

n и m в (1) практически ведется в конечных пределах, определяемых размером усечения бесконечной матрицы T [5].

На фиг. 1–3 представлены зависимости от угла φ_2 рассеянного поля для акустически жестких сфероида и конечного цилиндра, расположенных в точке z_0 , ось вращения которых лежит горизонтально и совпадает с направлением $\varphi = \alpha = 0$. Будем называть эти кривые характеристиками рассеяния в волноводе, хотя у них нет полной аналогии с характеристиками рассеяния для безграничной среды. Основное различие состоит в том, что характеристика рассеяния в волноводе вообще говоря зависит как от параметров волновода (глубины, скорости звука в дне и т. д.), так и координат излучателя r_1, z_1 , приемника r_2, z_2 или рассеивателя z_0 , причем вследствие интерференции отдельных мод эта характеристика будет изменять свою форму и в дальней зоне рассеивателя при изменении r_2, z_2 .

Рассмотрим условия, определяющие сходство или различие формы характеристик рассеяния в волноводе и безграничной среде. Углы θ_1 бриллюэновских лучей распространяющихся мод волновода лежат в пределах сектора, ограниченного углами $\pm\theta_{кр}$, $\theta_{кр} = \pi/2 - \arcsin \chi$ [4]. Если угол $\theta_{кр}$ мал настолько, что парциальные характеристики рассеяния (рассеяние из моды в моду, которые можно получить из (1), оставив вместо сумм по l и l' отдельные члены, соответствующие рассматриваемым модам) по своей форме отличаются мало, то и форма характеристики рассеяния в волноводе будет мало отличаться от аналогичной для безграничной среды и не будет зависеть от координат r_2, z_2 приемника, расположенного в дальней зоне рассеивателя.

Для приведенных на фиг. 1–3 рассеивателей при $\theta_{кр} = 20^\circ$ ($\chi = 15/16$) отличие характеристик рассеяния в волноводе и безграничной среде [5] мало, с ростом $\theta_{кр}$ это отличие увеличивается и при $\theta_{кр} = 40^\circ$ ($\chi = 3/4$) существенно. Заметим, что определяющим является именно угол $\theta_{кр}$, а не число распространяющихся мод L . Сама многолучевость (многомодовость) распространения, характерная для дифракции в волноводе, не приводит к усреднению характеристик рассеяния, т. е. даже для таких сложных по форме рассеивателей, как сфероид и конечный цилиндр остается определенное различие в характеристиках рассеяния в волноводе, имеющее место и в безграничной среде. При этом изменение характерных дифракционных максимумов – теневого и зеркального лепестков – происходит при дифракции в волноводе схожим образом. Наиболее существенные, качественные изменения происходят при углах падения волн $0^\circ \leq \varphi_1 < 45^\circ$. При углах падения $45^\circ \leq \varphi_1 \leq 90^\circ$ изменения сказываются в основном на амплитудах теневого и зеркального лепестков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кравцов Ю. А., Кузькин В. М., Петников В. Г. Дифракция волн на регулярных рассеивателях в многомодовых волноводах // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 3. С. 339.
2. Waterman P. C. New formulation of acoustic scattering // J. Acoust. Soc. Amer. 1969. V. 45. N 6. P. 1417.
3. Квятковский С. О. Применение метода Т-матриц к задаче о дифракции волн на рассеивателях в многомодовых волноводах // Волны и дифракция-85. IX Всесоюз. симп. по дифракции и распространению волн. Тбилиси.: Изд-во Тбилисск. гос. ун-та. 1985. Т. 2. С. 240.
4. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982. С. 264.
5. Квятковский С. О. Возможности упрощения вычислительного процесса в методе Т-матриц на основе анализа поверхностных интегралов // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 1. С. 122.

