

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

ФАЗОВАЯ СТРУКТУРА БЛИЖНЕГО ПОЛЯ ДАВЛЕНИЯ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ БЕСКОНЕЧНОГО КРУГЛОГО ЦИЛИНДРА

Теоретически изучена фазовая картина ближнего поля для фиксированного удаления от поверхности бесконечного цилиндра для $1 \leq kr_0 \leq 8$. Экспериментально исследованы разностно-фазовые характеристики поля между отдельными компонентами колебательной скорости для акустически мягкого конечного цилиндра. Получено удовлетворительное согласие теории и эксперимента.

В работе [1] анализируются амплитудные характеристики ближнего поля при рассеянии плоской звуковой волны на круглом цилиндре бесконечной длины. Пользуясь основными соотношениями для звукового давления p и компонентов колебательной скорости в радиальном направлении v_r и тангенциальных направлениях v_φ и v_z , можно получить выражения, определяющие фазовую картину поля возле цилиндрического препятствия. Полагая поочередно равными нулю угол между осью цилиндра и направлением прихода волны ($\theta = 0^\circ$), а также азимутальный угол в горизонтальной плоскости ($\varphi = 0^\circ$), получим фазовую структуру поля либо в функции угла φ , либо θ . Для этих случаев звуковое давление и компоненты колебательной скорости записываются согласно [1] в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 p &= p_0 P(kr) e^{i\psi(kr)}, \\
 v_r &= \frac{p_0}{\rho c} V_r(kr) e^{i\Psi(kr)}, \\
 v_\varphi &= \frac{p_0}{\rho c} V_\varphi(kr) e^{i\Phi(kr)}, \\
 v_z &\equiv 0,
 \end{aligned} \tag{1}$$

при $\varphi = 0^\circ$

$$\begin{aligned}
 p &= p_0 P(kr \cos \theta) e^{i\psi(kr \cos \theta)}, \\
 v_r &= \frac{p_0}{\rho c} V_r(kr \cos \theta) e^{i\Psi(kr \cos \theta)}, \\
 v_\varphi &\equiv 0, \\
 v_z &= \frac{p_0}{\rho c} \sin \theta P(kr \cos \theta) e^{i[\psi(kr \cos \theta) - \pi]}.
 \end{aligned} \tag{2}$$

При этом для областей $-\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$ угол $\varphi = 0^\circ$, для областей $\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{3\pi}{2}$ угол $\varphi = \pi$.

Функции $P(kr)$, $V_r(kr)$, $V_\varphi(kr)$ определяют амплитудную характеристику поля и обсуждены в [1]. Фазовые множители, стоящие в показателе экспоненты и характеризующие фазовые соотношения в акустическом поле, определяются обычным способом как арктангенсы отношений мнимой и действительной частей рассматриваемого компонента поля.

Искажение плоской звуковой волны давления акустически мягкими сферой и цилиндром в жидкости разобрано в работе [2]. Фазовая картина поля представлена в виде разностно-фазовой характеристики между фазой суммарного поля и фазой подающей волны для различных значений волновых чисел ($0,01 \leq kr \leq 10$). Показано, что непосредственно у поверхности рассеянные волны и искажения поля для случаев сферы и цилиндра мало отличаются друг от друга.

В нашем случае будут изучены фазовые характеристики как поля звукового давления, так и компонентов колебательной скорости в области значений волновых чисел $1 \leq kr \leq 8$ при фиксированном удалении от поверхности цилиндра.

Анализ фазовой картины поля проведем при вертикальном положении бесконечного цилиндра в функции частоты (волнового числа k) и азимутального угла φ для двух случаев граничных условий на цилиндре: акустически мягкой и жесткой границы. Одновременно будут обсуждены наиболее интересные разностно-фазовые характеристики между компонентами акустического поля вблизи поверхности цилиндра.

Результаты конкретного расчета фазовой структуры поля для акустически мягкой границы, проведенного при значениях $kr_0 = 4; 8$ (r_0 — радиус цилиндра), и при удалении точки наблюдения от оси цилиндра $r = 1,2 r_0$ представлены на рисунках 1 и 2. На графиках показана зависимость фазы колебаний среды для полей давления и компонентов колебательной скорости в случае бесконечного цилиндра с акустически мягким экраном. По вертикали отложены значения фазы в градусах, квадранты пронумерованы римскими цифрами. Симметричная кривая 1 показывает распределение фазы радиального компонента скорости v_r . Кривая 2, в которой имеет место скачок фазы на π при $\varphi = 0^\circ$, представляет фазовую характеристику тангенциальной составляющей v_φ (аналогичный скачок имеет место и при $\varphi = 180^\circ$). Распределение фазы поля давления аналогично показанному на кривой 1. Кроме распределения фаз колебаний среды для полей давления и колебательной скорости рассмотрим разностнофазовые характеристики между v_r и v_φ , между p и v_φ .

