Увеличение шумов обтекания на частотах выше 500 Гц по сравнению со свободновисящим гидрофоном составляло менее 10 дБ. Этот последний результат также хорошо иллюстрируется данными, изображенными на фиг. 1.

С помощью предлагаемого метода можно измерить зависимость не только амплитуды от частоты излучения и глубины приема, но и фазы, которая является важным параметром акустического поля. Это позволяет, в частности, осуществлять синтез апертуры вертикальной акустической антенны теоретически любой длины, что очень существенно для исследования рефракции звука в океане.

На фиг. 2 для иллюстрации представлен один из результатов расчета пространственного энергетического спектра акустического сигнала, принятого падающим зондом. По оси абсцисс отложен угол от 0 до 180°, а по оси ординат – интенсивность принятого сигнала в относительных единицах; 41 реализация получена на частотах 977–1025 Гц. Проведенная обработка результатов эквивалентна сканированию лучом антенны по вертикальному углу на различных частотах.

Из представленных на фиг. 2 данных видно, что излучатель работал на частоте 1 кГц и находился под углом около 4° к горизонту, что полностью отражает условия постановки эксперимента.

Таким образом, предлагаемый метод зондирования акустических полей с помощью свободно падающего акустического зонда позволяет в принципе оперативно определять распределение амплитуды и фазы по глубине и может оказаться полезным при синтезировании протяженных вертикальных антенн.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность Л. М. Бреховских за руководство и внимание к работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982, с. 266.
2. *Воробьев В. П., Кузнецов Е. И., Обухова А. В. и Палевич Л. Г.* Обрывные термозонды США.– В кн.: Исследование изменчивости гидрофизических полей в океане. М.: Наука, 1974, с. 185–197.
3. *Роберт Дж. Урик.* Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978, с. 445.

Институт океанологии
им. П. П. Ширшова
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
12.VII.1985

---

УДК 534.26

# РАССЕЯНИЕ ИЗГИБНЫХ ВОЛН РЕЗОНАТОРОМ, УСТАНОВЛЕННЫМ НА ПЛАСТИНЕ

*Лапин А. Д.*

На практике для создания виброизоляции изгибных волн в стержнях и пластинах применяют резонаторы [1–5]. Простейшим резонатором является пружина с грузом. Такой резонатор, расположенный перпендикулярно пластине и присоединенный к ней пружиной, интенсивно рассеивает изгибные волны, распространяющиеся в этой пластине. Рассеяние изгибных волн от резонаторов в безграничной пластине детально исследовано в работах [1–5]. Представляет интерес рассмотреть соответственную задачу для пластины в форме бесконечно длинной полосы шириной $H$. Такая пластина является волноводом [6]. Ниже исследовано рассеяние изгибных мод от одиночного резонатора в этом волноводе.

Пусть пластина лежит в плоскости $xy$ и шарнирно оперта на краях $y=0$ и $y=H$. К пластине в точке $(0, y_0)$ присоединен резонатор с массой $m$ и коэффициентом упругости $\varkappa$. На резонатор падает изгибная мода со смещением

