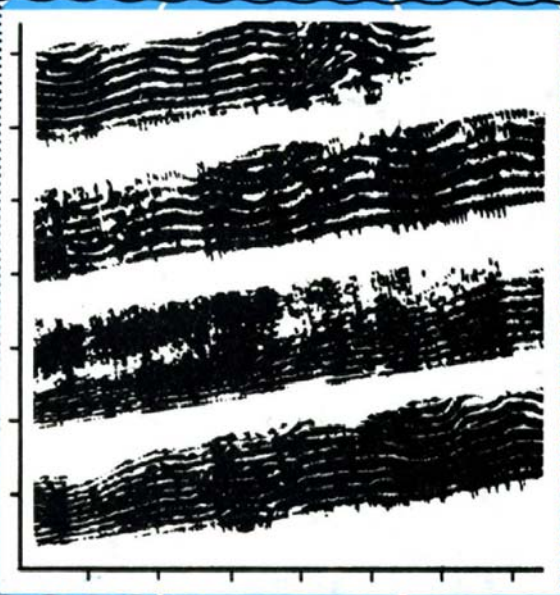


ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА В ОКЕАНЕ



Академия наук СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

**ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ
ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА
В ОКЕАНЕ**

Сборник научных трудов

Горький - 1984

УДК 534.6:551.46

В сборнике развивается новый подход в изучении особенностей распространения звука в океане, основанный на измерении спектральных характеристик двумерного пространственно-частотного распределения энергии звукового поля в океане. В связи с этим отражены результаты разработки методов исследования в натуральных условиях тонкой интерференционной структуры подводного звука. Приведены результаты измерений в типичных условиях распространения звука в океане (приповерхностный канал, канал с заглубленной осью, придонный волновод). Открывающаяся возможность экспериментального измерения характеристик интерференционной структуры подводного звука представляет большой интерес с точки зрения совершенствования акустических методов исследования океана, которые в настоящее время традиционно используют энергетические усредненные характеристики акустического поля.

Сборник предназначен для научных работников и инженеров, специалистов в области океанологии, сейсмоакустики и гидроакустики, аспирантов и студентов высших учебных заведений соответствующих специальностей, а также для широкого круга читателей, интересующихся вопросами освоения Мирового океана.

Ответственные редакторы
В.А.ЗВЕРЕВ, Е.Ф.ОРЛОВ

Редакционная коллегия

В.И.Таланов, С.В.Варнавин, А.Д.Соколов,
Г.А.Шаронов, Н.А.Городецкая (отв.секретарь)



Институт прикладной физики АН СССР, 1984 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Океан имеет сложную слоистую структуру, которая оказывает весьма существенное влияние на распространение акустических волн. В мелком море на распространение акустических волн существенно влияют акустические свойства дна океана, структура его глубинных слоев. Благодаря такому влиянию акустические волны могут являться средством исследования структуры океана, включая течения и вихри, строения донных отложений. С целью проведения таких исследований в настоящее время разрабатываются различные методы. Одним из них является метод томографии океана, заключающийся в наблюдении за временами пробега каждого луча, прошедшего из ряда точек передачи в ряд приемных точек. По полученным данным о временах пробега и их изменчивости может быть рассчитана картина течений в толще океана, подобно тому как рассчитывается структура среза ткани в рентгеновской томографии.

Интерференция широкополосного звука, в принципе, может быть использована для тех же целей, как как в структуре интерференционной картины и ее изменчивости во времени и в пространстве также содержится информация о временах пробега отдельных лучей или интерферирующих мод. Однако интерес к исследованиям интерференционной структуры широкополосного звука в океане обусловлен, как нам представляется, не только этим обстоятельством.

Интерференционная структура обладает свойствами, которые делают ее исследование особенно интересным. Имеется непосредственная и сравнительно легко устанавливаемая рассчитываемая связь между параметрами, от которых зависит распространение звука в океане (структура вертикального горизонтального градиентов скорости звука, наличие течений

и ряда других факторов), и наблюдаемыми параметрами интерференционной структуры. Экспериментальная техника, применяемая в исследованиях, сравнительно проста и доступна. Основная сложность для экспериментатора состоит не в получении исходных физических данных (которые можно получать как в условиях стационарных акустических трасс, подобных используемым в томографии океана, так и в условиях дрейфа или на ходу судна), а в их математической обработке и последующей интерпретации.

Некоторым результатам, полученным при решении наиболее сложных задач обработки и интерпретации данных наблюдений интерференции, в основном и посвящены статьи, публикуемые в настоящем сборнике. Основные итоги состоят в следующем

При достаточно узкополосном спектральном анализе сигнала, прошедшего некоторый путь в океане, наблюдается достаточно устойчивая во времени интерференционная картина, параметры которой регулярным образом меняются при изменении положения корреспондирующих точек в пространстве и глубине. В ряде типичных случаев наблюдаемые изменения удается рассчитать исходя из независимо измеренных параметров, определяющих распространение акустических волн. В целом ряде ситуаций, практически имеющих место, двумерный фурье-спектр спектрограммы интерференционной картины как функции расстояния между корреспондирующими точками имеет дискретный характер. Параметры получающегося дискретного спектра непосредственно связаны с параметрами звукового волноводного канала и могут быть поставлены им в однозначное соответствие.

В статьях сборника эти результаты обосновываются теоретически и экспериментально. Приведены описание техники морского натурного эксперимента и получившиеся при его постановке результаты. В целом отражено новое направление в акустических исследованиях океана, связанное с изучением и использованием двумерных спектральных характеристик интерференционного пространственно-частотного распределения интенсивности звукового поля в океанических волноводах.

В сборнике впервые объединены работы, посвященные исследованиям интерференционной структуры акустических полей в океане. Первые идеи о развитии спектральных методов исследования интерференционной структуры звуковых полей в сложных средах возникли в связи с работами, которые авторы вели в области голографии и оптической обработки инфор-

мации [1]. Это нашло отражение в сообщении о голографическом методе исследования акустического поля в модельных слоисто-неоднородных средах на 2-й Всесоюзной конференции по голографии [2], начавшем серию работ по изучению интерференционной структуры звуковых полей в модельных слоистых волноводах [3-6]. В работе [7] был сформулирован метод обобщенных голограмм в акустических исследованиях океана - методологическая основа измерения основных характеристик интерференционной структуры звуковых полей в океане. Решающую роль в развитии и распространении интерференционных методов измерения сыграли результаты натуральных экспериментов, и в том числе работы, выполненные в акваториях Тихого океана [8,9].

Из последних опубликованных работ указанного здесь направления следует обратить внимание на работы [10,11], связанные с физической интерпретацией особенностей пространственно-частотного распределения интенсивности звукового поля в слоистых волноводах, и на работы по исследованию структуры поля широкополосных источников в мелком море [12,13].

Несомненно, что интерференционные акустические методы исследования океана с использованием широкополосного звука в будущем получат еще большее развитие. Мы надеемся, что публикация сборника в этом смысле принесет пользу и будет интересна специалистам в области акустики океана и сейсмоакустики, а также студентам и аспирантам, специализирующимся по вопросам акустических измерений в океане.

Л и т е р а т у р а

1. Зверев В.А., Орлов Е.Ф. Оптические анализаторы. М.: Сов.радио, 1971.
2. Ильина В.Н., Орлов Е.Ф., Шмелев И.И. Голографические методы исследования характеристик поля в модельных слоисто-неоднородных средах. - Тез. докл. 2-й Всесоюз. конф. по голографии, ч.1. Киев, 1975, с.117.
3. Иванова Г.К., Ильина В.Н., Орлов Е.Ф. Исследование модовой структуры акустического поля модельного волновода. - Тр. 9-й Всесоюз. акустической конф. (А+Д V-5). М.:АКИН, 1977, с.131.

4. Бархатов А.Н., Горская Н.В., Громова Л.С. в Н.М., Николаев Г.Н., Силин Б.М., Сергеев Е.И. Исследование частотных характеристик акустического канала в модельных условиях. - Тр. 9-й Всесоюз. акустической конф. (ДГВ-5). М.: АКИН, 1977. с.17.

5. Иванова Г.К., Ильина В.Н., Орлов Е.Ф., Шаронов Г.А. Исследование интерференционной структуры акустического поля модельного волновода. - Тр. 10-й Всесоюз. школы-семинара по статистической гидроакустике. Новосибирск: Ин-т математики СО АН СССР, 1980, с.59.

6. Иванова Г.К., Орлов Е.Ф. Измерения параметров интерференционной структуры акустического поля в модельных слоистых волноводах. - Тез. докл. 1-й Всесоюз. конф. "Метрология гидрофизических измерений". М., 1980, с.144.

7. Орлов Е.Ф. Метод обобщенных голограмм в акустических исследованиях океана. - Тр. 10-й Всесоюз. школы-семинара по статистической гидроакустике. Новосибирск: Ин-т математики СО АН СССР, 1980, с.102.

8. Орлов Е.Ф., Шаронов Г.А., Шевцов В.П. Измерение интерференционной структуры широкополосного звука в океане методом импульсного зондирования. - Тез. докл. 1-й Всесоюз. конф. "Метрология гидрофизических измерений". М., 1980, с.143.

9. Орлов Е.Ф. Голографический метод измерения динамических характеристик передаточных функций гидроакустических волноводов. - Тез. докл. 1-й Всесоюз. конф. "Метрология гидрофизических измерений". М., 1980, с.142.

10. Чупров С.Д., Мальцев Н.Е. Инвариант пространственно-частотной интерференционной структуры звукового поля в слоистом океане. - ДАН СССР, 1981, т.257, №2, с.475.

11. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане. - В кн.: Акустика океана. Современное состояние /Под ред. Л.М.Бреховских. М.: Наука, 1982.

12. Баранов В.А., Григорьев В.С. Водный слой как измерительный инструмент. - Акустич. журн., 1982, т.28, №5, с.558.

13. Bachman Richard T., Kaye G.Thomas. Broad-band interference patterns in shallow water. - JASA 1983, v.74, N.2, p.576.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ СТРУКТУРА ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА В ОКЕАНЕ

Е.Ф.Орлов

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из центральных моментов в современных исследованиях по распространению акустических волн в океане, важных для совершенствования акустических методов изучения океана, является вопрос о возможной точности измерения и теоретического прогнозирования параметров акустического поля в реальных океанических средах. В частности, большой интерес представляет возможность измерения и сопоставления с расчетом детальной картины пространственно-частотного распределения энергии звукового поля на больших удалениях от источников звука с учетом интерференции составляющих поле лучей (мод). Имеющиеся достижения в области теории распространения волн в слоистых средах [1] и современное состояние вычислительных средств позволяют, в принципе, рассчитать и прогнозировать результаты эксперимента в "замороженной" модели океана т.е. в гидроакустическом волноводе с постоянными во времени параметрами. Однако и здесь имеются определенные трудности, связанные со сложностью расчета поля в неоднородных по трассе волноводах, с большим объемом вычислений и необходимостью затраты большого количества машинного времени при анализе картины поля в широком диапазоне частот и дистанции [2]. Для реальных океанических волноводов, которые априори нельзя считать каналами с постоянными параметрами, решение задачи о прогнозировании параметров поля невозможно без обращения к эксперименту, к исследованию свойств реальных океанических волно-

водов и к оценке роли флуктуационных факторов в формировании тонкой интерференционной структуры поля. Экспериментальные исследования последних лет показали, что задача о звуковом поле в океане не является полностью детерминистической. Физический смысл и логот выводы о некоторых статистических средних величинах [3]. В связи с этим получил распространение так называемый энергетический подход, при котором в расчетах при сопоставлении с экспериментом звуковое поле определяется путем некогерентного (энергетического) суммирования лучей или нормальных волн (мод). Вместе с тем считается [4], что в силу нерегулярности и временной изменчивости среды, а также наличия при постановке опытов в океане множества неконтролируемых факторов, тонкая интерференционная структура звукового поля в океане, как правило, не наблюдаема, а если и наблюдаема, то не сопоставима с расчетом. В работе [4] отмечается, что на современном уровне наших знаний об океане детальное вычисление звукового поля на больших дистанциях (более 20 км для типичных условий глубокого океана) имеет, по-видимому, лишь теоретический, иллюстративный интерес. Утверждается, что смысл имеют лишь расчеты средних уровней звукового давления, наличия освещенных зон в океане, зон тени и т.д., но маловероятно, чтобы тонкая структура звукового поля могла быть успешно предсказана.

Однако известен ряд работ экспериментального характера (см., например, [5,6]), в которых наблюдались и сопоставлялись с расчетом интерференционные эффекты когерентного сложения нормальных волн в поле гармонических источников на значительных удалениях и в поле сосредоточенного широкополосного источника. Но, тем не менее, проблема изучения особенностей распространения звука в океане, связанных с интерференционными явлениями в морской среде, в настоящее время остается одной из актуальных задач акустики океана, поскольку более полные данные о структуре подводного звука в океане и возможность их прогнозирования по существующей теории [1] открывают новые пути совершенствования методов изучения океана средствами акустики.

Особое место в этой проблеме занимает задача изучения особенностей интерференционной структуры широкополосного звука. Задача важна в двух аспектах: с одной стороны, результаты изучения тонкой интерференционной структуры широкополосного звука необходимы для формирования моделей океа-

на, с другой, — важны для совершенствования методов изучения океана средствами акустики. Последнее имеет широкую перспективу. Из общих соображений можно сказать, что интерференционные явления имеют первостепенное значение в формировании звукового поля в океане и весьма чувствительны к малым изменениям условий распространения. Интерференционная структура звукового поля определяется параметрами среды, а через них связана с динамикой океана.

Возьмем в качестве примера параметр временной стабильности структуры. Естественно, что на очень низких частотах и малых расстояниях влияние флуктуационных факторов при распространении звука относительно мало. На плоскости частота звука ω — расстояние от источника r для любой акустической трассы в океане можно очертить область (низкие частоты и малые дистанции), где интерференционное распределение энергии поля стабильно во времени и может быть удовлетворительно рассчитано. При увеличении дистанции и частоты относительные флуктуации фазы мод или времен пробега по лучам становятся заметными, и на плоскости ωr можно очертить область, где интерференционная структура будет подвержена заметным изменениям во времени. Экспериментальное определение нижней границы этой области является одной из первых задач исследования интерференционных явлений при распространении звука в океане.

В рассматриваемой проблеме встают также следующие задачи:

- определение и расчет формы и параметров структуры пространственно-частотного распределения энергии звукового поля в типичных условиях распространения и, в первую очередь, для "замороженной" модели океана;
- физическое моделирование океанических сред с целью наблюдения возможных структур интерференционного распределения в случаях, трудно поддающихся в настоящее время расчету;
- разработка методов и средств измерения параметров точкой интерференционной структуры широкополосного звука в океане;
- решение вопросов анализа нестационарных процессов и обработки больших массивов информации, получаемой в акустических экспериментах;
- практическое использование результатов исследования закономерностей формирования интерференционной структуры

подводного звука в акустических исследованиях океана и многие другие задачи.

В настоящей работе показано, что интерференционное пространственно-частотное распределение интенсивности широкополосного звука (интерференционная модуляция) для "замороженных" и однородных по трассе слоистых сред может быть представлено в виде суммы упорядоченных двумерных структур. Рассматриваются спектральные и корреляционные характеристики интерференционной модуляции. Показано, что двумерный спектр пространственно-частотного распределения энергии широкополосного звука дискретен. Частоты дискретного спектра связаны со спектром волноводных мод и дисперсионными характеристиками. Предложен метод экспериментального исследования параметров тонкой интерференционной структуры широкополосного звука. Принципиальной особенностью метода является измерение характеристик поля, усредненных по пространству и частоте, несущих, тем не менее, полную информацию о тонкой интерференционной структуре подводного звука. Вместе с тем измеряемые усредненные характеристики поля (характеристики двумерного спектра пространственно-частотного распределения энергии широкополосного звука, вызванного интерференцией) являются устойчивыми характеристиками, что дает возможность их прогнозирования по существующей теории.

2. ПЕРЕДАТОЧНАЯ ФУНКЦИЯ СЛОИСТОГО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

Рассмотрим гидроакустический канал. Пусть $p(t, r, z, z_1)$ - сигнал в точке наблюдения r, z , создаваемый источником, расположенным в некоторой точке $0, z_1$. Для сигнала в точке приема можно записать

$$g(t, r, z, z_1, t') = p(t, r, z, z_1, t') + e(t) - \int_0^{\infty} f(t-\tau) h(r, z, z_1, t') d\tau + e(t), \quad (1)$$

где $f(t)$ - излучаемый сигнал, $h(r, z, z_1, t')$ - отклик среды на δ -импульс, являющийся случайной функцией времени t' , $e(t)$ - аддитивная помеха.

На спектральном ~~данке~~

$$g_{\omega}(\omega, r, z, z_1, t') = p_{\omega}(\omega, r, z, z_1, t') + e_{\omega}(\omega), \quad (2)$$

где

$$g_{\omega}(\omega, r, z, z_1, t') = \int_{-\infty}^{+\infty} g(t, r, z, z_1, t') e^{-i\omega t} dt,$$

$$f_{\omega}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt,$$

$$e_{\omega}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} e(t) e^{-i\omega t} dt -$$

спектральные функции сигналов и помехи,

$$h_{\omega}(\omega, r, z, z_1, t') = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\tau, r, z, z_1, t') e^{-i\omega \tau} d\tau - \quad (3)$$

комплексная передаточная функция среды.

Изменения параметров передаточной функции среды - гидроакустического канала, - с одной стороны, носят закономерный динамический характер в соответствии с изменениями величин ω , r , z_1 , с другой стороны, - флуктуационный характер, обусловленный случайными временными изменениями отклика среды в соответствии с изменениями условий распространения волн в среде с течением времени.

Ниже будут рассматриваться возможности исследования закономерных динамических зависимостей передаточной функции среды.

Для слоистых сред с постоянными во времени параметрами существующая теория [1] дает необходимые основы для расчета передаточных функций, т.е. для расчета спектральных характеристик поля широкополосных сосредоточенных источников. Математическая задача сводится к решению волнового уравнения, которое в случае, если скорость звука зависит от одной координаты z и канал однороден по трассе, можно представить в виде произведения радиальной функции $R(r)$ и функции, зависящей от поперечной координаты $z - Z(z)$

$$p_{\omega}(\omega, r, z, z_1) = R(\omega, r) Z(\omega, z, z_1),$$

где $R(r, \omega)$ и $Z(z, \omega)$ удовлетворяют следующим уравнениям:

$$\Delta R + c^{-2} R = 0, \quad \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + \gamma^2 Z = 0$$

Здесь γ и α - вертикальная и горизонтальная проекции волнового вектора, связанные соотношением

$$\gamma^2 + \alpha^2 = k^2 = \omega^2/c^2, \quad (4)$$

c - скорость звука в среде. Решение $Z(z)$ представимо в виде суммы нормальных волн - мод $Z_m(\gamma_m, z)$, где γ_m ($m = 1, 2, \dots$) - дискретный ряд собственных значений соответствующего характеристического уравнения. Собственные значения γ_m определяют согласно (4) дискретный ряд значений горизонтальной проекции волнового вектора α_m . Для сосредоточенного гармонического источника решение на достаточных удалениях $r \gg 2\pi/k$ можно представить в виде [1]:

$$p_{\omega}(\omega, r, z, z_1) = f_{\omega}(\omega) \sum_{m=1}^M A_m(\omega, r, z, z_1) \exp\left[-i\left(\alpha_m r - \omega t - \frac{\pi}{4}\right) - \delta_m r\right],$$

где

$$A_m(\omega, r, z, z_1) = \frac{2\pi i p_0}{\int_{-\infty}^{+\infty} \rho Z_m^2(x) dx} \left(\frac{2\pi}{\alpha_m(\omega)r}\right)^{1/2} Z_m(z) \cdot Z_m(z_1) -$$

ослабление амплитуды моды m в точке приема, δ_m - коэффициент затухания m -й моды, $f_{\omega}(\omega)$ - спектральная амплитуда сигнала источника.