Ленинградский
кораблестроительный институт

Поступило в редакцию
8.X.1986

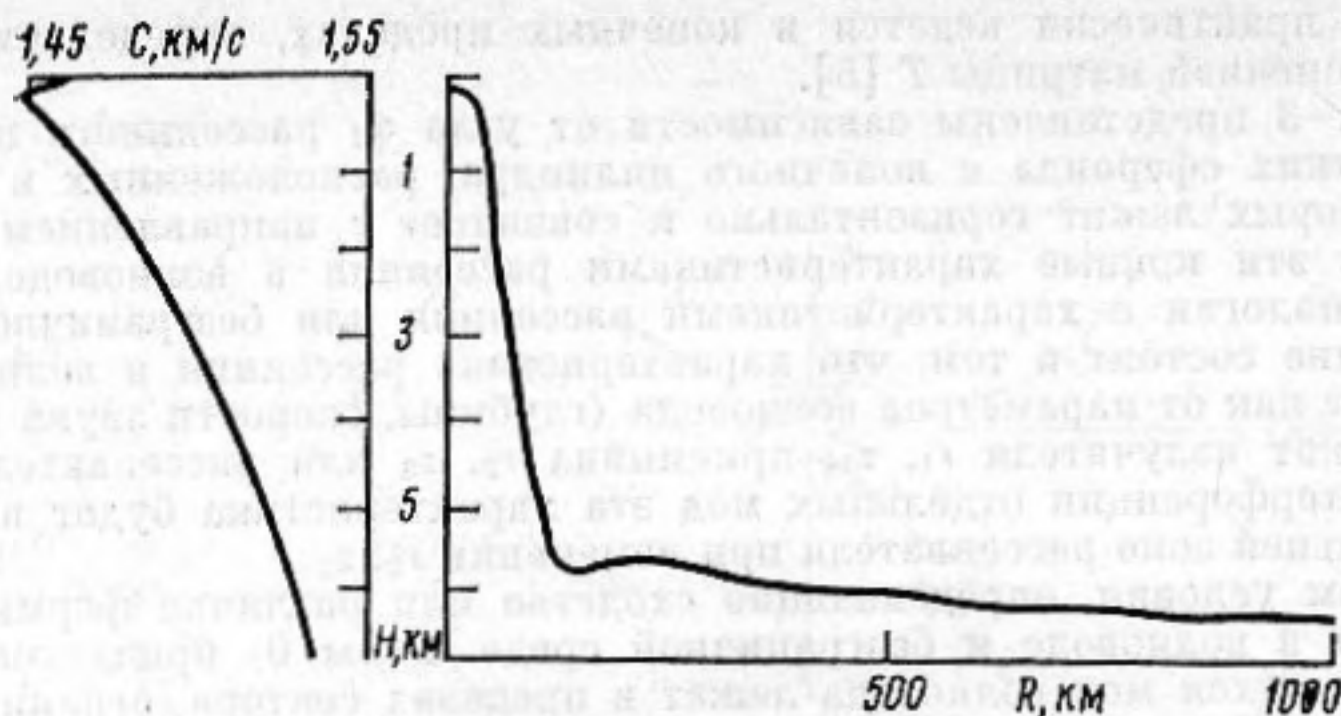
УДК 534.87

ВЛИЯНИЕ БЕРЕГОВОГО КЛИНА НА ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННУЮ СТРУКТУРУ ШИРОКОПОЛОСНОГО СИГНАЛА

Козин А. Б.

Хорошо известно, что в акустических волноводах скорость распространения нормальных волн зависит от частоты. При этом характер дисперсии определяется типом волновода. Например, для мелкого моря, которое часто моделируют в виде изоскоростного слоя с отражающими границами, характерно более быстрое распространение высоких частот и с понижением частоты групповая скорость моды уменьшается. В глубоководных районах с ярко выраженным подводным звуковым каналом характер дисперсии обратный. Здесь быстрее всего распространяются самые низкие частоты.

