АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XVI 1970 Вып. 1

УДК 534.221

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В КЛИНЕ С ПОМОЩЬЮ МУАРОВЫХ КАРТИН

А. Н. Бархатов, Н. В. Горская, Н. А. Качхоева

Рассмотрено аналоговое моделирование звукового поля в клине с помощью муаровых картин, образующихся при наложении штриховых решеток. Показано, что муаровые картины позволяют наглядно представить вертикальное распределение поля на различных расстояниях от ребра клина. Исследован вопрос о числе нормальных волн в плоскопараллельном слое и клине, которые должны быть моделированы при учете потерь, сопровождающих отражение звука от поглощающего дна.

Исследование звукового поля в жидких слоях с наклонным дном представляет интерес для изучения подводного распространения звука. Вопрос о звуковом поле в однородной клиновидной области рассмотрен в ряде теоретических работ, обзор которых не входит в нашу задачу. Достаточно подробную физическую картину поля в клине можно получить, применяя методы масштабного [1, 2] и аналогового [3] моделирования. Однако проведение подобных исследований требует применения гидроакустической аппаратуры, а сам эксперимент оказывается сравнительно трудоемким. Поэтому для наглядного представления поля полезно использовать метод растровой техники. Этот метод рассмотрен в работе [4], где он применен для моделирования звукового поля в плоскопараллельном слое. Он основан на аналогии, существующей между распределением звукового давления в слое и специально подобранной муаровой картиной. Известно, что звуковое поле в мелком море можно определить как сумму нормальных волн, каждая из которых представляется, в свою очередь, в виде суперпозиции двух бегущих плоских волн [5]. Угол между нормалью к фронту каждой из этих волн и границей плоского слоя в случае одинаковых (мягких или жестких) абсолютно отражающих границ равен

$$\alpha_n = \arcsin\left(\frac{n\lambda}{2H}\right), \tag{1}$$

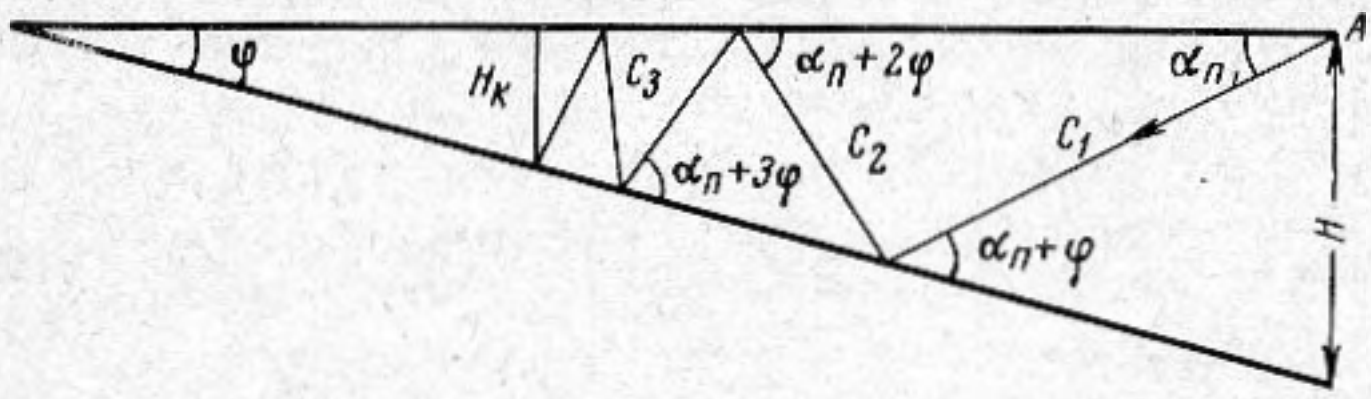
где n — номер нормальной волны, λ — длина звуковой волны, H — толщина слоя.

