

А. И. КАРТАВЕНКО, В. А. КИРШОВ, О. С. ТОНАКАНОВ

БЛИЖНЕЕ ПОЛЕ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ И КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СКОРОСТИ ПРИ РАССЕЯНИИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА КРУГЛОМ ЦИЛИНДРЕ

Теоретически рассчитана амплитудная структура суммарного поля звукового давления и компонентов колебательной скорости при рассеянии плоской волны на акустически мягком и жестком цилиндрах. Приводятся результаты экспериментальных исследований в водной среде ближнего поля на конечном цилиндре с мягкими границами при $kr=1-8$.

Сравниваются экспериментальные и теоретические данные.

При расположении приемников вблизи некоторых препятствий образуется новая система «приемник-экран» с характеристиками, которые определяются рассеивающими свойствами препятствия. Выбор теоретической модели в задачах рассеяния зависит от формы экрана, соотношения между его размерами и длиной волны, а также положения точки наблюдения, для которой производится расчет.

В данной работе исследуется ближнее поле рассеяния конечного цилиндра для $10 \leq kL \leq 60$, где k — волновое число, L — длина цилиндра. Так как длина цилиндра одного порядка с длиной волны, в качестве модели рассеивателя можно как приближение использовать вытянутый сфероид. Рассеивание на жестком сфероиде теоретически подробно изучено для дальнего поля в работе [1]. В случае же ближнего поля численный расчет характеристик рассеяния на сфероиде связан с огромными трудностями из-за отсутствия таблиц для $kL > 10$ [2]. Для преодоления этих трудностей в качестве модели для теоретического расчета был выбран бесконечный цилиндр. Для преодоления этих трудностей в качестве модели для теоретического расчета был выбран бесконечный цилиндр. Для определения ошибок, вносимых несоответствием реального рассеивателя и модели, результаты расчета были сопоставлены с экспериментальными данными для конечного цилиндра.

Задачи рассеивания волн на цилиндрах неоднократно рассматривались рядом авторов. В условиях акустически жесткой границы ближнее поле звукового давления изучено в работе [3], где приведены графики зависимости действительной и мнимой частей суммарного поля в функции угла падения волны. В нашей работе эти вопросы затрагиваются частично, основные исследования относятся к акустически мягкой границе. Отметим, что искажение амплитуды и фазы поля звуко-

вого давления плоской волны при рассеянии на акустически мягком цилиндре подсчитано в работе [4] на ЭВЦМ «Минск-1». Новые данные, содержащиеся в нашей работе, относятся к компонентам колебательной скорости, которые даются в сравнении с полем звукового давления.

Подробный вывод для случая круглого цилиндрического экрана бесконечной длины с акустически мягкой и жесткой границами содержится в работах [5, 6]. Следуя изложенной в этих работах методике, запишем решение задачи в виде ряда, каждый член которого содержит произведение тригонометрических и цилиндрических функций (целого индекса). На рис. 1 показано расположение бесконечного цилиндра радиуса r_0 относительно осей координат и направления волнового вектора k падающей волны. Если волновой вектор k лежит в плоскости xz (азимутальный угол направления прихода волны $\varphi=0^\circ$), то это не

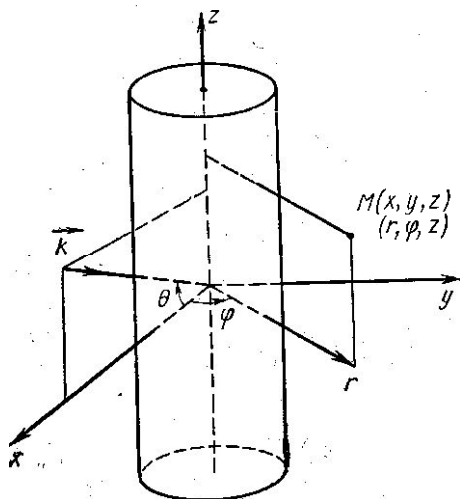


Рис. 1

бц
как поворот азимутального направления прихода волны на угол φ относительно оси x не меняет картины распределения поля. Исходя из положения осей координат и принятого на рис. 1 направления падения звуковой волны давления, можно записать падающую волну:

$$p_{\text{пад}} = p_0 e^{i(kx \cos \theta + kz \sin \theta)}.$$

Падающую волну можно записать в иной форме: $p_{\text{пад}} = \bar{p}_0 e^{i\bar{k}x}$, где $\bar{p}_0 = p_0 e^{i\bar{k}z \sin \theta}$, $\bar{k} = k \cos \theta$; тогда задача сводится к случаю рассеяния плоской звуковой волны с амплитудой p_0 и волновым числом k на цилиндре с тем же радиусом r_0 при нормальном k поверхности цилиндра падения волны (т. е. по направлению оси x).

