где δV – относительная погрешность возбуждения поршня по амплитуде, а $\Delta\alpha$ – погрешность возбуждения по фазе.

Подставляя (2) в (1) и проведя необходимые преобразования, получим

$$|r|=\left[\frac{1+(1\pm\delta V)^2-2(1\pm\delta V)\cos\Delta\alpha}{1+(1\pm\delta V)^2-2(1\pm\delta V)\cos(2kL\pm\Delta\alpha)}\right]^{1/2}. \quad (3)$$

Из полученного выражения и исследования решения на устойчивость при $kL\to n\pi$, где $n=1, 2, 3, \ldots$, следует, что при длине отрезка трубы, кратной половине длины волны генерируемого колебания, режим бегущей волны получить невозможно, так как $|r|\to 1$, а при длине отрезка трубы, кратной четверти длины волны, оказывается наименьшим влияние ошибок возбуждения на режим бегущей волны, при этом $|r|=(\delta V^2+\Delta\alpha^2)/2$.

Для малых значений $\Delta\alpha\ll kL<0{,}8$ выражение (3) можно упростить:

$$|r|=(\delta V^2+\Delta\alpha^2)^{1/2}/(2kL) \quad (4)$$

и получить оценку наименьшего расстояния между поршнями при заданных погрешностях их возбуждения и приемлемой точности имитации бегущей волны

$$kL>(\delta V^2+\Delta\alpha^2)^{1/2}/(2|r|). \quad (5)$$

Например, используя для измерения скорости поршней акселерометры с погрешностью $\delta V=\pm 2\%$ и для измерения фазового сдвига фазометр 2971 фирмы Брюль и Къер с погрешностью $\Delta\alpha=\pm 1°$ и допуская $|r|=0{,}05$, получим $kL>0{,}35$, что находится на пределе возможности использования формулы $\operatorname{tg}\alpha=-kL$.

При этом нами не учитывались другие погрешности, которые на практике приведут к еще более жесткому ограничению на kL. Вместо измерения колебательных скоростей двух поршней для индикации режима бегущей волны можно использовать предложенную в работе [3] схему. Однако можно показать, что два канала приемников звука в этой схеме должны обладать идентичными амплитудно- и фазочастотными характеристиками с аналогичной погрешностью.

Таким образом, точность имитации свободного поля в замкнутом объеме малых волновых размеров определяется предельными возможностями измерительной техники. Для уменьшения влияния погрешности возбуждения поршней на точность имитации режима бегущей волны расстояние между поршнями рекомендуется брать в пределах $(1/8\div 3/8)\,\lambda$, где λ – длина волны.

В заключение авторы выражают благодарность А. Д. Лапину, указавшему на невозможность имитации режима бегущей волны в камере при расстоянии между поршнями, кратном $\lambda/2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бейгель М. З., Портной Ю. В.* Об одном способе моделирования бегущей волны низкой частоты в ограниченном объеме.– Акуст. журн., 1982, т. 28, № 3, с. 413–414.
2. *Бейгель М. З., Портной Ю. В.* Генератор низкочастотных акустических полей. А. с. № 959841.– Опубл. в Б. И., 1982, № 35.
3. *Дмитриевский Н. Н., Павлов Л. Е., Сильвестров С. В.* Градуировка гидрофонов в камере с активными нагрузками.– Измерит. техника, 1975, № 7, с. 74–75.
4. *Ржевкин С. Н.* Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во МГУ, 1960.

