

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЛНОВОДНОГО
РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ*А. Н. Бархатов, И. И. Шмелев*

Излагается методика моделирования в лабораторных условиях слоисто-неоднородных сред волноводного типа. Приводятся результаты экспериментального исследования звукового поля в средах, в которых ось волновода лежит как на поверхности неоднородной жидкости, так и ниже ее.

Подробно изучено поле в области первой геометрической тени и в районе первой каустики. В последнем случае проведено сравнение экспериментальных данных с теоретическими.

В работе исследовано звуковое поле в слоисто-неоднородных средах с непрерывно меняющейся скоростью звука $c(z)$ как функцией вертикальной координаты z , для двух типов распределения скорости звука (фиг. 1):

1) ось звукового канала, соответствующая уровню минимальной скорости звука, расположена на поверхности жидкости, а с увеличением глубины скорость звука монотонно возрастает (поверхностный звуковой канал);

2) ось звукового канала находится ниже поверхности жидкости, выше и ниже оси скорость монотонно возрастает.

Среды указанного вида были созданы в экспериментальной ванне в результате взаимной диффузии между слоями жидкости разного состава и разной концентрации, которые подбирались для каждого закона вертикального распределения скорости звука. Слои различных растворов располагались один над другим в последовательности, определяемой их плотностью. В качестве жидкостей, при помощи которых формировалась слоистая среда, использовались вода и водные растворы поваренной соли и этилового спирта.

Для построения графиков зависимости скорости звука от вертикальной координаты z в исследуемой среде сначала на оптическом рефрактометре определялся показатель преломления света в пробах жидкости, взятых на различной глубине, отсюда по таблицам находилась концентрация каждой из компонентов раствора (поваренная соль, этиловый спирт), и далее вычислялась скорость звука (см., например, [1]).

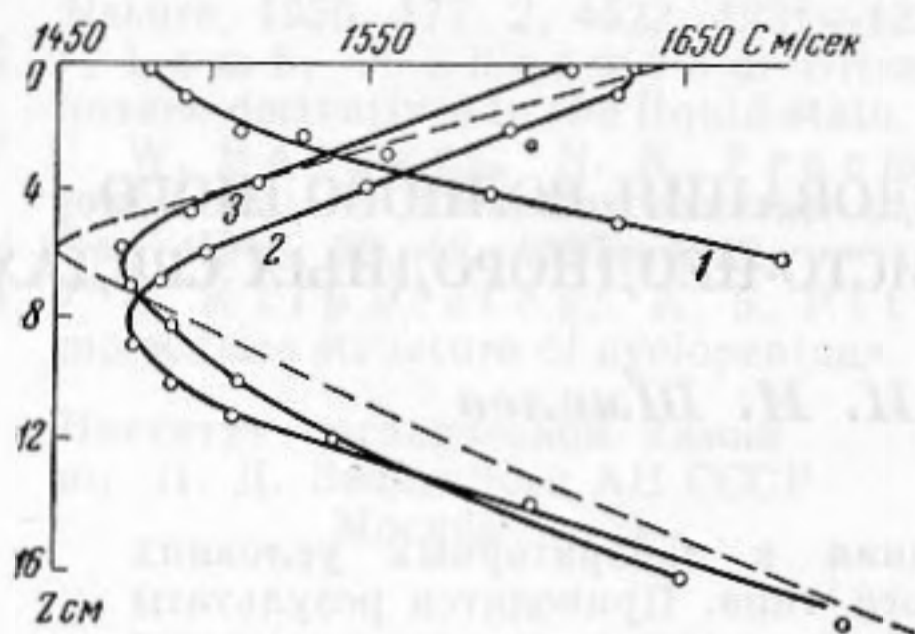
В качестве источников звука применялись цилиндрический излучатель из поляризованного титаната бария или кварцевые пластинки с углами раствора первого лепестка диаграммы направленности α в пределах от 20° до 120° .

