

## ПИСЬМО В РЕДАКЦИЮ

УДК 534.231.1

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ СТРУКТУРА ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА  
В НЕОДНОРОДНОМ ПО ТРАССЕ ВОЛНОВОДЕ

Лазарев В. А., Петухов Ю. В.

Интерференционная структура широкополосного звука в стратифицированных по глубине и однородных по трассе волноводах достаточно подробно изучалась ранее [1, 2]. Для неоднородных по трассе волноводов подобные исследования отсутствуют, что в значительной мере обусловлено трудностями теории при прогнозировании в них интерференционных явлений. Однако, из общих соображений следует, что, если при расположении точечного источника на однородном по трассе участке в целом неоднородного волновода успевают сформироваться достаточно узкая диаграмма направленности поля, то в более глубоководных и неоднородных по трассе участках волновода можно также ожидать регулярную интерференционную структуру широкополосного звука.

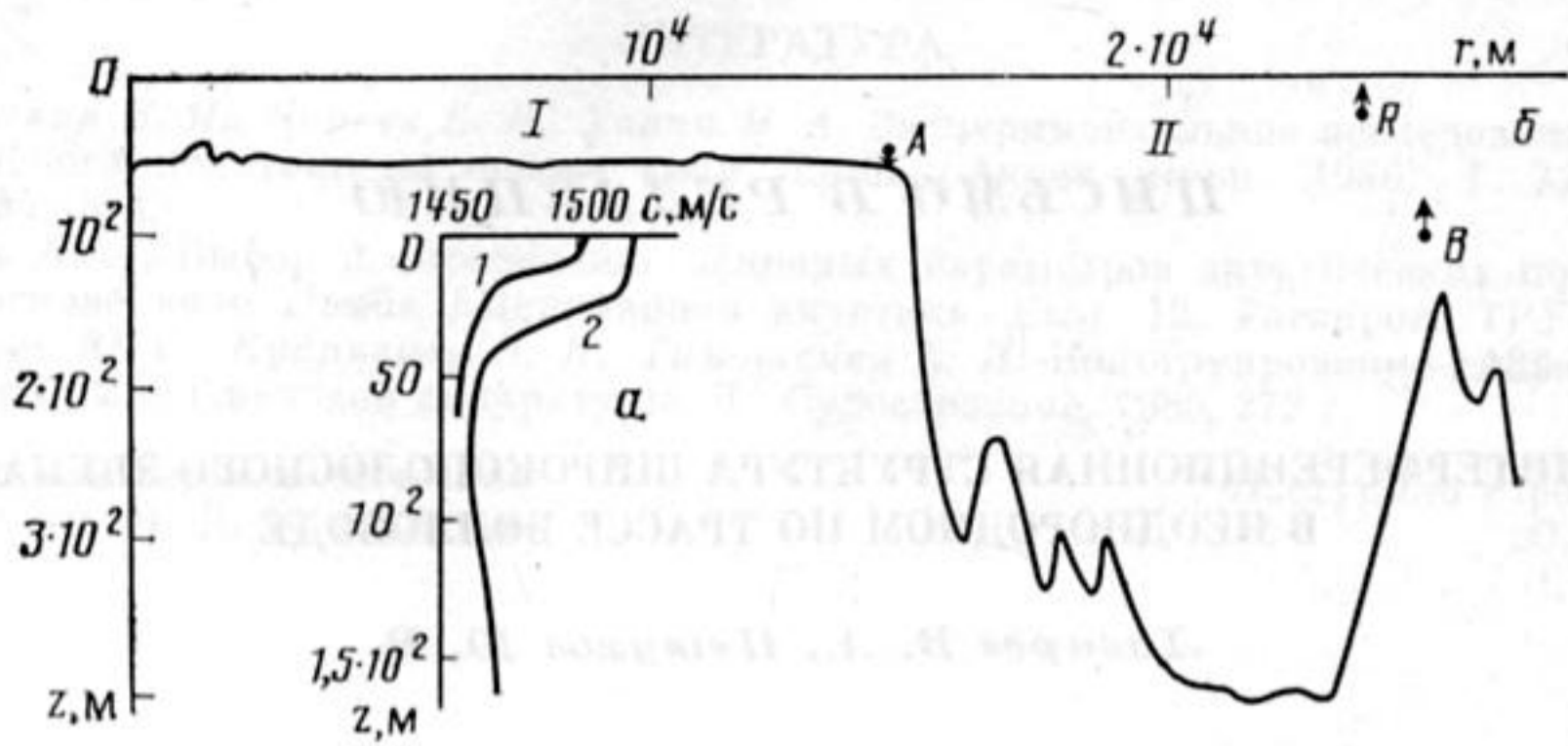
Экспериментальной проверке этого вывода и посвящена настоящая работа, в которой приводятся результаты исследований пространственного распределения спектральной плотности потока энергии  $E(f, r) = |S(f, r)|^2 / \rho_0 c_0$  и интенсивности  $J(r) =$