Квадрат амплитуды давления поля гармонического сосредоточенного источника на значительных удалениях (без учета затухания) будет иметь вид

$$|p_{\omega}(\omega, r, z, z_1)|^2 = P(\omega, r, z, z_1) = F(\omega) H(\omega, r, z, z_1),$$

$$F(\omega) = |f_{\omega}(\omega)|^2,$$

где

$$H(\omega, \tau, z, z_1) = \sum_{m=1}^N A_m^2(\omega, \tau, z, z_1) + \sum_{m,n=1}^N A_m(\cdot) A_n(\cdot) \cos \alpha_{m,n}(\omega \tau) \quad (5)$$

$\alpha_{m,n}(\omega) = \alpha_m(\omega) - \alpha_n(\omega)$ — пространственная частота интерференции мод номеров m и n . Выражение (5) является записью передаточной функции среды (по интенсивности) в модовом представлении поля.

На высоких частотах, когда длина волны излучения много меньше характерных размеров в среде (глубина слоя, размеры неоднородностей) возможен упрощенный подход связанный с применением приближения геометрической акустики [7,8]. В результате интерференции лучей поле p в точке приема будет равно

$$p(t, \tau, z, z_1) = \sum_{i=1}^M A_i(\tau, z, z_1) f[t - \tau_i(\tau, z, z_1)], \quad (6)$$

где $A_i(\tau, z, z_1)$ — ослабление амплитуды сигнала по i -му лучу, τ_i — время распространения по i -му лучу, $f(t)$ — излучаемый сигнал.

Спектр сигнала в точке приема

$$p_\omega(\omega, \tau, z, z_1) = \sum_{i=1}^M A_i(\tau, z, z_1) f_\omega(\omega) e^{i\pi[-i\omega\tau_i(\tau, z, z_1) - \psi_i]},$$

где ψ_i учитывает изменение фазы волны в точках поворота лучей и при отражении от границ.

Квадрат модуля комплексной передаточной функции будет иметь вид

$$H(\omega, \tau, z, z_1) = \sum_{i=1}^M A_i^2(\tau, z, z_1) + \sum_{i,j=1}^M A_i(\cdot) A_j(\cdot) \cos[\omega\tau_{ij}(\tau, z, z_1) - (\psi_i - \psi_j)]. \quad (7)$$

Передаточную функцию (по интенсивности) гидроакустического волновода в общем случае можно записать в виде:

$$H(\omega, \tau, z, z_1) = H_0(\omega, \tau, z, z_1) [1 + S(\omega, \tau, z, z_1)], \quad (8)$$

где

$$H_0(\omega, \tau, z, z_1) = \sum_{m=1}^N A_{(m)}^2(\omega, \tau, z, z_1) - \quad (9)$$

член, дающий энергетическое сложение мод (лучей)

$$S(\omega, \tau, z, z_1) = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\substack{m, n=1 \\ (i, j)}}^N \frac{A_{(i)}(\omega) A_{(j)}(\omega)}{H_0(\omega)} \exp \left[-i \psi_{(i, j)}(\omega, \tau, z, z_1) \right] \right\} \quad (10)$$

дает интерференционную модуляцию широкополосного звука в среде.

В модовом представлении A_m, A_n — ослабление амплитуд мод номеров m, n . Фаза интерференционных членов суммы

$$\psi_{m, n}(\omega, \tau) = \varphi_{m, n}(\omega) \tau \quad (11)$$

В случае применимости лучевых представлений A_i, A_j — ослабление амплитуды сигналов по лучам номеров i, j . Фаза интерференционных членов суммы

$$\psi_{ij}(\omega, \tau, z, z_1) = \omega \tau_{ij}(\tau, z, z_1) + \psi_{ij} \quad (12)$$

Здесь ψ_{ij} включает фазовые набегги за счет отражений.

Следует отметить, что рассмотрению каналов передачи информации вида (6) уделялось и уделяется в настоящее время большое внимание в связи с исследованием многолучевого распространения радиоволн за горизонт через тропосферное рассеяние. В.И.Сифоровым [9] были рассмотрены многолучевые каналы с флуктуирующими параметрами с точки зрения оценки их пропускной способности и влияния на скорость передачи информации по многолучевым каналам интенсивности и флуктуаций параметров. Это направление исследований отражено в ряде работ [10, 11]. В работе [12] были рассмотрены вопросы о пропускной способности многолучевых гидроакустических каналов. Экспериментально было показано, что ширина спектра флуктуаций параметров гидроакустических каналов в конкретных условиях эксперимента (звуковой диапазон) имеют относительно малые значения. Гидроакустические каналы зву-

кового диапазона близки к классу каналов с постоянными параметрами.

Исследованию влияния многолучевого распространения на форму спектра гидроакустических сигналов уделяется большое внимание в литературе (см., например, [13,14]). Однако вопросы связанные с пространственно-частотной динамикой передаточных функций гидроакустических волноводов, оставались вне поля зрения.

3. ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ (ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ МОДУЛЯЦИИ) ИНТЕНСИВНОСТИ ПОДВОДНОГО ЗВУКА СОСРЕДОТОЧЕННОГО ИСТОЧНИКА

Согласно (5), (7) квадрат модуля комплексной передаточной функции среды (передаточная функция по интенсивности) существенным образом зависит от пространственных координат и частоты. Эта зависимость прежде всего определяется осциллирующим членом (10) — интерференционной модуляцией широкополосного звука в среде — и представляется в виде суммы упорядоченных двумерных (на плоскости частота — дистанция, частота — горизонт приема) структур. Каждая структура соответствует суперпозиции распространяющихся в среде пар мод (или лучей). Для каждой пары компонент имеем

$$S_{m,n}(\omega, r, z, z_1) = \frac{A_m(\dots)A_n(\dots)}{\sum_{m=1}^N A_m^2(\dots)} \cos \varphi_{m,n}(\omega)r - \quad (13)$$

в модовом представлении поля и

$$S_{ij}(\omega, r, z, z_1) = \frac{A_i(\dots)A_j(\dots)}{\sum_{i=1}^N A_i^2(\dots)} \cos [\omega \tau_{ij}(r, z, z_1) + \varphi_{ij}] - \quad (14)$$

в лучевом.

На плоскости частота - дистанция эти выражения дают периодические структуры полос экстремальных значений интенсивности, соответствующих линиям равной фазы. Пролетания амплитуд A_m , A_n имеют существенно более плавную зависимость от частоты и пространственных координат. Рассмотрим уравнение линий равной фазы отдельных составляющих интерференционной модуляции интенсивности поля. Для мод номеров m, n имеем

$$\varphi_{m,n}(\omega, r) = 2\pi q, \quad q = 1, 2, \dots, \quad (15)$$

или $r = q \Lambda_{m,n}(\omega)$, где $\Lambda_{m,n}(\omega) = 2\pi / \Delta_{m,n}(\omega)$, $\Delta_{m,n}(\omega)$ - длина волны интерференции мод номеров m, n . В то же время

$$\Delta_{m,n}(\omega) = \omega \left(\frac{1}{v_n(\omega)} - \frac{1}{v_m(\omega)} \right), \quad (16)$$

где v_m, v_n - фазовые скорости мод номеров m, n .

За счет дисперсии в среде поведение линий равной фазы отдельных членов интерференционной модуляции будет изменяться с изменением расстояния и частоты. Угол наклона этих линий (рис.1) к осям координат можно выразить через зависимость пространственного периода биений мод от частоты

$$\alpha_m(\omega, r) = \left. \frac{\partial r}{\partial \omega} \right|_{q = \text{const}} = q \frac{\partial \Lambda_{m,n}(\omega)}{\partial \omega} = \frac{r}{\Lambda_{m,n}(\omega)} \frac{\partial \Lambda_{m,n}(\omega)}{\partial \omega}$$

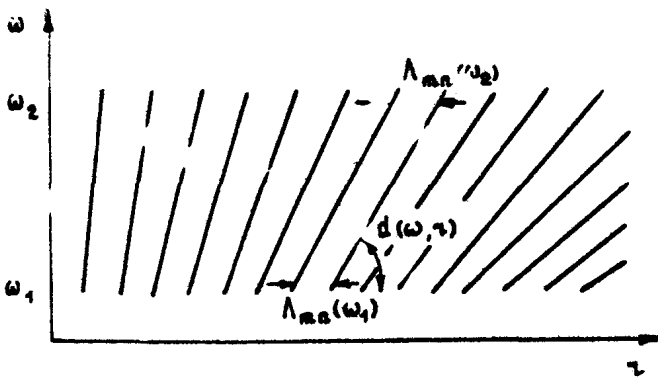
или

$$\alpha_{m,n}(\omega, r) = - \frac{r}{\Delta_{m,n}(\omega)} \frac{\partial \Delta_{m,n}(\omega)}{\partial \omega} \quad (17)$$

Выражение (17) с учетом (16) имеет еще и следующий физический смысл:

$$\alpha_{m,n}(\omega, r) = \frac{r}{\omega} \cdot \frac{1/V_n(\omega) - 1/V_m(\omega)}{1/v_n(\omega) - 1/v_m(\omega)}, \quad (18)$$

где $V_m(\omega) = \partial \Delta_m(\omega) / \partial \omega$ - групповая скорость моды номера m , $v_m(\omega)$ - фазовая скорость. Выражение (18) означает, что угол наклона линий к оси частот определяется отношением разностей обратных величин групповых скоростей мод (группо-



Р и с. 1. Схема линий равной фазы на плоскости частота - дистанция для одной пары интерферирующих мод

вых запаздываний) к разности обратных величин фазовых скоростей (фазовых запаздываний) мод соответствующих номеров.

В лучевом приближении линии экстремальных значений интерференционной модуляции на плоскости ω будут определяться фазой

$$\text{arg} \tau_{ij}(\gamma, z, z_1) = 2\pi q$$

При условии существования пары лучей ij в интервале Δz угол наклона этих линий будет:

$$\alpha_{ij}(\omega, z) = \left. \frac{\partial \gamma}{\partial \omega} \right|_{q = \text{const}} = - \frac{z}{\omega} \frac{\tau_{ij}(\omega, z, z_1) / z}{\partial \tau_{ij}(\gamma, z, z_1) / \partial \gamma}$$

Рассмотрим структуру линий для некоторых типов волноводов.

Идеальный волновод - однородный слой толщиной z_0 с постоянной в слое скоростью звука c_0 с податливыми границами. Согласно [1] на частотах, далеких от критических, $\omega \gg$

$\gg \frac{n_0 \pi c_0}{z_0}$, имеем

$$\alpha_{m, n}^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2} - \left(\frac{n \pi}{z} \right)^2,$$

$$\alpha_{m,n}(\omega) = \frac{1}{\omega} \frac{\alpha^2 c_0}{\alpha^2} (n^2 - m^2). \quad (19)$$

Тогда в соответствии с выражением (17)

$$\alpha_{m,n}(\omega, z) = -\alpha/\omega.$$

Наклон интерференционных линий в идеальном волноводе на частотах, далеких от критических частот интерферирующих мод, не зависит от номеров мод и линейно растет с ростом ω .

В волноводе с заглубленной осью канала, если

$$c(z) = \begin{cases} \left(\frac{1}{c_0^2} - a z \right)^{1/2} & \text{при } z > 0 \\ \left(\frac{1}{c_0^2} + a' z \right)^{-1/2} & \text{при } z < 0, \end{cases} \quad (20)$$

в приближении ВКБ [4] имеем

$$\alpha_{m,n}(\omega) = \frac{\omega}{c_0} \left\{ \left[1 - 2\mu c_0 \left(\frac{m-1/2}{\omega} \right)^{2/3} \right]^{1/2} - \left[1 - 2\mu c_0 \left(\frac{n-1/2}{\omega} \right)^{2/3} \right]^{1/2} \right\},$$

где

$$\mu = \frac{c_0}{2} \left(\frac{3}{2} \frac{\alpha}{1/a + 1/a'} \right)$$

Для высоких частот, таких, что

$$2\mu c_0 \left(\frac{n-1/2}{\omega} \right)^{2/3} < 1,$$

можно получить

$$\alpha_{m,n}(\omega) \approx \omega^{1/3} (n^{2/3} - m^{2/3}) \mu (a, a') \quad (21)$$

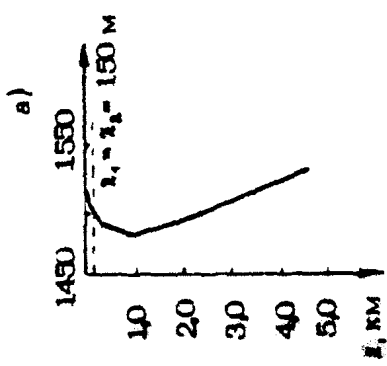
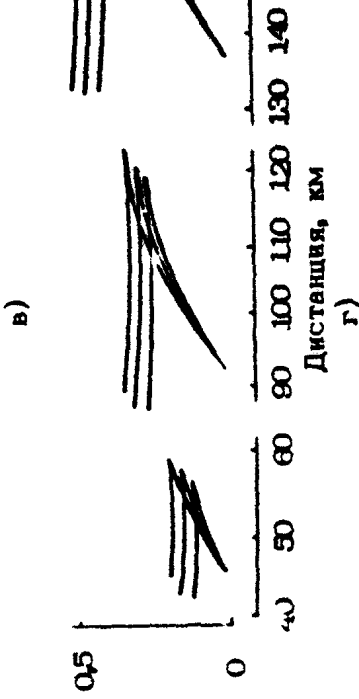
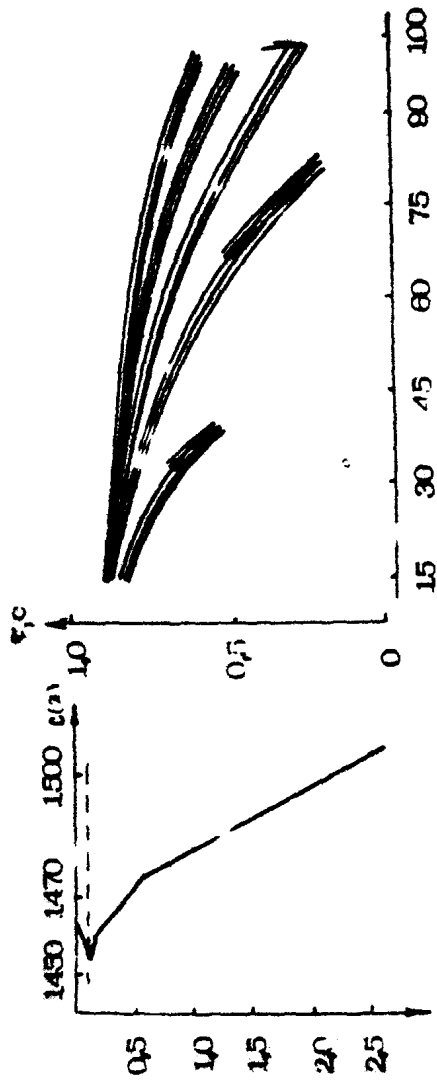
В этом случае наклон линий равен $\alpha(\omega, z) = \frac{1}{3} \cdot \frac{\alpha}{\omega}$ и не зависит от номеров мод.

Для приповерхностного канала с линейной зависимостью скорости звука от глубины

$$c(z) = c_0(1 + a z) \quad (22)$$

согласно [15] для трассы у поверхности имеем

$$\tau_{1,0}(\tau) = \frac{a \tau^3}{24 c_0} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (23)$$



Р и с. 2. Профили скорости звука (а,б) и расчетные графики относительных запаздываний по лучам (в,г) для случаев: а,в - приповерхностного волновода, б,г - канала с заглубленной осью

б)

что дает следующее выражение для углов наклонов интерференционных линий:

$$\alpha(\omega, \tau) = \frac{1}{3} \cdot \frac{\tau}{\omega}$$

и в принятом приближении также не зависит от номеров лучей.

Интерференция волн в волноводе приводит к неравномерному пространственно-частотному распределению энергии звукового поля. Эта неравномерность весьма существенна.

На рис.2 и рис.3 (см. вклейку) приведены в качестве примера расчетные пространственно-частотные структуры распределения энергии звукового поля сосредоточенного источника звука в приповерхностном канале и канале с заглубленной осью^{*)}. На рисунках видны регулярные линии экстремальных значений интерференционной модуляции интенсивности.

4. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ МОДУЛЯЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ

Рассмотрим особенности интерференционного пространственно-частотного распределения интенсивности акустического поля сосредоточенного широкополосного источника звука в слоистой среде, вызванного всей совокупностью пар интерферирующих мод (лучей). Выше было показано, что в определенных предположениях в модовом и лучевом представлении поля интерференционная модуляция интенсивности подводного звука представима рядом (10). Предположим, что в некоторой области наблюдения в окрестности точки τ_0, ω_0 фаза каждого члена ряда $\psi_{mn}(\omega, \tau, x, x_1)$ (см. (11), (12)) является дифференцируемой функцией и возможно разложение ее в окрестности этой точки в ряд Тейлора, так что в лучевом и модовом представлении поля соответственно будем иметь:

$$\begin{aligned} \psi_{mn}(\omega', \tau') = & a_{mn}(\omega_0) \tau_0 + (\tau_0 + \tau') \left. \frac{\partial a_{mn}}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} \omega' + \\ & + \tau_0 \left. \frac{\partial^2 a_{mn}}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} \frac{\omega'^2}{2} + \dots + a_{mn}(\omega_0) \tau', \end{aligned} \quad (24)$$

^{*)} Расчеты выполнены А.Е.Мастеровым в дипломной работе (Львовский государственный университет, 1979г.)

$$\psi_{ij}(\omega', \tau') = \omega_0 \tau_{ij}(\tau_0) + \tau_{ij}(\tau_0) \omega' + (\omega_0 + \omega') \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial \tau} \Big|_{\tau_0} \tau' + \omega_0 \frac{\partial^2 \tau_{ij}}{\partial \tau^2} \Big|_{\tau_0} \frac{\tau'^2}{2}, \quad (25)$$

где $\omega' = \omega - \omega_0$, $\tau' = \tau - \tau_0$.