Измерение звукового давления проводилось щупом-приемником, представляющим собой полый цилиндр из титаната бария (диаметр 3 мм, высота 3 мм, толщина стенок 0,5 мм), который обеспечивал практически круговую диаграмму направленности в вертикальной плоскости. (Неравномерность характеристики не превышала 2—2,5 дБ). Координатное устройство давало возможность устанавливать излучатель в любой точке ванны и позволяло плавно перемещать приемник в требуемом направлении.

Принятый сигнал после усиления наблюдался на экране импульсного осциллоскопа, причем его амплитуда считалась пропорциональной амплитуде звукового давления.

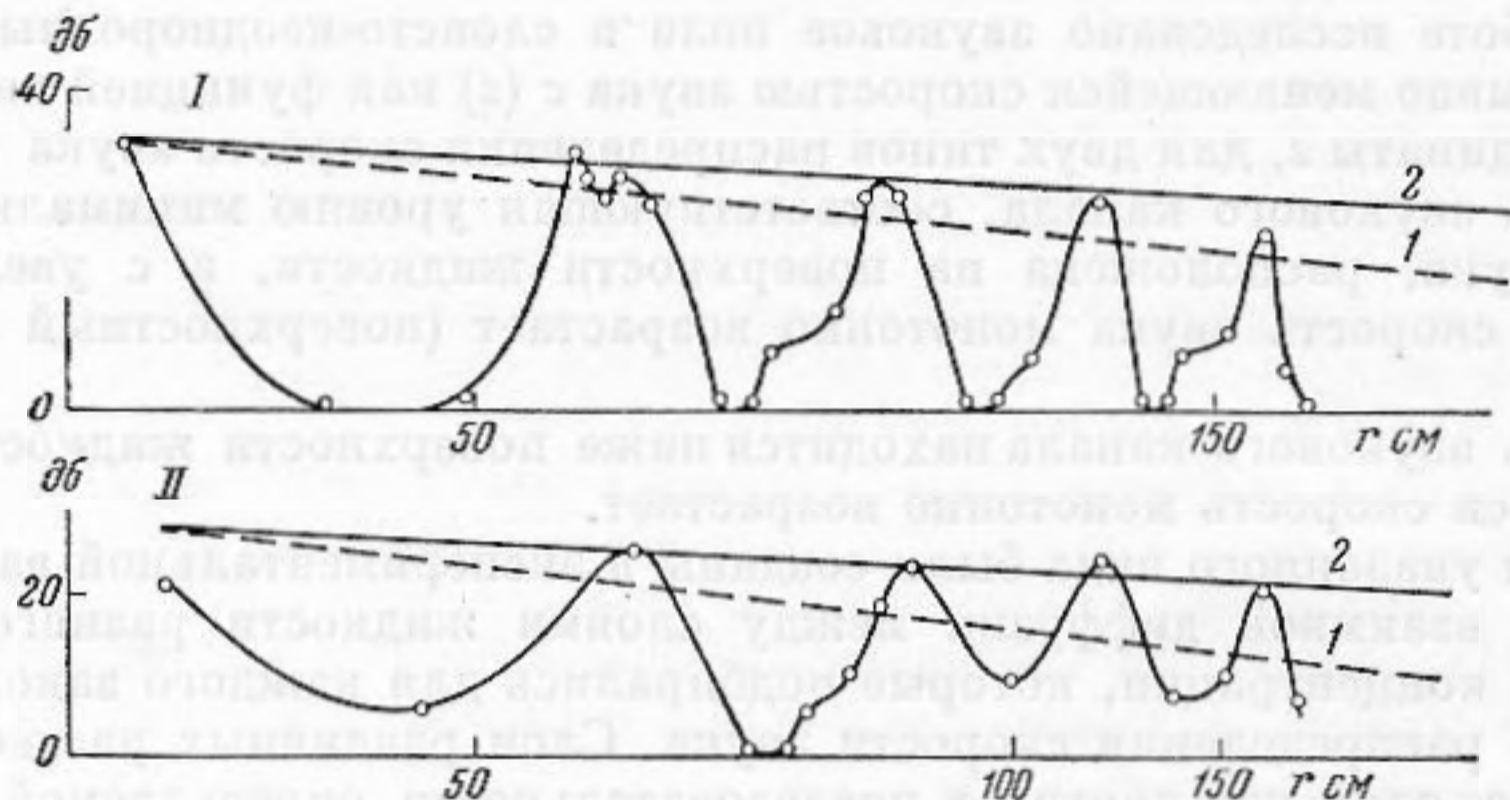
Для устранения влияния дна и боковых стенок ванны последние заглушались при помощи резиновых шторок [2]. Однако полное заглушение стенок при непрерывном излучении достигнуто не было. Поэтому акустические измерения проводились в импульсном режиме с частотой повторения 50 импульсов в секунду и продолжительностью каждого импульса от 60 мксек и больше, что обеспечивало эквивалентность непрерывному излучению; частота заполнения импульсов менялась в разных экспериментах от 115 кгц до 2,75 мгц.

