АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 39 1993 Вып. 5

УДК 534.6:551.46

© 1993 г. В. А. Зверев, В. А. Лазарев, В. Н. Фокин, Г. А. Шаронов

КОГЕРЕНТНОСТЬ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ОКЕАНЕ

По результатам исследования интерференционной структуры низкочастотного акустического поля в вертикальной плоскости при распространении волн в океаническом волноводе показано, что когерентность поля определяется не случайными неоднородностями среды, а регулярными параметрами волновода.

Известно, что пространственная когерентность монохроматической акустической волны нарушается при ее распространении в океане. К анализу этого явления можно подойти с трех различных позиций. Наиболее естественно и принято связывать нарушение когерентности акустического поля с флуктуационными процессами, происходящими в толще океана, опираясь при этом на теорию распространения волн в случайных средах, развитую для однородной среды [1—3], модифицируя ее к условиям распространения волн в океане.

Другой позиции придерживаются экспериментаторы [4, 5], которые обычно изучают флуктуационные явления эмпирическим путем. Они видят свою задачу в первую очередь в том, чтобы изучать и систематизировать явление, а затем пытаться понять и объяснить его по тем или иным моделям.

В данной статье обсуждается другой подход к рассмотрению вопросов когерентности акустических волн. В основу рассмотрения причин, разрушающих корреляционные связи, положены не традиционные случайные неоднородности, а специфические, присущие океану условия распространения волн. Характерной особенностью распространения акустических волн в океане является ярко проявляющаяся многолучевость и связанные с ней интерференционные явления. Океан обычно представляется плоскослоистой средой, в которой многолучевость наблюдается только в вертикальной плоскости. В горизонтальной плоскости океан принято считать достаточно однородным для того, чтобы рассматривать его как однородную среду.

Покажем, что когерентность акустического поля в океанических условиях может определяться целиком условиями распространения волн, а не параметрами случайных неоднородностей, как это постоянно имеет место в других случаях. В частности, покажем, что интервал поперечной корреляции поля определяется наряду с другими факторами шириной углового спектра поля в вертикальной плоскости, а в число факторов, оказывающих влияние на когерентность, входят факторы, определяющие регулярные условия распространения волн.

Направим ось z прямоугольной системы координат вертикально (поперек волновода), ось y направим вдоль распространения волны, а ось x — поперек этого направления. В вертикальной плоскости y, z излучение от точечного источника приходит в точку приема в диапазоне углов α. Этот параметр характеризует волновод и может быть выражен через такие параметры, как эффективная глубина волновода H и переходное расстояние R_0, в пределах которого амплитуда поля убывает с увеличением расстояния от точечного источника по сферическому закону, т. е. как квадрат этого расстояния.

$$\alpha = H/R_0. \tag{1}$$

Угол α называется углом захвата лучей волноводом [6]. В месте приема излучения, находящемся на расстоянии $R = x^2 + y^2$ от источника, будет наблюдаться интерференционная картина. Обратим внимание на вид этой картины, так как он имеет для решения нашей задачи существенное значение.

Разность хода между горизонтальным и наиболее крутым лучом, которые пересекаются под углом α, будет максимальна и именно она определяет наименьший период интерференционной картины или наивысшую пространственную частоту. При малом угле α эта разность хода может быть приближенно представлена как

$$\Delta S = R\frac{\alpha^2}{2} + \alpha z. \tag{2}$$

На основании (2) уравнение интерференционных полос (условие получения максимума или минимума) будут выглядеть следующим образом:

$$\frac{2\pi}{\lambda}\Delta S = \frac{2\pi}{\lambda}R\frac{\alpha^2}{2} + \alpha\frac{2\pi}{\lambda}z = m\pi, \quad m = 0, 1, 2, \ldots. \tag{3}$$

Как следует из (3), интерференционные полосы идут параллельно поперечной горизонтальной координате x. Однако это будет иметь место только в том случае, если параметры волновода, входящие в (3) через значение угла α, не зависят от поперечной координаты x. В действительности реальный волновод может быть и даже в отличие от идеальной схемы непременно должен быть неоднородным вдоль координаты x. Учтем эту возможную неоднородность хотя бы в нулевом приближении, введя зависимость угла захвата от поперечной координаты x следующим образом:

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{d\alpha}{dx}x. \tag{4}$$

С учетом (4) и (3) для уравнения интерференционных полос получим:

$$m\pi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta S_0 + \frac{2\pi}{\lambda}R\alpha_0\frac{d\alpha}{dx}x + \frac{2\pi}{\lambda}\frac{d\alpha}{dx}zx, \quad \Delta s_0 = \alpha_0(R\alpha_0/2 + z). \tag{5}$$

Выражение (5) описывает интерференционные полосы, имеющие наклон к оси x. Последним слагаемым в (5) при достаточно больших расстояниях R можно пренебречь, и тогда мы получим, что благодаря появившемуся наклону интерференционных полос к оси x эти полосы приобретают модуляцию с соответствующим периодом и вдоль оси x. Величина периода модуляции (заметим, что это наименьший период) может быть оценена следующим соотношением:

$$\Lambda = 2\lambda/\alpha_0 R d\alpha_0/dx. \tag{6}$$

В этих условиях горизонтальная приемная антенна, помещенная в волновод, может работать, так же как и в свободном пространстве, лишь в пределах своей длины, определяемой соотношением (6). Вне пределов этого интервала антенна должна фазироваться с учетом конкретных параметров интерференционной картины. Однако это возможно только в том случае, если представить среду застывшей. Такая ситуация практически возможна только в течение небольшого промежутка времени, поскольку интерферирующие лучи распространяются в различных водных массах, в которых условиях распространения акустических волн не могут быть и не бывают одинаковыми в течение длительного времени. Интерференционная картина перестанет «дышать» и сделается стабильной при условии, когда изменения скорости звука на разных участках трассы будут удовлетворять условию

$$\frac{\Delta c}{c} < \frac{\lambda}{R}. \tag{7}$$

При изменении скорости звука на $\Delta c/c = \lambda R$ интерференционная картина сместится вдоль оси x на величину периода Λ_x, определяемого (6). Такие смещения интерференционной структуры вдоль оси x будут иметь случайный характер, в силу чего параметр Λ_x будет играть роль интервала поперечной корреляции поля.

Таким образом, в рассмотренной модели когерентность поля связана главным образом с параметрами самого волновода, с его не случайными, а вполне регулярными параметрами.

Интервал поперечной корреляции, согласно рассматриваемой модели, должен быть пропорционален длине волны, т. е. интервал корреляции, измеренный в длинах волн, не должен зависеть от частоты. Это не противоречит имеющейся среди экспериментаторов практике оценивать интервалы корреляции именно в длинах волн.

Известно, что при распространении акустических волн не очень большие расстояния, измеряемые тысячами километров, стабильность частоты сигналов сохраняется настолько хорошо [5], что становится затруднительным объяснить, почему сигналы не сохраняют когерентность, если точки приема разнесены поперек трассы на сравнительно небольшое расстояние. С точки зрения рассматриваемой модели, этот факт становится понятным.

Теперь коснемся более общего случая, когда линейные изменения параметров волновода вдоль x не столь существенны по сравнению с величиной шероховатости дна. Это особенно важно на низких частотах, где абсолютные размеры интервала поперечной корреляции λ_x велики. Чтобы интерференционная картина сдвинулась на один период, общая глубина волновода должна измениться на величину, удовлетворяющую следующему условию:

$$\frac{\Delta H}{H}\left(\frac{2H^2}{\lambda R_0}\right)\left(\frac{R}{2R_0}\right) = 1. \tag{8}$$

Рассмотрим физический смысл сомножителей, входящих в (8). Первый сомножитель $\Delta H/H$ означает относительное изменение размера волновода, множитель $R/2R_0$ представляет собой число когерентно суммирующихся сдвигов интерференционной картины при отражении от границ волновода. Второй сомножитель $2H^2/\lambda R_0 = 2\alpha H/\lambda$ в связи с этим можно интерпретировать как сдвиг картины при одном отражении. При шероховатой границе результаты изменений глубины естественно сложить некогерентно. При этом (8) примет вид:

$$\frac{\Delta H}{H}\left(\frac{2H^2}{\lambda R_0}\right)\left(\frac{R}{2R_0}\right)^{1/2} = 1. \tag{9}$$

Теперь обратим внимание на вытекающее из рассматриваемой модели следствие, которое, вероятно, широко не известно, но которое можно экспериментально проверить. На основе формулы (9) можно ожидать, что должна существовать некоторая частотная граница когерентности, т. е. такая частота, ниже которой должна наступать полная когерентность. Действительно, величина $\Delta H/H$ в (9) ограничена. Ее величина зависит от рельефа дна и в любом случае она меньше единицы. В том случае, когда длина волны λ_α становится столь большой, что равенство (9) уже не выполняется, то интерференционная картина не может переместиться на период и, следовательно, когерентность будет сохраняться.

$$\lambda_d = \frac{\Delta H H}{R_0}\left(\frac{R}{R_0}\right). \tag{10}$$

Когерентность сохраняется для всех частот, которые лежат ниже граничной частоты, определяемой (10).

