

$N_0(x)$ — функция Неймана. В случае нерезонансного возбуждения амплитуда B_{21} мала, так как велики по модулю слагаемые $\ln(\pi\delta h^{-1})$ и $\ln(2\delta r_3^{-1})$, стоящие в знаменателе выражения (7). При резонансном возбуждении радиальных мод колебаний извне, когда $D_0 \rightarrow 0$, а kr_3 не мало, знаменатель выражения (7) по порядку равен $O(1)$, амплитуда $B_{21} = O(kr_0)$ при $kr_0 \rightarrow 0$, поскольку нельзя сделать малой мнимую часть знаменателя, отвечающую ближней неволновой части поля излучения резонатора. Если kr_3 мало, то знаменатель выражения (7) при компенсации логарифмов резонансным слагаемым по порядку равен $O[(kr_3)^{-1}]$, амплитуда нормальной скорости $B_{21} \rightarrow O(1)$ при $kr_0 \rightarrow 0$, $r_3 \approx r_0$.

Рассмотрим случай, когда излучатель находится внутри широкого резонатора и представляет собой внутреннюю стенку цилиндра радиуса r_1 , колеблющуюся с амплитудой A . В этом случае амплитуда нормальной скорости в горловине резонатора равна

$$B_{22} = Ar_1 O[(kr_1)^{-1}] O[(kr_3)^{-1}] |2r_3 h^{-1} \times \ln(\pi\delta h^{-1}) + \pi^{-1} \ln(2\delta r_3^{-1})| \text{ при } kr_3 \rightarrow 0.$$

Старший член асимптотики поля излучения излучателя, нагруженного на резонатор Гельмгольца, в полупространстве $z > 0$ при малых δr_3^{-1} , kr_3 согласно формулам (1), (3) имеет вид

$$U_{jq} = - \frac{i\pi A r_0 \delta_{1q} H_{\frac{1}{2}}^{(1)}(kr)}{4 (kr)^{\frac{1}{2}}} (kr_0)^{\frac{1}{2}} j_{\frac{3}{2}}(kr_0) - \frac{3i\pi^2 (kr_3)^{\frac{1}{2}} B_{jq} H_{\frac{1}{2}}^{(1)}(kr) j_{\frac{1}{2}}(kr_3)}{8 (kr)^{\frac{1}{2}}} \quad (8)$$

$\delta_{11} = 1$, $\delta_{1q} = 0$ при $q \neq 1$, $j = 1, 2$, $q = 1, 2, 3$ при $j = 1$, $q = 1, 2$ при $j = 2$. Первый член правой части выражения (8) отвечает полю излучения излучателя, расположенного вне резонатора. Это слагаемое следует положить равным нулю, когда излучатель расположен внутри резонатора. Второе слагаемое выражения (8) отвечает полю излучения из горловины резонатора.

Приведенные оценки амплитуды нормальной скорости в горловине резонатора для разных схем возбуждения и формула (8) показывают, что интенсивность поля для случая резонансного возбуждения существенно выше при возбуждении излучателем, расположенным внутри резонатора. Далее при резонансном возбуждении излучатель внутри резонатора должен располагаться специальным образом, чтобы эффективно использовать не только резонанс колебаний объема, но и резонанс колебаний поверхности излучателя. Так для узкого протяженного резонатора излучатель малых волновых размеров должен располагаться на нижнем торце при $kh \rightarrow \pi$, для широкого короткого резонатора — на внутренней боковой поверхности цилиндра при $D_0 \rightarrow 0$.

В случае нерезонансного возбуждения схема возбуждения при расположении излучателя вне резонатора эффективнее второй схемы, когда излучатель расположен внутри резонатора, так как поле излучения из горловины резонатора мало по сравнению с полем излучателя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Скучик Е. Основы акустики. Т. 2. М.: Мир, 1976.

Отдел теоретических проблем
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
24.IV.1987

