вне тела однородному уравнению Гельмгольца. Рассеянное поле удовлетворяет условию излучения Зоммерфельда: $u(R,\ \theta,\ \varphi)=f(\theta,\ \varphi;\ \varepsilon)R^{-1}\exp\{ikR\}+O(R^{-2})$ при $R\to\infty$. Амплитуда рассеяния $f(\theta,\ \varphi;\ \varepsilon)$ в этом случае имеет вид $f(\theta,\ \varphi;\ \varepsilon)=\varepsilon^2f_0(\theta,\ \varphi)+O(\varepsilon^3)$. Для вектора смещений внутри тела выполняется уравнение теории упругости. На границе $\tilde{S}_1$ тела имеют место условия

$$w_n\big|_{\tilde{S}_1}=\frac{1}{\omega^2\rho}\frac{\partial p}{\partial n}\Big|_{\tilde{S}_1},\quad \sigma_{nn}\big|_{\tilde{S}_1}=-p\big|_{\tilde{S}_1},\quad \sigma_{n\tau}\big|_{\tilde{S}_1}=0.$$