На фиг. 2 показано распределение уровня интенсивности звука в среде с поверхностным звуковым каналом, вертикальное распределение скорости звука в которой дано на фиг. 1. По оси абсцисс отложено горизонтальное расстояние от точки наблюдения до излучателя, по оси ординат — уровень в дб; h и z означают глубины погружения соответственно излучателя и приемника, α — ширину диаграммы направленности излучателя по пер-



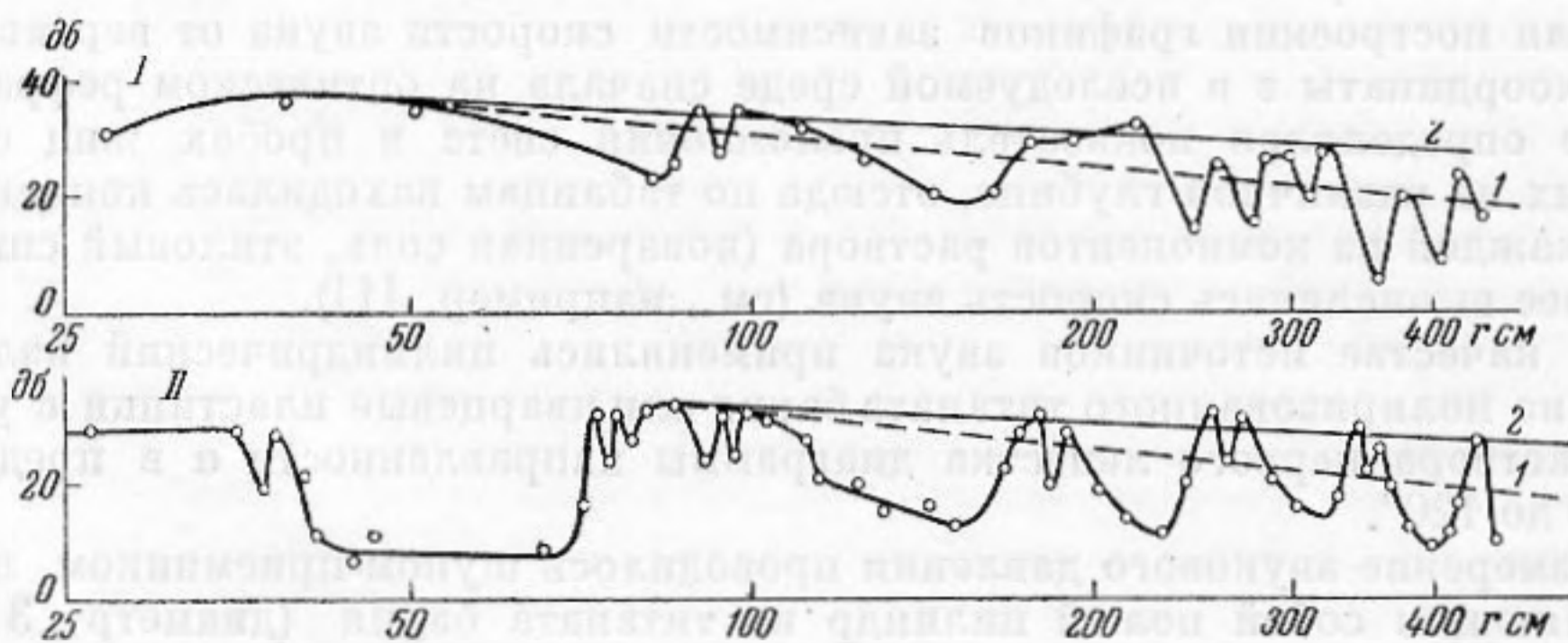
Фиг. 1.

