АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 36 1990 Вып. 2

УДК 551.463.2

© 1990 г.

И. Г. Малкина, В. П. Шевцов

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ УСТОЙЧИВОСТИ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЕРЕДАТОЧНОЙ ФУНКЦИИ АКУСТИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА В ГЛУБОКОМ МОРЕ

В полосе частот 20–250 Гц на всех обследованных дистанциях, вплоть до 350 км, наблюдается упорядоченная частотно-пространственная структура спектральной передаточной функции (СПФ) волновода в сложных гидрологических условиях. Выявлены участки спектра, где СПФ обладает аномально высокой чувствительностью к изменению расстояния и частоты, которую можно объяснить волновыми эффектами в рамках модели среды в виде совокупности однородных слоев.

Основные закономерности формирования регулярной структуры спектральной передаточной функции (СПФ) волновода в океане рассмотрены в работах [1–3]. В значительно меньшей мере изучена временная устойчивость СПФ и ее мелкомасштабная пространственная изменчивость, что затрудняет оценку пределов возможного использования регулярных свойств СПФ для решения прикладных задач.

В данной работе обсуждаются результаты длительных наблюдений в отдельных точках трассы, расположенной в глубоководной части моря на небольшом удалении от материкового склона. Измерения проводили по методике с двумя судами. Одно из них (приемное) было пришвартовано к заякоренному бую. Другое судно обеспечивало излучение в дрейфе в течение 5 ч импульсных сигналов с периодом повторения 30 с на разном расстоянии от точки приема в пределах от 30 до 350 км.

В качестве источника звука использовали пневматический излучатель ударного типа, сигналы которого имеют спектр в полосе частот 5–300 Гц. Для точной временной привязки момента излучения и приема запуск источника звука производился высокостабильными кварцевыми часами. Синхронизованные с ними аналогичные часы находились также и на приемном судне, что давало возможность автоматически контролировать расстояние между излучателем и приемниками с точностью до единиц метров.

Для спектральной обработки принятых сигналов использовали аналого-цифровой анализатор типа 2031, состыкованный с ВК МЕРА-60. Полученные энергетические спектры затем нормировались на спектры излученных импульсов и поступали на регистраторы. Одновременно они отображались на полутоновом дисплее в виде отдельных строк телевизионного кадра и в совокупности формировали трехмерную графическую запись квадрата модуля СПФ в координатах время наблюдения (дистанция) — частота.

По гидрологическим условиям район исследований относится к сложным районам прибрежного типа, где присутствуют развитая тонкая структура гидрофизических полей, мезомасштабные фронты и разнообразные волновые процессы. Однако усредненный вертикальный профиль в пределах трассы основные свои черты сохраняет. Верхнюю его часть составляет перемешанный слой, затем идет ярко выраженный сезонный термоклин, залегающий на глубине 25–35 м. Ниже термоклина скорость продолжает уменьшаться и достигает минимума на горизонте 100–120 м. Далее с глубиной она медленно увеличивается.

В процессе измерений излучатель находился на горизонте 60 м, т. е. несколько выше оси звукового канала. При таких условиях, как показы-