$$= \int_{f_1}^{f_2} E(f, r) df \quad (f_1 = 20 \text{ Гц}, f_2 = 150 \text{ Гц})$$

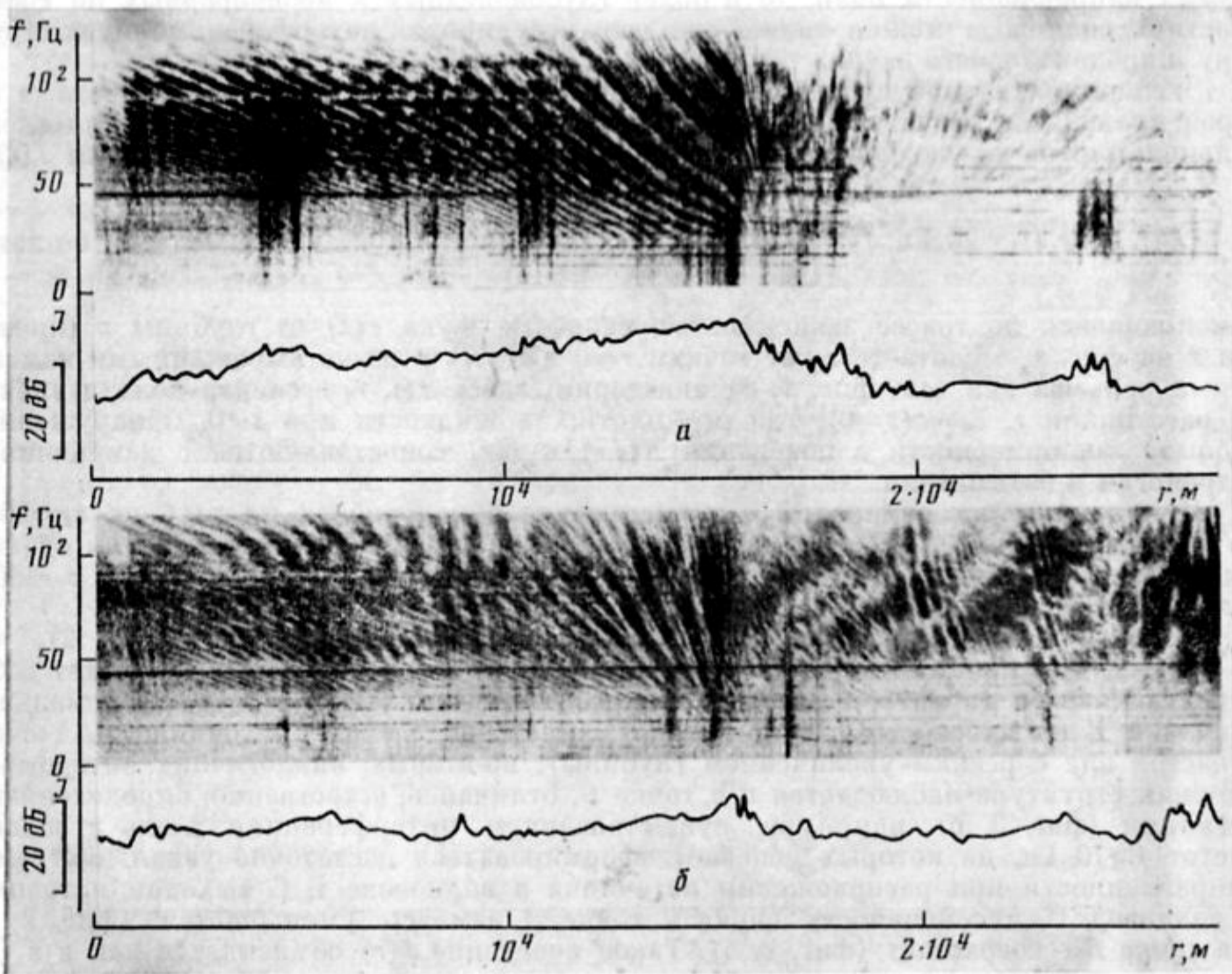
широкополосного звука в мелководной с плавно изменяющейся по трассе зависимостью скорости звука  $c(z)$  от глубины  $z$  (кривые 1 и 2 на фиг. 1, а соответствуют точкам  $r=0$  и  $r=R$ ) и резко выраженными изменениями рельефа дна (см. фиг. 1, б) акватории; здесь  $S(f, r)$  — спектр поля давления на расстоянии  $r$ ,  $c_0 = c(z=0)$ , где  $\rho_0$  — плотность жидкости при  $z \rightarrow 0$ . Обнаруженные в опыте закономерности в поведении  $E(f, r)$  и  $J(r)$  сопоставляются с изменениями гидрологии и батиметрии.