Проиллюстрируем отмеченные выше соображения на примере поведения интерференционной структуры акустического поля в вертикальной плоскости в

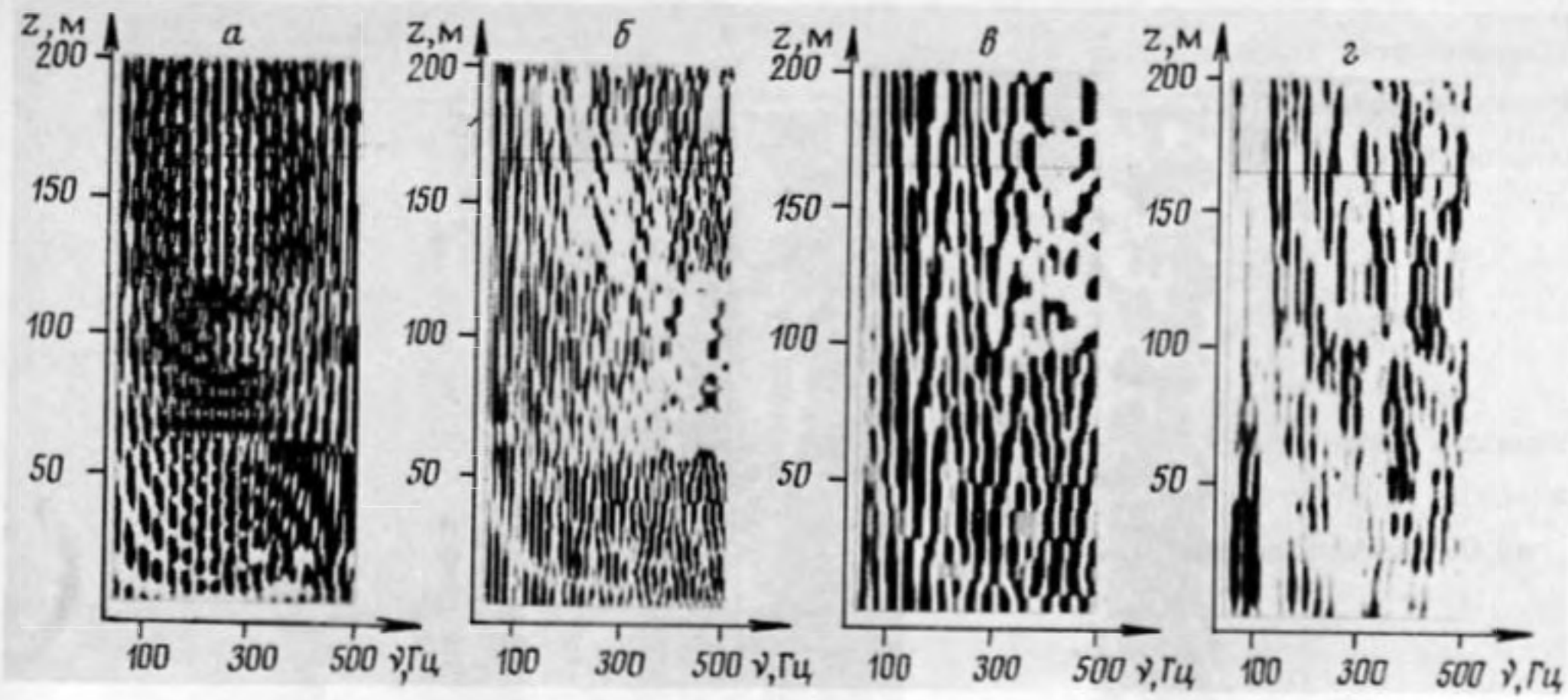

Рис. 1. Пространственно-частотное распределение интенсивности поля в вертикальной плоскости, рассчитанное для двуслойного волновода $c_1 = 1450$, $c_2 = 1500$ м/с, $\rho_0/\rho_1 = 1{,}3$) глубиной 620 м на дистанциях от источника: *а* — 1 км; *б* — 4; *в* — 8; *г* — 20 км