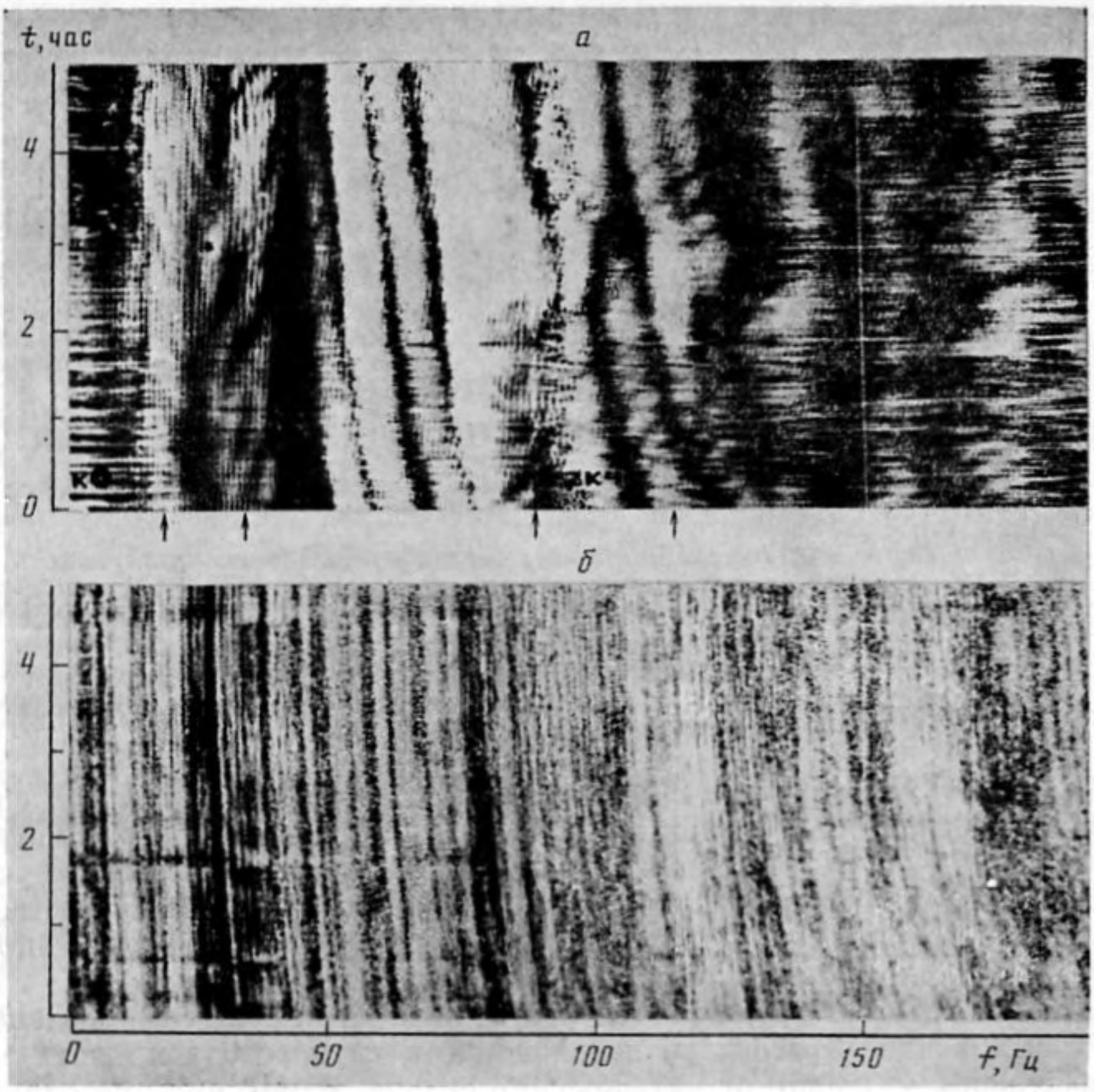

Рис. 1. Спектральные передаточные функции, зарегистрированные в дрейфе на расстоянии: *а* — 55 км, *б* — 250 км от источника

вают результаты лучевых расчетов, в общей структуре акустического поля выделяется ближняя освещенная область незначительной протяженности, дальше следует зона геометрической тени и первая зона конвергенции с границей на расстоянии 22 км. За счет перекрытия последующих зон освещенности на дистанциях более 45 км имеет место сплошная засветка поля «водными» лучами.

Анализ полученных результатов показывает, что упорядоченная частотно-пространственная структура СПФ, т. е. непрерывность линий минимумов ее модуля в координатах расстояние — частота, наблюдается во всем диапазоне использованных частот и на всех дистанциях, охваченных экспериментами. Это свидетельствует о том, что совокупное воздействие разнообразных гидрофизических процессов в водной среде, даже в сложных в динамическом отношении районах, тонкую интерференционную картину поля в полосе частот до 250 Гц на расстояниях 300—400 км не разрушает. Обладает она также и определенной временной устойчивостью. По крайней мере в течение нескольких часов ее структура заметным образом не изменяется.

В качестве примера на рис. 1 приведены полутоновые записи квадрата модуля СПФ, типичные для случаев, когда поле в основном сформировано отраженными (рис. 1, *а*) и рефрагированными (рис. 1, *б*) сигналами. Ясно, что совместно с временной здесь неразделимо присутствует и пространственная изменчивость СПФ, обусловленная дрейфом излучающего судна. Однако по оценкам на основе измерения времени распространения акустических сигналов скорость дрейфа была небольшой и не превышала 0,5 км/час (рис. 2).