Выражения (24) и (25) для фаз можно представить в виде

$$\psi_{m,n}^{(i,j)}(\omega', \tau') = k_{\omega m,n}^{(i,j)} \omega' + k_{\tau m,n}^{(i,j)} \tau' + \psi_{m,n}^{(i,j)}(\omega_0, \tau_0),$$

что позволит записать двумерную модуляцию интенсивности так:

$$S(\omega, \tau) = \frac{1}{\sum_{m=1}^N A_{(i)}^2} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\substack{m,n=1 \\ (i,j)}}^N A_{(i)}^{(m)} A_{(j)}^{(n)} \times \exp \left(-i \left[k_{\omega m,n}^{(i,j)} \omega' + k_{\tau m,n}^{(i,j)} \tau' + \psi_{m,n}^{(i,j)}(\omega_0, \tau_0) \right] \right) \right\}. \quad (26)$$

Выражение (26) с учетом (24) (25) говорит о том, что частотно-пространственное распределение интенсивности поля в волноводе в окрестности точки ω_0, τ_0 , вызванное интерференцией мод (лучей), представимо суммой регулярных двумерных структур. Если ограничиться в разложении фазы в ряд квадратичными членами, то значения частот $k_{\omega m,n}^{(i,j)}$ и $k_{\tau m,n}^{(i,j)}$ будут:

$$k_{\omega m,n}^{(i,j)} = \frac{\partial \beta_{m,n}}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0}, \quad k_{\tau m,n}^{(i,j)} = \tau_0 \frac{\partial^2 \beta_{m,n}}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega_0} \frac{\omega'}{2}; \quad k_{\tau m,n}^{(i,j)} = \beta_{m,n}(\omega_0) \quad (27)$$

в модовом представлении:

$$k_{\omega ij} = \tau_{ij}(\tau_0), \quad k_{\tau ij} = \omega \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial \tau} \Big|_{\tau_0} + \omega_0 \frac{\partial^2 \tau_{ij}}{\partial \tau^2} \Big|_{\tau_0} \frac{\tau'}{2} \quad (28)$$

в лучевом представлении поля

В этом приближении каждая пара лучей приводит к двумерной "модуляции" спектральной плотности мощности сигнала, имеющей периодическую структуру по оси частот и структуру с переменной пространственной частотой по оси τ . В модальном представлении поля это приближение описывает пространственно-частотное распределение интенсивности как сумму структур, образованных парами мод, каждая из которых имеет постоянный период по оси τ и меняющийся период по оси частот. Допустимо и более грубое описание, соответствующее учету первых членов в выражениях (27), (28):

$$K_{\omega m n} = \tau_0 \left. \frac{\partial \mathcal{E}_{m n}(\omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega_0}; \quad K_{\tau m n} = \mathcal{E}_{m n}(\omega_0). \quad (29)$$

$$K_{\omega l j} = \tau_{l j}(\tau_0); \quad K_{\tau l j} = \omega_0 \left. \frac{\partial \tau_{l j}}{\partial \tau} \right|_{\tau_0}. \quad (30)$$

В этом случае интерференционная пространственно-частотная "модуляция" спектральной плотности мощности широкополосного сигнала представляется как сумма двумерных периодических структур.

Следует заметить, что рядом (26) может быть представлен широкий класс двумерных функций, в том числе и функций, обладающих равномерным распределением энергии по частотам (что характерно для реализаций случайного белого шума). Однако ограничения, которые накладываются на структуру поля границами волновода и свойствами среды (водных масс), приводят к ограничениям в спектре двумерного распределения интерференционной модуляции $S(\omega, \tau)$. Дискретность собственных значений волновода приводит к дискретности двумерного спектра и, как увидим ниже, тип волновода — к типу расположения частот $K_{\omega m n}$ и $K_{\tau m n}$ на плоскости K_{ω}, K_{τ} .

Введем в рассмотрение интегральную характеристику интерференционной модуляции — двумерный спектр пространственно-частотного распределения интенсивности подводного звука:

$$\Phi(K_{\omega}, K_{\tau}, \tau) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \int_{\tau_1}^{\tau_2} S(\omega', \tau') \exp[i(K_{\omega} \omega' + K_{\tau} \tau')] d\omega' d\tau'$$

$$\operatorname{Re} \left\{ \sum_{\substack{n=1 \\ (i,j)}}^N \int_{\omega_1}^{\omega_2} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{A_m^{(i)}(\omega) A_m^{(j)}(\omega')}{\sum_{(l)} A_m^{(l)}(\omega)} \exp(i[(k_\omega - k_{\omega_{m,2}}) \omega' + (k_\omega - k_{\omega_{m,1}}) \omega]) d\omega' d\omega} \right\}. \quad (31)$$

Экстремальные значения двумерного спектра будут иметь место в точках $k_{\omega_{m,2}} = k_{\omega_{m,1}}$; $k_\omega = k_{\omega_{m,2}}$ на плоскости k_ω, k_ω' .

Рассмотрим частные случаи, затронутые в разд.3.

Для идеального волновода в соответствии с (18) и (20) частоты дискретного спектра интерференционной модуляции с податливыми стенками будут:

$$k_{\omega_{m,2}} = k_{m,2}(\omega) = \frac{1}{\omega} \frac{\pi^2 \epsilon_0}{z_0^2} (n^2 - \gamma^2),$$

$$k_{\omega_{m,1}} = \gamma \frac{\partial k_{m,2}}{\partial \omega} = \frac{\gamma}{\omega^2} \frac{\pi^2 \epsilon_0}{z_0^2} (n^2 - m^2).$$

Причем отношение частот не зависит от номера интерферирующих мод

$$\frac{k_{\omega_{m,2}}}{k_{\omega_{m,1}}} = \frac{\omega}{\gamma}. \quad (32)$$

Частоты двумерного спектра интерференционной модуляции лежат на линии (32) (рис.4).

Для канала с профилем (20) в соответствии с (21) и (29) имеем

$$k_{\omega_{m,2}} = \omega^{1/3} (n^{2/3} - m^{2/3}) \mu(a, a'),$$

$$k_{\omega_{m,1}} = \frac{1}{3} \omega^{1/3} (n^{2/3} - m^{2/3}) \mu(a, a')$$

И в этом случае частоты дискретного спектра интерференционной модуляции лежат на плоскости k_ω, k_ω' на одном луче, проходящем через начало координат

$$\frac{k_{\omega_{m,2}}}{k_{\omega_{m,1}}} = \frac{1}{3} \frac{\omega}{\omega}.$$

Для приповерхностного канала с профилем (22) с учетом (23) и (30) имеем

$$k_{\omega ij} = \tau_{ij}(\tau), \quad k_{\tau ij} \approx \frac{3\omega}{\tau} \tau_{ij}(\tau),$$

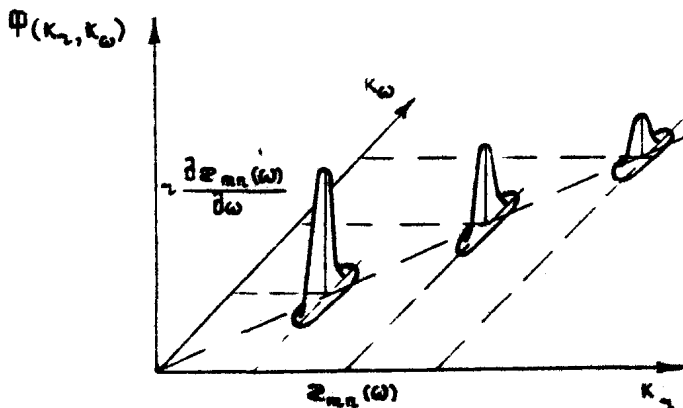
а отношение частот

$$\frac{k_{\omega ij}}{k_{\tau ij}} = \frac{1}{3} \frac{\tau}{\omega}.$$

Таким образом, двумерный спектр интерференционного пространственно-частотного распределения интенсивности акустического поля в океанических волноводах имеет существенные особенности: спектр дискретен, частоты дискретности по спектра на плоскости k_{ω} , k_{τ} локализируются в ограниченной области вдоль луча

$$\frac{k_{\omega}}{k_{\tau}} = \beta \frac{\tau}{\omega},$$

где β принимает различные значения в зависимости от типа волновода.



Р и с. 4. Двумерный спектр интерференционной модуляции широкополосного звука

Двумерный спектр интерференционной модуляции широкополосного звука в морской среде существенным образом зависит от спектра разностей продольных волновых чисел мод волновода и их производных по частоте, от относительных задержек по лучам и их производных по дистанции. Экстремальные значения спектра на указанных выше частотах определяются

произведением относительных амплитуд возбуждения мод $A_m(\dots) A_n(\dots)$, либо относительных амплитуд сигналов по лучам. Эти параметры волновода связаны с гидрофизическими параметрами среды, и возможности их определения имеют большое значение в акустических исследованиях океана.

Представляет интерес рассмотрение частных случаев двумерного спектра интерференционной модуляции интенсивности подводного звука - скользящих, одномерных спектральных преобразований с интегрированием по одной из координат (расстоянию или частоте) и сканированием по другой (частоте или расстоянию).

Спектр интерференционной модуляции с интегрированием по пространственной координате вдоль волновода и сканированием по частоте определяется зависимостью спектра разностей волновых чисел мод от частоты. Скользящий спектр

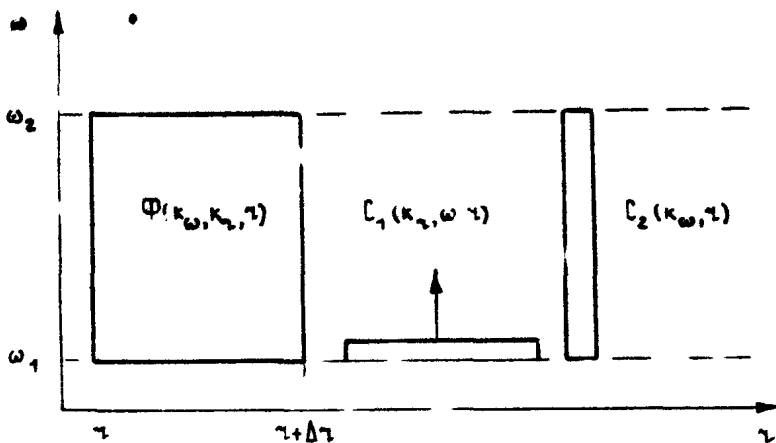
$$C_s(k_s, \omega, \tau) = \int_{-\tau}^{\tau+\Delta\tau} S(\omega', \tau') \exp(i k_s \tau') d\tau' =$$

$$= \operatorname{Re} \left\{ \sum_{m,n=1}^N \int_{-\tau}^{\tau+\Delta\tau} \frac{A_m(\omega) A_n(\omega)}{\sum_{m=1}^N A_m^2(\omega)} \exp(i [k_s - k_{s,mn}(\omega)] \tau') d\tau' \right\} \quad (33)$$

имеет экстремальные значения, равные произведению амплитуд мод $A_m A_n \sum_{m=1}^N A_m^2$ на частотах $k_s - k_{s,mn}(\omega)$. Скользящий спектр (33) является ценной характеристикой интерференционной модуляции, особенно если спектр $k_{s,mn}(\omega)$ дискретен и интервал интегрирования $\Delta\tau$ достаточно велик

$$\Delta\tau \gg \frac{2\pi}{k_{s,mn} - k_{s,pq}},$$

где $k_{s,mn} - k_{s,pq}$ - минимальная разность пространственных частот биений различных пар мод. В этом случае частоты дискретного спектра интерференционной модуляции разрешимы. Характеристика (33) оказывается полезной и в случае, когда имеет место многомодовое распространение, отдельные моды не разрешимы и возможен переход к лучевому описанию поля. В этом случае частоты пространственной модуляции $k_{s,j}$ определяются выражением (28), в связи с чем ядро интегрального преобразования целесообразно выбирать с



Р и с. 5. Области интегрирования при получении спектральных характеристик интерференционной модуляции

учетом параметров $\frac{\partial \tau_{ij}(\tau)}{\partial \tau}$, $\frac{\partial^2 \tau_{ij}(\tau)}{\partial \tau^2}$ и т.д. При выборе ядра интегрального преобразования, согласованного со свойствами среды, которые в данном случае характеризуются производными от величин задержек τ_{ij} по дистанции, спектр в форме (33) дает возможность селекции пар интерферирующих лучей.

Селекция пар лучей упрощается при применении спектрального анализа с усреднением по частоте и сканированием по дистанции в форме

$$C(k_\omega, \tau) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S(\omega', \tau) \exp(i k_\omega \omega') d\omega' =$$

$$= \operatorname{Re} \left\{ \sum_{ij=1}^M \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{A_i(\tau) A_j(\tau)}{\sum_{i=1}^M A_i^2(\tau)} \exp[i(k_\omega - k_{\omega_{ij}}) \omega'] d\omega' \right\}. \quad (34)$$

При $k_\omega = k_{\omega_{ij}} = \tau_{ij}(\tau)$ имеют место экстремальные значения интеграла (34), равные произведению относительных амплитуд лучей $A_i A_j / \sum_{i=1}^M A_i^2$. В условиях, когда в среде име-

ет место формирования лучей, спектр (34) дискретен. В противном случае, когда условия применимости геометрической акустики не выполняются в среде распространяется относительно малое число интерферирующих мод, спектр (34) "разбивается". Селекции мод в этом случае возможна путем спектрального анализа (34) с усреднением по частоте, если ядро интегрального преобразования в (34) и значение k_{ω} согласовать с возможным видом $k_{\omega i}$; для среды в соответствии с выражением (28). Операции (31), (33), (34) и области интегрирования при выполнении этих операций поясняет рис. 5.

5. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ МОДУЛЯЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ

Введем в рассмотрение автокорреляционные функции интерференционной модуляции интенсивности широкополосного звука в двух формах. Первая форма автокорреляционной функции есть статистическое среднее от интеграла произведения интерференционной модуляции по частоте в зависимости от пространственного сдвига

$$B_1(\rho, \tau) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \overline{S(\omega, \tau) \cdot S^*(\omega, \tau - \rho)} d\omega$$

Черта сверху означает статистическое усреднение. Автокорреляционная функция $B_1(\rho, \tau)$ имеет связь с пространственной корреляцией поля

$$B_1(\rho) = B_p^2(\rho) = \left[\int_0^T \overline{p(t, \tau) \cdot p(t, \tau - \rho)} dt \right]^2$$

Чтобы это показать, представим сигнал в точке приема в виде

$$p(t, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_{\omega}(\omega) h_{\omega}(\omega, \tau) \exp(i\omega t) d\omega,$$

где $f_{\omega}(\omega)$ - комплексный спектр сигнала в точке излучения, $h_{\omega}(\omega, \tau)$ - комплексная передаточная функция среды. Для широкополосного сигнала с постоянной спектральной амплитудой в рабочей полосе частот имеем

$$B_p(\rho) = F(\omega_0) \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{h_\omega(\omega, \tau) n_\omega^*(\omega, \tau - \rho) d\omega}{\omega}$$

Пространственная корреляция поля $B_p(\rho)$ определяется пространственной корреляцией комплексной передаточной функции среды. С другой стороны, пространственная корреляция интерференционной модуляции может быть представлена в виде

$$B_s(\rho, \tau) = B_H(\rho, \tau) - B_{H_0}(\rho, \tau) = B_H(\rho, \tau) - H_0(\tau) H_0(\tau - \rho).$$

Предположим, что функция H является случайной функцией с законом распределения, близким к нормальному. Тогда (см. [16])

$$B_H(\rho, \tau) = B_H^2(\rho, \tau) + \overline{H(\tau)} \overline{H(\tau - \rho)} = B_H^2(\rho, \tau) + H_0(\tau) H_0(\tau - \rho)$$

и, следовательно,

$$B_s(\rho, \tau) = B_H^2(\rho, \tau),$$

т.е. корреляционная функция интерференционной модуляции равна квадрату пространственной корреляции поля. Интервал пространственной корреляции интерференционной модуляции в первой форме

$$\Delta \rho_1 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} B_s(\rho, \tau) d\rho}{B_s(0, \tau)}$$

будет равен интервалу пространственной корреляции поля, который по порядку величины равен минимальному пространственному периоду биения мод.

Следует, однако, заметить, что формы передаточной функции среды по интенсивности при разнесении точек приема на интервалы, больше чем $\Delta \rho_1$, не являются статистически независимыми функциями. Формирование интерференционной структуры поля в слоистом волноводе с постоянными во времени параметрами происходит закономерным образом так, что структура модуляции в некоторой точке τ_0 однозначно связана с формой структуры модуляции в точках, отстоящих от τ_0 на расстояния, много большие периода биения мод.

Очевидно, что в рассмотрение следует ввести вторую форму функции пространственной корреляции интерференционной модуляции. Рассмотрим корреляционную функцию

$$B_2(\rho, \tau) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S(\omega, \tau) S^*(L(\tau, \rho), \omega, \tau - \rho) d\omega, \quad (35)$$

где $L(\tau, \rho)$ – оператор, зависящий от свойств волновода. Пусть справедливо представление разности собственных продольных волновых чисел волновода в виде

$$z_{m,n}(\omega) \approx \gamma_{(m,n)} \omega^p.$$

Тогда в соответствии с выражениями (10), (11) имеем

$$B_2(\rho, \tau) = \operatorname{Re} \sum_{m,n=1}^N \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{A_m(\omega, \tau) A_n(\omega, \tau) A_m(\omega, \tau - \rho) A_n(\omega, \tau - \rho)}{\sum_{m=1}^N A_m^2(\omega, \tau) \sum_{m=1}^N A_m^2(\omega, \tau - \rho)} \times \exp(i \gamma_{m,n} \omega^p [\tau - L^p(\tau - \rho)]) d\omega.$$

В случае, если

$$\tau - L^p(\tau - \rho) = 0,$$

т.е. если

$$L = \left(\frac{\tau}{\tau - \rho} \right)^{1/p},$$

коэффициент "второй" корреляции будет равен единице. Таким образом, видим, что корреляционная функция в форме (35) имеет интервал корреляции, существенно больший $\Delta\rho_1$. Пространственный интервал "второй" корреляции будет определяться пространственной корреляцией относительных амплитуд мод.

6. ПРОБЛЕМА АКУСТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В ОКЕАНЕ

Решение основной проблемы акустических измерений в океане тесно связано с проблемой осуществления воспроизводимого эксперимента, результаты которого можно было бы прогнозировать расчетом, исходя из определенной модели среды. Основным условием возможности получения повторно воспроизводимого результата измерения является наличие устойчивых во времени измеряемых параметров. Естественно, что им-

индивидуальные "мгновенные" значения интенсивности акустического поля в отдельных точках среды нельзя считать устойчивыми в эксперименте параметрами, поскольку существует значительная аддитивная помеха и существуют значительные флуктуации уровня сигнала из-за того, что неконтролируемое изменение расстояния между источником и приемником в эксперименте (где трасса не фиксирована жестко) превышает пространственный интервал интерференционных цилиндров поля. В связи с этим справедливо считается [3], что физический смысл в эксперименте имеют лишь величины, усредненные как во времени, так и в пространстве. Желание иметь возможность экспериментального измерения тонкой интерференционной структуры акустического поля в океане приводит к противоречию с желанием получения высокой точности измерения. С одной стороны, требуется измерение детальной структуры распределения интенсивности поля в пространстве, с другой, для получения достоверного результата в эксперименте необходимо временное и пространственное усреднения. Противоречие снимается, если объектом измерения выбрать не отдельные индивидуальные значения поля в локальных точках, а интегральные параметры пространственно-частотного распределения спектральной плотности мощности акустического поля, например, параметры двумерного спектра распределения интенсивности поля.

Метод экспериментального измерения двумерного спектра пространственно-частотного распределения энергии широкополосного звука в океане сводится к выполнению следующих операций:

1. Регистрация спектральной плотности мощности сигнала (голограммы интенсивности) при относительном перемещении приемника (или источника)

$$G_T(\omega, \tau(t), z, x_1) = F_T(\omega, t) H(\omega, \tau(t), z, x_1) + E_T(\omega, t),$$

где $\tau = vt$, v - скорость движения приемника, $G_T(\cdot)$, $F_T(\cdot)$, $E_T(\cdot)$ - квадраты модулей скользящих спектров принимаемого сигнала $g(t)$, излучаемого сигнала $f(t)$ и аддитивной помехи $e(t)$, полученных с конечным временем интегрирования T . Изменение в процессе регистрации голограммы дистанции должно происходить достаточно медленно ($v \ll \Delta p_r / T$, где Δp_r - "первый" интервал пространственной корреляции интерференционной модуляции широкополосного звука).

2. Измерение двумерного спектра функции $G_T(\omega, r(t))$

$$\Phi_{G_T}(k_\omega, k_r) = \int_{\Delta\omega} \int_{\Delta r}^{t+T_0} G_T(\omega, r(t)) \exp[i(k_\omega \omega' + k_r r')] d\omega' dt', \quad (36)$$

где $\Delta\omega$, T_0 - размеры области интегрирования.

В общем случае ядро интегрального преобразования (36) должно быть согласовано с ожидаемой формой интерференционной модуляции широкополосного звука в волноводе, либо должен быть осуществлен перебор возможных форм ядра.