Граничные условия имеют вид: для акустически мягкой границы звуковое давление $p|_{r_0} = 0$; для акустически жесткой границы радиальный компонент колебательной скорости $v_r|_{r_0} = 0$.

Данные условия необходимо дополнить излучением для бесконечного излучателя: звуковым давлением в рассеянной волне

$$p_{\text{рас}} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{r}} \text{ при } r \rightarrow \infty.$$

Решение задачи дается суммой падающей и рассеянной волн:

$$p = p_{\text{пад}} + p_{\text{рас}} = \bar{p}_0 \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n j^n \cos n\varphi \{I_n(\bar{k}r) - j \sin \bar{v}_n e^{-i\bar{v}_n} [I_n(\bar{k}r) - jN_n(\bar{k}r)]\}, \quad (1)$$

где

$$\varepsilon = \begin{cases} 1 & \text{при } n = 0, \\ 2 & \text{при } n > 0, \end{cases}$$

$$\bar{\gamma}_n = \operatorname{arctg} \frac{I_n(\bar{k}r_0)}{N_n(\bar{k}r_0)} \text{ — для акустически мягкой границы,}$$

$$\bar{\gamma}_n = \operatorname{arctg} \frac{I'_n(\bar{k}r_0)}{N'_n(\bar{k}r_0)} \text{ — для акустически жесткой границы.}$$

Для случаев произвольной импеданской поверхности $\operatorname{tg} \bar{\gamma}_n$ будет функцией линейной комбинации цилиндрических функций и их производных с коэффициентами, зависящими от упругих свойств экрана.

Компоненты колебательной скорости в радиальном (v_r), тангенциальном (v_φ) и осевом направлениях (v_z) получаются путем дифференцирования соотношения (1) по соответствующей координате:

$$v_r = \frac{j\bar{p}_0}{\rho c} \cos \theta \sum_{n=0}^{\infty} j^n \cos n\varphi \{I_{n-1}(\bar{k}r) - I_{n+1}(\bar{k}r) - j \sin \bar{\gamma}_n e^{-j\bar{\gamma}_n} [I_{n-1}(\bar{k}r) - I_{n+1}(\bar{k}r) - jN_{n-1}(\bar{k}r) + jN_{n+1}(\bar{k}r)]\}, \quad (2)$$

$$v_\varphi = -\frac{j\bar{p}_0}{kr\rho c} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n j^n n \sin n\varphi \{I_n(\bar{k}r) - j \sin \bar{\gamma}_n e^{-j\bar{\gamma}_n} [I_n(\bar{k}r) - jN_n(\bar{k}r)]\}, \quad (3)$$

$$v_z = -\frac{\bar{p}_0 \sin \theta}{\rho c} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n j^n \cos n\varphi \{I_n(\bar{k}r) - j \sin \bar{\gamma}_n e^{-j\bar{\gamma}_n} [I_n(\bar{k}r) - jN_n(\bar{k}r)]\}. \quad (4)$$

Выражения для p , v_r , v_φ , v_z описывают звуковое давление и колебательную скорость в любой точке пространства в присутствии бесконечного цилиндра. Каждое из выражений представляет собой комплексную величину от координат точки наблюдения $M(r, \varphi, z)$ и параметров r_0 , k и θ .

Модуль выражений (1) — (4) дает амплитуду в точке пространства, а фазовый множитель — фазу колебаний. Расчет по формулам (1) — (4) проведен для значений параметра $kr_0 = 1, 2, 4, 8$ при удалении точки наблюдения от оси цилиндра на $r = 1, 2$. Пределы измерения этих параметров соответствуют области соотношений между длиной волны звука и радиусом цилиндра $r_0 \leq \lambda \leq 2\pi r_0$. В результате расчета была получена картина ближнего поля при различных углах падения волны, при этом была выделена зависимость как от угла φ ($\theta = 0^\circ$), так и от угла θ ($\varphi = 0^\circ$). Для определения угловой зависимости поля от угла θ были использованы данные расчетов по координате φ . По значениям амплитуды поля для различных kr при угле $\theta = 0^\circ$ и направлении падения волны $\varphi = 0^\circ$ строились полярные диаграммы для фиксированных kr . При этом для углов $-\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$ использовались амплитуды поля при угле падения $\varphi = 0^\circ$, а для углов $\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{3\pi}{2}$ — значения амплитуд при $\varphi = \pi$. Ввиду явного отличия поля у бесконечного цилиндра от поля возле цилиндра конечной длины при $\theta \rightarrow \pi/2$, ограничимся приближенной оценкой поля в этих условиях, а не точным расчетом.