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

Поступило в редакцию
20.II.1984

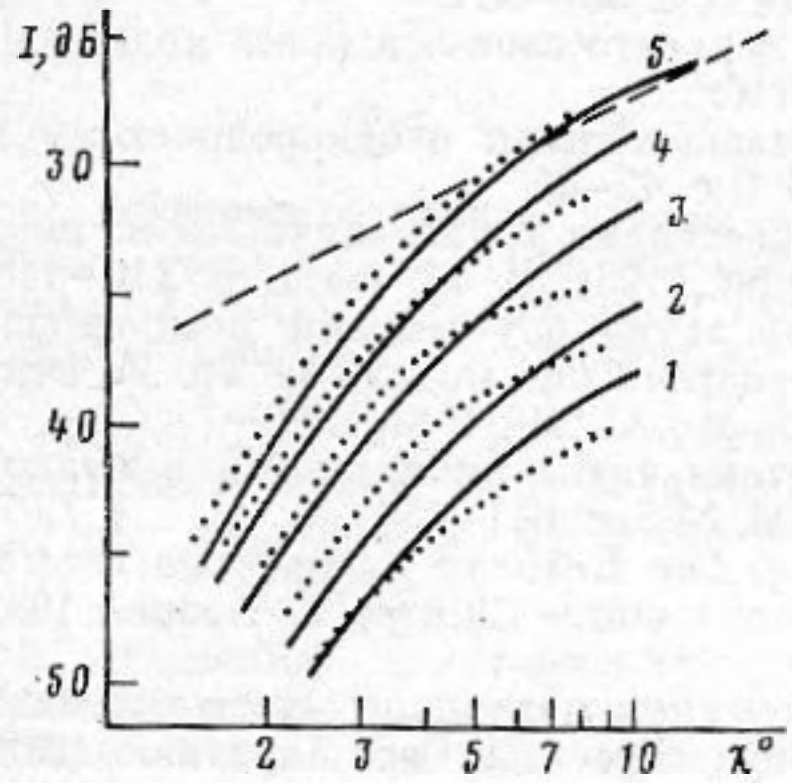
УДК 551.463.26

ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ ЗВУКА ОТ НЕОДНОРОДНОГО ПОДВОДНОГО ГРУНТА ПРИ МАЛЫХ УГЛАХ СКОЛЬЖЕНИЯ

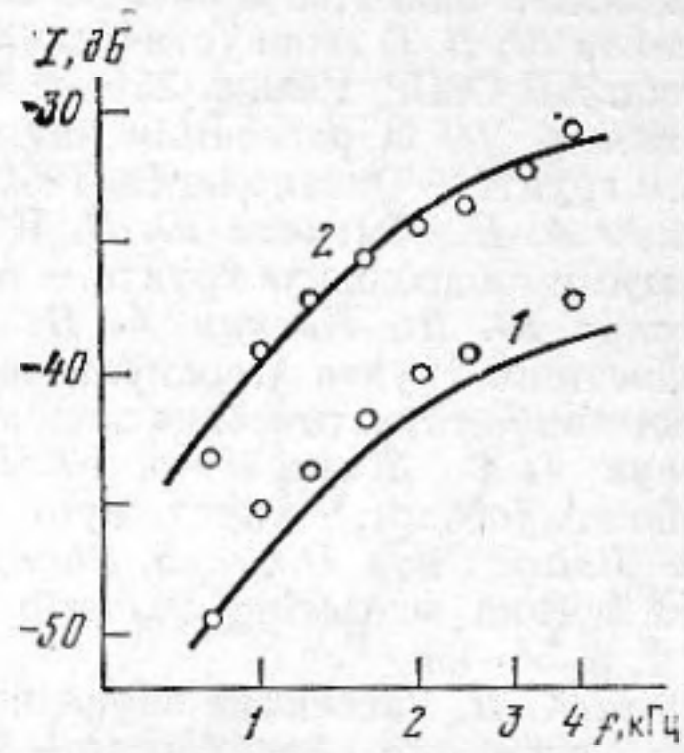
Ивакин А. Н., Лысанов Ю. П.