Для количественной оценки стабильности СПФ на разных частотах были рассчитаны значения параметра, равного натуральному логарифму

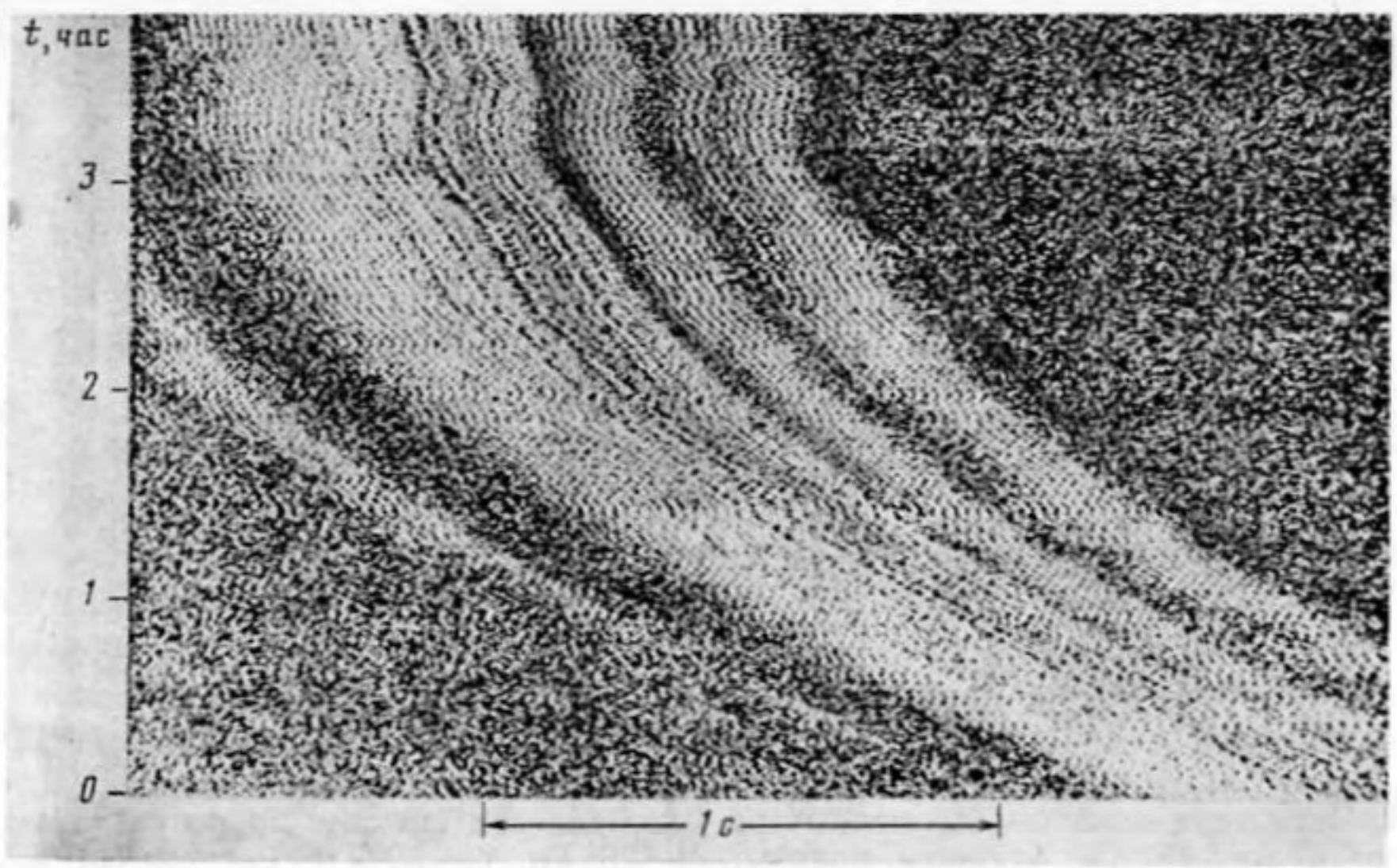

Рис. 2. Запись временной структуры принятых акустических сигналов, иллюстрирующая изменение времени их распространения в период наблюдений в дрейфе на расстоянии 250 км

отношения квадрата модуля средней спектральной компоненты звукового давления к ее среднему квадрату модуля для скользящих частотных полос 20 и 60 Гц. Усреднение проводилось по 150 реализациям, что соответствует 75-минутному интервалу наблюдений. Полученные результаты приведены на рис. 3. Они показывают, что наибольшая устойчивость СПФ имеет место на низких частотах. С увеличением частоты она заметно уменьшается.