На рис. 2 приведены результаты расчетов для бесконечного цилиндра, характеризующие зависимость амплитуды поля в функции углов падения волны (φ или θ) для различных значений kr_0 . Распределения полей показаны для акустически мягкой границы (справа для каждого компонента) и жесткой границы (слева).

Диаграммы, дающие зависимость от угла φ , показаны сплошной линией, а диаграммы в зависимости от угла θ — пунктирной. Диаграммы направленности по давлению, полученные в настоящей работе, аналогичны приведенным в [3, 4].

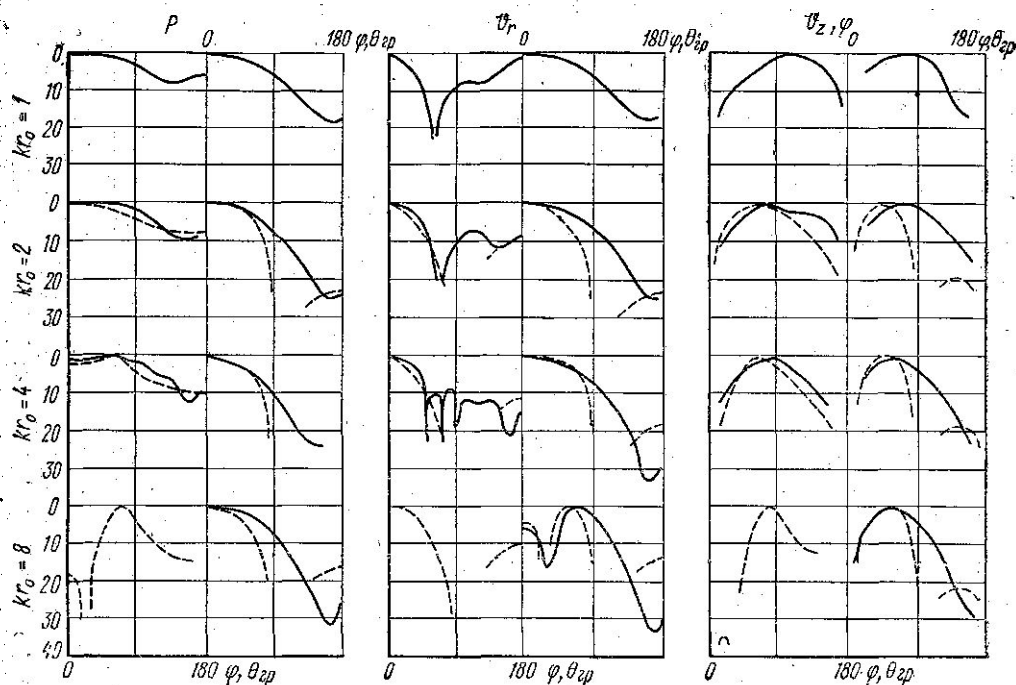


Рис. 2

Из анализа амплитудных распределений следует, что поле возле акустически мягкого экрана носит более направленный характер, т. е. амплитуда в прямом направлении много больше, чем в обратном (~ 20 дб). Для жесткого препятствия это соотношение значительно хуже. Возле акустически мягкого экрана задними лепестками диаграммы направленности можно пренебречь ввиду их незначительной величины и считать, что распределения полей v_φ всюду двухлепестковые, а v_r и p — однолепестковые. Акустическое поле возле жесткого экрана имеет двухлепестковый характер для v_φ , однолепестковый для p и многолепестковый для v_r . Отмеченная многолепестковость для компонента v_r принципиально неустранима, так как разделение на лепестки начинается на поверхности препятствия; фаза колебания скачком меняется от лепестка к лепестку. Раздельный компонент колебательной скорости обращается в нуль на границе жесткого экрана, там зарождается разделение лепестков (скачки фаз), что и сказывается на окружающем поле. Появление дополнительных лепестков в распределении поля компонента v_r у мягкого экрана и поля давления p у жесткого экрана имеет одну природу при больших значениях kr . Акустическое поле у поверхности препятствия представляет собой систему стоячих волн. Звуковое давление возле жесткой границы и радиальный компонент колебательной скорости возле мягкой границы имеют максимум. На некотором расстоянии от экрана их амплитуды проходят через первый