Представляют большой интерес также измерения одномерных скользящих спектров функции $G_T(\omega, r(t))$ с усреднением по частоте и сканированием по дистанции, либо с усреднением по дистанции и сканированием по частоте. В первом случае измеряется интеграл

$$L(k_\omega, r(t)) = \int_{\Delta\omega} G_T(\omega', r(t)) \exp(i k_\omega \omega') d\omega'. \quad (37)$$

Экстремальные значения интеграла будут иметь место при условии $k_\omega = k_{\omega_{opt}}$. В лучевом представлении поля $k_{\omega, j} = r_j(\omega)$. Операция (37) позволяет экспериментально определять зависимость от дистанции спектра задержек сигнала и относительные амплитуды сигналов по лучам.

Во втором случае измеряется интеграл

$$L(\omega, k_r) = \int_{\Delta r} G_T(\omega, r'(t)) \exp(i k_r r') dr'. \quad (38)$$

Экстремальные значения интеграла будут иметь место при условии $k_r = k_{r_{opt}}$. В модовом представлении поля: $k_{r_{opt}} = \mathcal{E}_{m, \alpha}(\omega)$. Операция (38) позволяет экспериментально проводить исследование частотной зависимости пространственных периодов биений мод в волноводе (дисперсионных характеристик) и относительных амплитуд мод.

Таким образом, принципиальной особенностью этого метода экспериментального исследования параметров акустического поля в океане является измерение усредненных характеристик поля, усредненных по пространству и частоте, но несущих

ших, тем не менее, информацию о тонкой интерференционной структуре подводного звука.

Л и т е р а т у р а

1. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
2. Распространение волн и подводная акустика /Под ред. Дж.Б.Келлера и Дж.С.Пападакиса. М.: Мир, 1980.
3. Бреховских Л.М. Предисловие к русскому переводу книги: И.Толстой, К.Клей. Акустика океана. М.: Мир, 1969.
4. Толстой И., Клей К. Акустика океана. М.: Мир, 1969.
5. Gathrie A.N., Fitzgerald R.M., Nuttall D.A. e. a. Long-range low frequency CW propagation in the deep ocean. - JASA, 1974, v.56, N1, p.58.
6. Гершман С.Г., Тужилкин Ю.И. Об интерференции широкополосных шумовых сигналов. - Акуст. журн., 1965, т.2, №1, с.42.
7. Бреховских Л.М., Иванов И.Д. О расширении границ применимости лучевой теории при распространении волн в слоистых средах. - ДАН СССР, 1952, т.83, №4, с.545.
8. Кравцов Ю.А. Об одной модификации метода геометрической оптики. - Изв. вузов. Радиофизика, 1964, т.7, №4, с.664.
9. Сифоров В.И. Об условиях получения высокой пропускной способности каналов связи со случайными изменениями параметров. - Электросвязь, 1958, №1, с.3.
10. Цыбаков Б.С. О пропускной способности двухлучевых каналов связи. - Радиотехника и электроника, 1959, т.4, №7, с.1116.
11. Пинскер М.С. Количество информации о гауссовом случайном стационарном процессе, содержащейся во втором процессе, стационарно с ним связанном. - ДАН СССР, 1954, т.99, №2, с.213.
12. Зверев В.А., Орлов Е.Ф. О скорости передачи информации по каналам с многолучевым распространением. - Изв. вузов. Радиофизика, 1961, т.4, №2, с.282.
13. Гулин Э.П. О спектре импульсных сигналов в многолучевом канале. - В кн.: Тр. 5-й Всесоюз. школы-семинара по статист. гидроакустике. Новосибирск, 1974, с.61.

14. Падерно В.И., Романовская И.Р. Некоторые результаты исследования частотных характеристик многолучевого гидроакустического канала. - В кн.: Тр. 5-й Всесоюз. школы-семинара по статист. гидроакустике. Новосибирск, 1974, с.31
15. Апанасенко В.А. О временных соотношениях между импульсами, распространяющимися по различным лучам в подводном звуковом канале. - Акуст. журн., 1965, т.11, №3, с.300
16. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1. М.: Наука, 1976. 341 с.

АКУСТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ В СЛОИСТЫХ ВОЛНОВОДАХ

Г.А.Шаронов, В.Н.Лобанов

1. ВВЕДЕНИЕ

Широкое развитие голографии в последнее время как в оптике, радио, так и в акустике привело к появлению нового подхода к ряду традиционных задач.

Акустическая голография [1-7] представляет собой двухступенчатый процесс. На первой ступени регистрируется голограмма, которая несет информацию об амплитуде и фазе поля, дифрагированного на объекте. На второй ступени осуществляется восстановление тем или иным способом изображения объекта по информации, зафиксированной на голограмме.

Использование различных способов регистрации голограмм привело к созданию широкого класса методов акустической голографии. Это методы, аналогичные оптическим, когда информация об интерференционной структуре поля, образованной взаимодействием дифрагированной на объекте волны с опорной волной, записывается на некоторой поверхности или в объеме. Наличие в акустике линейных приемников излучения, которые позволяют регистрировать мгновенные значения измеряемых величин в пределах периода колебаний, дает возможность оперативного получения информации об амплитуде и фазе поля объекта. Так, при записи акустических голограмм опорную волну можно имитировать электрическим сигналом в аналоговом или цифровом виде, а также вовсе обойтись без нее и использовать последовательность стабильных временных выборок акустического сигнала [2, 8, 9], либо взаимодействие света и звука. В зависимости от характера записи известны следующие методы акустической голографии: метод

статической или динамической деформации поверхности раздела двух сред, метод регистрации волнового поля при помощи решетки приемников или путем синтезирования апертуры, метод брэгговской дифракции света на ультразвуке и др [1,7-15]. Указанные способы регистрации голограмм используются в технической и медицинской диагностике, ультразвуковой микроскопии, сейсмике, системах подводного видения. При этом применяются акустические волны в широком диапазоне волн от нескольких микрон до сотен метров.

Все способы записи голограмм можно разделить на две основные группы:

- способы, использующие активный режим, при котором регистрируются акустические волны, прошедшие через исследуемый объект или отраженные от него;

- пассивные способы, при которых принимается излучение самого объекта.

Восстановление изображения объектов определяется в основном способом регистрации пространственно-временной структуры акустического поля (голограммы). При формировании изображений объектов используются различные способы обработки информации: оптические методы обработки сигналов в когерентном и некогерентном свете, аналоговая и цифровая обработка электрических сигналов, методы с использованием поверхностных акустических волн и систем с переносом заряда, дифракция света на ультразвуке. Необходимо отметить, что практически во всех случаях получаемые изображения существенно уступают привычным оптическим изображениям, что связано с использованием меньшего соотношения размеров объектов и длин волн излучения. В то же время обработка сигналов при формировании изображений позволяет выделить полезную информацию на фоне помех [16]. Кроме этого голографические методы обработки сигналов в настоящее время не ограничиваются только получением изображений объектов, а открывают принципиально новые возможности в сейсмике, исследованиях океанических волноводов, в задачах распознавания образов и согласованной фильтрации [1,7].

В ряде случаев, например в сейсмической голографии [1], где расстояния между объектами измеряются сотнями метров и используются акустические волны низких частот (10 – 100 Гц), требуются апертуры, измеряемые километрами, что вызывает необходимость учитывать влияние слоистой неоднородности среды и применять синтезированные апер-

туры [17,18]. Аналогичные требования возникают и при океанологических исследованиях. На особенности апертурного синтеза в слоисто-неоднородных средах указывалось в работах [19-21].

В данной работе рассматриваются вопросы обработки сигналов применительно к формированию акустических изображений в слоисто-неоднородном волноводе методом синтеза апертуры. Рассматриваются методы акустической голографии с опорным электрическим сигналом при регистрации пространственной корреляционной функции, а также описан метод, основанный на регистрации интерференционной структуры акустического поля в волноводе [22-25], когда в качестве опорной волны используется одна из возбуждаемых в волноводе мод.

2. МЕТОД АКУСТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ С ОПОРНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СИГНАЛОМ

В связи с развитием голографических методов большое значение имеет задача, обратная дифракции - определение граничных условий, и в частности распределения интенсивности или изображения объекта по зарегистрированному дифрагированному полю.

Измерение комплексной амплитуды поля на некоторой поверхности, как это отмечалось в работе [18], позволяет восстановить исходное поле, а, следовательно и распределение интенсивности источников. Регистрация комплексной амплитуды волнового поля, несущей также информацию о фазе, осуществляется, как известно, при наличии опорной волны (в оптике) или опорного электрического сигнала (в радио и акустике), например, при апертурном синтезе в РЛС бокового обзора.

Рассмотрим основные операции, производимые над акустическим сигналом при распространении в волноводе, во время записи голограмм и при последующем восстановлении изображения объекта, не конкретизируя способов регистрации и обработки сигналов, которые, конечно, также влияют на характеристики получаемого изображения. Для нахождения дифрагированного поля и восстановления изображения объекта обычно привлекается аппарат решения волнового уравнения в виде разложения поля по плоским волнам [18].

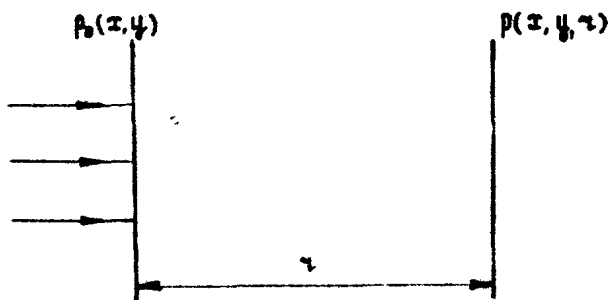
Это позволяет провести аналогию между задачами голографии и статистической теории связи. Ограничимся рассмотрением скалярного поля двумерного объекта, когда измеряются усредненные во времени энергетические характеристики. Кроме того, предположим сначала, что излучение монохроматично.

Решение волнового уравнения в свободном пространстве для дифрагированного поля (рис 1) можно записать в виде

$$p(x, y, z) = \frac{1}{4\pi z} \iint_{-\infty}^{\infty} \Phi_0(u, v) \mathcal{L}(u, v, z) \exp[i(u x + v y)] du dv, \quad (1)$$

где u, v - пространственные частоты; $\Phi_0(u, v)$ - комплексные спектры пространственных частот на плоскости объекта при $z=0$; $\mathcal{L}(u, v)$ - частотная характеристика свободного пространства:

$$\mathcal{L}(u, v, z) = \exp\left(i z \sqrt{k^2 - u^2 - v^2}\right). \quad (2)$$



Р и с. 1. Схема преобразования поля в свободном пространстве

Импульсная переходная характеристика свободного пространства $\sigma(x, y, z)$ связана фурье-преобразованием с $\mathcal{L}(u, v, z)$ и для частотной характеристики (2) получим

$$\sigma(x, y, z) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{e^{i k R}}{R} \right),$$

$$R^2 = x^2 + y^2 + z^2. \quad (3)$$

Приведенное описание поля справедливо для свободного пространства, не содержащего источников.

При прохождении сигнала через линейные колебательные цепи с частотной характеристикой $k(i\omega)$ для спектра входного сигнала $X(\omega)$ можно записать выражение через спектр выходного сигнала $Y(\omega)$:

$$X(\omega) = Y(\omega) k^{-1}(i\omega). \quad (4)$$

Необходимым условием является отличие от нуля $k(i\omega)$. По аналогии с колебательными цепями для спектра входного поля $\Phi_0(u, v)$ получим

$$\Phi_0(u, v) = \Phi_{\tau}(u, v) \mathcal{L}^{-1}(u, v, \tau), \quad (5)$$

где $\Phi_{\tau}(u, v)$ — пространственный спектр поля $p(x, y, \tau)$. Свойствами фильтра с обратной характеристикой $\mathcal{L}^{-1}(u, v, \tau)$ обладает свободное пространство с другим направлением оси τ . Это свойство и используется при восстановлении волнового фронта в голографии. Для восстановленного волнового поля $\hat{p}_0(x, y)$, если пренебречь неоднородными волнами, получим

$$\hat{p}_0(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} p(x', y', \tau) \left\{ \frac{1}{4\pi^2} \iint_{u^2+v^2 < k^2} \mathcal{L}^{-1}(u, v, \tau) \exp(i[u(x-x') + v(y-y')]) du dv \right\} dx' dy', \quad (6)$$

$$p(x, y, \tau) = \iint_{-\infty}^{\infty} \hat{p}_0(x', y') v(x-x', y-y', \tau) dx' dy'. \quad (7)$$

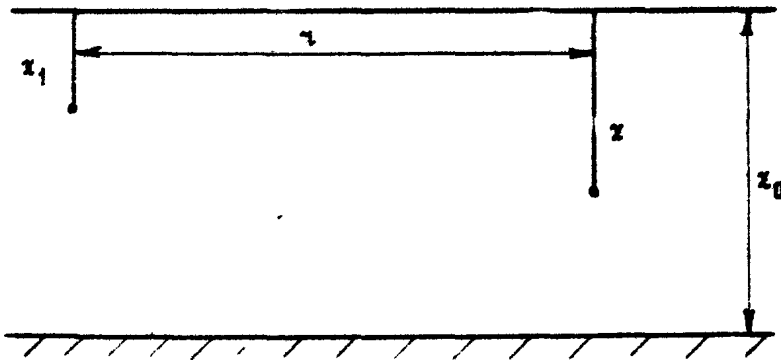
Таким образом, имеем выражения, связывающие однозначно распределения поля на двумерном объекте и на плоскости голограммы. Для распределения интенсивности достаточно находить квадратичной величины $[\hat{p}_0(x, y) \hat{p}_0^*(x, y)]$. Однако выражение (7) применимо в предположении, что поле $p(x, y, \tau)$ регистрируется во всей плоскости при $(u^2 + v^2) < k^2$. Практически спектр пространственных частот ограничивается размерами области измерения поля, апертурой голограмм, и, следовательно, восстанавливается поле с ограниченным спектром

$$\hat{p}_0(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \iiint_{-\infty}^{\infty} p(x', y', \tau) q(x', y') \mathcal{L}^{-1}(u, v, \tau) \exp(i[u(x-x') +$$

$$+v(y-y')]] du dv dx' dy', \quad (8)$$

где $q(x, y)$ — весовая функция, равная нулю вне апертуры голограммы и учитывающая искажения при измерениях внутри области записи поля. При этом качество получаемого изображения определяется размерами и формой голограммы, а также дискретностью приемной системы при записи голограммы.

Рассмотрим теперь особенности метода акустической голографии в слоисто-неоднородном волноводе. Учет влияния стратификации среды на восстановление изображения источников заключается в изменении вида передаточных характеристик среды распространения. На рис.2 представлена схема регистрации акустической голограммы на некоторой поверхности $z = \text{const}$. Поле точечного источника $p(r, z)$



Р и с. 2 Схема регистрации акустической голограммы в горизонтальной плоскости

или импульсная переходная характеристика слоистого волновода, может быть записано в виде суммы нормальных волн

$$p(r, z) = \frac{i}{4} \sum_{m=0}^{\infty} \psi_m(z) \psi_m(x_1) H_0^{(1)}(z_m, r) / \int_{-z_0}^0 \psi_m^2(s) ds =$$

$$= \frac{i}{4} \sum_{m=0}^{\infty} A_m(z, x_1) h_0^{(1)}(z_m, r), \quad (9)$$

где $\psi_m(x)$ — собственные функции волновода с распределением скорости звука по глубине $c(x)$; A_m — амплитуда возбуждения моды номера m ; $H_0^{(1)}$ — нулевая функция Ханкеля первого рода; α_m — горизонтальное волновое число. При регистрации поля на больших расстояниях, когда $\alpha_m r \gg 1$

$$p(r, z) = \psi(r, z) = \left(\frac{1}{8\pi r} \right)^{1/2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_m(x, z_1)}{\sqrt{\alpha_m}} \exp \left[i \left(\alpha_m r + \frac{\pi}{4} \right) \right] \quad (10)$$

Выражение (10) аналогично (3), однако в слоистом волноводе накладываются ограничения на волновые числа. Частотная передаточная характеристика в этом случае будет

$$\mathcal{L}(\alpha_m, r, z) = \alpha(r) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_m(z_1)}{\sqrt{\alpha_m}} \delta(\alpha - \alpha_m), \quad (11)$$

где $\alpha(r)$ — коэффициент, учитывающий энергетические соотношения. Получаем дискретный ряд пространственных частот α_m , которые при данной частоте ω зависят от стратификации волновода. Даже при монохроматическом излучении имеется ряд пространственных волновых чисел, а также соответственно длин волн в волноводе.

Если описанную выше методику восстановления изображения точечного источника применить к случаю волноводного распространения звука, это приведет к появлению аберраций, аналогичных хроматическим, и, следовательно, к искажению изображения распределенного источника за счет наличия дискретного спектра пространственных частот. Возможно также появление ложных изображений. Для "фокусировки" полученного изображения требуется выполнение обработки с учетом дисперсионных характеристик.

Рассмотрим двумерную голограмму, представляющую распределение комплексной амплитуды $p(r, \varphi, z)$ поля при $z = \text{const}$ на интервале дистанций $(r_2 - r_1)$ при $\alpha_m r \gg 1$

Для восстановления изображения требуется построить фильтр с характеристикой обратной (11) для пространственных частот, где $\mathcal{L}(\alpha, r, z)$ отлична от нуля:

$$\hat{p}_0(x, \varphi) = \frac{1}{\alpha} \int_0^{2\pi} \int_0^{\alpha} p(r', z, \varphi' - \varphi) \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_m}{\sqrt{\alpha_m}} \exp \left[i \left(\alpha_m r - \frac{\pi}{4} \right) \right] \right\}^{-1} q(r', \varphi') r' dr' d\varphi'. \quad (12)$$

Здесь $q(r, \varphi)$ – весовая функция, включающая ограничения из-за конечности апертуры и искажения при измерениях поля и обработке. Нетрудно видеть, что частотная характеристика ξ^{-1} , используемая при восстановлении изображения источника, не представляется в виде отдельной плоской волны, однако позволяет локализовать область нахождения источника. Наличие суммы экспоненциальных членов приводит к расфокусировке отклика при обработке по алгоритмам, относящимся к свободному пространству. Использование выражения (12) ликвидирует эти погрешности.

3. МЕТОД АКУСТИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ

При регистрации пространственной корреляционной функции метод акустической голографии отличается от рассмотренного выше тем, что не требует имитации опорной волны. В частности, может быть использован метод синтеза апертуры, аналогичный применяемому в радиоастрономии. В этом случае измеряется не распределение комплексной амплитуды поля, а комплексная корреляционная функция, которая может быть получена при помощи, по крайней мере, двух приемных систем, включенных по схеме интерферометра. Одна из них должна перемещаться в пространстве, последовательно заполняя область пространства ϵ на некоторой плоскости.

Определим связь между измеренной функцией пространственной корреляции $B_\epsilon(\xi, \eta)$ и распределением источника или интенсивности поля, приведенной к плоскости источника,

Как известно (см., например, [18]), в случае распространения волн в свободном пространстве на расстоянии r от источника поля с распределением интенсивности $I(x, y)$ комплексная корреляционная функция $B(\xi, \eta)$ будет

$$B_\epsilon(\xi, \eta, x, y) = \left(\frac{\kappa}{2\pi r} \right)^2 \exp \left[i \left(ux + vy - \frac{r u^2}{2\kappa} - \frac{r v^2}{2\kappa} \right) \right] \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} I(x', y') \exp [i (ux' + vy')] dx' dy', \quad (13)$$

где $\xi = \frac{r}{\kappa} u$, $\eta = \frac{r}{\kappa} v$.