Обращает на себя внимание тот факт, что на небольших расстояниях, где важную роль играют сигналы, взаимодействующие с дном, параметр устойчивости в области низких частот имеет ряд довольно узких минимумов, которые свидетельствуют о повышенной изменчивости СПФ в отдельных областях спектра. С увеличением дистанции положение этих минимумов смещается в сторону низких частот. При этом уменьшаются и интервалы между ними по частоте. В более широкой полосе анализа наличие таких областей проявляется в общем снижении устойчивости СПФ в низкочастотном диапазоне (рис. 3, *б*). Что же касается удаленных станций, где поле сформировано рефрагированными лучами, то здесь уменьшение указанного параметра с частотой в обеих полосах анализа происходит более равномерно.

Возвращаясь к вопросу о слабо устойчивых областях СПФ, следует отметить, что несколько похожий результат был получен в работе [4], где отмечено уменьшение когерентности сигналов в некоторых достаточно узких полосах в низкочастотной области спектра. Авторы предположительно объясняют его случайным характером взаимодействия сигналов, отраженных от поверхности дна и от границ в осадочной толще.

В нашем случае за счет высокого пространственного разрешения измерений природу локальной изменчивости СПФ удется выявить более определенно. Как видно из рис. 1, *а*, в областях, отмеченных стрелками, она обусловлена мелкомасштабной, но тем не менее регулярной пространственной изменчивостью СПФ. На фоне очень плавных линий экстремумов здесь присутствуют семейства интерференционных линий с резко отличающимися углами наклона и изменяющиеся с пространственным периодом десятки и сотни метров.

Такой характер мелкомасштабных особенностей СПФ и их вид не может быть объяснен ни искажениями спектра, обусловленными простым суммированием сигналов с задержкой во времени, как при отражении от разнесенных границ, ни рассеянием на случайных неоднородностях