минимум. С ростом k (или f) он приближается к поверхности экрана. На высоких частотах его положение можно оценить из соотношений для рассеяния волны на плоской бесконечной поверхности. Расстояние до первого минимума в этом случае составит $\lambda/4$. Разделение на лепестки углового распределения поля колебательной скорости v_r , наблюдаемое на рис. 2, связано именно с тем, что при значениях параметра $kr_0=8$ первый минимум находится ближе к препятствию, чем точка наблюдения. Аналогичное положение наблюдается и для ближнего поля звукового давления возле жесткого экрана. Очевидно, на расстояниях меньших, чем расстояние до первого минимума, распределение v_r для мягкого экрана (p для жесткого экрана) имеет однолепестковый характер, хотя вид лепестка не совсем обычный — с двумя максимумами. Поведение компонентов v_φ и v_z определяется синусоидальной зависимостью от угла падения (формулы (3) и (4)). Разделение на лепестки происходит на поверхности экрана (при любом удалении от экрана). Фаза между лепестками меняется скачком на π , величина скачка одинакова при угле падения 0 и 180° и остается той же на любом расстоянии от поверхности.

Возможность использования результатов вычислений ближнего поля, основанных на теоретической модели для бесконечного цилиндра, в практических случаях цилиндрических экранов конечной длины исследовалась экспериментально. Эксперимент был проведен на мелководном водохранилище в плоском слое воды при глубине 8 м с цилиндрическим экраном, обладающим акустически мягкой границей. Создание акустически жесткого экрана для гидроакустического эксперимента сопряжено с принципиальными трудностями, в связи с чем данный эксперимент не проводился. Опыты же с металлическим полым экраном показывают существенное отличие экспериментальных данных от выводов теории, что связано с конечностью импеданса границы и его зависимостью от частоты, а также с проявлением резонансных свойств цилиндрической оболочки. Акустически мягкая граница в условиях незначительных гидростатических давлений на мелководье создавалась слоем воздухозаполненной резины с замкнутыми порами, обладающей малыми плотностью и скоростью распространения звука. Покрытие наносилось на боковую и торцовую поверхности цилиндра. Измерения

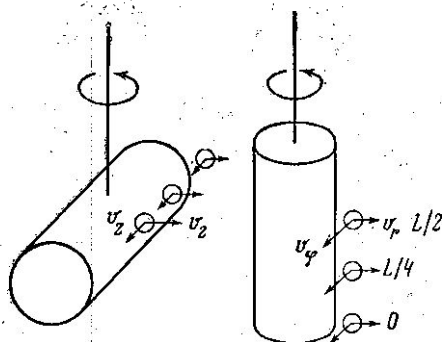


Рис. 3

проведены для рассчитанных значений kr и kr_0 . В те на конечном цилиндре длиной $L \approx 7 r_0$ ненаправленные приемники давления и приемники колебательной скорости располагались вдоль образующей на расстояниях от края цилиндра, равных $L/2$, $L/4$, и на краю цилиндра, как это показано на рис. 3.

Приемник колебательной скорости ориентировался так, чтобы максимум чувствительности совпадал с направлением радиального v_r или азимутальных v_φ и v_z компонентов (соответственно для случаев вертикального и го-

ризонального расположения цилиндров в пространстве). Тип приемников колебательной скорости был аналогичен сферическим приемникам колебательной скорости, описанным в работах [7, 8].

В эксперименте для трех способов размещения приемников согласно рис. 3 при вертикальном и горизонтальном расположении оси цилиндра были изучены угловые распределения полей звукового давления и компонентов колебательной скорости. На рис. 4 и 5 приведены экспериментальные зависимости ширины максимумов диаграмм направ-