С другой стороны, период муаровой картины $H_м$, образованной при наложении двух штриховых решеток с одинаковым периодом $\lambda_м$, определяется по формуле [6]:

$$H_м = \frac{\lambda_м}{2\sin\alpha_м}, \tag{2}$$

где $2\alpha_м$ — угол пересечения штрихов решетки. Если положить $H_м = H$, то из аналогичности выражений (1) и (2) следует, что две скрещенные

под определенным углом решетки передадут картину вертикального распределения узлов и пучностей звукового давления в одномодовом поле, соответствующем некоторому значению n. Выбор угла $\alpha_м$ позволяет моделировать нормальные волны любого номера. Для наблюдения муаровой модели одномодового поля нужны две решетки, расположенные под опре-



Фиг. 1

деленным углом; для моделирования поля, состоящего из суперпозиции двух нормальных волн — две пары решеток; трех нормальных волн — три пары решеток и т. д.

Поле в клиновидной области, как и в плоскопараллельном слое, представляется в виде суммы нормальных волн. В отличие от плоского слоя, характерный угол скольжения каждой нормальной волны в клине является переменной величиной, увеличивающейся по мере приближения к ребру клина. Вследствие этого каждая нормальная волна, распространяющаяся в направлении к ребру, на некоторой критической толщине клина $H_к$ падает на границу клина перпендикулярно (фиг. 1), что приводит к образованию стоячих волн и возникновению вблизи ребра области тени. По теореме синусов имеем (фиг. 1)

$$\frac{C_1}{\sin\left(\frac{\pi}{2}-\varphi\right)}=\frac{H}{\sin(\alpha_n+\varphi)},$$

где H — толщина клина на расстоянии r от ребра до точки A, в которой волна образует угол скольжения α_n, φ — угол раствора клина. Аналогично

$$\frac{C_1}{\sin(\alpha_n+2\varphi)}=\frac{C_2}{\sin\alpha_n},\quad \frac{C_2}{\sin(\alpha_n+3\varphi)}=\frac{C_3}{\sin(\alpha_n+\varphi)} \tag{3}$$

. . . . . .

$$\frac{C_{i-1}}{\sin(\alpha_n+i\varphi)}=\frac{C_i}{\sin[\alpha_n+(i-2)\varphi]}.$$