В случае расположения источников в дальней зоне, как это имеет место, например, в радиоастрономии, $kD^2/2r \ll 1$ (D - размер области измерения $B_r(\xi, \eta)$), экспоненциальный множитель есть величина постоянная. При этом можно положить $x = 0$ $y = 0$, тогда

$$B_r(\xi, \eta) = \left(\frac{k}{2\pi r}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} I(x', y') \exp[i(u x' + v y')] dx' dy' \quad (14)$$

Таким образом, получим, что $B_r(\xi, \eta)$ и $I(x, y)$ связаны фурье-преобразованием и из выражения (14) следует, что распределение интенсивности источников будет

$$I(x, y) = \left(\frac{r}{k}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} B_r(\xi, \eta) \exp\left[-i\left(\frac{k}{r} \xi x + \frac{k}{r} \eta y\right)\right] d\xi d\eta. \quad (15)$$

Преобразования (14) и (15) справедливы, когда размер области измерения D , с одной стороны, удовлетворяет условию $D^2 \ll \lambda r$, т.е. меньше первой зоны Френеля, с другой стороны, должна быть достаточно большой, чтобы воспроизвести все пространственные частоты. Практически же вместо истинной функции корреляции $B_r(\xi, \eta)$ измеряется $\hat{B}_r(\xi, \eta) = B_r(\xi, \eta) q(\xi, \eta)$, где $q(\xi, \eta)$ - функция равная нулю вне области измерения σ , а внутри области представляет собой весовой множитель, характеризующий амплитудные и фазовые искажения истинной измеряемой функции $B_r(\xi, \eta)$, в том числе вносимые специально при обработке. Если ввести спектр весовой функции $q(\xi, \eta)$

$$\Gamma_c(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} q(\xi, \eta) \exp[i(u \xi + v \eta)] d\xi d\eta, \quad (16)$$

получим диаграмму направленности приемной синтезированной антенны $\Gamma_c(u, v)$, аналогичную по смыслу диаграмме направленности по мощности обычной антенны, но имеющую особенности, поскольку $\Gamma_c(u, v)$ может быть отрицательной [26].

Из выражений (15) и (16) следует, что восстановленное изображение имеет вид

$$\hat{I}(x, y) = \left(\frac{k}{2\pi r}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} I(x', y') \Gamma_c\left[\frac{k}{r}(x-x'), \frac{k}{r}(y-y')\right] dx' dy' \quad (17)$$

или

$$\hat{I}(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} B_r\left(\frac{r}{k}u, \frac{r}{k}v\right) q\left(\frac{r}{k}u, \frac{r}{k}v\right) \exp[-i(ux+vy)] du dv. \quad (18)$$

Разрешающая способность при восстановлении изображений будет определяться свойствами функций $q(\xi, \eta)$ или $\Gamma_c(u, v)$, т.е. форма диаграммы направленности или отклика на точечный источник может изменяться при обработке путем изменения вида $q(\xi, \eta)$. Максимальное же разрешение по углу определяется размерами апертуры D .

Если измерения производятся в ближней зоне, когда $r \approx D^2/\lambda$, корреляционная функция не будет однородной и необходимо учитывать кривизну волнового фронта

$$\hat{B}_r(\xi, \eta) = B_r\left(x, y, \frac{ru}{k}, \frac{rv}{k}\right) \exp\left[i\left(\frac{ru^2}{2k} + \frac{rv^2}{2k} - ux - vy\right)\right] - \left(\frac{k}{2\pi r}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} I(x', y') \exp[i(u x' + v y')] dx' dy'. \quad (19)$$

Нетрудно видеть, что видоизмененная функция корреляции $\hat{B}_r(\xi, \eta)$ связана с распределением интенсивности источников $I(x, y)$ также фурье-преобразованием и аналогично (18) для изображения источников получим

$$\hat{I}(x, y) = \left(\frac{r}{k}\right)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} B_r\left(x', y', \frac{ru}{k}, \frac{rv}{k}\right) q\left(\frac{ru}{k}, \frac{rv}{k}\right) \exp\left[i\frac{r}{2k}(u^2 + v^2) - i(ux' + vy') + i(ux + vy)\right] dx' dy', \quad (20)$$

где x', y' - некоторые значения координат в области измерения \mathcal{S} .

Другими словами, в этом случае для учета кривизны волнового фронта необходимо производить преобразование Френеля от функции пространственной корреляции.

Выше предполагалось, что источник излучения монохроматический. При приеме шумового сигнала для получения требуемой монохроматичности и обеспечения временной когерентности принимаемых в разнесенных точках сигналов необходимо выделить из широкого спектра сигнала узкую спектральную полосу, ширина которой удовлетворяет условию

$$\Delta\omega/\omega < \lambda/D,$$

когда прием осуществляется во всем диапазоне углов, т.е. со всех направлений. При ограничении сектора углов наблюдения возможно введение компенсирующих линий задержки для выбранного центрального направления, тогда ширина полосы может быть выбрана большей:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} < \frac{2\pi}{\beta} \frac{\lambda}{D}, \quad (21)$$

где β - интервал углов наблюдения.

Для обеспечения чувствительности приемных систем полоса приема должна быть широкой, это достигается тем, что используется многоканальная система обработки в каждой из сравнительно узких полос при суммировании выходных эффектов.

При регистрации корреляционной функции в стратифицированной среде и обработке голограмм по методике свободного пространства также возникают искажения, связанные с дискретным спектром пространственных частот при волноводном распространении. Учет конкретного вида частотной характеристики при известных свойствах канала позволяет ликвидировать или уменьшить вносимые искажения. С другой стороны, измерения голограмм известного источника позволяют определить частотную передаточную характеристику канала распространения и тем самым получить данные о свойствах океанического волновода.

На больших расстояниях $\alpha_m \tau \gg 1$, поэтому для корреляционной функции поля точечного источника можно записать

$$\begin{aligned} B(\tau, \rho, z) = \langle p(\tau, z) p^*(\tau + \rho, z) \rangle &= \frac{1}{8\pi\tau} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\langle A_m A_n \rangle}{\sqrt{\alpha_m \alpha_n}} \exp \left\{ -i \left[(\alpha_m - \right. \right. \\ & \left. \left. - \alpha_n) \tau + \alpha_m \rho \right] \right\} = \frac{1}{8\pi\tau} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\langle A_m^2 \rangle}{\alpha_m} e^{-i\alpha_m \rho} + \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{m \neq n}^{\infty} \frac{\langle A_m A_n \rangle}{\sqrt{\alpha_m \alpha_n}} \right. \\ & \left. \cdot \exp \left\{ -i \left[\alpha_m (\tau + \rho) - \alpha_n \tau \right] \right\} \right\}. \quad (22) \end{aligned}$$

Корреляционная функция представляет собой суперпозицию осциллирующей $e^{-i\alpha_m \rho}$ и сравнительно медленно меняющейся части $e^{-i(\alpha_m - \alpha_n)\tau}$. Основную информацию об источнике несет фактор $e^{-i\alpha_m \rho}$, однако в слоистом волноводе содержится целый ряд пространственных частот α_m .

Кроме того, имеет место интерференционная составляющая $e^{-i(\epsilon_m - \epsilon_n)z}$ (при $z \gg 0$).

В данном случае имеет место ситуация, аналогичная описанной выше при регистрации поля. Чтобы избежать искажений при восстановлении изображения источника звука согласно (18), необходимо учитывать, что изображение формируется одновременно на нескольких пространственных частотах или длинах волн. Если частотная характеристика волновода (спектр нормальных волн) известна, можно избежать искажений, вводя в рассмотрение сумму членов с различными ϵ_{nc} . Следует отметить дополнительное отличие акустической голографии при регистрации корреляционной функции от случая регистрации комплексной амплитуды. При восстановлении изображения в слоистой среде со случайными неоднородностями при регистрации поля дают вклад неоднородности вдоль всего пути. При регистрации корреляционной функции основной вклад случайных неоднородностей - в области измерений ϵ .

Таким образом, наличие волноводного распространения приводит к появлению зависимости передаточных характеристик канала от свойств стратифицированной среды и тем самым к дополнительным искажениям при восстановлении изображения источника типа хроматических аберраций. В то же время могут использоваться голографические методы, основанные на модовой структуре распространения звука, когда одна из мод может служить опорной волной. Один из таких методов рассматривается в следующем разделе.

4 ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД, ОСНОВАННЫЙ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ В АКУСТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Использование акустической голографии путем синтезирования апертуры в слоисто-неоднородной среде при многомодовом распространении позволяет реализовать метод, при котором одна из возбуждаемых в волноводе мод рассматривается как опорная волна и регистрируется интерференционная структура акустического поля. Этот метод отличается от рассмотренных выше тем, что он принципиально не применим для свободного пространства, а в океаническом

волноводе дает возможность последовательно о измерения интерференционной структуры поля при помощи одного приемника.

Для поля точечного источника излучения интерференционная структура, представляющая собой осциллирующую часть зависимости интенсивности поля в дальней зоне ($z_n \gg \lambda$) от пространственных координат, может быть записана в виде

$$P(z_n, r, z) = \frac{1}{r} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_m(z, z_1, r(z)) A_n(z, z_1, r(z))}{\sqrt{z_m z_n}} e^{i(z_m - z_n) r} \quad (23)$$

Расстояние r между источником и приемником излучения может изменяться во времени за счет их относительного движения при синтезе апертуры.

Пусть область измерения интерференционной структуры поля (область синтезирования апертуры) значительно удалена от источника звука и имеет малые по сравнению с дистанцией размеры $D \ll r$, тогда можно записать

$$r = r_0 - \rho \cos(\varphi - \psi), \quad (24)$$

где r_0, ψ - полярные координаты источника, ρ, φ - координаты точки наблюдения, расположенной в области измерения \mathcal{G} .

В этом случае можно показать, что регистрируемая интерференционная структура $P(\rho, \varphi)$ будет

$$P(\rho, \varphi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} I(z, \psi) \exp[-i z \rho \cos(\varphi - \psi)] z dz d\psi, \quad (25)$$

где $I(z, \psi)$ - распределение интенсивности источников по углу и продольным волновым числам $z = 2\pi/\lambda$, λ - длина волны интерференции.

Для получения восстановленного распределения источников $I(z, \psi)$ решение интегрального уравнения (25) вида интеграла Фурье-Бесселя дает

$$\hat{I}(z, \psi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} P(\rho, \varphi) Q(\rho, \varphi) \exp[i z \rho \cos(\varphi - \psi)] \rho d\rho d\varphi, \quad (26)$$

где $Q(\rho, \varphi)$ - весовая аподизирующая функция, учитывающая также конечность области измерения \mathcal{G} (вне области $Q(\rho, \varphi) = 0$). Спектр весовой функции $Q(\rho, \varphi)$, аналогично (16),

$$\Gamma_c(z, \psi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} Q(\rho, \varphi) \exp[i z \rho \cos(\varphi - \psi)] \rho d\rho d\varphi \quad (27)$$

характеризует искажения измеряемой интенсивности поля $P(\rho, \varphi)$ внутри области измерения \mathcal{E} . Ограниченность этой области $\Gamma_c(z, \psi)$ представляет собой диаграмму направленности синтезированной антенны, апертура которой занимает область измерения \mathcal{E} , а комплексные амплитудные множители на этой апертуре совпадают с весовой функцией $Q(\rho, \varphi)$.

Найдем связь между измеренным $\hat{I}(z, \psi)$ и действительным $I(z, \psi)$ распределениями источников излучения. Из выражений (25) и (26) следует, что

$$\hat{I}(z, \psi) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} I(z', \psi') Q(\rho, \varphi) \exp\{i\rho[z \cos(\varphi - \psi) - z' \cos(\varphi' - \psi')]\} \rho d\rho d\varphi z' dz' d\psi' \quad (28)$$

или

$$\hat{I}(z, \psi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} I(z, \psi) \Gamma_c(K, \theta) \rho d\rho d\varphi, \quad (29)$$

где

$$K = [z^2 + z'^2 - 2zz' \cos(\psi - \psi')]^{1/2}, \quad (30)$$

$$\theta = \arccos \left\{ \frac{z' \cos \psi' - z \cos \psi}{[z^2 + z'^2 - 2zz' \cos(\psi - \psi')]^{1/2}} \right\}. \quad (31)$$

Таким образом, получили выражения аналогичные (17) и (18) для синтеза апертуры в свободном пространстве. Существенным отличием метода акустической голографии в слоистом волноводе является, во-первых, то, что роль длины акустической волны играет длина волны интерференции, во-вторых, имеется возможность одновременного определения углового распределения источников и параметров интерференционной структуры поля, таких, как спектр разности

волновых чисел. В качестве примера рассмотрим случай, когда синтезируемая апертура представляет собой круг радиусом ρ_0 . При наличии осевой симметрии из выражения (30) нетрудно получить

$$\Gamma_r(K, \theta) = \frac{1}{K^2 \pi^2} \rho_0 J_1(\rho_0 K), \quad (32)$$

где $J_1(\rho_0 K)$ - функция Бесселя первого порядка. С учетом (29) для полученного изображения определим связь с истинным распределением интенсивности источников:

$$\hat{I}(x, \psi) = \frac{\rho_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho_0} I(x', \psi') J_1 \left[\rho_0 \sqrt{x'^2 + x'^2 - 2x x' \cos(\psi - \psi')} \right] x' dx' d\psi' \quad (33)$$

Выражение (33) аналогично случаю круговой заполненной апертуры тех же размеров, если учесть, что длина волны интерференции $\Lambda = 2\pi/x$ зависит от свойств волновода.

В рассмотренном выше случае предполагалось, что источники излучения находятся в дальней зоне по отношению к синтезируемой апертуре. Если это условие не выполняется, можно показать, что необходимо учитывать цилиндрический характер фронта волны в слоистом волноводе, что связано с введением дополнительного коэффициента вида $\exp\left(i \frac{2x^2}{k\tau}\right)$, т.е. требуется обработка Френеля для голограмм ближнего поля согласно выражению, аналогичному соотношению (20), рассмотренному выше.

Рассмотрим вопрос об оценках возможных размеров синтезированной апертуры и ширины полосы принимаемого сигнала. Максимальные размеры области регистрации голограмм зависят в свободном пространстве от области пространственной корреляции поля. При регистрации голограмм в слоистом волноводе, когда используется информация об интерференционной структуре поля, максимальный размер области измерений определяется во-первых, размерами интервала существования интерференционных явлений, во-вторых, корреляционными свойствами измеряемой структуры.

Для последующего выделения информации о распределении источников при записи голограмм необходимо наложить ограничения на ширину полосы принимаемого сигнала, которая определяется из условия наблюдения модуляции его спектральной плотности.

$$\Delta\omega \ll 2\pi / (\partial z / \partial \omega) \tau = 2\pi / \tau_{ij}(\omega)$$

Это условие означает, что в области регистрации голограмм в полосе частот $\Delta\omega$ фаза интерференционной структуры изменяется лишь на малые доли π . Для перекрытия широкой полосы требуется использование многоканальных систем.

Для иллюстрации приведем результаты экспериментального исследования способа получения изображения источника звука голографическим методом в приповерхностном двухслойном волноводе в модельных условиях.

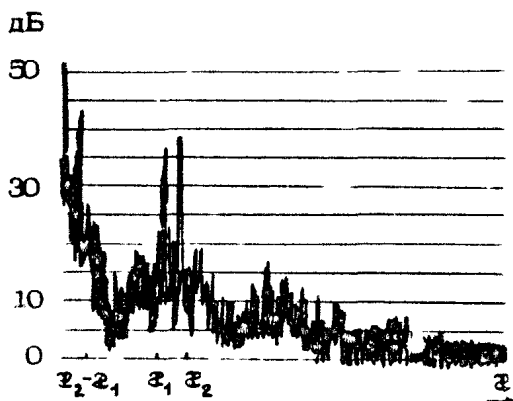
Акустические голограммы источника записывались методом сканирования волнового поля в горизонтальной плоскости [20]. Приповерхностный волновод создавался в заглушенной ванне, наполненной раствором поваренной соли, на поверхности которого помещался слой трансформаторного масла. Скорости распространения звука в верхнем и нижнем слоях составляли $1,43 \cdot 10^3$ м/с и $1,78 \cdot 10^3$ м/с соответственно. Излучатель звука частоты 300 кГц и ненаправленный приемник в виде небольшого (существенно меньшего длины волны) щупа находились в двухслойном волноводе с дискретными границами — слое трансформаторного масла толщиной $x_0/\lambda = 1,7$

Акустическая голограмма регистрировалась на фотопленке в плотностном виде при помощи устройства, в котором приемник сканировал по спирали, последовательно заполняя апертуру в виде круга в горизонтальной плоскости, с малым, по сравнению с длиной волны шагом, и одновременно синхронно с приемником перемещался источник света, механически связанный со щупом. Яркость источника света была пропорциональна напряжению биения принимаемого щупом сигнала и опорного сигнала с задающего генератора, управляющего источником звука. Таким образом, на фотопленке записывалась в плотностном виде реальная часть комплексной амплитуды поля на раскрытие голограммы.

На рис.3 (см.вклейку) приведена акустическая голограмма точечного источника для апертуры в виде круга. Размер апертуры D составлял $D/\lambda = 90$, расстояние r_0 между излучателем и центром голограммы $r_0/\lambda = 4 \cdot 10^2$. Полученные голограммы представляют собой регистрацию поля вдоль направления распространения. На голограмме отчетливо видны сферические фронты звуковых волн, а также низкочастотная интерференционная пространственная модуляция поля, обусловленная взаимодействием двух мод.

Восстановление изображения источника звука осуществлялось при помощи систем оптической обработки сигналов

в некогерентном свете [24]. Для получения изображения источника звука с учетом сферичности волнового фронта требуется специальная обработка согласно (20). Однако для оценки влияния модовой структуры поля на характер изображения можно этим пренебречь и считать волновой фронт в первом приближении плоским. Влияние сферичности, кроме того, может быть снижено также за счет уменьшения размера голограммы по координате, перпендикулярной направлению распространения. В предположении плоского волнового фронта согласно (8) необходимой обработкой голограммы является двумерное преобразование Фурье. На рис.4 (см.вклейку) приведено полученное изображение точечного источника в плотностном виде, восстановленное по голограмме рис.3, в координатах (z, ψ) , а на рис.5 - главное его сечение при $\psi = 0$. Представленное изображение точечного источника можно интерпретировать в данном случае как диаграмму направленности кругового раскрытия в двухслойном волноводе. Из рисунка видно, что появляются два изображения источников при $\psi = 0$ и $\psi = \pi$. Эта неоднозначность связана с тем, что на голограмме регистрировалась не комплексная амплитуда поля, а ее действительная часть.



Р и с. 5. Главное сечение восстановленного по акустической голограмме изображения точечного источника при $\psi = 0$

Модовая структура поля приводит к тому, что имеют место несколько максимумов по оси Z , соответствующих различным пространственным частотам \mathcal{E}_1 , \mathcal{E}_2 и их разности ($\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1$). Это показывает возможность селекции нормальных волн в волноводе, а также возможность получения изображения источника методами голографии в условиях модовой структуры поля в отсутствие опорного сигнала.

В заключение отметим, что применение методов акустической голографии в слоистых волноводах на основе синтеза больших апертур открывает новые пути исследования океана и выявления крупномасштабных неоднородностей, обеспечивающие большую чувствительность по сравнению с энергетическими измерениями.