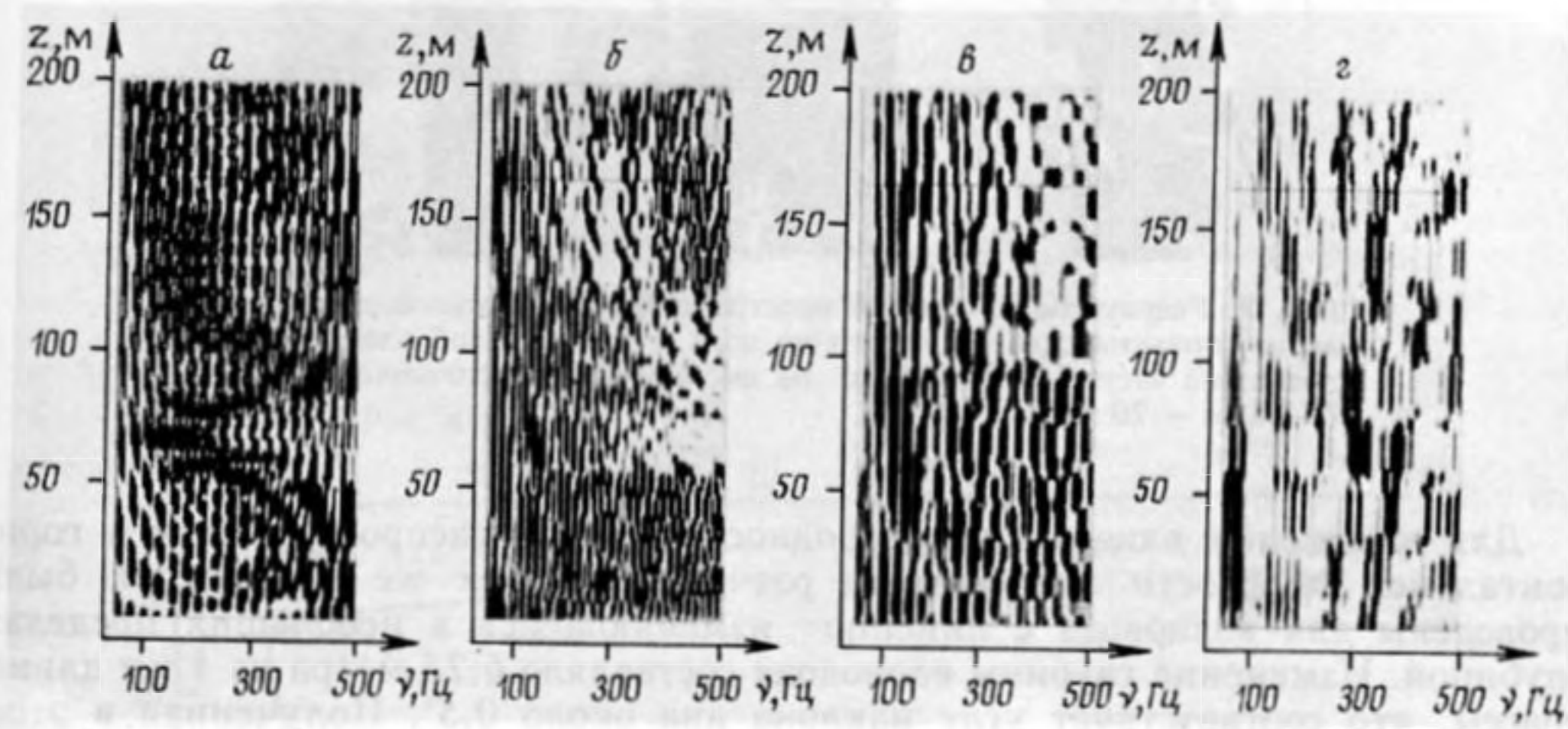

Рис. 2. Пространственно-частотное распределение интенсивности поля в вертикальной плоскости, рассчитанное для двуслойного волновода глубиной 620 м с наклонным дном ($dz/dy = 6{,}25$ м/км) на дистанциях от источника: *а* — 1 км; *б* — 4; *в* — 8; *г* — 20 км

случае волновода с ровным дном. На рис. 1 приведены результаты расчета интерференционной структуры поля в двуслойном волноводе. Источник звука располагался на глубине 70 м[1]. Пространственно-частотное распределение интенсивности поля получено в лучевом приближении и представлено в плотностном виде в координатах частота — глубина точки приема $\{\nu, z\}$.