В последнее время живой интерес вызывает вопрос о распространении звука в клиновидной области берегового шельфа в плане выяснения ее влияния на сигнал,



Фиг. 1. Профиль скорости звука и рельеф дна вдоль трассы

приходящий с большого расстояния из глубоководной части океана. В момент приближения волнового фронта к области берегового шельфа звуковое поле представляет собой суперпозицию нормальных волн глубокого океана. Дисперсионная зависимость групповой скорости от частоты и номера моды приводит к увеличению длительности принятого импульса по сравнению с излученным. Если построить мгновенный спектр такого растянувшегося во времени импульса, подвергая спектральному анализу последовательные участки принятого сигнала, то в полученной частотно-временной структуре должны проявиться максимумы интенсивности, отражающие дисперсионные зависимости отдельных нормальных волн. Такая процедура давно использовалась для выделения мод в глубоком и мелком морях с применением акустических сонографов или узкополосных фильтров [1, 2]. В данном сообщении исследуется вопрос о том, насколько искажается частотно-временная структура нормальных волн открытого океана и сохраняется ли она вообще после прохождения области берегового клина, которая является переходной от «глубокого океана» к «мелкому морю».

Протяженность трассы составляла около 1000 км. Импульсное возбуждение звука производилось детонацией взрывных зарядов на глубине 100 м (вблизи оси звукового канала) с интервалом времени 2 ч. Прием осуществлялся на ненаправленный гидрофон, расположенный у дна в нескольких километрах от начала берегового склона. На фиг. 1 представлен усредненный по трассе профиль скорости звука и рельеф дна вдоль трассы.

Прежде чем приступить к обсуждению результатов эксперимента, полезно рассмотреть вопрос о принципиальной возможности разрешения мод в частотно-временной структуре сигнала, принятого на одиночный гидрофон. Пусть в точку на расстоянии r от источника моды с соседними номерами m и $m+1$ и частотой f_0 приходят с интервалом времени Δt_m , который определяется разностью групповых скоростей:

$$\Delta t_m = -\frac{r}{C_r^2} \Delta C_r = -\frac{r}{C_r^2} \frac{\partial C_r}{\partial m} \Big|_{f=f_0} \quad (1)$$

Используя связь между групповой и фазовой скоростью через инвариант пространственно-частотной интерференционной структуры [3] β , можно записать

$$\frac{\partial C}{\partial m} \Big|_{f=f_0} = \frac{dC_r}{dC_\phi} \frac{\partial C_\phi}{\partial m} \Big|_{f=f_0} = \frac{C_r^2}{D_m f_0 |\beta|}, \quad (2)$$

где $\beta = -d(1/C_\phi)/d(1/C_r)$, а D_m — период интерференции мод с номерами m и $m+1$, или цикл луча, образованного данной группой мод. Подставляя (2) в (1), получим $\Delta t_m = r/D_m |\beta| f_0$.

Для того чтобы эти моды разрешались по времени, длительность участка сигнала, по которому определяется мгновенный спектр, не должна превышать Δt_m . Это накладывает ограничение на частотное разрешение спектрального анализа, которое не должно превышать разность частот, на которых соседние моды приходят одновременно:

$$\Delta f_m \Delta t_m > 1. \quad (3)$$

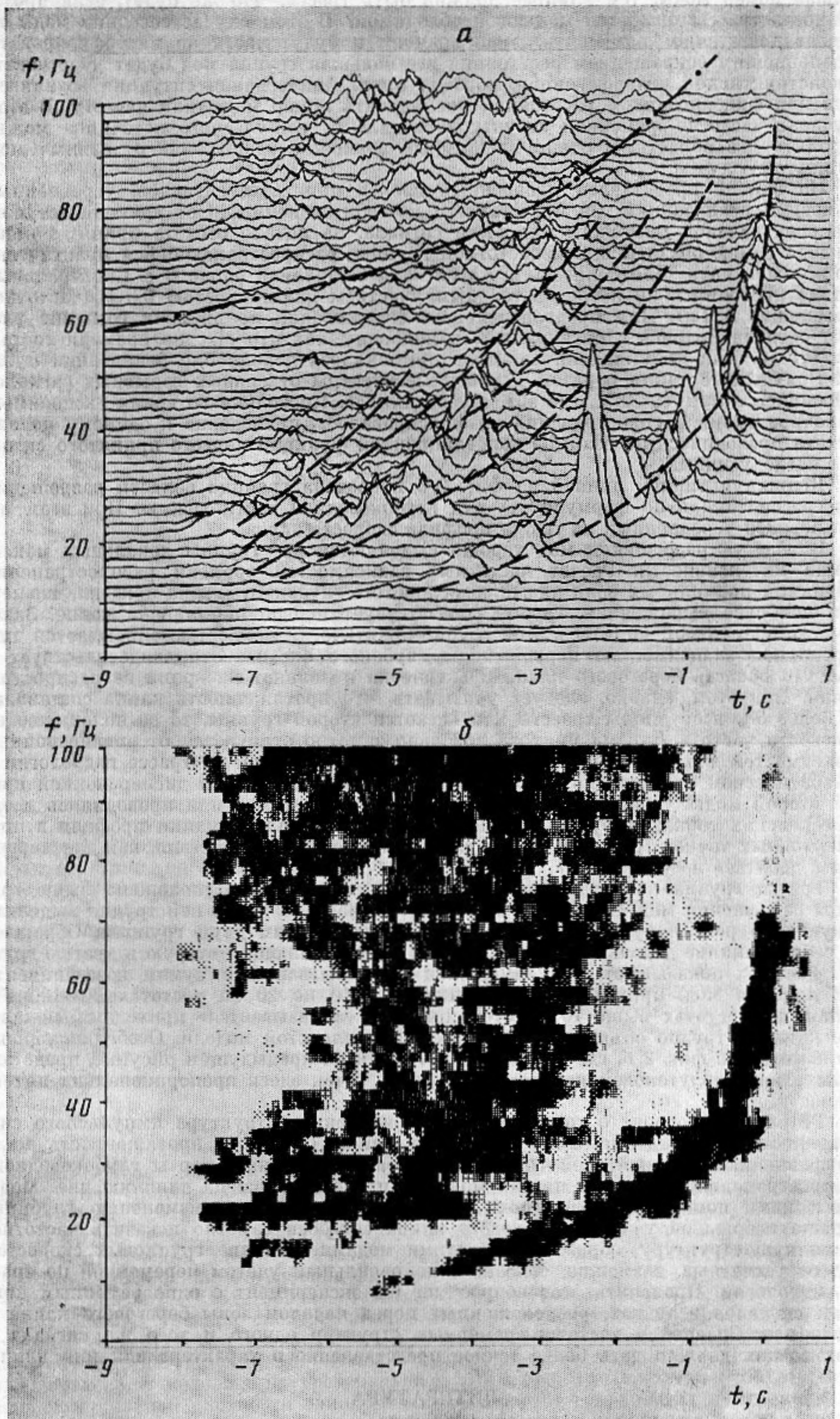
Учитывая дисперсионное соотношение $\omega J(a_m) = 2\pi(m+1/2)$, где

$$J(a_m) = (2/C_0) \int_{z_{\min}}^{-z_{\max}} [n^2(z) - a_m^2]^{1/2} dz,$$

условие (3) можно переписать в виде

$$r > D_m |\beta| f_0 J, \quad \text{или} \quad r > D_m |\beta| m. \quad (4)$$

Последние соотношения показывают, что для одновременного разрешения мод по времени и по частоте необходима трасса определенной протяженности и чем



Фиг. 2. Частотно-временная структура сигналов (мгновенный спектр) с усреднением по восьми реализациям: *a*: 1–5 – дисперсионные кривые нормальных волн, *б* – граница области разрешения мод; *б* – плотность точек пропорциональна спектральной плотности мощности

больше номер моды, тем длиннее должна быть трасса. Что же будет, если протяженность трассы окажется меньше необходимой? В этом случае соседние моды не успеют достаточно «разбежаться» во времени и будут частично интерферировать. С дальнейшим сокращением расстояния все большая группа мод будет участвовать в конструктивной интерференции, образуя лучи. Аналогичная ситуация возникает, если при фиксированном расстоянии увеличивать номер моды или частоту. В этом случае в частотно-временной структуре сигнала от импульсного источника можно выделить две области, в одной из которых возможно разрешение отдельных мод, а в другой — лучей.