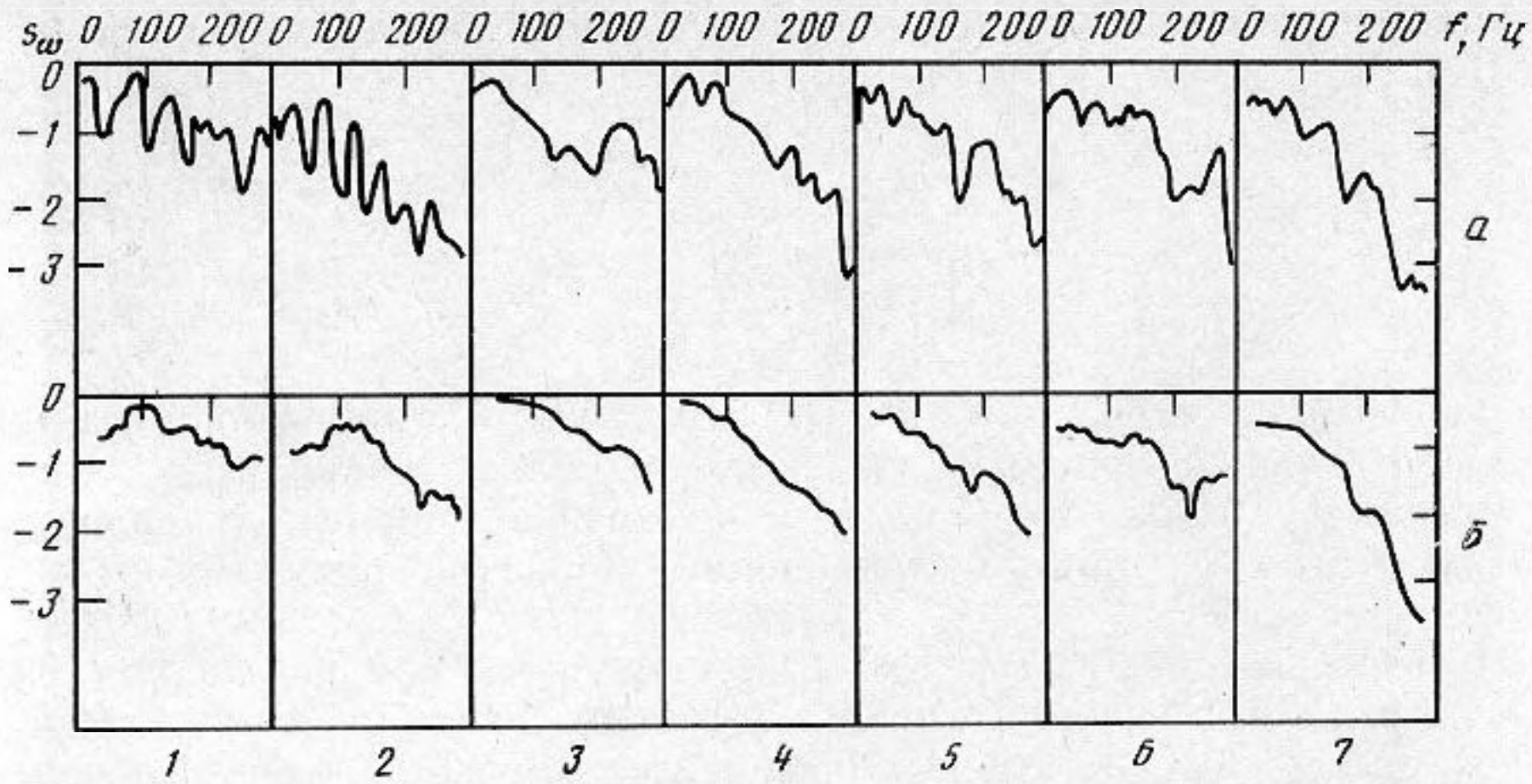

Рис. 3. Частотная зависимость параметра устойчивости спектра по результатам измерений в дрейфе для ширины полосы: *а* – 20 Гц, *б* – 60 Гц. Расстояние между источником и приемником: *1* – 30, *2* – 55, *3* – 90, *4* – 130, *5* – 180, *6* – 250, *7* – 340 км

грунта. Для объяснения необходимы модели, способные предсказать узкополосную частотную селективность взаимодействия звука с дном, а вместе с тем и мелкомасштабную упорядоченную структуру СПФ в отдельных участках спектра. В принципе такую модель можно пытаться строить путем введения в нее специфических неоднородностей среды, которые заведомо обладают и частотно-селективными свойствами и регулярностью в пространстве. Однако можно показать, что рассматриваемые особенности СПФ естественным образом объясняются волновыми эффектами в рамках простой, но тем не менее близкой к реальным условиям модели грунта в виде набора однородных слоев. Для этого поле точечного монохроматического источника звука в плоскослоистом волноводе представим в виде суммы нормальных волн [5] (множитель $e^{-i\omega t}$, выражающий временную зависимость, для краткости опускаем):

$$P_\omega = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \varphi_n(z) H_0^{(1)}(\xi_n R), \tag{1}$$

где P_ω – спектральная компонента звукового давления; z – глубина приема; R – горизонтальное расстояние между источником и приемником; ξ_n и φ_n – соответственно волновое число и вертикальная собственная функция моды номера n; c_n – константы, определяемые условиями у источника звука.

Соотношение (1) преобразуем, доопределив функции c_n, $\varphi_n(z)$ и ξ_n целого переменного n непрерывно для промежуточных значений. Заменяя в соотношении (1) функции Ханкеля первым членом асимптотики и используя формулу Пуассона [6], получим приближенное выражение для поля

$$P_\omega \approx \sqrt{\frac{2}{\pi}}\, e^{-i\frac{\pi}{4}} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \int_{N_1}^{N_2} \frac{c_n \varphi_n(z)}{\sqrt{\xi_n R}} \exp\left[iR\left(\xi_n - \frac{2\pi q n}{R}\right)\right] dn \tag{2}$$

где N_1, N_2 – соответственно наименьший и наибольший номера мод, возбуждаемых в волноводе.