Нетрудно видеть, что даже в случае простейшего волновода имеет место достаточно сложная интерференционная структура поля в зависимости от частоты и глубины точки приема, изменяющаяся с изменением дистанции от источника звука. В зависимости от расстояния между точками излучения и приема изменяется как частота интерференционной модуляции, так и углы наклона интерференционных полос.

[1] Численные значения параметров для расчета интерференционной структуры поля выбраны исходя из данных проведенного эксперимента, результаты которого даны ниже.

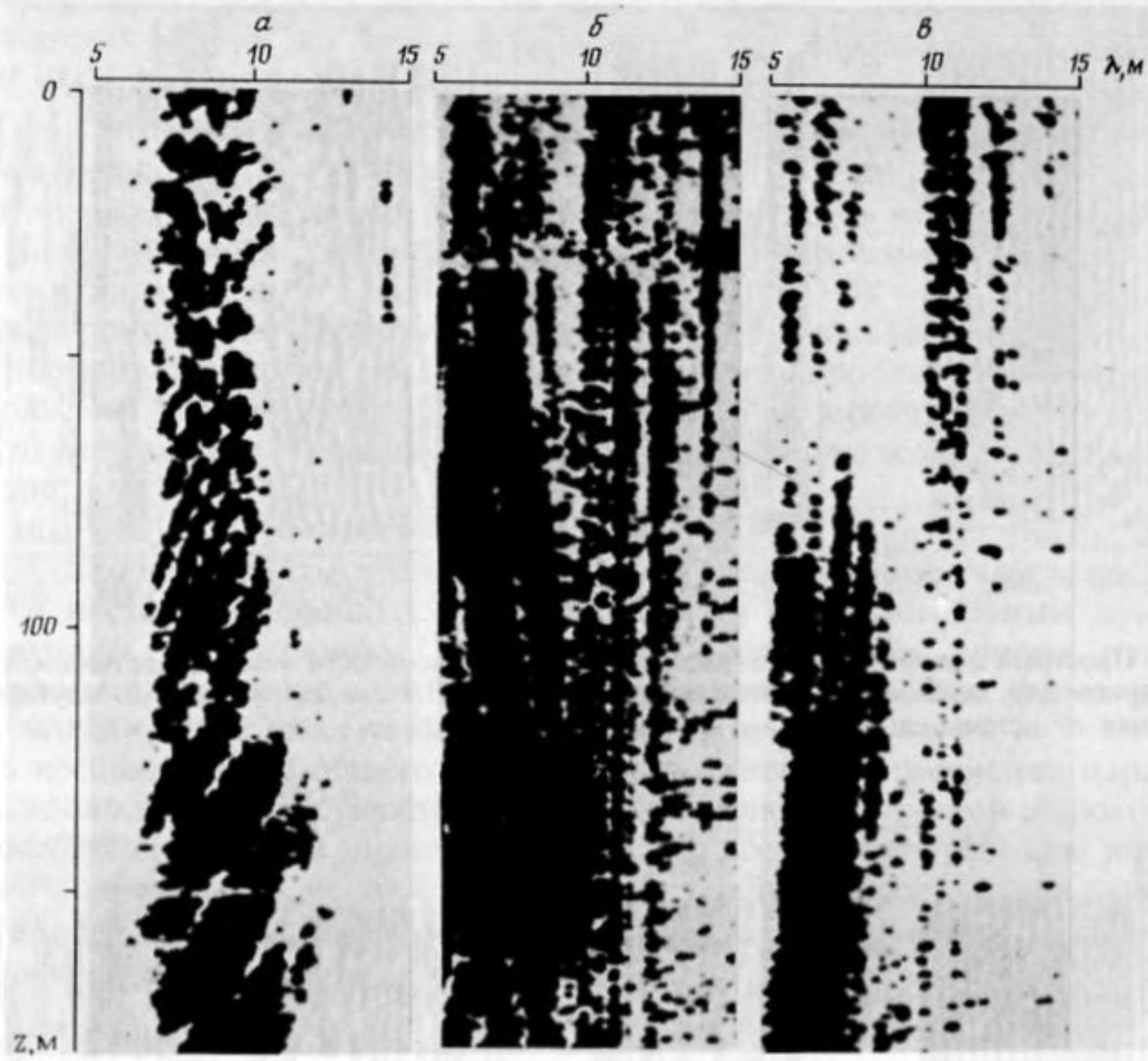

Рис. 3. Результаты измерений пространственно-частотного распределения интенсивности акустического поля в вертикальной плоскости в диапазоне частот 150—300 Гц на дистанциях от источника: *а* — 1; *б* — 8; *в* — 20 км