На фиг. 2 представлен мгновенный спектр принятых сигналов, усредненный по восьми реализациям. Он представляет из себя зависимость от времени вступления спектральной плотности мощности сигнала. За начало отсчета принят момент прихода самой поздней высокочастотной группы, распространяющейся практически вдоль оси канала. Длительность всего сигнала составляла около 8 с. Спектральный анализ проводился по последовательным участкам длительностью 0,3 с (частотное разрешение 3 Гц). Для предварительного сглаживания по времени соседние участки сигнала брались с перекрытием наполовину, так что шаг по времени составлял 0,15 с. Для сглаживания спектров применялось дополнение реализации нулями. Полученные таким образом мгновенные спектры отдельных взрывных сигналов заносились в память ЭВМ, где затем усреднялись. Поскольку во время эксперимента точное время распространения не фиксировалось, приведение к единому началу отсчета проводилось по взаимно корреляционной функции первого принятого сигнала с последующими.

Штрихпунктирной линией на фиг. 2, а проведена граница области разрешения мод, рассчитанная по формуле (4) для глубоководной части трассы. При этом использовался усредненный по трассе профиль скорости звука.

В области разрешения мод хорошо выделяются две группы локальных максимумов интенсивности. Расчет частотных зависимостей времени распространения отдельных нормальных волн для плоскостойкого глубокого океана показал, что первая, наиболее выраженная, группа соответствует первой нормальной волне. Зависимость времени от частоты в этой группе практически полностью описывается дисперсионной зависимостью первой моды глубокого океана. Это свидетельствует о том, что область берегового клина практически не влияет на время ее распространения. При этом, однако, следует учитывать, что протяженность клина составляет не более 8% всей длины трассы. Что касается второй группы, то ее положение на плоскости частота — время прихода довольно заметно отличается от дисперсионных зависимостей для второй или третьей мод. Учет переменной по трассе гидрологии в адиабатическом приближении может дать лучшее согласие для дисперсионной кривой второй моды. Однако поскольку гидрологические измерения проводились всего в нескольких точках, результат зависит от способа аппроксимации профиля в промежуточных точках трассы. В любом случае такого же соответствия, как для первой моды, добиться не удастся.

Третья группа локальных максимумов интенсивности расположена выше границы разрешения мод. С этим, по-видимому, связано то, что в ней трудно выделить какую-либо регулярную структуру, аналогичную первым двум группам. Обращает на себя внимание довольно глубокий минимум, разделяющий вторую и третью группы. Расчеты показывают, что он должен быть вызван минимумом коэффициента возбуждения мод, приходящимся на номера с 10 по 20 на частотах 20–100 Гц. Однако на частотах выше 70 Гц этот минимум «замазывается» приходами, появление которых трудно объяснить в рамках плоскостойкой модели. Особенно хорошо это заметно на фиг. 2, б, где те же данные, что и на предыдущем рисунке, представлены в виде полутоновой картины. Плотность точек здесь пропорциональна интенсивности.

Результаты говорят о том, что частотно-временная структура импульсного сигнала после прохождения зоны берегового клина (когда ее протяженность мала по сравнению с длиной всей трассы) в основном сохраняет черты глубоководного распространения. При этом первая мода наименее подвержена влиянию дна. Моды с высокими номерами, по-видимому, более чувствительны к изменению глубины, и даже небольшой участок берегового клина способен заметно исказить частотно-временную структуру, образованную этими модами. Отличие групповых скоростей мод от расчетных, возможно, связано с неправильным учетом переменной по трассе гидрологии. Прояснить этот вопрос мог бы эксперимент с одновременным приемом сигналов в точках, расположенных перед началом зоны берегового клина и после нее. Сравнение частотно-временных структур одного и того же сигнала в этих точках должно дать более точное представление о характере влияния клина.

ЛИТЕРАТУРА

1. Толстой И., Клей К. О. Акустика океана. М.: Мир, 1969.
2. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
3. Чупров О. Д., Мальцев Н. Е. Инвариант пространственно-частотной интерференционной структуры звукового поля в слоистом океане // Докл. АН СССР. 1981. Т. 257. № 2. С. 475–479.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
10.XII.1987