Считая R большим параметром, оценим интегралы в выражении (2) методом стационарной фазы (перевала). Точки стационарной фазы определяются уравнением

$$\partial \xi_n / \partial n - 2\pi q / R = 0. \tag{3}$$

Используя соотношение (3), получаем оценку для суммы интегралов в (2)

$$P_\omega \approx \frac{2e^{-i\frac{\pi}{4}}}{R} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \frac{c_{n0}\varphi_{n0}(z)}{\sqrt{\pm \frac{d^2\xi_{n0}}{\partial n^2}\xi_{n0}}} e^{-i\left[R\left(\xi_{n0}-\frac{2\pi q n_0}{R}\right)\pm\frac{\pi}{4}\right]}, \tag{4}$$

где верхний знак берется при $(d^2\xi_{n0}/\partial n^2)>0$; суммирование ведется по всем перевальным точкам n_0, удовлетворяющим условию (3).

Введем функцию $D_n=-2\pi(\partial\xi_n/\partial n)^{-1}$, которая в промежуточных между целыми n точках принимает значение, равное периоду интерференции мод n и $n+1$.

Из соотношений (4) и (3) видно, что на данном расстоянии R поле определяется коэффициентами возбуждения мод, для которых R кратно целому числу D_n. Для группы мод, соответствующих одной перевальной точке, нули интенсивности на плоскости $\omega-R$ будут располагаться на кривых

$$R=qD_{n0}(\omega), \tag{5}$$

где номер n_0 определяется из условия

$$\varphi_{n0}(z,\ \omega)\varphi_{n0}(z_0,\ \omega)=0, \tag{6}$$

где z_0, z — горизонты излучения и приема.

Если в соотношении (6) зависимость от частоты мала (например, для мод, не имеющих точек заворота в водном слое), то номер n_0 остается почти постоянным при изменении частоты и интерференционные минимумы прописывают на плоскости $\omega-R$ кривые, соответствующие зависимости периода интерференции $D_{n0}(\omega)$, растянутой по расстоянию в q раз.

Вдали от точек экстремумов $D_n(\omega)$ модуль тангенса угла наклона интерференционных минимумов $|\Delta\omega/\Delta R|$ имеет порядок ω_0/R_0 (ω_0, R_0 — частота и расстояние в точке, где определяется угол наклона).

В особых точках, где $\partial\xi_n{}^2/\partial n=0$ (т. е. $\partial D_n/\partial n=0$) формула (4) неприменима. В окрестности таких точек нужно использовать разложение в ряд фазы в соотношении (2) до членов более высокого порядка по $(n-n_0)$. В пространстве эти точки расположены на расстояниях, кратных экстремумам $D_n(\omega)$, как функции номера моды n при фиксированной частоте ω. На плоскости $\omega-R$ эти особые точки образуют семейство линий

$$R=qD_{ext}(\omega), \tag{7}$$

где $D_{ext}(\omega)$ — экстремальное значение $D_n(\omega)$.

Вычислим поле в окрестности линий (7). Здесь формула (4) неприменима для кратностей q и номеров n_0, удовлетворяющих условию (3), если для них одновременно выполнено $\partial\xi_{n0}{}^2/\partial n^2=0$. Предположим, что при некотором q выполнено условие

$$[R-qD_{ext}(\omega)]/R\ll 1. \tag{8}$$

Разлагая фазу $\Phi_{-q}(n)$ соответствующего слагаемого суммы (2) в ряд в окрестности точки n_0, в которой на данной частоте достигается экстремум D_n, и интегрируя по n, получим для q-го члена суммы (2) выражение

$$T_{-q} \approx \frac{2c_{n0}\varphi_{n0}(z)}{\sqrt{\xi_{n0}}}\left(\frac{2}{R}\right)^{5/6}\left(\frac{\partial^3\xi_{n0}}{\partial n^3}\right)^{-1/3}\exp\left[i\left(R\xi_{n0}+2\pi q n_0+\frac{\pi}{4}\right)\right]v(t), \tag{9}$$

где

$$v(t)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_0^\infty \cos(st+s^3/3)\,ds \text{ — функция Эйри;}$$

$$t=\operatorname{sign}\left[\frac{\partial^3\xi_{n0}}{\partial n^3}\right]\frac{2\pi q(R_0-R)}{R_0\left(\frac{R}{2}\left|\frac{\partial^3\xi_{n0}}{\partial n^3}\right|\right)^{1/3}};\quad R=qD_{ext}(\omega).$$

Представление (9) справедливо на таком удалении от кривой $R=R_0(\omega)$, когда член четвертого порядка по $(n-n_0)$ в фазе Φ_{-q} много меньше члена третьего порядка. Можно показать, что это выполняется при условии $[(R_0(\omega)-R)/R]^{1/2}\ll 1$.