Л и т е р а т у р а

1. Применение голографии. М.: Мир, 1973.
2. Acoustical Holography, v.1. Proc. I Intern. Sympos. / Ed. A.E.Metherell, H.M.A. El-Sum, L. Larmore. N.Y. - London: Plenum Press, 1967.
3. Acoustical Holography, v.2 Proc. II Intern. Sympos. N.Y. - London, 1969.
4. Acoustical Holography, v.3. Proc. III Intern. Sympos. N.Y. - London, 1970.
5. Акустическая голография / Под ред. В.Г.Прохорова. Л.: Судостроение, 1975.
6. Acoustical Holography, v.4-7. IV-VII Intern. Sympos. N.Y. - London: Plenum Press, 1972-1976.
7. Ахмед М., Ван К., Мидерелл А. Голография и ее применение в акустоскопии. - ТИИЭР, 1979, т.67, №4, с.25.
8. Metherell A.F., Spivak S., Pisa E.J. Temporal reference acoustical holography. - Appl.Opt., 1969, v.8, N8, p.1543.
9. Muellor R.K., Marom E., Friteler D. Electronic simulation of a variable inclination reference for acoustical holography via ultrasonic camera. - Appl.Phys.Lett., 1968, v.12, N11, p.394.
10. Фитцпатрик Д.Л. Голографические методы получения сейсмических изображений. - ТИИЭР, 1979, т.67, №4, с.109.
11. Preston K., Krenzer J.L. Ultrasonic imaging with a synthetic holographic technique. - Appl.Phys.Lett., 1967, v.10, N5, p.150.

12. Burckhardt C.B., Grandchamp P., Hoffman H. An experimental 2 MHz synthetic aperture sonar system intended for medical use. - IEEE Trans.Sonics Ultrason., 1974, SU-21, p.1.

13. Cutrona L.J. Comparison of sonar system performance achievable using synthetic-aperture techniques with the performance achievable by more conventional means. - J.Acoust.Soc.Amer., 1975, v.58, p.336.

14. Leith E.N., Ingalls A.L. Synthetic aperture data processing by wavefront reconstruction. - Appl.Opt., 1963, v.7, N3, p.539.

15. Саттон Дж Л. Подводная акустоскопия. - ТИИЭР, 1979, т.67, №4, с.130.

16. Китинг П.Н., Саватары Т., Жилинскас Г. Обработка сигналов при формировании акустических изображений. - ТИИЭР, 1979, т.67, №4, с.61.

17. Кок У. Когерентная стационарная (голографическая) радиолокационная (гидроакустическая) система. - ТИИЭР, 1968, т.56, №12, с.91.

18. Зверев В.А. Радиооптика. М.: Сов.радио, 1975.

19. Зверев В.А. Апертурный синтез в слоисто-неоднородных средах. - Тр. 7-й Всесоюз. школы-семинара по статистической гидроакустике. Новосибирск, 1977, с.276.

20. Зверев В.А., Орлов Е.Ф., Шаронов Г.А. и др. Получение изображения источника звука в модельном волноводе голографическим методом с использованием оптических некогерентных систем. - Тр. 8-й Акустической конф. М., 1973, с.164.

21. Зверев В.А. Голография в акустике океана. - В кн.: Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982 с.175.

22. Орлов Е.Ф. Метод обобщенных голограмм в акустических исследованиях океана. - Тр. 10-й Всесоюз. школы-семинара по статистической гидроакустике (Сухуми, 1978). Новосибирск: Ин-т математики СО АН СССР, 1980, с.102.

23. Орлов Е.Ф., Шаронов Г.А., Шевцов В.П. Измерение интерференционной структуры широкополосного звука в океане методом импульсного зондирования. - Тез. докл. 1-й Всесоюз. конф. "Метрология гидрофизических измерений". М., 1980, с.143.

24. Прохоров В.Г., Салин Б.М., Шаронов Г.А. Применение оптических систем, работающих в некогерентном свете

— для обработки голографической информации в реальном времени. — В кн.: Аннотации докл. и программ 1-го Всесоюз. семинара по прикладным вопросам радио и акустической голографии, включая оптическую и машинную обработку информации. Минск, 1976, с.17.

25. Зверев В.А., Павленко А.М., Шаронов Г.А. О возможности получения видимых изображений источников звука при дифракции света на ультразвуке.—Оптика и спектроскопия, 1971, т.30, №6, с.1157.

26. Дугин Н.А., Турчин В.И., Шаронов Г.А. О диаграмме направленности синтезированных кольцевых антенных решеток.—Радиотехника и электроника, 1971, т.16, №7, с.1152,

О ЛУЧЕВЫХ МЕТОДАХ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ
ПАРАМЕТРОВ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ
ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА
В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ОКЕАНЕ ПОСТОЯННОЙ ГЛУБИНЫ

С.В.Варнавин, В.Д.Лазарев, В.Н.Лобанов,
Л.И.Татаринов, В.Н.Фокин

Экспериментальные исследования спектрального состава гидроакустических полей, создаваемых широкополосными источниками в море, показали наличие экстремумов интенсивности звука на дискретных частотах, сложным образом, но в основном регулярно меняющих положение с изменением дистанции между источником и приемником. Это явление обусловлено интерференцией лучей или мод в гидроакустическом канале^{*}, и его можно назвать фокусировкой в частотной плоскости или спектральной фокусировкой подводного звука [1].

Рассматривая гидроакустический канал как линейный фильтр, для спектра мощности сигнала на выходе канала можно записать

$$W[\nu, r, z_s, z_r, c(x), \Gamma, Y] = W_0(\nu, 0, z_s) H^2[\nu, r, z_s, z_r, c(x), \Gamma, Y], (1)$$

где ν — частота, $W_0(\nu, 0, z_s)$ — спектр мощности источника, H^2 — частотная характеристика канала.

^{*}) Здесь и в дальнейшем под "гидроакустическим каналом" понимается водная среда с фиксированными цилиндрическими координатами источника $0, z_s$ и приемника r, z_r и заданными изменениями граничных условий (Γ, Y) и профиля скорости звука $c(x)$ вдоль трассы (в вертикальной плоскости, проходящей через источник и приемник).

Актуальной задачей гидроакустики является математическое моделирование функции $H^2[\nu, \tau, z_s, z_r, z(z), Г.У.]$, допускающее как модовый, так и лучевой подход. Модовый подход ограничен случаем горизонтально стратифицированного океана постоянной глубины. Преимущества лучевого представления – наглядность геометрической и физической картины распространения звука и возможность расчета акустического поля в произвольном океане с горизонтальными и вертикальными вариациями скорости звука и глубины [2]. При этом необходимо решать на ЭВМ системы дифференциальных уравнений. Использование стандартных методов решения (метода Рунге–Кутты и его модифицированного варианта – метода Милна [3,4]) при традиционном подходе (“сбор лучей в точку”) требует больших затрат машинного времени. Увеличения скорости счета можно добиться применением метода степенных разложений, предложенного А.В.Вагиным (АКИН, 1974), однако и в этом случае для расчета функции $H^2(\nu, \tau)$ в достаточно широких интервалах по ν и τ , например на ЭВМ БЭСМ-6, необходимо время порядка нескольких часов. Между тем неполнота и неточность информации о параметрах канала, получаемой путем гидрологических и геофизических измерений, приводит к тому, что результаты расчета H^2 по сложным программам, использующим много исходных параметров, не всегда адекватны результатам экспериментальных измерений. С другой стороны, простые модели канала позволяют в ряде случаев предсказывать существенные особенности спектральной фокусировки. Будем использовать одну из простейших моделей – водный слой постоянной глубины с неизменной по трассе кусочно-линейной функцией $z(z)$.

τ, τ – ДИАГРАММЫ ПРИ НЕИЗМЕННЫХ ПО ТРАССЕ КУСОЧНО-ЛИНЕЙНЫХ ПРОФИЛЯХ СКОРОСТИ ЗВУКА

В пределах применимости лучевой акустики [5,6] структура гидроакустического поля – результат интерференции сигналов, приходящих по различным лучам. Если излучается сигнал $f_s(t)$, сигнал в точке приема имеет вид

$$f_r(t) = \sum_k A_k f_s(t-t'_k), \quad (2)$$

где A_k - амплитуда сигнала по лучу номера k , t_k - полная задержка, учитывающая "фазовые" добавки при отражениях и встречах с каустиками:

$$t'_k = t_k + \frac{1}{4\nu}(2s_k + \kappa_k) + \frac{1}{2\pi\nu} \sum_{i=1}^{b_k} \varphi_k^{(i)} \quad (3)$$

Здесь t_k - время пробега сигнала по k -му лучу, s_k и b_k - числа отражений от поверхности и дна, κ_k - число встреч с каустиками, ν - частота, $\varphi_k^{(i)}$ - фазовый сдвиг при i -м отражении от дна.

Считая гидроакустический канал линейным фильтром, для его частотной характеристики получим (при фиксированных x_s , x_r и $z(z)$)

$$H^2(\nu, \tau) = \sum_n A_n^2 + \sum_{i \neq j} \sum A_i A_j \cos [2\pi\nu(t'_i - t'_j)], \quad (4)$$

где суммирование производится по всем лучам, соединяющим источник $0, x_s$ и приемник τ, x_r .

Знание зависимостей $t_k(\tau)$ позволяет проследить динамику изменений с дистанцией важных параметров спектральной фокусировки - периодов составляющих интерференционной картины, обусловленных параметрами лучей i, j :

$$\Delta\nu_{ij}(\tau) = |t_i(\tau) - t_j(\tau)|^{-1}. \quad (5)$$

Для удобства графического представления вместо функций $t_k(\tau)$ используются " τ, τ -диаграммы" [7, 8] - функции

$$\tau_k(\tau) = \tau c_s^{-1} - t_k(\tau), \quad (6)$$

где $c_s = c(z_s)$ - скорость звука на горизонте источника. Рассмотрим здесь основные особенности геометрии картин τ, τ -диаграмм для кусочно-линейных моделей, неизменных по трассе профилей $z(z)$ в водном слое постоянной глубины L .

При горизонтальных границах водного слоя и неизменной по трассе зависимости $z(z)$ картина лучей с фиксированным модулем угла выхода из источника [8] обладает периодичностью и симметрией [5]. Все дистанции выхода таких лучей на горизонт приемника $x = x_r$ и соответствующие времена пробега можно получить, например, из выражений

$$\tau = aR \pm \frac{r_1}{2} \pm \frac{r_2}{2},$$

$$t = nT \pm \frac{t_1}{2} \pm \frac{t_2}{2}, \quad (7)$$

где $R = R(|\theta|)$ - горизонтальная протяженность цикла; $r_1 = r_1(|\theta|)$ и $r_2 = r_2(|\theta|)$ - горизонтальные протяженности частей цикла, лежащих соответственно над горизонтами источника x_0 и приемника x_1 ; $T = T(|\theta|)$; $t_1 = t_1(|\theta|)$ и $t_2 = t_2(|\theta|)$ - соответствующие времена пробега. (При $n = 0$ перед r_1 и t_1 в выражениях (7) возможен только знак +). Обозначим протяженность части цикла, лежащей под горизонтом источника, и соответствующее время пробега $r_3(|\theta|)$ и $t_3(|\theta|)$. Тогда

$$R = r_1 + r_3, \quad T = t_1 + t_3. \quad (7a)$$

Лучам с данным значением $|\theta| = |\theta_m|$ соответствует определенное значение параметра [9]

$$c_m = c_0 (\cos \theta_m)^{-1}, \quad (8)$$

представляющего собой скорость звука на горизонтах заворота этих лучей. Каждый выход лучей с данным c_m на горизонт x_1 согласно (7) можно идентифицировать тремя индексами: числом n и знаками перед r_1 и r_2 . Таким образом, под индексом κ в формулах (2)-(6) следует понимать комбинацию индексов: $\kappa = (n, B, D)$. Сочетаниям знаков (--), (-+), (+-) и (++) при каждом n соответствуют принятые в литературе обозначения (Н,В), (Н,Н), (В,В) и (В,Н). Функции $r_\kappa(c_m)$ и $t_\kappa(c_m)$ образуют четверки (или тройки при $x_0 = x_1$, когда $r_1 = r_2$) функций, попарно симметричных относительно "опорных" функций $nR(c_m)$ и $nT(c_m)$, которые будем обозначать также r_{n00} и t_{n00} .

Для исследования динамики изменений частотной характеристики канала при изменениях дистанции r между источником и приемником удобно считать координаты источника $0, x_0$ фиксированными, а координату приемника x_1 "текущей" по "горизонту приема" x_1 (т.е. считать, что приемники как бы распределены по всему горизонту x_1). При изменениях параметра c_m точка каждого типа κ выхода на горизонт приема будет перемещаться по этому горизонту и соответственно будет меняться время пробега сигнала по данному типу луча κ (n, B, D). Времена пробега t_κ , фазовые добавки и амплитуды A_κ можно рассчитывать для

каждого k , используя θ_m или t_m в качестве параметра и не производя "сбор лучей в точку", а рассматривая сечения при $\tau = \tau_2$ соответствующих функций для всех типов выходов лучей на горизонт приема, существующих при данном τ_2 .

В случаях, когда функция $t(z)$ имеет единственный минимум, опорные функции $R(t_m)$ и $T(t_m)$ однозначно определяются видом $t(z)$, а вид составляющих функций $\tau_1(t_m)$ и $\tau_3(t_m)$, $t_1(t_m)$ и $t_3(t_m)$ при данной $t(z)$ зависит от глубины погружения источника z_s . Глубина горизонта приема z_r определяет вид функций $\tau_2(t_m)$ и $t_2(t_m)$, и ее изменения проявляются в симметричных изменениях удаления точек τ_{n--} и τ_{n++} , τ_{n-+} и τ_{n+-} относительно опорных nR (и аналогично t_{n--} и t_{n++} , t_{n-+} и t_{n+-} относительно nT). Если $t(z)$ имеет несколько локальных минимумов, функции $R(t_m)$ и $T(t_m)$ имеют вид, присущий окрестностям данного минимума, в диапазоне t_m от данного локального минимума до ближайшего локального максимума $t(z)$. Окрестности разных минимумов на оси t_m могут перекрываться, и функции $R(t_m)$ и $T(t_m)$ становятся неоднозначными. При каждом фиксированном t_m соответствующие лучи достигают горизонта приема лишь при условии, что t_m превышает максимальное значение $t(z)$ между z_s и z_r .

Из сказанного о поведении функций $\tau(t_m)$ и $t(t_m)$ следует, что функции $T_{n00}(\tau)$ можно считать "опорными диаграммами, свойственными данному z_s при данной $t(z)$ ". При заданных z_s и z_r реализуются участки τ, τ -диаграмм, соответствующие значениям t_m , превышающим максимальное значение $t(z)$ между z_s и z_r . τ, τ -диаграммы типов $n--$, $n-+$, $n+-$ и $n++$ образуют четверки (или тройки при $z_s = z_r$), симметричные при каждом t_m относительно опорной диаграммы $n00$. Изменения z_r при данных $t(z)$ и z_s проявляются в симметричных изменениях удаления диаграмм $n--$ и $n++$, $n-+$ и $n+-$ от диаграммы $n00$.

При "отражении" $t(z)$ в слое глубины L и соответствующих "отражениях" горизонтов источника и приемника

$$t(x) = t(L-x),$$

$$z_s = L - z_s, \quad z_r = L - z_r \quad (9)$$

происходит взаимопревращение функций:

$$\tau_{n+-} \rightleftharpoons \tau_{n-+}, \quad \tau_{n++} \rightleftharpoons \tau_{(n+1)--} \quad (10)$$

(и аналогично для функций t_k). Поэтому при таком "отражении" картина τ_i -диаграмм остается прежней, диаграммы различных типов просто взаимопревращаются:

$$\tau_{n+-} \rightleftharpoons \tau_{n-+}, \quad \tau_{n++} \rightleftharpoons \tau_{(n+1)--} \quad (11)$$

До сих пор говорилось об общих особенностях лучевых картин и τ_i -диаграмм в водном слое постоянной глубины с неизменной $c(x)$. Рассмотрим теперь частный случай кусочно-линейных $c(x)$.

Разобьем водный слой на слои, ограниченные плоскостями $x = x_i$, для которых известны значения $c(x_i) = c_i$, и будем считать, что в пределах каждого слоя $x_{i-1} < x < x_i$ функция $c(x)$ линейна:

$$c(x) = c_{i-1} + q_i(x - x_{i-1}), \quad (12)$$

$$q_i = (c_i - c_{i-1})(x_i - x_{i-1})^{-1}. \quad (12a)$$

Тогда, вводя обозначение

$$a_i(c_m) = (c_m^2 - c_i^2)^{1/2}, \quad (13)$$

для длины горизонтального пробега лучей с данным c_m в слое номера i и для соответствующего времени пробега, преобразовав известные выражения [9], можно получить

$$\Delta \tau_i(c_m) = q_i^{-1}(a_{i-1} - a_i),$$

$$\Delta t_i(c_m) = q_i^{-1} \ln \left[c_i c_{i-1}^{-1} (c_m + a_{i-1})(c_m + a_i)^{-1} \right] \quad (14)$$

при $c_m \geq \max \{c_{i-1}, c_i\}$, когда слой проходится полностью, или

$$\Delta \tau_i(c_m) = |q_i|^{-1} a_{i-1},$$

$$\Delta t_i(c_m) = |q_i|^{-1} \ln \left[c_{i-1}^{-1} (c_m + a_{i-1}) \right] \quad (14a)$$

при $c_m < \max \{c_{i-1}, c_i\}$, когда лучи заворачивают в слое. Дистанции и времена пробега лучей с данным c_m от источника до приемника получаются из выражений (7) и (7a), где при расчете $\tau_{1,2,3}$ и $t_{1,2,3}$ должно производиться суммирование $\Delta \tau_i$ и Δt_i по всем проходимым слоям.

Условимся обозначать штрихами производные по параметру c_m . Нетрудно убедиться, что для любого типа к выхода лучей на горизонт приема при $c(x)$ вида (12) и всех $q_i \neq 0$ получаем

$$\frac{dt_k}{d\tau} = c_m^{-1}, \quad \frac{d^2 t_k}{d\tau^2} = -c_m^{-2} (\tau'_k)^{-1},$$

и соответственно

$$\frac{d\tau_k}{d\tau} = c_0^{-1} - c_m^{-1}, \quad \frac{d^2 \tau_k}{d\tau^2} = c_m^{-2} (\tau'_k)^{-1}. \quad (15)$$

Кривизну функции $\tau_k(\tau)$ при данном c_m можно записать в виде

$$K_k(c_m) = c_m^{-2} |\tau'_k(c_m)|^{-1} [1 + (c_0^{-1} - c_m^{-1})^2]^{-3/2}. \quad (16)$$

Таким образом поведение функции $\tau_k(\tau)$ на данном интервале τ определяется видом функции $\tau_k(c_m)$ на этом интервале. Функции $\tau_k(c_m)$ образуются комбинациями возрастающих с отрицательной второй производной вкладов слоев заворота и убывающих с положительной второй производной вкладов полностью проходимых слоев. При значениях c_m , превышающих максимум $c(x)$ во всем слое $0 \leq x \leq L$, все $\tau_k(c_m)$ убывают с положительной второй производной, а при меньших c_m их вид может быть весьма разнообразным.

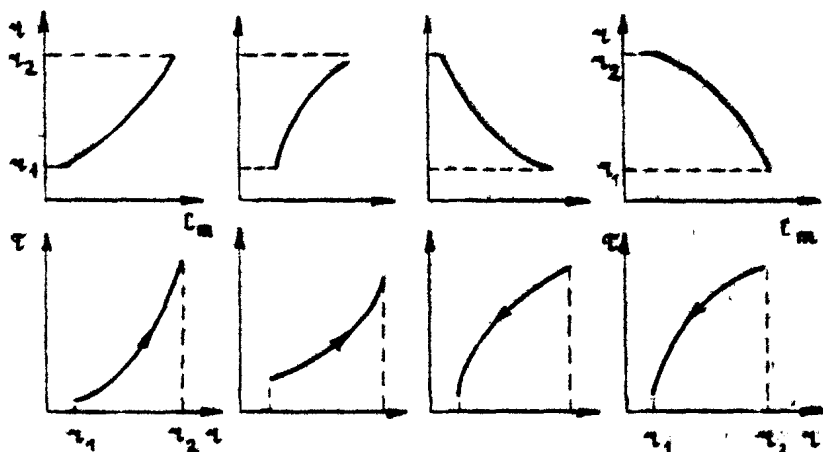
На рис.1 показана зависимость качественного вида отрезков τ, τ -диаграмм от вида функций $\tau(c_m)$. Стрелками на τ, τ -диаграммах показано направление увеличения параметра c_m .