$$w^{(0)}(x, y, t)=\exp[i(\xi_q x-\omega t)]\sin(\zeta_q y), \tag{1}$$

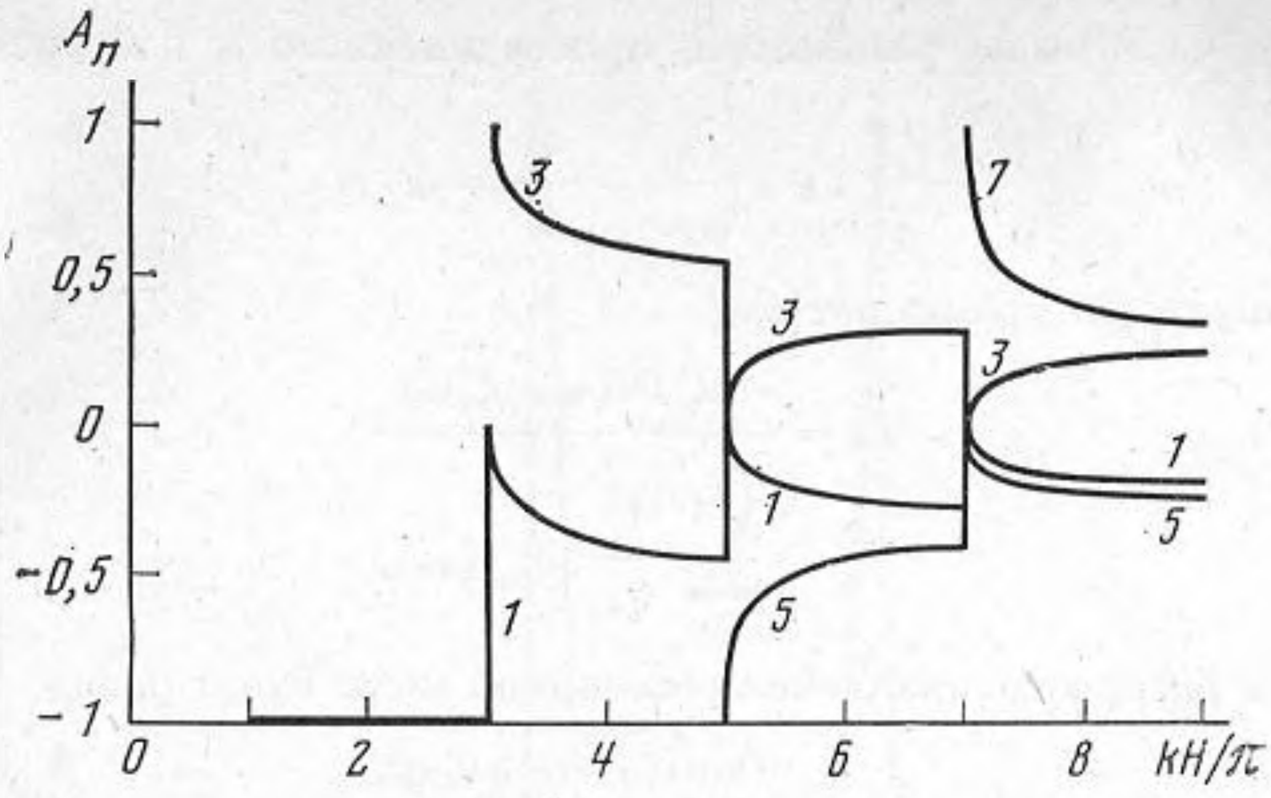
где $\zeta_q=q\pi/H$, $\xi_q=\sqrt{k^2-\zeta_q^2}$, $k$ – волновое число изгибной волны в безграничной пластине, $\omega$ – частота звука. Величина $k$ определяется по формуле $k=[12\rho(1-\sigma^2)\omega^2/(Eh^2)]^{1/4}$, где $\sigma$, $E$ и $\rho$ – соответственно коэффициент Пуассона, модуль Юнга и плотность среды, $h$ – толщина пластины. Под действием волны (1) резонатор возбуждается и излучает поле $w^{(1)}(x, y, t)$. Полное поле $w$ в пластине равно $(w^{(0)}+w^{(1)})$.

Обозначим через $w'(t)$ – смещение груза резонатора. Уравнение движения этого груза имеет вид

$$m\frac{d^2w'}{dt^2}=-F(t), \tag{2}$$

где сила $F$ определяется по формуле

$$F(t)=\varkappa[w'(t)-w(0, y_0, t)]. \tag{3}$$




Зависимость амплитуд рассеянных мод от параметра $kH/\pi$

Уравнение движения пластины, соединенной с резонатором, можно написать в виде

$$\rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + D\Delta^2 w = F(t)\,\delta(x)\,\delta(y-y_0), \tag{4}$$

где $D=Eh^3/[12(1-\sigma^2)]$ — цилиндрическая жесткость, $\Delta$ — оператор Лапласа, $\delta(x)$ — дельта-функция. Поскольку падающая мода $w^{(0)}$ является свободной волной, то в левой части уравнения (4) можно заменить $w$ на $w^{(1)}$. На краях пластины смещение $w^{(1)}$ удовлетворяет граничным условиям

$$w^{(1)}=0, \qquad \frac{\partial^2 w^{(1)}}{\partial y^2} + \sigma \frac{\partial^2 w^{(1)}}{\partial x^2} = 0 \quad \text{при} \quad y=0, H.$$

Рассеянное поле в пластине найдем методом, аналогично изложенному в работе [7]. С этой целью рассчитаем смещения $w^{(1)}$ и $w'$, создаваемые точечной гармонической силой $F(t)=F_0\exp(-i\omega t)$, где $F_0$ — комплексная амплитуда. Пользуясь методом Фурье, получим следующее выражение для $w^{(1)}$:

$$w^{(1)}(x, y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{iF_0}{2k^2DH}\left\{\frac{1}{\xi_n}\exp(\pm i\xi_n x) + \frac{i}{\vartheta_n}\exp(\pm\vartheta_n x)\right\}\sin(\zeta_n y_0)\sin(\zeta_n y)\exp(-i\omega t), \tag{5}$$

где $\xi_n=\sqrt{k^2-\zeta_n^2}$, $\vartheta_n=\sqrt{k^2+\zeta_n^2}$, верхний и нижний знаки выбираются соответственно при $x>0$ и при $x<0$.