УДК 53.085.5

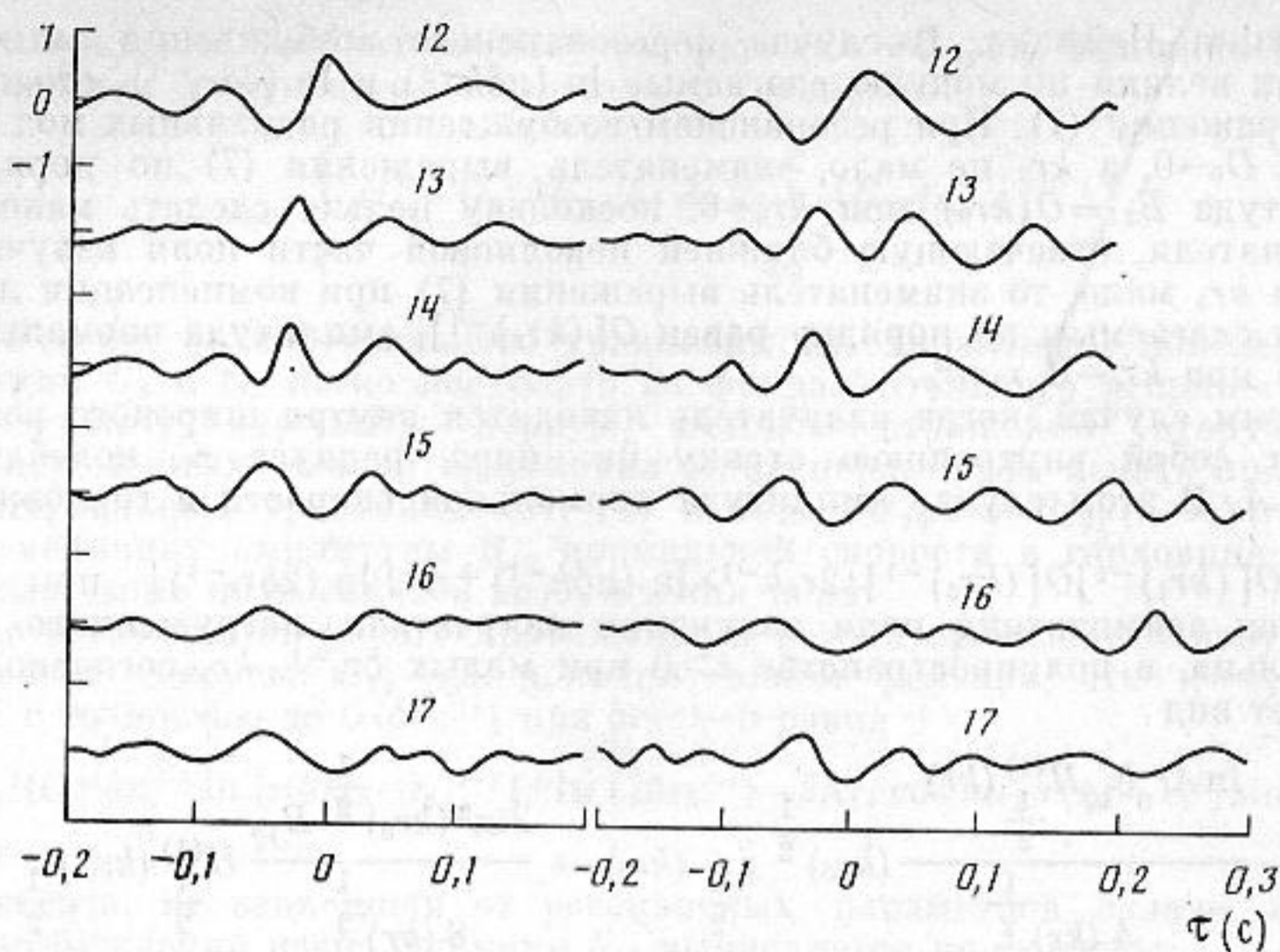
ОЦЕНКА ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ АКУСТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ МЕТОДОМ МОМЕНТОВ

Конюхов Б. А., Конюхова И. Д., Хилько А. И.

В настоящей работе рассмотрены результаты оценки пространственного распределения интенсивности шумового источника на основе измерения пространственно-временной корреляционной функции принимаемого акустического излучения в слоисто-неоднородной среде. Для решения поставленной задачи использован метод моментов [1], позволяющий на базе дискретной модели излучения свести исходное интегральное уравнение для корреляционной функции к системе линейных (алгебраических) уравнений вида