ное расстояние от точки наблюдения до излучателя, по оси ординат — уровень в дб; h и z означают глубины погружения соответственно излучателя и приемника, α — ширину диаграммы направленности излучателя по пер-



Фиг. 2.

I — $h = z = 3$ см, $f = 2,75$ мгц, $\alpha = 20^\circ$; II — $h = z = 3$ см, $f = 960$ кгц, $\alpha = 45^\circ$



Фиг. 3.

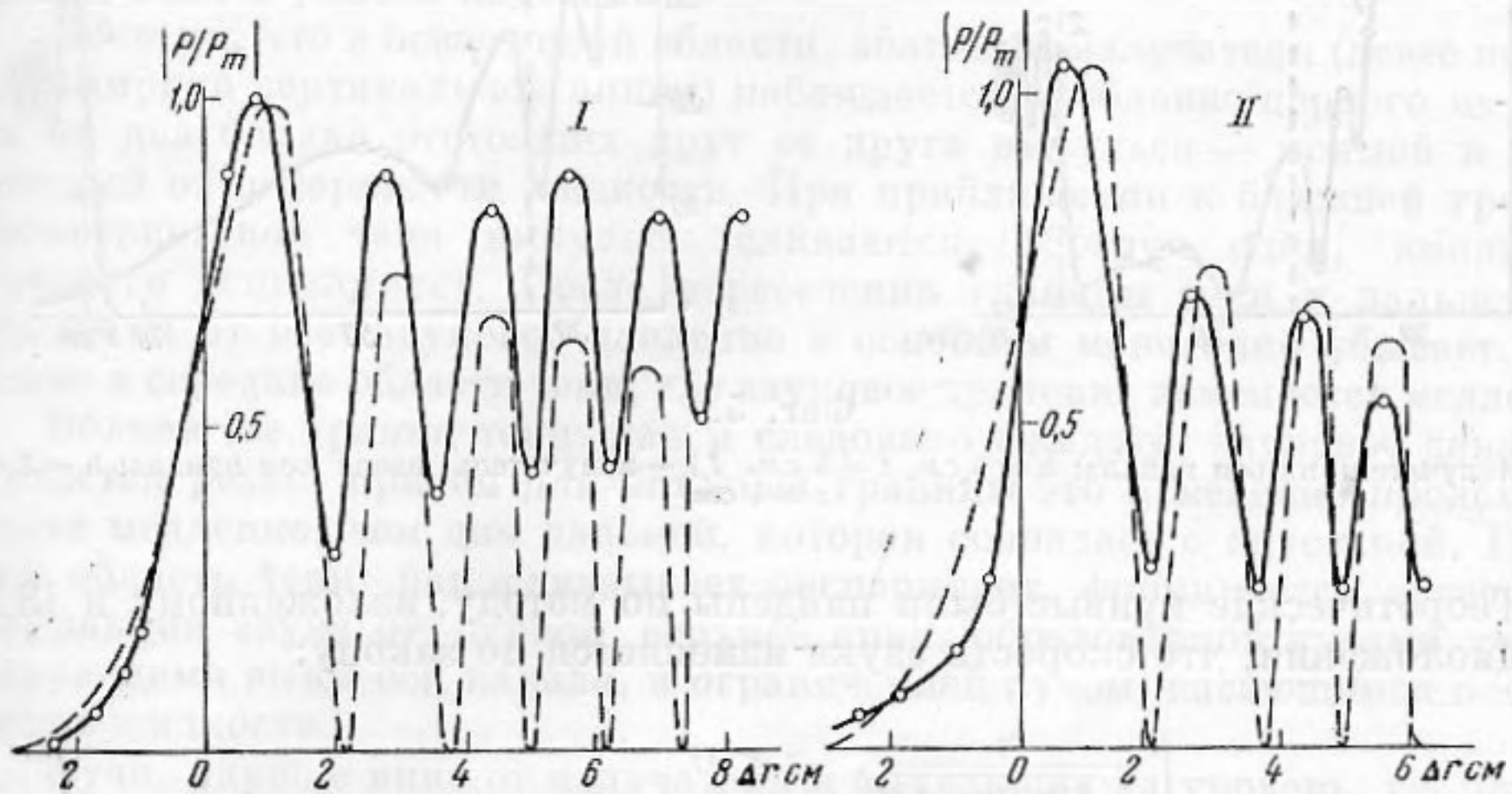
$f = 2,75$ мгц, $\alpha = 120^\circ$; I — $h = z = 8$ см; II — $h = z = 5$ см