При $t<0$ функция $v(t)$ имеет осциллирующий характер. Она достигает абсолютного максимума при $t=-1$, когда $v(t)=0{,}949$. При $t>0$ функция $v(t)$ экспоненциально убывает. Можно показать, что пространственные размеры области повышенной интенсивности в окрестности

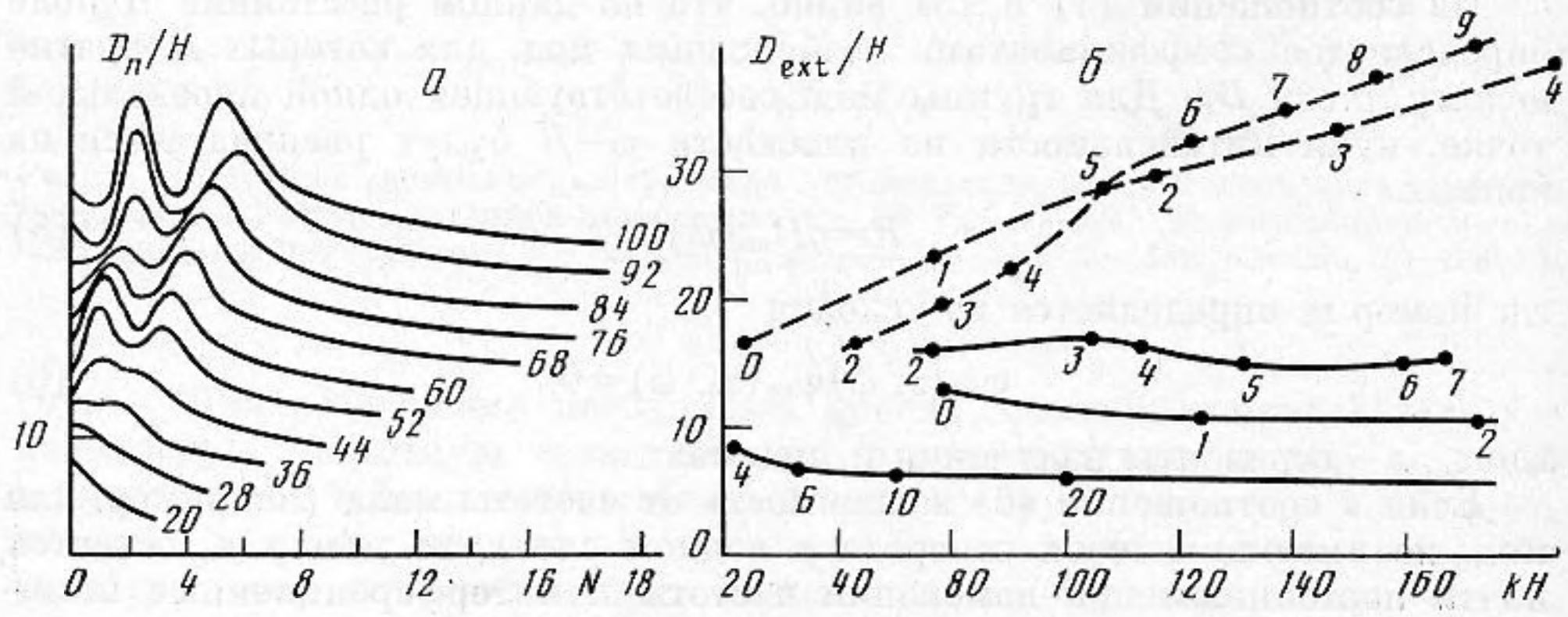

Рис. 4. Характеристики интерференционной структуры для волновода с профилем скорости звука в виде трех ступенек: *а* — зависимость отношения периода интерференции к глубине от номера моды при различных значениях параметра kH (обозначены цифрами), кривые сдвинуты вверх на 2,2 относительно друг друга, *б* — зависимость отношения экстремального значения периода интерференции к глубине от параметра kH. Сплошные линии — максимумы, штриховые — минимумы. Цифрами обозначены номера мод, на которых достигается экстремум

кривых (7) порядка $R^{1/3}k^{-2/3}$, а максимумы интенсивности растут с частотой и расстоянием пропорционально $(Rk)^{1/3}$ ($k=\omega/c_0$; c_0 — скорость звука на поверхности).