Рассеяние звука случайными неоднородностями подводного грунта теоретически рассматривалось в ряде работ [1–5]. При этом граница раздела вода – грунт считалась прозрачной (неотражающей). На основе такой модели удалось объяснить наиболее типичные зависимости коэффициента обратного рассеяния звука дном m_v от угла скольжения χ ($m_v\sim\sin\chi$ – закон Ломмеля – Зеелигера) и независимость m_v от частоты, наблюдаемые в мелководных районах при углах $\chi\geqslant 5°$ и частотах $f\geqslant 2$ кГц [6]. Экспериментальные данные по рассеянию звука дном при более низких частотах и меньших углах скольжения малочисленны и появление новых результатов вызывает большой интерес. В работе [7] на основе экспериментальных данных по реверберации в мелководных районах с песчаным и алеврито-

вым дном получены частотные и угловые зависимости силы обратного рассеяния ($I=10\lg m_v$) при малых углах скольжения (1,5–8°) на частотах 0,8–4 кГц, существенно отличающиеся от типичных. На фиг. 1 точками показаны экспериментальные данные из работы [7], а штриховой кривой – закон Ломмеля – Зеелигера. Из их сравнения видно, что при уменьшении угла скольжения экспериментальные значения m_v убывают значительно быстрее. Кроме того, значения m_v убывают и с уменьшением частоты звука. Эти особенности требуют теоретического объяснения. В настоящей работе показано, что указанные эффекты могут быть интерпретированы на основе теории рассеяния звука случайными неоднородностями подводного



Фиг. 1. Угловые зависимости силы рассеяния звука дном на разных частотах: *1* – 0,8, *2* – 1,0, *3* – 1,6, *4* – 2,5, *5* – 4 кГц



Фиг. 2. Частотные зависимости силы рассеяния звука дном при разных углах скольжения: *1* – 2,5, *2* – 5°

грунта (флуктуациями скорости звука и плотности), если учесть в модели подводного грунта границу раздела вода – грунт.

В работе [8] получено выражение для коэффициента обратного рассеяния звука от неоднородного подводного грунта в случае плоской границы раздела вода – грунт

$$m_v=(|W|^4/m^2)\,m_0 h_{\text{эфф}}, \tag{1}$$

где $W=2m\sin\chi/[m\sin\chi+(n^2-\cos^2\chi)^{1/2}]$ – коэффициент прохождения звука из воды в грунт по давлению, m – отношение плотностей грунта и воды, $n=n_0(1+i\alpha)$ – комплексный показатель преломления, α – тангенс угла потерь ($0<\alpha\ll1$), m_0 – коэффициент объемного рассеяния звука в грунте, а $h_{\text{эфф}}$ – эффективная толщина рассеивающего слоя (глубина проникновения звука в грунт), для которой, пренебрегая сферическим расхождением волны в пределах эффективно рассеивающего слоя при $h_{\text{эфф}}\ll H$ (H – расстояние от точки излучения-приема до дна), можно получить выражение

$$h_{\text{эфф}}=\mathrm{Re}\,(n^2-\cos^2\chi)^{1/2}/(2\beta n_0), \tag{2}$$

где символ Re означает действительную часть, $\beta=2k_0n_0\alpha$ – коэффициент поглощения звука в грунте (по энергии), $k_0=2\pi f/c$ – волновое число, а c – скорость звука в воде. Для m_0 имеем [5]

$$m_0=2\pi k^4 G(\mathbf{q}), \tag{3}$$

где $G(\mathbf{q})$ – пространственный спектр неоднородностей, $\mathbf{q}$ – вектор рассеяния, $k=k_0|n|$ – модуль волнового числа в грунте. Если неоднородности изотропны, то $G(\mathbf{q})=G(q)$, где $q=2k_0[\cos^2\chi+(\mathrm{Re}\sqrt{n^2-\cos^2\chi})^2]^{1/2}$. При $|n_0-1|\ll1$ получим $q\simeq2k_0$. Возьмем спектр в виде степенной функции [5]