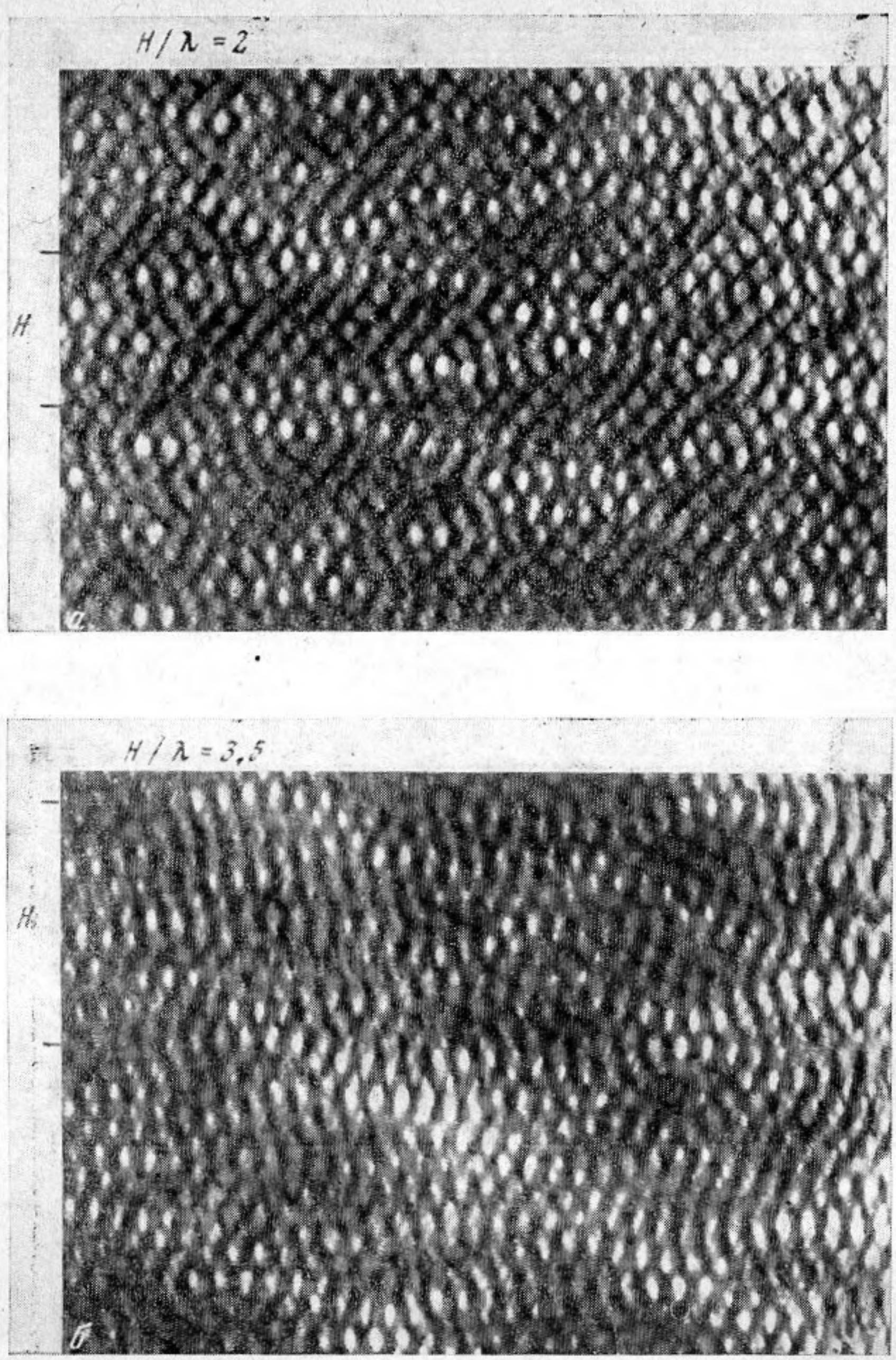
Отсюда расстояние между двумя последовательными отражениями луча от поверхности и дна клина будет

$$C_i=C_{i-1}\frac{\sin[\alpha_n+(i-2)\varphi]}{\sin(\alpha_n+i\varphi)}. \tag{4}$$

Пусть $C_i=H_к$. Тогда $\alpha_n+i\varphi=\pi/2$ и из формул (3)—(4) следует, что $H_к=H\sin\alpha_n$. Но, в случае идеальных границ $H_к=n\lambda/2$. Отсюда

$$\sin\alpha_n=\frac{n\lambda}{2H}. \tag{5}$$

Полученная формула аналогична формуле (1) для плоскопараллельного слоя. Аналогия сохраняется на любом расстоянии от ребра клина, но при этом необходимо учитывать, что на различных расстояниях от ребра клина отношение H/λ изменяется; соответственно изменяется интервал H на муаровых моделях. Последние позволяют проследить за изменением вертикального распределения звукового давления в зависимости от