Для выяснения влияния неоднородности канала распространения в горизонтальной плоскости аналогичные расчеты при тех же параметрах были проведены для волновода с линейно изменяющейся в небольших пределах глубиной. Изменение глубины волновода составляло 6,25 метра на 1 км длины трассы, что соответствует углу наклона дна около 0,5°. Полученная в этом случае интерференционная структура поля в вертикальной плоскости в зависимости от частоты показана на рис. 2. Сравнение пространственно-частотных распределений, приведенных на рис. 1 и 2, на соответствующих расстояниях позволяет выделить изменения интерференционной структуры в направлении оси *x*, перпендикулярной направлению распространения, при малых изменениях глубины. Сравнение показывает, что на частотах выше 200 Гц сдвиг экстремальных линий спектральной плотности энергии поля превышает период интерференционной модуляции по частоте. Это свидетельствует о существенном влиянии малых изменений профиля дна вдоль трассы распространения на интерференционную структуру акустического поля, а следовательно, и на пространственную корреляцию поля.

Расчеты интерференционной структуры поля в вертикальной плоскости для случая неоднородных по трассе волноводов также подтверждают сильную зависимость ее от параметров волновода. При этом конкретный вид пространственно — частотного распределения интенсивности поля может быть весьма разнообразным, поскольку характеристики поля в точке приема определяются рядом факторов, таких как, например, распределение по трассе распространения скорости звука, акустические свойства дна, частотные и угловые зависимости коэффициентов отражения от границ.