вому лепестку. Аналогичные графики приведены на фиг. 3 для случая, когда ось канала расположена ниже уровня жидкости (фиг. 1,2).

Проведенное исследование звукового поля на разных частотах и при различных углах направленности излучателя показывает наличие чере-

дующихся при удалении от излучателя областей максимумов и минимумов интенсивности звука, причем наиболее четкое распределение экстремумов получается для более высокой частоты и более направленного излучателя.

Из графиков видно, что ослабление звука при удалении от излучателя происходит в среднем более медленно, чем по сферическому закону (фиг. 2 и 3, I), приближаясь в большинстве случаев к цилиндрическому (фиг. 2 и 3, II), вследствие чего уровень сигнала в максимумах интенсивности на больших расстояниях от излучателя все еще оказывается значительным.



Фиг. 4.

I — $l = 6$ см, $z = 2$ см; II — $l = 2$ см, $z = 6$ см

В том случае, когда излучатель находится выше оси канала, расположенного ниже поверхности, имеют место области тени (фиг. 3), в которых интенсивность звука уменьшается приблизительно на 20 дб по отношению к своему максимальному значению.

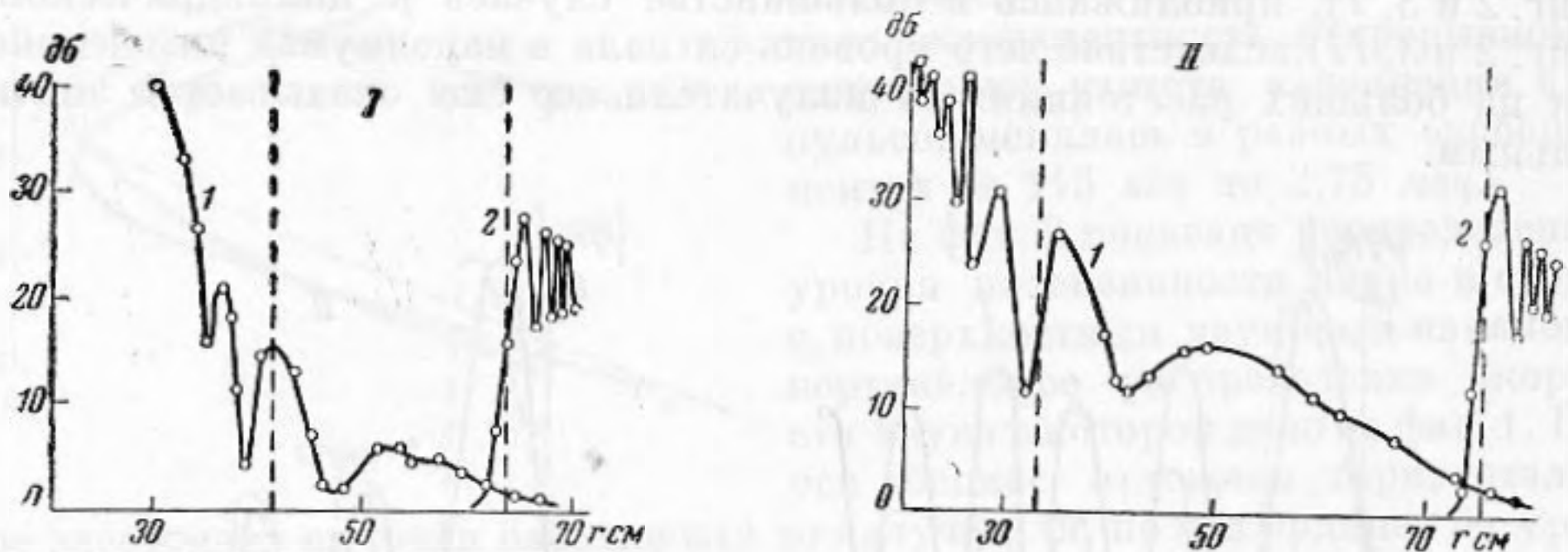
Применение импульсной методики давало возможность в принятом сигнале, наблюдаемом на экране осциллоскопа, отделить импульс, распространяющийся по лучам, испытавшим рефракцию выше оси канала, от импульса, рефрагировавшего ниже оси канала. Первый импульс создает дифракционное поле в области первой тени, второй участвует в формировании первой каустики. Для этого применялись импульсы, длительность которых (8 мксек) была меньше разности времен прихода сигналов в точку наблюдения по этим двум типам лучей. Частота заполнения импульса была при этом 2,75 мГц, а излучатель обеспечивал мало направленное излучение ($\alpha = 120^\circ$).