Значение $D_{ext}(\omega)$ с повышением частоты стремится к константе, соответствующей положению каустики или длине цикла граничного луча в геометрической акустике. Причем $D_{ext}(\omega)$, соответствующие максимумам периода D_n, стремятся к $D_{ext}(\infty)$ снизу, а $D_{ext}(\omega)$, соответствующие минимумам D_n,— сверху. На рис. 4 представлены зависимости D_n/H от номера моды n для нескольких значений kH и $D_{ext}(\omega)/H$ от kH для волновода с профилем скорости звука $c(z)$ в виде трех однородных ступенек, разделенных узкими прослойками с высоким градиентом $c(z)$. Видно, что значения D_{ext}, соответствующие минимумам D_n, гораздо быстрее с частотой приближаются к $D_{ext}(\infty)$.

В окрестности кривых (7) нули интенсивности представлены двумя системами линий: кривые $\varphi_{n0}(z)\varphi_{n0}(z_0)=0$, параллельные оси R, и кривые $v(t)=0$, проходящие вдоль кривых $R=qD_{ext}(\omega)$. С повышением частоты угол между ними и осью R стремится к $\pi/2$. Таким образом, если для условий, реализуемых в эксперименте, имеется частота ω, удовлетворяющая при данном R уравнению (7), то СПФ в окрестности этой частоты при малом изменении R меняется сильно, так как угол наклона кривых интерференционных минимумов к оси R на плоскости $\omega-R$ близок к $\pi/2$. При этом если ω_1 лежит на кривой (7), соответствующей минимуму $D_n(\omega)$, то спектр сигнала ниже этой частоты, как следует из представления (9), экспоненциально затухает. При увеличении R частота ω_1 смещается в область низких частот (рис. 4, *б*), а угол между кривыми $v(t)=0$ и осью R убывает, т. е. спектр в особой области с расстоянием изменяется медленнее, размеры области по часто-

те убывают, а скорость спадания спектра ниже частоты ω_1 возрастает.

Как видно из рис. 4, *б*, при многослойной структуре морского дна имеется несколько семейств кривых (7), соответствующих минимумам D_n. Причем на данном расстоянии существенный вклад обычно вносят несколько групп мод с разными q. В результате в СПФ образуется несколько особых областей, которые с ростом R сближаются и перемещаются в область низких частот. В качественном отношении это полностью соответствует тому, что наблюдается в эксперименте.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Чупров С. Д., Мальцев Н. Е.* Инвариант пространственно-частотной интерференционной структуры звукового поля в слоистом океане // Докл. АН СССР. 1981. Т. 257. № 2. С. 475–479.
2. Сб. статей: Интерференция широкополосного звука в океане (Под ред. Зверева В. А., Орлова Е. Ф. Горький: ИПФ АН СССР. 1984. 185 с.
3. *Воронович А. Г., Гончаров В. В.* О связи океанологических характеристик с интерференционной структурой звукового поля в океане // Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984. С. 78–85.
4. *Дикус Р. Л., Филд Р., Моррис Дж. В., Андерсон Р. С.* Измерения пространственной когерентности звукового сигнала, взаимодействующего с дном, на абиссальной равнине Тахо // Акустика дна океана/Под ред. Купермана У., Енсена Ф. М.: Мир, 1984. С. 426–441.
5. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
6. Распространение волн и подводная акустика/Под ред. Келлера Дж. Б., Пападакиса Дж. С. М.: Мир, 1980.

Тихоокеанский океанологический институт
ДВО Академии наук СССР

Поступила в редакцию 02.02.89

I. G. Malkina, V. P. Shevtsov

INVESTIGATION OF A SPATIAL-TIME STABILITY OF AN ACOUSTIC WAVEGUIDE FREQUENCY RESPONSE FUNCTION IN A DEEP SEA

In the 20–250 c/s frequency band regular frequency – spatial structure of a waveguide frequency response function (WFRF) is observed under complex hydrological conditions for all distances up to 350 km. Spectrum intervals are revealed where WFRF has annormally high sensitivity to small deviations of the distance and the frequency. This fact can be explained by wave effects in the limits of the model of layered ocean.