Для этого удобно ввести искусственный фазовый сдвиг одного из компонентов колебательной скорости (например v_r) таким образом, чтобы в одной полуплоскости колебания компонентов v_r и v_φ были близки к синфазным, а в другой — к противофазным. Если ввести сдвиг фаз на величину $\pi/2$, то разность фаз становится близкой к 0° при $0^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$ и при переходе направления $\varphi = 0^\circ$ скачком уменьшается на π . При значениях kr_0 от 1 до 4,0 фазовые характеристики аналогичны приведенным на рис. 1. Фазовый сдвиг, необходимый для различных kr_0 для приведения колебаний к синфазным в одной полуплоскости и противофазным — в другой, с ростом kr_0 уменьшается, приближаясь к $\pi/2$. Сложный ход изменения разности фаз, наблюдаемый на рис. 2, б при изменении угла φ в пределах $-180^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$, соответ-

ствует появлению дополнительного лепестка в амплитудном распределении поля компонента v_r [1].

При том же значении $kr_0=8$, что и на рис. 2, но для положения точки наблюдения на поверхности цилиндра, ход разностно-фазовой характеристики будет аналогичен показанному на рис. 1. Существует

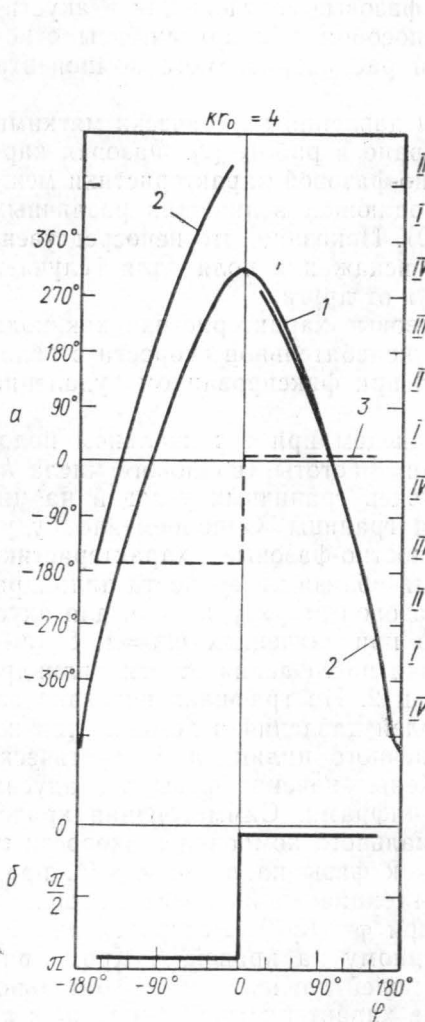


Рис. 1

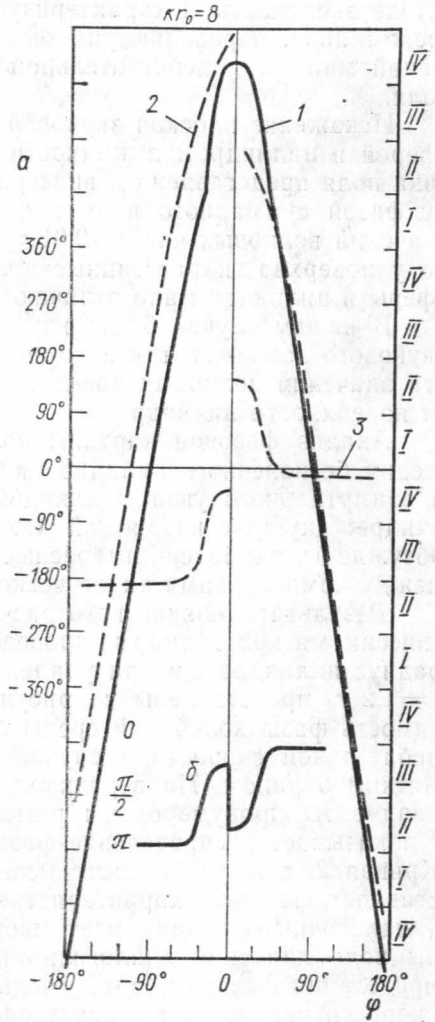


Рис. 2

расстояние, ближе которого к границе препятствия амплитудные и фазовые характеристики компонента v_r однотипны во всем заданном диапазоне значений волновых чисел. В первом приближении для компонента колебательной скорости можно считать, что удаление точки наблюдения не должно превышать $\frac{\lambda}{4}$, а для звукового давления — $\frac{\lambda}{2}$.