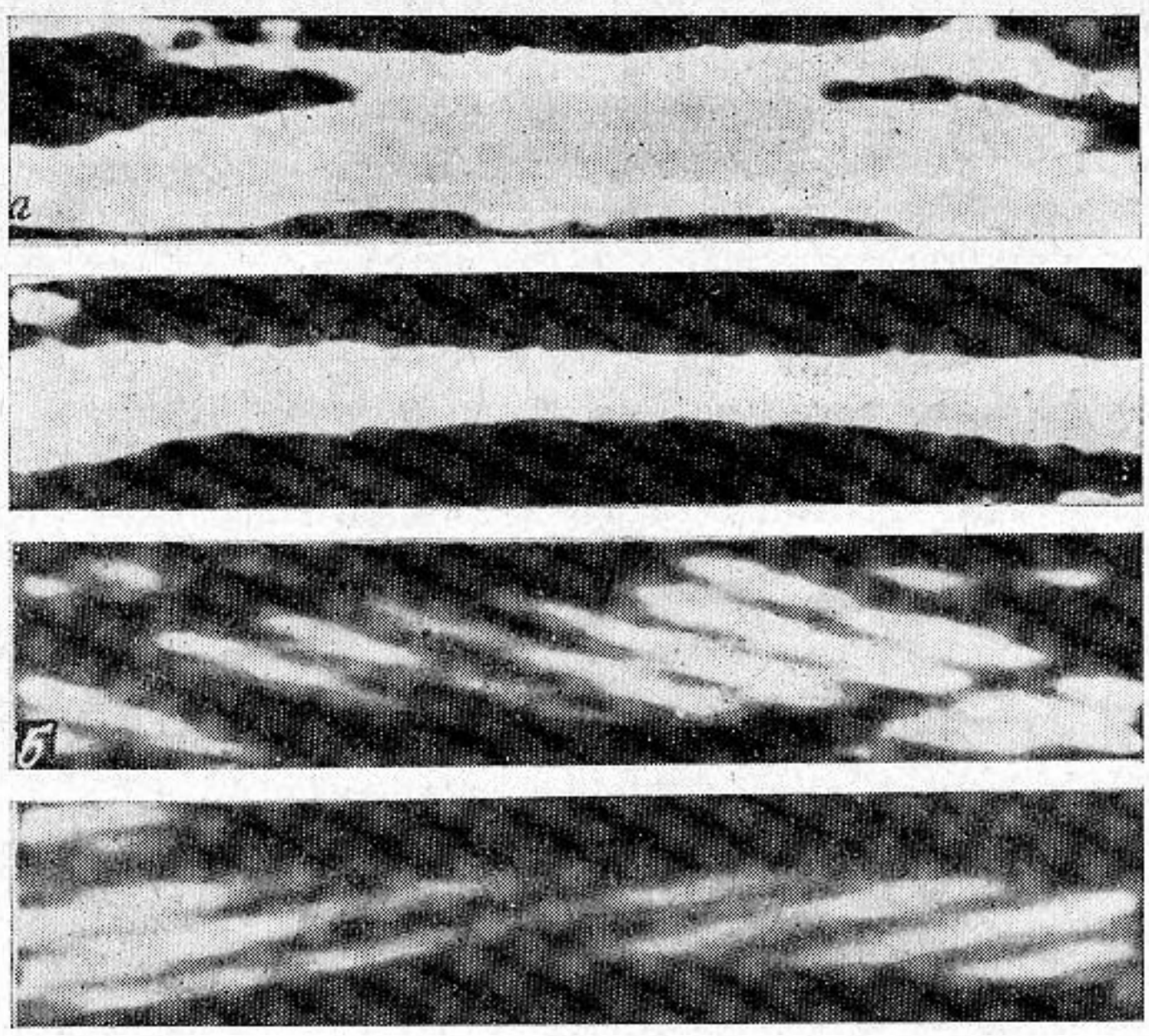


Фиг. 2

расстояния до источника звука вплоть до критической толщины клина $H_к$.

Для примера на фиг. 2 приведены муаровые картины, изображающие звуковое поле частоты 500 *кгц* в вертикальных сечениях поперек клина с углом раствора 3° и абсолютно мягкими границами, причем *а* отвечает сечению клина, при котором поле формируется четырьмя модами от $n = 1$ до $n = 4$, *б* — сечению, где поле формируется семью модами от $n = 1$ до $n = 7$. На фигурах слева показан период муара и сверху величина H / λ, соответствующая данному сечению клина.

Описанный выше метод позволяет учесть потери при отражении звука от поглощающего дна. Благодаря поглощению звука должны приниматься во внимание при моделировании лишь те нормальные волны, с по-



Фиг. 3

мощью которых с известной точностью вычисляется поле на данном расстоянии от источника.

Найдем связь между числом нормальных волн, распространяющихся в плоском слое или клине и числом отражений звука от дна.