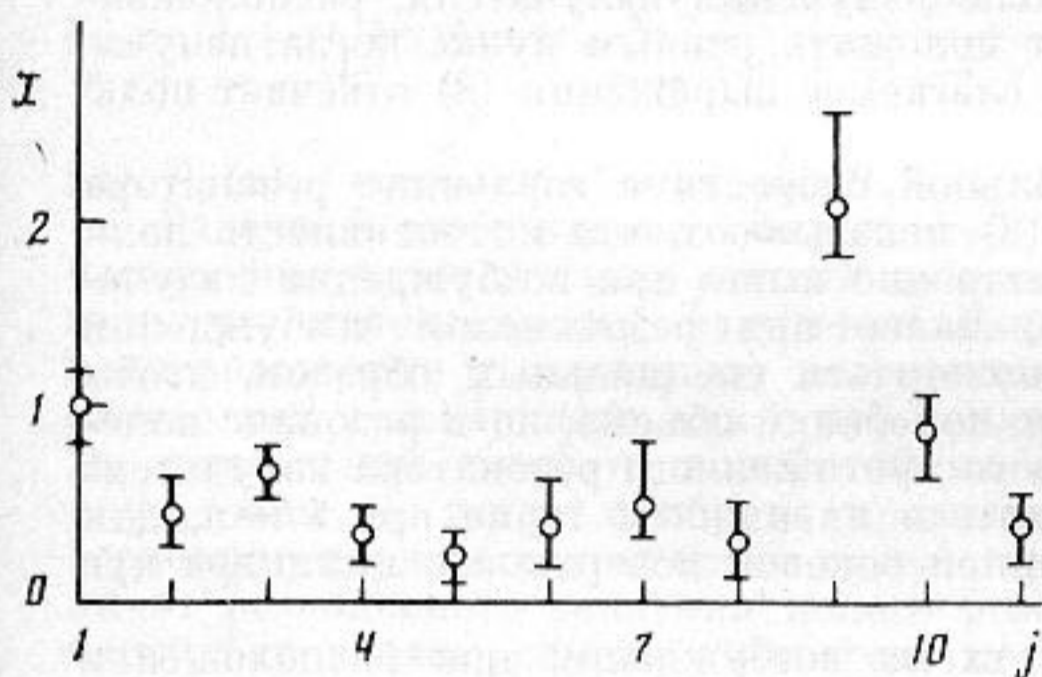
$$\sum_{j=1}^N a_{ij} I_j = \gamma_i, \quad \text{где } I_j \text{ — неизвестная интенсивность}$$

j -го точечного источника, γ_i — значение пространственно-временной корреляционной функции сигнала, соответствующее i -му измерению, a_{ij} — матрица значений пространственно-временной корреляционной функции сигнала от точечного j -го источника, соответствующих i -му измерению. Матрицу системы линейных уравнений для неоднородной среды обычно определяют из экспериментальных данных по измерению пространственно-временной функции от пробных источников, помещаемых во все узлы дискретной модели. В практически интересном случае слоисто-неоднород-



Фиг. 1

Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 1. Взаимные корреляционные функции сигнала первого приемника с сигналами каждого из последующих при одном включенном вибраторе. τ — временная задержка в секундах, цифрами 12, 13... обозначены номера приемников 1 и 2, 1 и 3...

Фиг. 2. Взаимные корреляционные функции сигнала первого приемника с сигналами каждого из последующих при двух включенных вибраторах

Фиг. 3. Распределение интенсивности источника: j — номер точечного источника, I — интенсивность излучения

ных сред при решении двумерной обратной задачи можно воспользоваться условием азимутальной однородности. Это условие позволяет ограничиться одним пробным источником, помещенным в любой из узлов дискретной модели источника. При расчете коэффициентов перебор точек излучения заменяется перебором точек приема.

Условия поставленной задачи хорошо выполняются в сейсмоакустическом эксперименте. Исследуемый источник состоял из двух вибраторов, помещенных на расстоянии 40 м друг от друга. Вибраторы излучали широкополосный шумовой сигнал со средней частотой спектра ~ 10 Гц. Линейка из семи приемников, расположенных на расстоянии 5 м друг от друга, располагалась параллельно линии, соединяющей излучатели, на расстоянии 20 м от нее. В качестве пробного сигнала использовался сигнал от одного вибратора, в этом случае второй вибратор выключался. Были выбраны 11 узлов дискретизации с расстоянием 5 м между ними на линии, соединяющей вибраторы. При этом первый вибратор оказался в первом узле, второй вибратор — в девятом узле. На фиг. 1 представлены взаимные корреляционные функции сигнала первого приемника с сигналами каждого из последующих в случае, когда работал только первый вибратор. На фиг. 2 представлены те же функции в случае, когда работали оба вибратора. На кривых фиг. 2 выбирается 11 значений пространственно-временной корреляционной функции, желательно в точках максимумов кривых, что обеспечивает наибольшую точность измерения. Для соответствующих значений пространственных и временных задержек определяются значения пространственно-временной функции точечного источника из кривых фиг. 1. Полученная в результате система из 11 уравнений решается численными методами. На фиг. 3 графически представлены результаты решения системы для одиннадцати узлов дискретизации. Максимальные значения имеют интенсивности в точках 1 и 9 ($I_1=1,02$; $I_9=2,08$), что соответствует точкам, где находились вибраторы. На фиг. 3 вертикальными отрезками представлены границы доверительных интервалов величин интенсивности с 95%-ной доверительной вероятностью. Границы доверительных интервалов получены из численного статистического эксперимента, в ходе которого в правые части системы уравнений добавлялся аддитивный шум со среднеквадратичным отклонением, равным 5% от измеренных значений. Это соответствовало уровню реального шума в эксперименте. Интенсивность излучения вибраторов в эксперименте была равной. Полученные оценки дали величины, отличающиеся в 2 раза. Эта разница, по-видимому, объясняется наличием затухания

в среде, неучтенного при обработке экспериментальных данных. При обработке учитывалась только сферическая расходимость. Разница расстояний источников от центра антенны (7 м) дает превышение интенсивности в 2 раза при затухании $\sim 0,1$ (1/м). Логарифмический декремент затухания на частоте 10 Гц и скорости 170 м/с при этом получился равным 0,2–0,4. Эта величина не противоречит данным, приведенным в литературе для глин и суглинков [2], что соответствовало условиям проведения эксперимента.