Согласно уравнению (2), смещение груза будет

$$w'(t) = \frac{F_0}{m\omega^2}\exp(-i\omega t). \tag{6}$$

Амплитуду $F_0$ подберем таким образом, чтобы удовлетворялось соотношение (3). Подставляя формулы (1), (5) и (6) в это соотношение, получим искомую амплитуду силы

$$F_0 = \frac{i\omega\sin(\zeta_q y_0)}{\left\{Y_1 + i\left(Y_2 + \dfrac{1}{\omega m} - \dfrac{\omega}{\varkappa}\right)\right\}}, \tag{7}$$

где $Y_1$ и $Y_2$ — соответственно вещественная и мнимая части величины $\{-i\omega w^{(1)}\cdot(0, y_0, t)/F_0\exp(-i\omega t)\}$ — податливости пластины. Величина $Y_1$ определяется по формуле

$$Y_1 = \frac{\omega}{2k^2DH}\sum_{s=1}^{N}\frac{1}{\xi_s}\sin^2(\zeta_s y_0),$$

где $N$ — число мод, распространяющихся по пластине.

Рассеянное поле $w^{(1)}$ получим по формуле (5) при подстановке $F_0$ в нее. Амплитуда $n$-й распространяющейся моды этого поля равна

$$A_n = \frac{iF_0\sin(\zeta_n y_0)}{2k^2DH\xi_n}.$$

Собственная частота $\omega_0$ резонатора, присоединенного к пластине, определяется из уравнения

$$Y_2+\frac{1}{\omega m}-\frac{\omega}{\varkappa}=0.$$

При $\omega=\omega_0$ формула (7) принимает вид

$$F_0=\frac{i2k^2DH\sin(\zeta_q y_0)}{\sum\limits_{s=1}^{N}\frac{1}{\xi_s}\sin^2(\zeta_s y_0)}$$

и амплитуда $n$-й распространяющейся рассеянной моды будет равна

$$A_n=-\frac{\sin(\zeta_q y_0)\sin(\zeta_n y_0)}{\xi_n\sum\limits_{s=1}^{N}\frac{1}{\xi_s}\sin^2(\zeta_s y_0)}. \tag{8}$$

Исследуем закономерности рассеяния мод. Для одномодовой пластины ($1<kH/\pi<2$) из формулы (8) при $q=n=N=1$ получим соотношение $A_1=-1$. Следовательно, падающая волна полностью отражается от резонатора. Амплитуда прошедшей волны, равная $1+A_1$, обращается в нуль.

На фигуре представлены графики величины $A_n$ в функции $kH/\pi$ – приведенной ширины пластины. Они рассчитаны по формуле (8) при $y_0=H/2$ для $q=1$. Цифры на графиках означают номера рассеянных мод. Резонатор, присоединенный в середине пластины, не возбуждает моды с четными номерами и падающая волна (первая мода) полностью отражается от него в диапазоне $1<kH/\pi<3$. Из графиков видно, что амплитуды рассеянных мод увеличиваются при увеличении номера. Следовательно, при рассеянии изгибных волн от резонатора в многомодовой пластине происходит трансформация мод низких номеров в моды высоких номеров.

## ЛИТЕРАТУРА


1. *Клюкин И. И.* Об ослаблении волн изгиба в стержнях и пластинах при помощи резонансных колебательных систем.– Акуст. журн., 1960, т. 6, № 2, с. 213–219.
2. *Клюкин И. И., Сергеев Ю. Д.* О рассеянии изгибных волн антивибраторами, установленными на пластине.– Акуст. журн., 1964, т. 10, № 1, с. 60–65.
3. *Исакович М. А., Кашина В. И., Тютекин В. В.* Применение систем резонаторов для звукоизоляции нормальной волны нулевого порядка в трубах и в других длинных линиях.– Науч.-техн. сб. Морское приборостроение. Сер. Акустика, 1972, вып. 1, с. 117–125.
4. *Исакович М. А., Кашина В. И., Тютекин В. В.* Способ виброизоляции продольных и изгибных волн в стержнях и пластинах.– А. с. 440 509. Б. И., № 31, 1974.
5. *Цилькер Л. С.* Применение волноводных изоляторов для изоляции изгибных волн на пластине, возбуждаемой точечной силой.– Акуст. журн., 1980, т. 26, № 4, с. 606–608.
6. *Коненков Ю. К.* О нормальных волнах при изгибных колебаниях пластинки.– Акуст. журн., 1960, т. 6, № 1, с. 57–64.
7. *Лапин А. Д.* Применение резонаторов для увеличения затухания звука в волноводе, облицованном звукопоглощающим материалом.– Акуст. журн., 1966, т. 12, № 3, с. 333–339.



Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР



Поступило в редакцию
25.XI.1985


---


УДК 534+534.231.2


# ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ АНТЕННА В МЕЛКОМ МОРЕ


*Микрюков А.В., Попов О.Е.*


Имеется ряд теоретических работ, посвященных вопросам оценки параметров отдельных нормальных волн (мод) в плоском волноводе с помощью линейной горизонтальной антенны или, что эквивалентно, протяженного горизонтального разреза звукового поля [1, 2]:

$$P(r,t)\simeq\frac{1}{r^{1/2}}\sum_{m=1}^{l}P_m\cos\left(\omega t-k_m r+\frac{\pi}{4}\right)e^{-\delta_m r}$$

где $r$ – горизонтальное расстояние между источником и приемником, $t$ – время, $P_m$ –