Рассмотрим простейший случай слоя глубины L с постоянным градиентом скорости звука $q > 0$ (случай $q < 0$ можно получить, используя (9) и (11)):

$$c(x) = c_0 + qx, \quad 0 \leq x \leq L. \quad (17)$$

В этом случае для опорных функций "водных" лучей ($c_m \leq c_L = c(L)$) из выражения (14а) получаем

$$\tau_{n00} = 2ng^{-1}a_0, \\ t_{n00} = 2ng^{-1} \ln [c_0^{-1}(c_m + a_0)], \quad n=1,2 \dots \quad (18)$$



Р и с. 1. Связь качественного вида τ, τ_1 диаграмм и функций $\tau(c_m)$

Исключая c_m из (18), для опорных диаграмм при $c_m = c_{m.0}$ получим

$$\tau_{\text{поп}}(\tau) = \tau c_0^{-1} - 2\pi q^{-1} \ln \left[\left(\frac{q}{2\pi} \tau + c_{m.0} \right) c_0^{-1} \right], \quad (19)$$

где обозначено

$$c_{m.0}(\tau) = \left[\left(\frac{q}{2\pi} \tau \right)^2 + c_0^2 \right]^{1/2} \quad (20)$$

Для производных опорных τ, τ -диаграмм получаем, используя (15) и (18),

$$\frac{d\tau_{\text{поп}}}{d\tau} = c_{m.0}^{-1}, \quad \frac{d^2\tau_{\text{поп}}}{d\tau^2} = - \left(\frac{q}{2\pi} \right)^2 c_{m.0}^{-3} \tau. \quad (21)$$

Поскольку в случае (17) согласно ранее принятым обозначениям в (14а) имеем

$$\tau_{1..} - \tau_3 = 2q^{-1} a_3, \quad t_{1..} - t_3 = 2q^{-1} \ln [c_3^{-1} (c_m + a_3)],$$

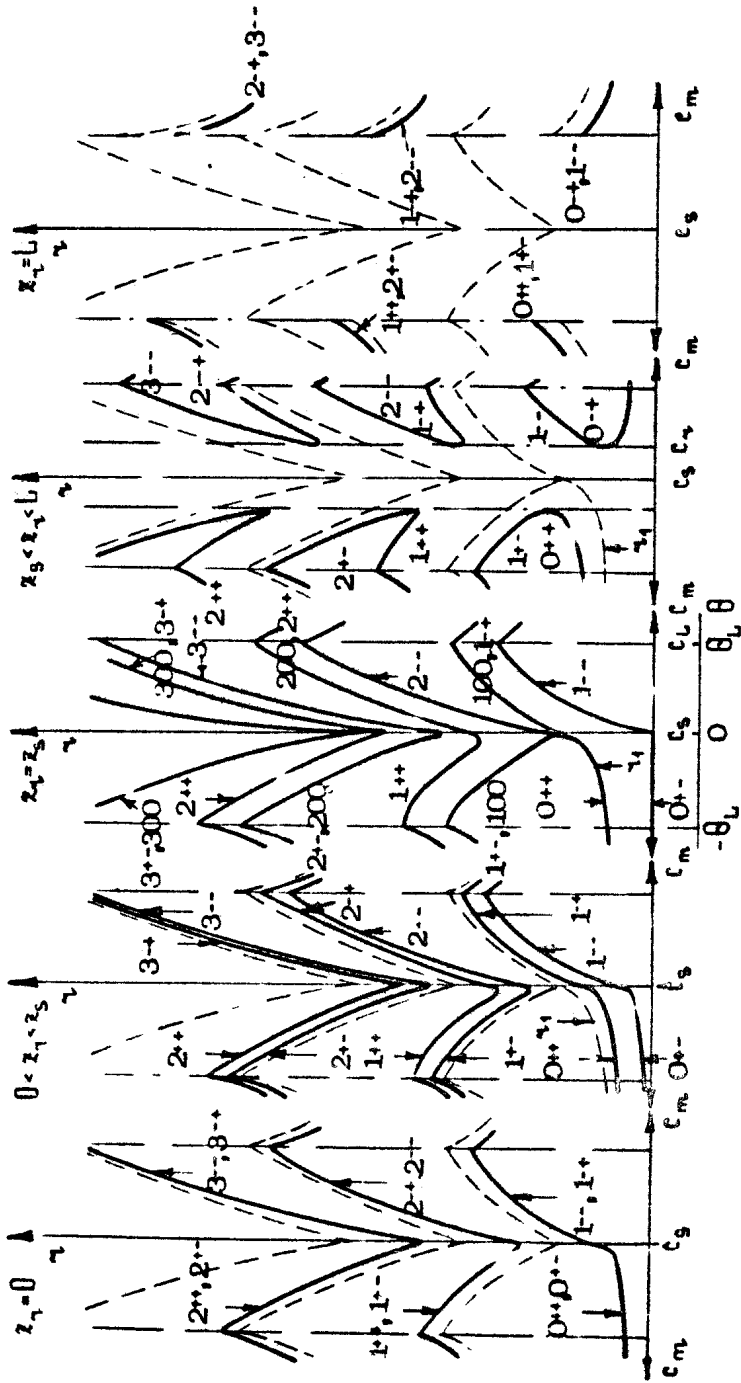
аналогичные (19) и (21) выражения можно получить для диаграммы $\tau_{1..}(\tau)$ и ее производных, заменив в (19) (20) и (21) c_0 на c_3 и считая $\pi = 1$.

Аналитические выражения для остальных функций $\tau_k(z_m)$ и их производных не удается получить исключением ϵ_m , даже для простейшего случая (17). Вид τ, ν -диаграмм для произвольных кусочно-линейных зависимостей $\epsilon(z)$ можно представить себе по виду функций $\tau_k(z_m)$ для каждого конкретного случая, используя общие выражения (15) и (16)

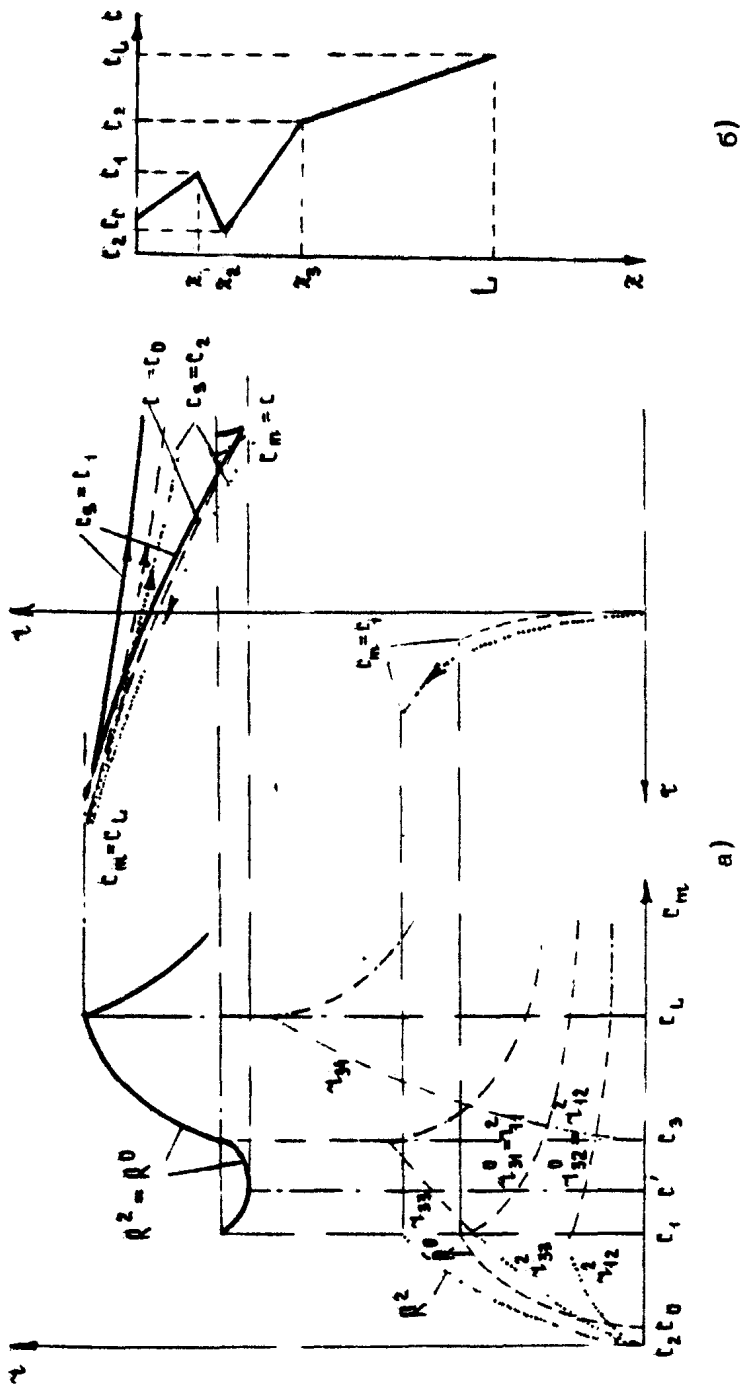
На рис.2 показаны изменения картины функций $\tau_k(z_m)$ при изменении глубины горизонта приема z_q от поверхности ($z_q = 0$) до дна ($z_q = L$) в слое (17) для случая, когда источник находится внутри слоя: $0 < z_s < L$. Картины $\tau_k(z_m)$ получены путем элементарного исследования качественного вида функций τ_k . Для упрощения картин функции $\tau_k(z_m)$ для положительных и отрицательных углов выхода изображены по отдельности (угол выхода θ считаем положительным вниз от горизонтали). На рис.3, а, б показаны соответствующие изменения картины τ, ν -диаграмм водных ($\epsilon_m < \epsilon_L$) лучей. Стрелками показаны направления сдвига элементов картин при перемещении горизонта приема сверху вниз.

На рис.4 показан качественный вид опорной функции $R = \tau_1 + \tau_3$ и опорных τ, ν -диаграмм для четырехслойного волновода с осями на поверхности ($z = 0$) и внутри ($z = z_2$) водного слоя (модель $\epsilon(z)$ показана на рис.4, б). Вид опорной функции различен для лучей, захваченных вблизи поверхности и погруженной осей. В окрестности $z = z_2$ при $\epsilon_2 < \epsilon_m < \epsilon_1$ имеем функцию $R^{(2)}(z_m)$, в окрестности $z = 0$ при $\epsilon_0 < \epsilon_m < \epsilon_1$ - функцию $R^{(0)}(z_m)$; таким образом, при $\epsilon_0 < \epsilon_m < \epsilon_1$ функция $R(z_m)$ двузначна. При $\epsilon_m > \epsilon_1$ (соответствует смене знака градиентов скорости звука) лучи принадлежат окрестностям обеих осей; поэтому при $\epsilon_m = \epsilon_1$ функции $R^{(0)}(z_m)$ и $R^{(2)}(z_m)$ совершают скачки, и при $\epsilon_m > \epsilon_1$ функция $R(z_m)$ становится однозначной. На рис.4, а показаны также составляющие функции $\tau_1(z_m)$ и $\tau_3(z_m)$. Верхние индексы 0 и 2 соответствуют минимумам $\epsilon(z)$ при $z = 0$ и $z = z_2$, вторые нижние индексы - номера слоев, дающих соответствующий вклад в τ_1 и τ_3 .

В правой части рис.4, а показан вид опорных диаграмм $\tau_{100}(\nu)$ при различных расположениях источника. Штриховая линия соответствует $z_s = 0$, пунктирная - $z_s = z_2$, сплошная - $z_s = z_1$. При $\epsilon_m = \epsilon_1$ τ, ν -диаграммы для $z_s = 0$ и $z_s = z_2$ совершают скачки. На τ, ν -диаграммах имеются характерные пики. Один из них соответствует значению ϵ_m , равному абсолютному максимуму $\epsilon(z)$ в слое (при этом



Р и с. 2. Изменения функций $\gamma_k(c_m)$ при перемещении горизонта приема от поверхности до дна слоя с линейно возрастающей функцией $c(z)$

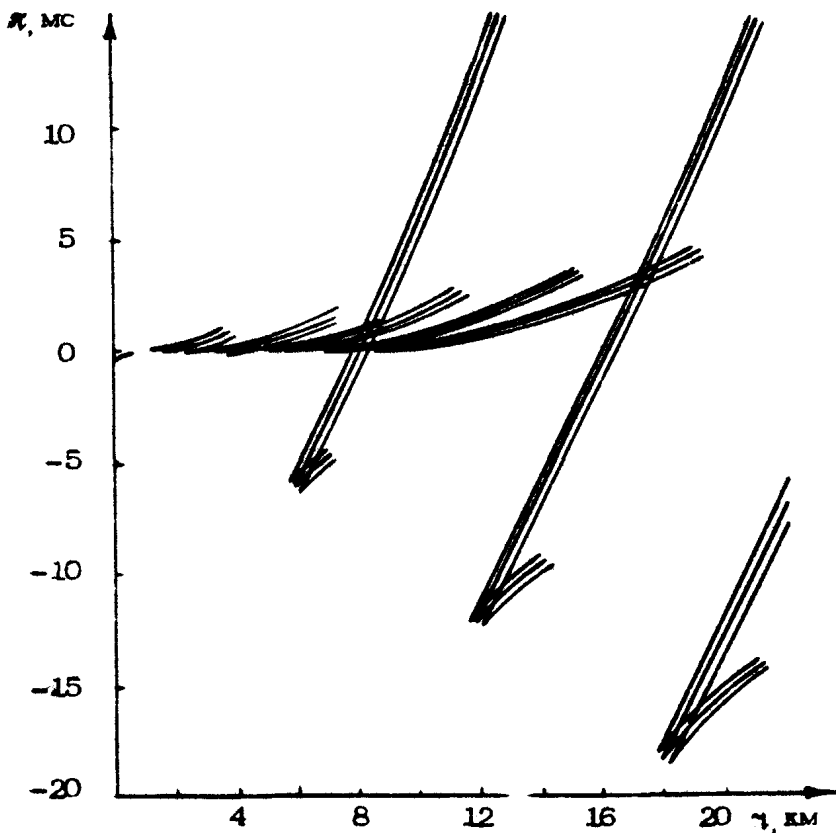


Р и с. 4. Опорная функция $R(t_m)$ и опорные диаграммы $\gamma_{100}(t)$ (а) для модели волновода с поверхностной и погруженной осями (б)

достигается максимум $R(c_m)$. В данном случае это значение $c_m = c_L$. Другой пик существует при минимуме $R(c_m)$ для водных лучей. Соответствующее значение c_m обозначено c' . На рис.4 показан случай $c_1 < c' < c_2$. При $c' > c_2$ пик будет при $c_m = c_2$. Стрелками на τ_1 -диаграммах показано направление увеличения параметра c_m .

Вышеизложенные соображения о методике расчета и структуре τ_1 -диаграмм были использованы при составлении программы их расчета для произвольных кусочно-линейных моделей $c(z)$. Программа написана на языке ФОРТРАН-4 и реализована на ЭВМ ЕС-1040.

На рис.5 показан результат расчета первых 5 циклов ($n = 1-5$) водных лучей ($c_m < c_L$) для четырехслойной модели



Р и с. 5. Расчетные τ_1 -диаграммы водных лучей для модели реального профиля $c(z)$ типа, изображенных на рис.4

(типа рис.4, б) одного из реальных профилей $t(z)$ для Черного моря. Расчет производился в интервале дистанции r от 1 до 24 км. Значения r на r, τ -диаграммах указаны в метрах, τ в миллисекундах. Значения $t(z_i)$ для горизонтов $z_0=0$, $z_1=50$ м, $z_2=77$, $z_3=200$, $z_4=1100$ м приняты равными соответственно $t_0=1467$ м/с, $t_1=1469$, $t_2=1463$, $t_3=1473$, $t_4=1492$ м/с. Источник и приемник помещены на горизонте $z_s=z_r=5$ м в приповерхностном волноводе. На рисунке видны характерные тройки ($z_s=z_r$) диаграмм различных циклов, совершающие скачки при $t_m=t_1=1469$ м/с и имеющие пики при $t_m=t_3=1473$ м/с, соответствующем минимуму $R(t_m)$ (в данном случае $t' > t_3$).

РАСЧЕТ $\Delta r, \tau$ -ДИАГРАММ

Одним из существенных параметров динамической картины спектральной фокусировки подводного звука, обусловленной интерференционными эффектами, является изменение частотного состава интерференционной структуры при изменениях взаимного расположения источника и приемника. В связи с проблемой интерпретации экспериментальных данных представляет интерес математический прогноз соответствующих параметров частотных характеристик гидроакустических каналов $H^2(\nu, r)$ на основе имеющейся информации о гидрологических условиях. В лучевом представлении такими параметрами являются периоды составляющих интерференционной картины, $\Delta \nu_{ij}$, обусловленные парами лучей i, j (5):

$$\Delta \nu_{ij}(r) = |t_i(r) - t_j(r)|^{-1} = |\tau_i(r) - \tau_j(r)|^{-1},$$

где t_i, t_j - времена распространения сигнала по лучам i, j , $\tau_i(r), \tau_j(r)$ - r, τ -диаграммы лучей типов i, j .

Двухступенчатый метод измерения тонкой интерференционной структуры широкополосного звука в океане [1,10] позволяет получать интегральные характеристики голограммы интенсивности. Одна из таких характеристик - скользящий по координате r спектр голограммы с усреднением по частоте:

$$I(r, \omega) = \int_{\omega_0}^{\omega_0 + \Delta\omega} G_r(\omega', r) \exp(i\kappa_\omega \omega') d\omega',$$

где κ_{ω} - пространственная частота, $\Gamma_T [\omega, \tau, z_0, z_1, c(x), \Gamma, Y]$ - квадрат модуля скользящего спектра принимаемого сигнала [11]. $[(\tau, \kappa_{\omega})$ имеет экстремумы при $\kappa_{\omega} = \kappa_{ij}(\tau) = \tau_{ij}(\tau)$ [12] где $\tau_{ij}(\tau)$ - относительная задержка сигналов, приходящих по лучам i, j . Таким образом, измерения $[(\tau, \kappa_{\omega})$ фактически дают экспериментальную зависимость спектра задержек от дистанции. Поэтому представляет интерес математическое моделирование соответствующих зависимостей

$$\tau_{ij}(\tau) = |\tau_i(\tau) - \tau_j(\tau)| = |\tau_i(\tau) - \tau_j(\tau)|, \quad (22)$$

которые будем называть $\Delta\tau, \tau$ - диаграммами.