Таким образом, выбором удаления точки наблюдения от границы цилиндра обеспечивается необходимая широкополосность идентичности разностно-фазовых характеристик между отдельными компонентами в ближнем поле цилиндра.

В экспериментальных исследованиях использована фазометрическая аппаратура, позволявшая измерять модуль разности фаз в пределах от 0° до π . В связи с этим реальная разность фаз, представленная кривыми 3 на рисунках 1, 2, на выходе прибора приобретает вид, указанный на рис. 1, б, 2, б.

Результаты расчета для фазовой картины ближнего поля бесконечного цилиндра с жесткими границами приведены на рис. 3 при том же удалении точки наблюдения ($r=1,2 r_0$) для $kr_0=4$. Для других значений kr_0 исследуемого диапазона фазовые характеристики аналогичны приведенным на рис. 4. На рисунке 3, а показаны зависимости фазы поля давления p (кривая 1), радиального компонента колебательной скорости v_r (кривая 2) и тангенциального компонента v_φ (кривая 3) в функции угла φ . Разностно-фазовые зависимости между p и v_φ и между v_r и v_φ представлены на рисунках 3, б и 3, в. Эти зависимости даны без дополнительного сдвига фаз в отличие от условий акустически мягкой границы, где был введен сдвиг фаз равный $\frac{\pi}{2}$.

Фазовые зависимости для акустически жесткой границы показывают, что разностно-фазовая характеристика между полем давления p и тангенциальным компонентом колебательной скорости v_φ сохраняется при переходе от мягких границ к жестким и аналогична разностно-фазовой характеристике между компонентами v_r и v_φ в случае акустически мягких границ с дополнительным сдвигом фаз на $\frac{\pi}{2}$. Разностно-фазовые характеристики между компонентами v_r и v_φ в случае жестких границ носят сложный характер, а также сопровождаются неоднократным изменением разности фаз при изменении углов φ в пределах $-\pi < \varphi < \pi$, что связано с многолепестковым распределением амплитуды поля v_r [1].

Фазовые зависимости в функции угла θ в вертикальной плоскости в направлении оси z цилиндра, как это следует из формул (1) и (2), имеют вид, подобный описанному выше. Так, для мягких границ наблюдается синфазность колебаний звукового давления p и компонента скорости (v_z соответствует v_φ в горизонтальной плоскости) в одной полуплоскости с переходом к противофазным колебаниям в другой полуплоскости при совпадении фронта волны с образующей цилиндра. В связи с появлением многолепестковости в амплитудном распределе-

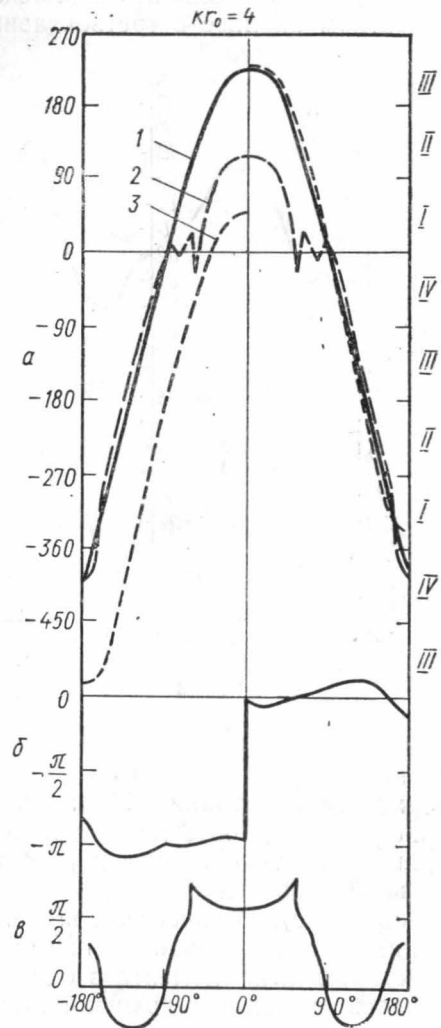


Рис. 3

нии поля при росте kr_0 разность фаз между v_r и v_z будет иметь ряд резких скачков, которые исчезают по мере приближения точки наблюдения к поверхности экрана.