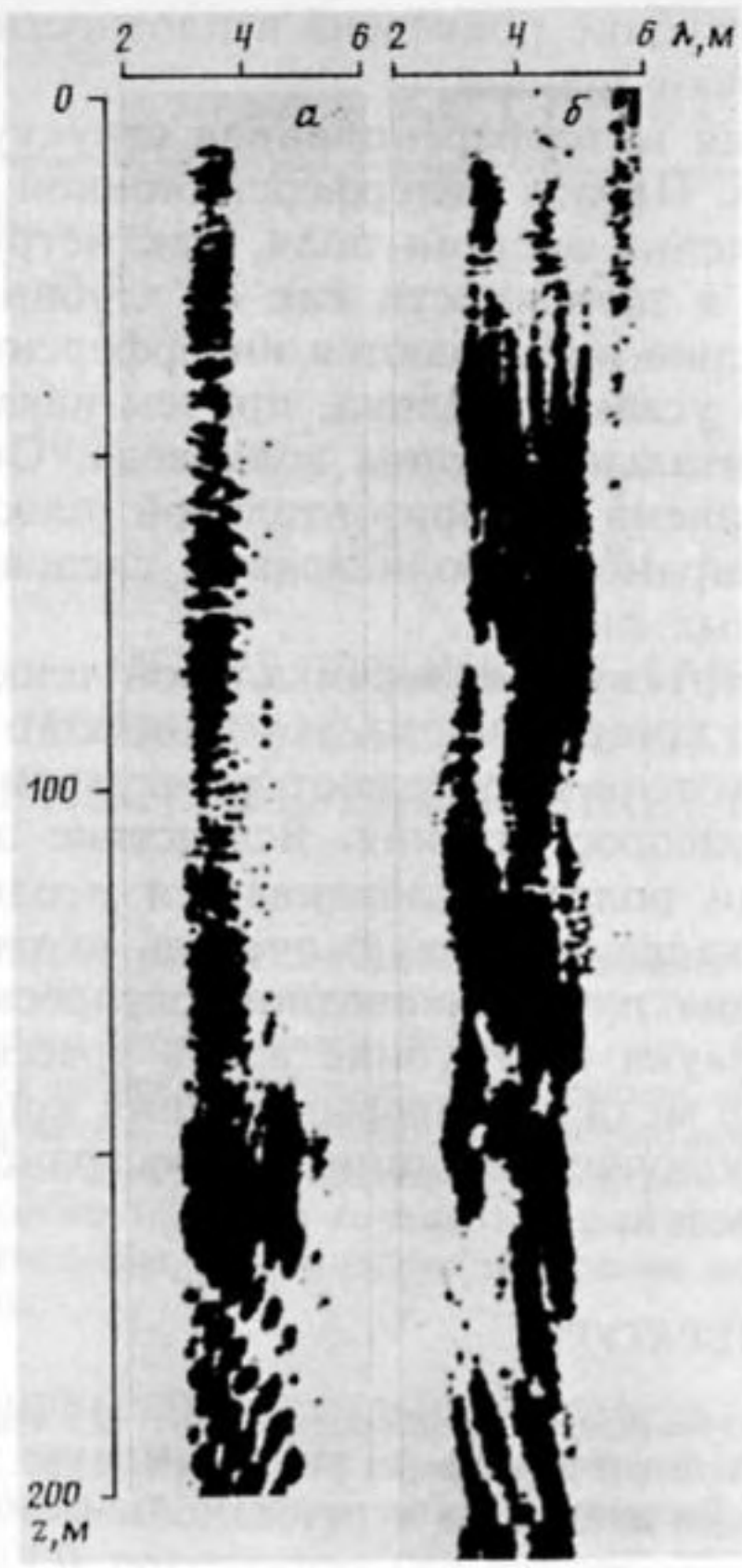

Рис. 4

Рис. 4. Результаты измерений пространственно-частотного распределения интенсивности акустического поля в вертикальной плоскости в диапазоне частот 250—750 Гц на дистанциях от источника: *а* — 1; *б* — 20 км