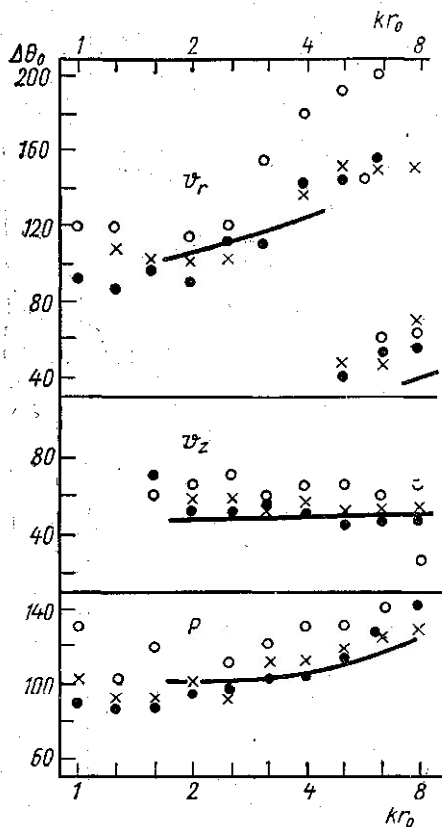


Рис. 4

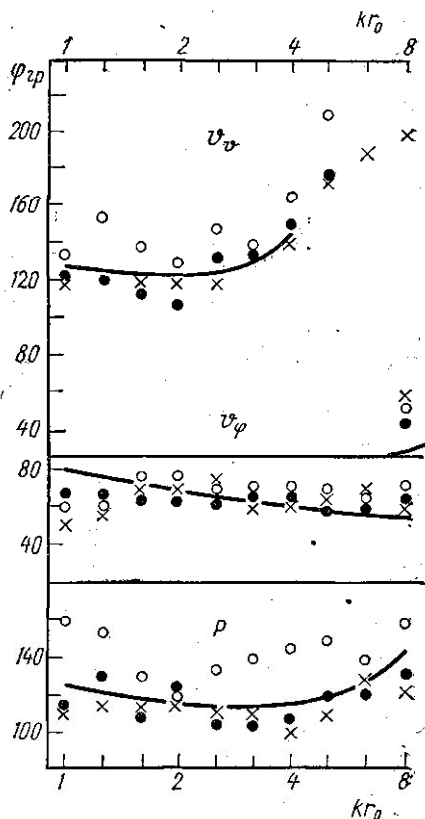


Рис. 5

ленности полей p , v_r , v_φ и v_z в функции kr (соответственно для горизонтального и вертикального положения цилиндров) в прежних обозначениях для различных случаев размещения приемников. Ширина лепестков измерялась по уровню 0,7 от максимума (-3 дБ). Сплошная линия — теоретический расчет для бесконечного цилиндра. При больших значениях kr_0 для компонента колебательной скорости v_r на графиках показаны как ширина центрального лепестка (возле $\varphi = \theta = 0^\circ$, малые значения $\Delta\varphi_0$ и $\Delta\theta_0$), так и общая ширина по уровню 0,7 от максимума (большие значения $\Delta\varphi_0$ и $\Delta\theta_0$). Анализ экспериментальных данных показывает, что при выбранных соотношениях между λ , r_0 и L теория дает хорошее совпадение с опытом при положении приемников в точках $L/2$ и $L/4$ (\bullet — $L/2$, \times — $L/4$, \circ — 0). Расположение приемников на краю цилиндра приводит к расширению лепестков диаграммы направленности полей, которое может быть учтено на основе экспериментальных данных.

Приведенный эксперимент и результаты сравнения с теорией позволяют сделать заключение о возможности применения бесконечного

цилиндра для определения акустических характеристик ближнего поля экранов конечной длины с акустически мягкими границами при длинах волн звука, сравнимых с характерными размерами экрана (r_0 и L).

Данная работа поставлена по инициативе С. Н. Ржевкина и проведена под его руководством.

ЛИТЕРАТУРА

1. Spence R. D., Granger S. The scattering of Sound from a prolate spheroid, *JASA*, 23, No. 6, 1951, p. 701.
2. Фламмер К. Таблицы волновых сфероидальных функций. ВЦ АН СССР, 1962.
3. Stenzel, Brosze. Leitfaden zur Berechnung von Schallvorgängen. Berlin, 1958.
4. Основные задачи акустики в судостроении, ч. I. ЛКИ, Л., 1969.
5. Морз Ф., Фешвах Г. Методы теоретической физики, т. 2. М., ИЛ, 1960.
6. Ржевский С. Н. Курс лекций по теории звука. Изд-во МГУ, 1960.
7. Лесли Джонс К. «Проблемы современной физики», № 11, 1957.
8. Захаров Л. Н. «Акустический журнал» (в печати).

Поступила в редакцию
11.5 1970 г.

Кафедра
акустики