В заключение авторы выражают благодарность В. В. Гуцину за интерес к работе и ряд полезных советов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Harrington R. F.* Field computation by moment methods. New York. Academic Press. 1968. P. 216.
2. *Васильев Ю. И., Гуревич Г. И.* О соотношении между декрементами затухания и скоростями распространения продольных и поперечных волн // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1962. № 12. С. 23–27.

Всесоюзный научно-исследовательский институт по нормализации в машиностроении

Поступило в редакцию
13.VIII.1986

УДК 534.26

ПОПЕРЕЧНИКИ РАССЕЙЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ РЕЗОНАТОРА ДЛЯ ПРОДОЛЬНЫХ И СДВИГОВЫХ ВОЛН В ПЛАСТИНЕ

Лавин А. Д.

Важнейшими параметрами, характеризующими эффективность работы резонатора, являются поперечники рассеяния и поглощения [1]. Ниже рассчитаны эти параметры для резонатора продольных и сдвиговых волн в пластине.

Пусть безграничная тонкая пластина лежит в плоскости xy и пусть к ней в точке $(0, 0)$ присоединен тонкий круглый стержень, работающий на изгиб как пружина, на конце стержня укреплен груз массой $1/2 m$. Такой же стержень с грузом присоединен к пластине симметрично с другой стороны. Эта конструкция из двух одинаковых стержней с грузами является резонатором для продольных и сдвиговых волн в пластине, коэффициент упругости его обозначим через $\kappa(1-i\varepsilon)$, где ε — коэффициент диссипации. На резонатор падает гармоническая продольная волна со смещением

$$\mathbf{u}^{(0)}(x, t) = nA \exp[i(k_{\parallel}x - \omega t)], \quad (1)$$

где k_{\parallel} — волновое число продольной волны в пластине, ω — частота звука, \mathbf{n} — орт по оси x . Под действием волны (1) резонатор возбуждается и излучает поле $\mathbf{u}^{(1)}$. Полное поле \mathbf{u} в пластине равно $\mathbf{u}^{(0)} + \mathbf{u}^{(1)}$.

Обозначим через $u'(t)$ — смещение грузов резонатора. Уравнение движения этих грузов имеет вид

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

где сила F определяется по формуле

$$F(t) = \kappa(1-i\varepsilon)[u'(t) - n\mathbf{u}(0, 0, t)]. \quad (3)$$

Согласно работе [2], уравнение колебаний пластины, соединенной с резонатором, можно написать в виде

$$\text{grad div } \mathbf{u} - (c_t/c_{\parallel})^2 \text{rot rot } \mathbf{u} - 1/c_{\parallel}^2 \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = -\frac{n f}{\rho H c_{\parallel}^2}, \quad (4)$$

где ρ и H — соответственно плотность материала и толщина пластины, c_{\parallel} и c_t — соответственно скорости продольной и сдвиговой волн в пластине. Плотность силы f равна $F(t)/(\pi a^2)$ при $r < a$ и равна нулю при $r > a$, где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, a — радиус стержня. Поскольку падающая волна $\mathbf{u}^{(0)}$ является свободной волной, то в левой части уравнения (4) можно заменить \mathbf{u} на $\mathbf{u}^{(1)}$.

Рассеянное поле в пластине получим следующим способом. Рассчитаем смещения пластины и грузов, создаваемые гармонической силой $F(t) = F_0 \exp(-i\omega t)$. Амплитуду F_0 этой силы подберем таким образом, чтобы удовлетворялось соотношение (3). Смещение пластины получим методом Фурье. В полярной системе координат (r, φ) компоненты $u_r^{(1)} = u_x^{(1)} \cos \varphi + u_y^{(1)} \sin \varphi$ и $u_{\varphi}^{(1)} = -u_x^{(1)} \sin \varphi + u_y^{(1)} \cos \varphi$ этого смещения имеют вид

$$u_r^{(1)}(r, \varphi) = \frac{iF_0}{8\rho H c_{\parallel}^2} \cos \varphi \{ \gamma_{\parallel} [H_0^{(1)}(k_{\parallel}r) - H_2^{(1)}(k_{\parallel}r)] + \\ + \gamma_t (c_{\parallel}/c_t)^2 [H_0^{(1)}(k_t r) + H_2^{(1)}(k_t r)] \}, \quad (5)$$