$$G(q)=G(0)\,(1+q^2a^2)^{-3/2}, \tag{4}$$

где a – внешний масштаб неоднородностей. Показатель степени выбран так, чтобы на достаточно высоких частотах коэффициент рассеяния m_v не зависел от частоты звука, что обычно наблюдается в экспериментах [6]. Действительно, учитывая (1) – (4), коэффициент рассеяния m_v можно представить в виде

$$m_v=A\varphi(\chi)\,\psi(2k_0a), \tag{5}$$

где

$$\varphi(\chi)=\left|\frac{W(\chi)}{W(\pi/2)}\right|^4\frac{h_{\text{эфф}}(\chi)}{h_{\text{эфф}}(\pi/2)},\qquad \psi(x)=x^3(1+x^2)^{-3/2},$$

A – безразмерная константа, не зависящая от частоты и угла скольжения. Тогда при $k_0a\gg1$ получим, что $\psi(2k_0a)\simeq1$ и $m_v=A\varphi(\chi)$ не зависит от частоты. При $k_0a\lesssim1$ коэффициент рассеяния m_v убывает с уменьшением частоты звука. Выражение (5) хорошо описывает как угловые, так и частотные зависимости коэффициента рассеяния звука дном, представленные в работе [7] (точки на фиг. 1 и 2). Сплошными кривыми на фиг. 1 и 2 представлены результаты расчета по формуле (5) при $m=1{,}7$; $n_0=0{,}995$; $\alpha=0{,}0055$; $A=0{,}01$; $a=6{,}6$ см; $c=1{,}5$ км/с. Осадки с ука-

занными значениями параметров m, n_0 и α относятся к типу алевритовых [6]. Параметры A и a, определяющие уровень силы рассеяния, подбирались так, что расхождение расчетных и экспериментальных данных было минимальным. Как видно из фиг. 1, 2, экспериментальные и теоретические данные хорошо согласуются (различие не превышает 3 дБ при всех рассмотренных углах и частотах).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Житковский Ю. Ю.* Рассеяние звука неоднородностями грунта дна океана.– Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана, 1968, т. 4, № 5, с. 567–571.
2. *Лысанов Ю. П.* О геоакустической модели верхнего слоя осадков в мелких морях.– Докл. АН СССР, 1980, т. 251, № 3, с. 714–716.
3. *Ивакин А. Н.* О рассеянии звука многомасштабными неоднородностями подводного грунта.– Океанология, 1981, т. 21, № 1, с. 42–44.
4. *Ивакин А. Н., Лысанов Ю. П.* К теории рассеяния звука случайными неоднородностями подводного грунта.– Акуст. журн., 1981, т. 27, № 1, с. 110–115.
5. *Лысанов Ю. П., Ивакин А. Н.* Рассеяние звука случайными неоднородностями подводного грунта (геоакустические статистические модели).– Тр. IV сем. «Акустические статистические модели океана». М.: АКИН, 1982, с. 60–73.
6. *Бунчук А. В., Житковский Ю. Ю.* Рассеяние звука дном океана в мелководных районах (обзор).– Акуст. журн., 1980, т. 26, № 5, с. 641–654.
7. *Zhou Jixun, Guan Dinghua, Shang Erchang, Luo Ensheng.* Long-range reverberation and bottom scattering strength in shallow water.– Chinese J. Acous., 1982, v. 1, № 1, p. 54–63.
8. *Ивакин А. Н.* Рассеяние звука неоднородностями подводного грунта и малыми неровностями его поверхности.– Вопросы судостроения. Сер. Акустика, 1983, № 17, с. 20–25.

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

Поступило в редакцию
14.XII.1983

УДК 534.38

АКТИВНОЕ ГАШЕНИЕ ЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ В ВОЗДУХОВОДЕ

Иванов Я. Й.