Экспериментальное изучение фазовой структуры поля было осуществлено на цилиндре конечной длины $L \approx 7 r_0$ в диапазоне длин волн звука $r_0 \leq \lambda \leq 2\pi r_0$. При этом проверялись теоретические расчеты и возможность применения выводов теории к цилиндрам конечной длины. Работы проводились в плоском слое воды в шумовом режиме при частотном анализе в третьоктавных полосах, что позволило в значи-

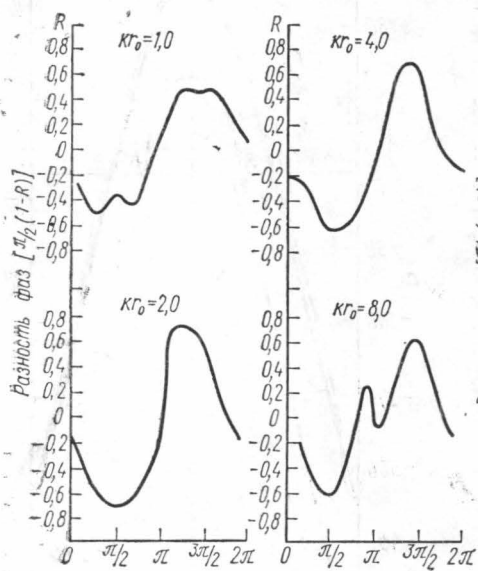


Рис. 4

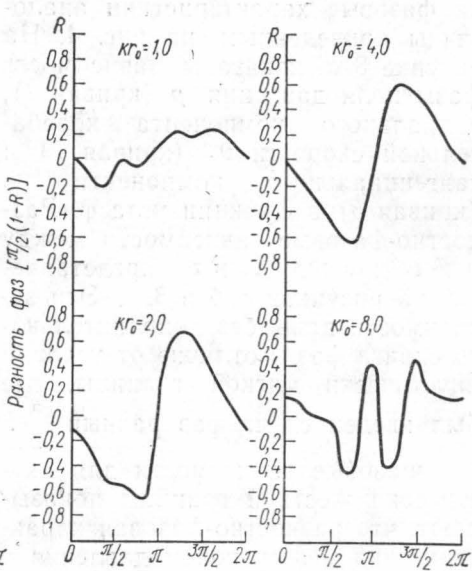


Рис. 5

тельной мере освободиться от флуктуаций, вызванных волнением поверхности акватории. Схема и методика эксперимента аналогична описанной в работе [1]. В процессе эксперимента были проанализированы разностно-фазовые характеристики для пар компонент колебательной скорости v_r и v_φ или v_r и v_z (соответственно зависимости от углов φ и θ). В качестве градиентного приемника использовался приемник, аналогичный описанному в [3], но имевший два ортогональных чувствительных элемента в одной плоскости. В обоих случаях осуществлялось медленное вращение цилиндра в горизонтальной плоскости вместе с расположенным на небольшом удалении от его поверхности градиентным приемником.

Примеры экспериментальных записей разности фаз для различных значений kr_0 в третьоктавных полосах приведены на рис. 4 (зависимость от φ , ось цилиндра расположена вертикально) и на рис. 5 (зависимость от θ , ось цилиндра расположена горизонтально). Приемник размещен на середине длины цилиндра. Приведенные данные относятся к акустически мягкой границе. Измерения без акустически мягкого покрытия дали существенное отличие от выводов теории для жесткой границы, так как использованный на опыте полый металлический цилиндр обладал конечным импедансом и проявлял резонансные свойства при изменении частоты звука. При малых $kr_0 = 1$ толщина акустиче-

ского покрытия была недостаточной, и наблюдалось проявление резонансных свойств цилиндра, которые приводили к пульсациям коэффициента корреляции в функции углов падения волны φ и θ .

Приведенные результаты опыта для акустически мягких границ достаточно хорошо подтверждают выводы теории о разностно-фазовой структуре поля колебательных скоростей возле цилиндрического препятствия. На опыте наблюдаются некоторые отличия от теоретических выводов. Конечность времени изменения разности фаз при значениях углов φ и θ , равных 0° и $\pm\pi$, связана с уменьшением соотношения сигнал/помеха в силу амплитудной направленности полей в функции углов падения фронта волны [1]. Меньшее значение экспериментальной разности фаз по сравнению с теорией, особенно при малых kr_0 , объясняется незначительным превышением излученного полезного сигнала над шумовой помехой акватории.

Полученные теоретические и экспериментальные результаты по фазовой структуре ближнего поля и амплитудным распределениям компонентов акустического поля [1] возле цилиндров с акустически мягкими и жесткими границами определяют свойства акустических гидрофонов, располагаемых вблизи таких препятствий.

Данная работа проводилась одновременно с исследованиями, изложенными в сообщении [1], и является развитием этих исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Картавенко А. И., Киршов В. А., Тонаканов О. С. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 12, № 4, 1971.
2. Основные задачи акустики в судостроении, ч. I, учебное пособие, ЛКИ. Ленинград, 1969.
3. Лесли, Кендалл. «Проблемы современной физики», № 11, 1957.

Поступила в редакцию
19.10 1970 г.

Кафедра
акустики