При проведении измерений источник звука буксировался на глубине  $z_s = 20$  м из точки  $r=0$  волновода I до точки  $R$  волновода II; прием осуществлялся на одиночные гидрофоны, расположенные в точках  $A$  и  $B$  соответственно на глубинах  $z_r = 50$  м и  $z_r = 102$  м (фиг. 1, б).

Из экспериментальных данных для  $E(f, r)$  и  $J(r)$  следует (см. фиг. 2), что, во-первых, при приеме в точке  $A$  интерференционная структура представляет собой чередующиеся с характерными для мелкого моря наклонами линии экстремальных значений  $E$  на плоскости  $f, r$  (фиг. 2, а), вплоть до выхода источника на «свал» (участок дна с резким увеличением глубины); во-вторых, аналогичная интерференционная структура наблюдается и в точке  $B$ , отличаясь, естественно, определенными деталями (фиг. 2, б), например, существованием интерференции лишь в области частот  $f > 70$  Гц, на которых успевают сформироваться достаточно узкая диаграмма направленности при расположении источника в волноводе I. С выходом источника в волновод II интенсивность звука в точке  $A$  заметно уменьшается (фиг. 2, а), а в точке  $B$  — возрастает (фиг. 2, б). Такое поведение  $J(r)$  объясняется как и в [3], рассеянием акустических волн «свалом», вследствие чего интерференционная структура в  $A$  практически не наблюдается, а в  $B$  — существенно изменяется, поскольку из-за интерференции сигналов, рассеянных «свалом» и непосредственно проходящих в точку  $B$  из источника в области  $r > 1,4 \cdot 10^4$  м линии экстремальных значений  $E(f, r)$  имеют противоположные наклоны (фиг. 2, б), характерные, например, для интерференции широкополосных сигналов в подводном звуковом канале [1, 2]. Отметим также, что при прохождении источника над возвышенностями рельефа дна в волноводах I и II в интерференционных структурах, регистрируемых в точках  $A$  и  $B$ , наблюдаются экстремальные линии  $E(f, r)$  противоположных наклонов (см. фиг. 2), которые, как и в случае прохождения источника над «свалом», появляются вследствие интерференции сигналов, рассеянных возвышенностями рельефа и непосредственно вышедших из источника, поскольку именно для них относительные временные задержки всегда увеличиваются с уменьшением расстояния между корреспондирующими точками. Как известно [2], такой рисунок линий на плоскости  $f, r$  типичен для однородных по трассе волноводов лишь при прохождении источника на минимальном расстоянии от приемника.



Фиг. 1



Фиг. 2

Сам факт существования интерференции между рассеянными и «прямыми» волноводными сигналами позволяет использовать его, например, в исследованиях неоднородностей подводного грунта.

В заключение авторы считают своим долгом выразить признательность В. А. Звереву за конструктивную критику по данной работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чупров С. Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // В кн.: Акустика океана. Современное состояние/под ред. Бреховских Л. М. и Андреевой И. Б. М.: Наука, 1982. С. 71–91.
2. Интерференция широкополосного звука в океане // Сб. научн. тр./под ред. Зверева В. А., Орлова Е. Ф. Горький.: ИПФ, 1984, 185 С.
3. *Dosso S. E., Chapman N. R.* Measurement and modeling of downslope acoustic propagation loss over a continental slope // *J. Acoust. Soc. Amer.* 1987. V. 81. N. 2. P. 258–268.

Институт прикладной физики  
Академии наук СССР

Поступило в редакцию  
1.XII.1987