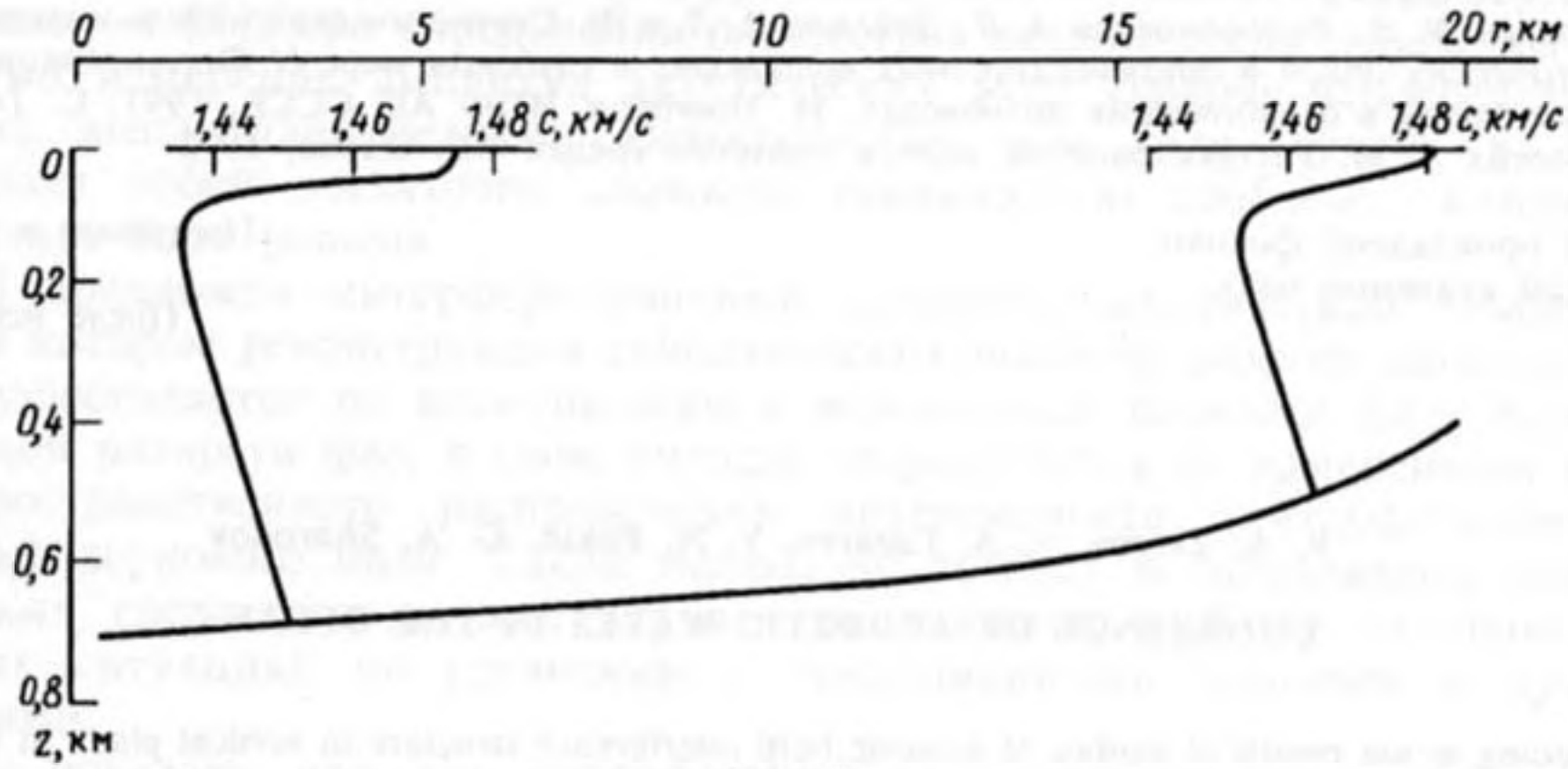

Рис. 5

Рис. 5. Профиль дна вдоль трассы и зависимости скорости звука от глубины в точках излучения и приема на расстоянии 20 км

В связи с этим представляет интерес исследование интерференционной структуры поля в вертикальной плоскости в зависимости от частоты в реальных условиях.

Результаты измерений пространственно-частотных распределений энергии акустического поля по вертикали в условиях реального волновода со средней глубиной 620 м приведены на рис. 3 и 4. Характеристики профиля дна на трассе длиной 20 км и зависимости скорости звука от глубины в точках излучения и приема на дистанции 20 км показаны на рис. 5. Глубина излучателя составляла 70 м. На рис. 4, 5 спектральная плотность энергии принимаемого гидрофоном

сигнала при сканировании приемника по глубине приведена в плотностном виде в координатах длина волны — глубина точки приема.

Во всех случаях имеет место регулярная интерференционная структура акустического поля в вертикальной плоскости. Период интерференционной модуляции пространственно-частотного распределения энергии поля, как нетрудно заметить, варьируется в широких пределах в зависимости как от глубины точки приема, так и от длины волны. Одновременно наблюдаются интерференционные линии с различными по величине и знаку углами наклона, причем наклон этих линий изменяется при изменении горизонтальной длины волновода. Очевидно, что при поперечном смещении точки приема в горизонтальной плоскости в реальном волноводе будут изменяться и параметры волновода и, следовательно, положение экстремумов интерференционных линий.

Таким образом, интерференционная структура в вертикальной плоскости и фактически определяемая ее свойствами когерентность акустического поля в океанических условиях в значительной степени определяются регулярными параметрами, характеризующими условия распространения. Вследствие этого величина интервала поперечной корреляции поля обусловливается неоднородностями регулярного, а не случайного характера, в первую очередь неоднородностями профиля и акустических свойств дна при мелководном распространении и изменениями распределения скорости звука по глубине вдоль трассы в глубоководных каналах. Рассмотренный выше механизм формирования когерентности акустического поля в волноводе не исключает влияния на пространственную корреляцию поля случайных неоднородностей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Чернов Л. А.* Распространение волн в среде со случайными неоднородностями. М.: Наука, 1975.
2. *Татарский В. И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967.
3. *Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. В.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978.
4. *Голубев В. Н., Лазарев В. А., Орлов Е. Ф. и др.* Экспериментальные исследования интерференции широкополосного звука в океане // Интерференция широкополосного звука в океане. Горький: ИПФ АН СССР, 1984. С. 93—132.
5. *Артельный В. В., Вировлянский А. Л., Зейгман А. Л. и др.* Статистическая модель низкочастотных акустических полей в приповерхностных волноводах в глубоком море // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Н. Новгород: ИПФ АН СССР, 1991. С. 149—173.
6. *Бреховских Л. М.* Распространение волн в слоистых средах. М.: Наука, 1973.

Институт прикладной физики
Российской академии наук

Поступила в редакцию
02.09.92
После исправления
17.02.93

V. A. Zverev, V. A. Lazarev, V. N. Fokin, G. A. Sharonov

COHERENCE OF ACOUSTIC WAVES IN THE OCEAN

According to the results of studies of acoustic field interference structure in vertical plane in the process of waves propagation in the oceanic waveguide, the field coherence is demonstrated to be determined not by random inhomogeneities of a medium, but by regular parameters of the waveguide.