На фиг. 4 приведены результаты измерения звукового поля на каустике и в ее окрестности для случая вертикального распределения скорости звука, изображенного на фиг. 1, 3. Сплошная кривая на графиках соответствует экспериментальным данным, пунктирная — вычисленным теоретически. При снятии экспериментальных кривых отсчет велся по второму импульсу, так как первый импульс в районе каустики, как показывает эксперимент, в 15—20 раз меньше второго и суммарное поле* лишь незначительно отличается от звукового поля при отсчете по второму импульсу.

Измерения были выполнены для нескольких положений излучателя (на оси и выше оси канала) и на различных горизонтальных уровнях. По

* Суммарное поле может быть измерено, если подавать на излучатель импульс, продолжительность которого достаточна для получения эквивалента непрерывного излучения.

оси абсцисс отложено Δr — горизонтальное расстояние от точки наблюдения до каустики, которое может быть определено геометрически; по оси ординат $|p/p_m|$ — отношение звукового давления в соответствующей точке к его максимальному значению, взятое по модулю, h и z означают на графиках, как и раньше, глубины погружения соответственно излучателя и приемника.



Фиг. 5.

I — Излучатель на оси канала: $h = 6$ см, $z = 4$ см, II — излучатель выше оси канала: $h = 2$ см, $z = 4$ см

Теоретические кривые были найдены по методу, изложенному в [3] в предположении, что скорость звука изменяется по закону:

$$c = \begin{cases} \frac{c_0}{\sqrt{1 - 2a_1|z|}}, & z < 0, \\ \frac{c_0}{\sqrt{1 + 2a_1z}}, & 0 < z < z_0 \\ \frac{c_m}{\sqrt{1 - 2a_2(z - z_0)}}, & z > z_0, a_1 > 0, a_2 > 0, \end{cases}$$

где c_0 — скорость звука на уровне излучателя, с которым совмещено начало координат; положительное направление оси направлено вниз; c_m — скорость звука на оси канала, z_0 — координата на оси канала. Величины a_1 и a_2 определялись путем аппроксимации экспериментального закона скорости звука соответствующими формулами (пунктирные кривые на фиг. 1).