В настоящей работе рассматривается задача активного гашения полигармонических акустических полей с использованием ЭВМ [1–3]. Модель объекта управления в частотной области представляется в виде векторного уравнения $\mathbf{Y}^k = \mathbf{W}\mathbf{X}^{k-1} + \mathbf{N}^k$, где $\mathbf{Y}$ и $\mathbf{X}$ – векторы коэффициентов Фурье выходного и входного электрических сигналов соответственно, k – номер интервала стационарности, $\mathbf{W}$ – вектор частотной характеристики системы активного гашения, $\mathbf{N}$ – вектор коэффициентов Фурье сигнала, характеризующего звуковое поле, которое будет скомпенсировано полем $\mathbf{S}^k = \mathbf{W}\mathbf{X}^k$, создаваемым системой активного гашения, параметры которого определяются так, чтобы выполнилось условие полной компенсации $\mathbf{Y}^k = 0$. Задача гашения сводится к идентификации вектора $\mathbf{W}$, заданию амплитуды $|\mathbf{X}^k| = \mathbf{W}^{-1}\sqrt{\mathrm{Re}^2\,\Omega + \mathrm{Im}^2\,\Omega}$ и фазы $\varphi_x{}^k = \mathrm{arctg}\,(\mathrm{Im}\,\Omega/\mathrm{Re}\,\Omega) + \pi - \varphi_w$ сигнала входного воздействия, где $\Omega = \mathbf{Y}^k - \mathbf{S}^{k-1}$ и к оптимизации процесса гашения в интервале стационарности k путем итерационного изменения параметров вектора $\mathbf{X}^k$. Получение оценок $\overline{\mathbf{W}}$ вектора $\mathbf{W} = \overline{\mathbf{W}} + \delta\mathbf{W}$ ($\delta\mathbf{W}$ – вектор абсолютной погрешности идентификации, зависящий от погрешности $\delta\mathbf{X}$ и $\delta\mathbf{S}$ измерения параметров входного и выходного сигналов) имеет важное значение для последующего управления процессом гашения. Для вектора $\delta\mathbf{W}$ можно получить выражение $\delta\mathbf{W} = (\Delta_1 - \mathbf{W}\Delta_2)/(1+\Delta_2)$, где $\Delta_1 = \delta\mathbf{S}/\overline{\mathbf{X}}$, $\Delta_2 = \delta\mathbf{X}/\overline{\mathbf{X}}$, а $\overline{\mathbf{X}}$ – оценка параметров входного сигнала. Рассмотрим следующие идеализированные случаи: отсутствуют ошибки в измерении параметров выходного сигнала, т. е. $\delta\mathbf{S} = 0$, тогда для амплитуды и фазы погрешности частотной характеристики получаем $|\delta\mathbf{W}| = |\overline{\mathbf{W}}|\Delta_2/(1+\Delta_2{}^2+2\Delta_2\cos\gamma)$, $\delta\varphi_w = \varphi_w + \pi - \mathrm{arctg}\,[\sin\gamma/(\Delta_2 - \cos\gamma)]$, где $\gamma = \overline{\varphi}_x - \delta\varphi_x$; отсутствуют ошибки в задании параметров входного сигнала, т. е. $\delta\mathbf{X} = 0$, тогда $|\delta\mathbf{W}| = \Delta_1$, $\delta\varphi_w = \delta\varphi_s - \overline{\varphi}_x$. При больших значениях амплитуд входного сигнала (Δ_1, $\Delta_2 \to 0$) основной вклад в погрешность идентификации объекта управления вносит ошибка в определении фаз выходного и входного сигналов. При малых значениях амплитуд входного сигнала погрешность идентификации обусловлена главным образом неточностью измерения амплитуд. Эти обстоятельства определяют конкретные требования к точности измерения и задания амплитуд и фаз выходного и входного сигналов и к способам оптимизации алгоритма управления системой активного гашения. В случае нестационарного исходного звукового поля управления системой гашения возможно лишь при условии, что время управления существенно меньше интервала стационарности.

Описанная выше система активного гашения акустических полей была реализована при экспериментальных исследованиях с использованием опытной установки,