В плоско-параллельном слое расстояние R между источником звука и приемником приблизительно равно $R = 2m \frac{H}{\operatorname{tg} \alpha_n}$, где m — число отражений плоской волны от дна. Ограничиваясь малыми углами скольжения, отсюда находим $\sin \alpha_n \simeq 2m \frac{H}{R}$, а учитывая формулу (1), получаем соотношение между количеством (n) нормальных волн, распространяющихся в слое, и числом отражений от дна волны номера n:

$$n = \frac{4mH^2}{\lambda R}. \tag{6}$$

Эта формула дает возможность определить число нормальных волн, вносящих существенный вклад в поле, если известно ослабление звука при однократном отражении от дна и определено минимальное число отражения, обеспечивающее заданное ослабление звука.

Аналогично для клина мы имеем соотношение [7] $R = 2m \frac{H_s}{\operatorname{tg} \alpha_n}$, где $H_s = R \operatorname{tg} \varphi + H_2$ есть толщина клина в месте расположения источника звука, H_2, соответственно, на расстоянии R от него. Для малых углов скольжения, учитывая формулу (5), находим

$$n = \frac{4mH_2}{R\lambda} (R \operatorname{tg} \varphi + H_2). \tag{7}$$

Сопоставим муаровые модели полей с визуальной картиной поля в плоско-параллельном слое с поглощающим дном, полученной путем пространственного сканирования [2]. На фиг. 3, *а* приведены два изображения

звукового поля в вертикальных сечениях поперек ванны на расстояниях 1 *м* (наверху) и 2 *м* (внизу). Частота звука 450 *кгц*, глубина слоя воды 5 *см*, дно — с резиновым покрытием.

Оценим количество нормальных волн, формирующих поле на обоих расстояниях, считая, что уровень интенсивности еще учитываемой волны высшего номера убывает на рассматриваемом расстоянии на 30 *дб*. Если принять, что резиновое покрытие моделирует илистый песок, коэффициент отражения от которого близок к величине 0,3 [8], то при каждом отражении волны от дна уровень ее интенсивности уменьшается приблизительно на 10 *дб*. Следовательно, принятое нами ослабление уровня интенсивности осуществляется при трех отражениях. Тогда по формуле (6) находим оценочные числа нормальных волн, которые необходимо учитывать при вычислении поля с заданной точностью: 1) $R = 1$ *м*, $n = 9$; 2) $R = 2$ *м*, $n = 4$ или 5.

В соответствии с этими числами на фиг. 3, *б* приведены муаровые картины, отвечающие девяти (от $n = 1$ до $n = 9$) (наверху) и пяти (от $n = 1$ до $n = 5$) (внизу) нормальным волнам.

Для моделирования поля нами использовались изготовленные фотографическим путем штриховые решетки с периодами 0,2 *мм* (в случае плоского слоя) и 1 *мм* (в случае клина).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Бархатов. Моделирование распределения звука в море. Л., Гидрометеоиздат,, 1968.
2. А. Вуд. Модельные исследования распространения звука в мелком море. В сб. «Подводная акустика», пер. с англ. под ред. Л. М. Бреховских. М., «Мир», 1965.
3. В. К. Кузнецов. Экспериментальная установка для исследования волновых полей в неоднородных средах методом аналогового моделирования. Акуст. ж., 1966, **12**, 4, 457—462.
4. D. E. Weston. Moire fringe analogy of sound propagation in shallow water. J. Acoust. Soc. America, 1960, **32**, 6, 647—654.
5. Л. М. Бреховских. Волны в слоистых средах. М., Изд-во АН СССР, 1957.
6. Н. А. Валюс. Растровые оптические приборы. М., «Машиностроение», 1966.
7. J. D. Macpherson, M. J. Daintith. Practical model of shallow-water acoustic propagation. J. Acoust. Soc. America, 1967, **41**, 4, 850—854.
8. А. П. Сташкевич. Акустика моря. Л., «Судостроение», 1966.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию 14 апреля 1969 г.