При $\Delta r \ll r$ (r — горизонтальное расстояние от точки в окрестности каустики до излучателя) $|p/p_m| \simeq |v/u_m|$, где u_m означает максимальное значение функции Эйри u . Полученная экспериментально закономерность изменения поля в районе каустики оказалась аналогичной ранее исследованной авторами [4] для случая отражения звука от границы неоднородной среды.

Из приведенных данных видно, что в области геометрической тени ($\Delta r < 0$), где амплитуда поля меняется монотонно, экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретическую кривую. Далее следует отметить, что по порядку величины экспериментальный и теоретический периоды осцилляции совпадают, но в некоторых случаях различаются по значению. Возможно, что это связано с приближенным характером аппроксимации действительного распределения скорости. Несколько более медленное, чем по теории, спадание поля (по максимальным значениям), по-видимому, вызвано суперпозицией поля вблизи исследуемой каустики, образованной лучами, идущими от излучателя вниз, с полем, связанным со следующей каустикой, которая формируется лучами, идущими от излучателя вверх.

На фиг. 5 показано поле в области геометрической тени, полученное при тех же условиях эксперимента. Здесь по оси ординат отложен логарифм

рифмический уровень интенсивности в децибелах, по оси абсцисс — горизонтальное расстояние от точки приема до излучателя.

Вертикальные пунктирные прямые изображают на графиках положение границ геометрической тени, вычисленных при помощи лучевой теории.

Графики состоят из двух кривых. Кривая 1 соответствует изменению амплитуды первого импульса, который, в основном, и формирует тень. Кривая 2, начинающаяся в конце области геометрической тени, соответствует изменению амплитуды второго импульса и изображает, как сказано выше, поле в районе каустики.

Заметим, что в освещенной области, вблизи от излучателя (левее первой пунктирной вертикальной линии) наблюдается дробление первого импульса на два близко отстоящих друг от друга импульса — прямой и отраженный от поверхности жидкости. При приближении к ближней границе геометрической тени импульсы сливаются, образуя один, амплитуда которого осциллирует. После пересечения границы тени и дальнейшем удалении от нее, звуковое давление в основном монотонно убывает, особенно в середине области тени, где звуковое давление изменяется медленно.

Вблизи же границ тени, как и следовало ожидать, звуковое давление меняется резко, причем для ближней границы это изменение происходит более медленно, чем для дальней, которая совпадает с каустикой. Почти вся область тени, как показывает эксперимент, формируется вследствие дифракции звука от первой верхней арки, образованной лучами, рефрагирующими выше оси канала, и ограниченной лучом, касающимся поверхности жидкости.

Лучи, идущие вниз от излучателя и выходящие на уровень, где производится измерение звукового поля, после рефракции в нижней среде (ниже оси канала) дают, как это видно на фиг. 5, вклад в звуковое поле в области тени лишь в непосредственной близости от ее конца.

Наименьшее звуковое давление наблюдается в конце области тени — перед первой каустикой. Здесь дифракционный импульс становится минимальным, а импульс, идущий по лучам, рефрагирующим ниже оси канала, по амплитуде пока еще меньше первого.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Бергман. Ультразвук. М., ИЛ, 1956.
2. Л. М. Лямшев. Отражение звука тонкими пластинками и оболочками в жидкости. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 51.
3. Л. М. Бреховский. Фокусировка звуковых волн неоднородными средами. Акуст. ж., 1956, 2, 2, 124—132.
4. А. Н. Бархатов, И. И. Шмелев. Фокусировка звука при отражении от границы неоднородной среды. Акуст. ж., 1958, 4, 1, 100—101.

Н.-и. радиофизический институт
при Горьковском государственном
университете

Поступила в редакцию
5 ноября 1958 г.