Предлагаемая авторами методика расчета $\Delta\tau, \tau$ - диаграмм для неизменных по трассе кусочно-линейных профилей скорости звука использует представление о распределенных по "горизонту приема" приемниках и параметрический расчет τ, τ - диаграмм, описанный в предыдущем разделе. Программы написаны на языке ФОРТРАН ЕС и могут использоваться на любых ЭВМ, имеющих соответствующий транслятор

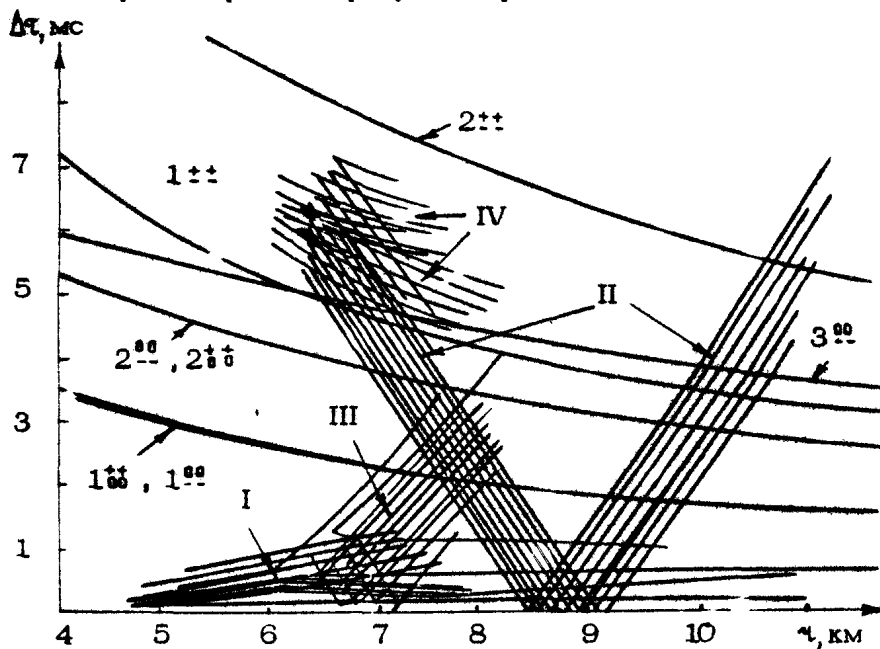
В программе расчета и построения $\Delta\tau, \tau$ - диаграмм для ЕС ЭВМ расчет дистанций выхода лучей на горизонт приема $r_k(|\theta_m|)$ и соответствующих $\tau_k(|\theta_m|)$ производится по формулам (7), (14) и (6) с заменой c_m его тригонометрическим выражением (8). Амплитуды рассчитываются по расширению лучевых трубок, с исключением ложных каустик путем сглаживания функций $r_k(|\theta|)$. При выводе на графоопостроитель графиков $\tau_{ij}(\tau)$ предусмотрена возможность введения пороговой амплитуды (под амплитудой пары i, j понимается $A_{ij} = A_i, A_j$).

$\Delta\tau, \tau$ - диаграммы представляют собой набор большого числа линий: если при $\tau = \tau_2$ существует N значений $\tau_k(\tau_2)$ число образуемых ими пар равно $N(N-1)/2$. Упрощение картины достигается повышением порогового уровня по амплитуде и исключением значений τ_{ij} , выходящих за пределы, обусловленные полосой пропускания аппаратуры, используемой при эксперименте. Необходимая для работы программы память не превышает 200К. Время расчета типичной задачи (без учета трансляции и редактирования) на ЭВМ ЕС-1040 порядка 2 мин.

Расчет τ, τ - диаграмм с параметром c_m по методике, описанной выше, используется в программе построения $\Delta\tau, \tau$ - диаграмм, составленный для малой ЭВМ с 3-байтным машинным словом и дисковой памятью. Программа рассчитана

На моделирование основных качественных особенностей картины $\zeta(r, \kappa, \omega)$. Расчет "срезо-" функции $\zeta(r, \Delta\tau)$ при $r=r_p$ в данной программе заменен расчетом срезов функции распределения количества пар лучей с данным $\Delta\tau$, выходящих на горизонт приема при $r=r_p$, $\bar{\zeta}(r, \Delta\tau)$. При этом отпадает необходимость расчета амплитуд пар $A_{ij}(r)$, и упрощение картины достигается без введения порога по амплитуде. Значения $\Delta\tau$ выходящие за пределы полосы пропускания регистрирующей аппаратуры, не принимаются в рассмотрение.

На рис.6 приведен результат расчета на ЭВМ ЕС-1040



Р и с. 6. Расчетные $\Delta\tau, r$ -диаграммы для модели реального профиля $\zeta(x)$

по программе с параметром θ_m . $\Delta\tau, r$ -диаграмм, на рис.7 - результат расчета на мини-ЭВМ соответствующих функций $\zeta(r, \Delta\tau)$ в интервале дистанций $r=4-12$ км для модели реального профиля $\zeta(x)$, использованной при расчете r, τ -диаграмм рис.5.

Расчет $\Delta\tau, r$ -диаграмм рис.6 производился при 250 значениях $|\theta_m|$ в диапазоне $0-75^\circ$ для 3 циклов ($n=1,2,3$) с нулевым порогом по амплитуде $A_{ij}(r)$. Система линий I

соответствует задержкам в парах лучей, захваченных в приповерхностном волноводе ($|\theta_m| < \theta_1 = \arccos \frac{c_m}{c_1}$ или $c_m < c_1 = 1469 \text{ м/с}$). Система II образована задержками между лучами системы I и водными лучами первого цикла ($n = 1$), выходящими за пределы приповерхностного волновода $\theta_1 < \theta_m < \theta_L = \arccos \frac{c_m}{c_L}$, $c_1 < c_m < c_L$. Вершина "угла", образуемого линиями системы II при $\Delta\tau = 0$, соответствует пересечению τ, τ -диаграмм лучей ($n = 1, 2, \dots$) $c_m < c$ и $c_1 < c_m < c_L$ (см. рис. 5). Система III обусловлена задержками водных лучей $c_1 < c_m < c_L$ первого цикла вблизи пиков их τ, τ -диаграмм (т.е. вблизи $c_m = c_3$). Система IV - задержки этих лучей относительно лучей системы I. Двойные линии n_{00}^{00} , n_{00}^{++} - задержки между лучами типов n_{00} и n_{--} , n_{++} и n_{00} в тройках лучей n -го цикла, отраженных от дна; n_{+-}^{+-} - задержки между крайними лучами троек.

Расчет функций $\tilde{c}(\tau, \Delta\tau)$ рис. 7 (см. вклейку) производился при 500 значениях c_m в диапазоне от $c_3 = 1467,2$ до 4492 м/с для $n = 1, 2, 3$ при 128 отсчетах $\Delta\tau$ в диапазоне от 0 до 12,8 мс. Число отсчетов по τ - 64. Картина $\tilde{c}(\tau, \Delta\tau)$ аналогична картине $\Delta\tau, \tau$ -диаграмм рис. 6: на ней присутствуют системы I, II, III, IV и слабо выраженная система задержек донных лучей ($c_m > c_L = 1492 \text{ м/с}$).

Сравнение результатов математического моделирования $\Delta\tau, \tau$ -диаграмм с результатами соответствующей обработки [10, 11] реальных сигналов показало хорошее соответствие для случаев, когда гидролого-акустические условия позволяли считать профиль $c(z)$ неизменным по трассе. Основные параметры расчетных $\Delta\tau, \tau$ -диаграмм и реальных картин $\tilde{c}(\tau, \kappa, \omega)$ (расположение и наклоны линий основных структур на плоскости $\tau, \Delta\tau$) в различных случаях совпадали с точностью порядка 10-20%. Поэтому можно надеяться, что вышеописанная простая методика моделирования $\Delta\tau, \tau$ -диаграмм будет полезной при интерпретации экспериментальных данных и планировании эксперимента.

Л и т е р а т у р а

1. Орлов Е.Ф. Голографический метод измерения динамических характеристик передаточных функций гидроакустических волноводов. - Тез. докл. 1 Всесоюз. конф. "Метрология гидрофизических измерений". М., 1980, с. 142.

2. Распространение волн и подводная акустика / Под ред. Дж.Келлера и Дж.Пападакиса. М.: Мир, 1980.

3. Омельченко О.К., Стальмова В.А. Численная реализация на ЭВМ лучевого метода определения звукового поля в океане с учетом неровностей дна. - Тр.АКИН, вып.13. М., 1970.

4. Белоносова А.В., Омельченко О.К. О численной реализации лучевого метода в двумерных задачах сейсмики и гидроакустики. - Тез.докл. 5-го Всесоюз.симпозиума по дифракции и распространению волн. Л., 1970, с.152.

5. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.

6. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980.

7. Апанасенко В.А. О временных соотношениях между импульсами, распространяющимися по различным лучам в подводном звуковом канале. - Акуст.журн., 1965, т.11, № 3, с.300.

8. Акустика океана / Под ред.Л.М.Бреховских. М.: Наука, 1974.

9. Pedersen M.A. Ray theory applied to a wide class of velocity functions. - J.Acoust.Soc. Am., 1968, v.43, N3, p.619.

10. Орлов Е.Ф. Метод обобщенных голограмм в акустических исследованиях океана. - Тр. 10-й Всесоюз.школы-семинара по статистической гидроакустике. Новосибирск, 1980, с.102.

11. Голубев В.Н., Лазарев В.А., Орлов Е.Ф. и др. Экспериментальные исследования интерференции широкополосного звука в океане. - Наст.сборник, с.93.

12. Орлов Е.Ф. Интерференционная структура широкополосного звука океане. - Наст.сборник, с.7.

ИССЛЕДОВАНИЕ В МОДЕЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ШИРОКОПОЛОСНОГО СИГНАЛА В АКУСТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

А.Н.Бархатов, Н.В.Горская, Н.М.Громогласов,
Г.Н.Николаев, Б.М.Салин, Е.И.Сергеев

Интерференционная структура звукового поля в океане зависит от большого числа факторов. К ним относятся изменяющиеся во времени и в пространстве параметры среды и границ океана, положение приемно-излучающей системы, частота излучения и др. Осцилляции уровня широкополосного сигнала могут быть рассчитаны путем численного моделирования на ЭВМ или определены экспериментально. Однако невозможно получить достаточно точную оценку интерференционной структуры звукового поля из-за неполной информации о свойствах среды и ее границ, а также из-за приближенности методов расчета. Изучение же структуры поля в натуральных условиях - дело весьма трудоемкое. В связи с этим для исследования тонкой интерференционной структуры поля целесообразно использовать метод физического моделирования.

Этот метод обладает рядом достоинств, главными из которых являются относительно малая трудоемкость модельных опытов, хорошая повторяемость результатов и возможность быстро изменять условия опыта. Суть метода [1] состоит в изменении масштаба пространственно-временных величин при переходе от океана к его физической модели. Так, если линейные пространственные величины (дальность, глубина, координаты приемно-излучающей системы и т.д.) при моделировании уменьшаются в некоторое число раз, то пропорционально должны быть увеличены частота и градиент скорости зву-

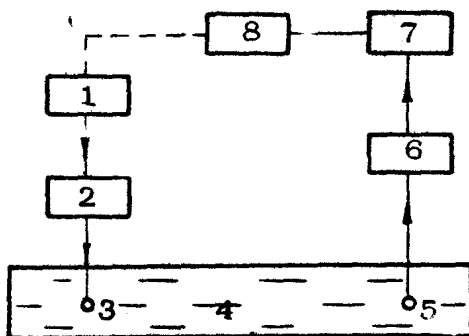
ка, а временные величины (продолжительность сигнала, время его распространения и т.д.) – пропорционально уменьшены

Метод физического моделирования позволит изучить закономерности распространения звука как в мелком, так и в глубоком море; с его помощью можно проследить влияние отдельных факторов на формирование звукового поля.

В настоящей работе на модели и следованы особенности тонкой пространственно-частотной интерференционной структуры поля, обусловленные характеристиками волновода и положением в пространстве точек излучения и приема.

Если достаточно быстро сканировать частоту излучения в некоторой полосе частот и одновременно равномерно перемещать приемник, то можно записать звуковое поле $p(r, \nu)$ в координатной плоскости расстояние – частота. Исходя из аналогии математического описания линейных фильтров и звуковых полей в океане, процесс прохождения звуковых сигналов через стратифицированную среду можно рассматривать как фильтрацию и называть функциональную зависимость $p(r, \nu)$ частотной характеристикой акустического волновода [2,3].

Для записи частотных характеристик использовалась лабораторная установка, созданная на базе стандартной аппаратуры [4].
Схема установки приведена на рис.1.



Р и с. 1. Схема установки для записи сигнала в плоскости расстояние – частота: 1 – генератор ЧМ-сигналов, 2 – усилитель мощности, 3 – источник звука, 4 – ванна, 5 – приемник звука, 6 – усилитель принятых сигналов, 7 – блок яркостной модуляции, 8 – фоторегистрирующее устройство

Генератор частотно-модулированных сигналов создавал синусоидальные колебания постоянного уровня, частота которых периодически изменялась в одном из заданных интервалов частот: 100 – 185, 180 – 365, 360 – 700 кГц. После усиления сигнал подавался на акустический излучатель. Ультразвуковые колебания проходили через акустический волновод, принимались приемником и преобразовывались им в электрический сигнал. Далее сигнал усиливался, детектировался и в блоке яркостной модуляции преобразовывался в поток световой энергии, который фокусировался на фотопленку в фоторегистраторе. Развертка изображения по частоте осуществлялась вращением барабана фоторегистратора. Благодаря жесткой механической связи между барабаном фоторегистратора и генератором ЧМ-сигналов каждой точке барабана ставилась в соответствие известная частота. Развертка изображения по дальности производилась при помощи червячной передачи, которая за один оборот барабана передвигала на 0,2 мм лампу, яркость которой была пропорциональна интенсивности акустического сигнала J . Таким образом, при перемещении звукоприемника вдоль ванны или по ее глубине на пленке фиксировалась структура поля в среде $J(x, y)$ или $J(z, y)$. В установке была предусмотрена возможность изменения скорости вращения барабана и скорости перемещения приемника, необходимая для выбора времени усреднения сигнала в одной точке и представления регистрируемых функций в заданных масштабах. В условиях опыта барабан фоторегистратора вращался со скоростью один оборот в секунду, а скорость перемещения каретки равнялась 2 мм/с, что обеспечивало запись поля с усреднением по дальности 2 мм. Для получения более равномерных по яркости записей частотных характеристик в средах с большими пространственными градиентами давления в систему записи вводилось АРУ, что позволило исследовать тонкую структуру частотных характеристик. В этом случае информация о законе убывания амплитуды сигнала с расстоянием содержалась в управляющем сигнале АРУ.

Заметим, что при снятии частотных характеристик должно быть учтено время переходного процесса в волноводе τ , которое ограничивает максимально допустимую скорость записи при полной автоматизации этого процесса. В условиях опыта значение τ не превышало $3 \cdot 10^{-3}$ с, а полное время изменения частоты в исследуемом интервале частот составляло 1 с при перестройке частоты через 1 кГц.

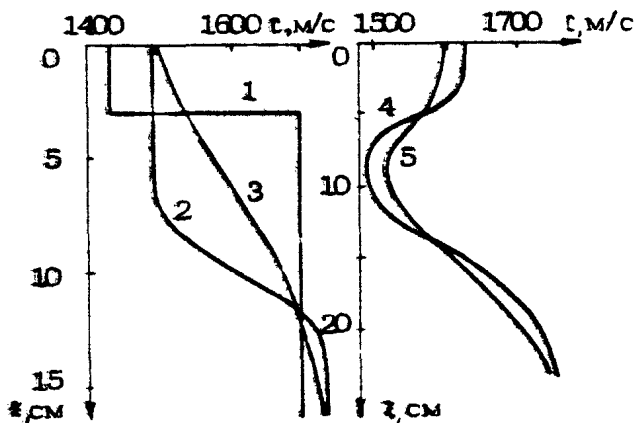
Для калибровки установки по частоте и нанесения на фото-пленку меток частоты сигнал с усилителя мощности вместо волновода проходил через набор фильтров с известными резонансными частотами.

На фотографиях более зачерненные области соответствовали большей интенсивности акустического сигнала. На фото-записи по оси ординат отложена частота ν (в кГц), по оси абсцисс - горизонтальное расстояние от источника звука до приемника r (в см) для горизонтальных разрезов поля или глубина z (в см) для вертикальных разрезов.

Исследования интерференционной структуры широкополосного сигнала проводились в модельном акустическом волноводе, созданном в гидроакустической ванне. Ванна имела прямоугольную форму с размерами: длина - 7 м, ширина - 0,7 м, глубина - 0,8 м. Боковые и задняя стенки ее заглушались шторными поглотителями, в результате чего уровень прямого сигнала по отношению к отраженному от стенок был доведен до 40 дБ.

Электроакустические преобразователи - излучатель и приемник - были изготовлены из керамики ЦТС-19, причем неравномерность динамической характеристики акустического тракта не превышала 4,5 дБ.

Модельный акустический волновод представлял собой стратифицированную среду с различным распределением скорости звука по глубине $z(z)$. Вертикальные профили скорости звука в исследуемых средах показаны на рис. 2. Необходимое распределение скорости звука в среде создавалось по ранее разработанной методике [1]. При этом однородный волновод,



Р и с. 2. Профили скорости звука $c(z)$

лежащий на жидком полупространстве (кривая 1, двухслойная среда) моделировался слоем трансформаторного масла (плотность $\rho = 0,88 \text{ г/см}^3$, скорость звука $c = 1430 \text{ м/с}$). Ширина волновода составляла $\lambda_n = 1,5-3 \text{ см}$, отношение ширины волновода к длине звуковой волны изменялось в пределах $\lambda_0/\lambda = 1-15$. "Жидким грунтом" служил слой раствора поваренной соли ($\rho_1 = 1,2 \text{ г/см}^3$, $c_1 = 1700 \text{ м/с}$) толщиной 40 см

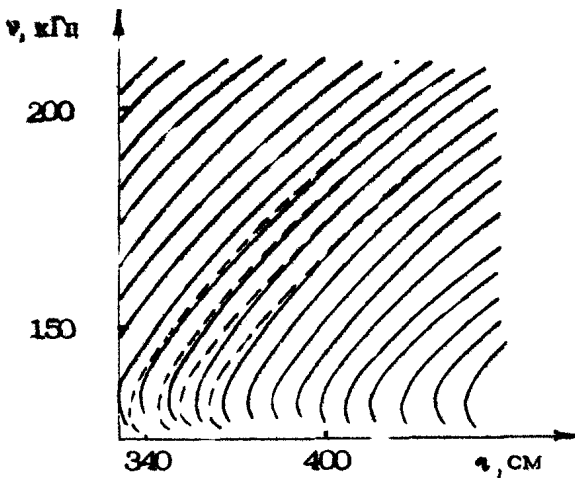
В переходном слое с непрерывным изменением $t(x)$ типа положительного скачка скорости звука (кривая 2) максимальное значение перепада скоростей в слое скачка составляло $\Delta c = 250 \text{ м/с}$, отношение толщины верхнего однородного слоя вместе с переходным слоем к длине звуковой волны изменялось в пределах от 8 до 78. Для моделирования среды с переходным слоем были использованы вода (верхний слой) и водный раствор поваренной соли необходимой концентрации.

С помощью этих же жидкостей моделировалась среда с более равномерным увеличением скорости звука по глубине (кривая 3, приповерхностный звуковой канал). Средний относительный градиент скорости звука имел значение в пределах $1,4-5,1 \text{ 1/м}$.

Подводный звуковой канал (кривые 4 5) формировался с помощью трех слоев жидкости, располагавшихся один над другим, - соответственно раствора поваренной соли, воды и раствора этилового спирта с концентрацией не более 30%.

Примеры записей частотных характеристик описанных стратифицированных сред представлены на рис.3-5 (см. вклейки), 6, 8-11 (см. вклейки). Как видно на рисунках, пространственно-частотная структура поля имеет интерференционный характер и представляет собой систему светлых и темных полос. Наличие интерференционных полос обусловлено тем, что звуковое поле формируется группой мод или соответствующими им лучами в геометрической акустике. Структура интерференционной картины определяется вертикальным распределением скорости звука в среде, глубинами погружения источника ($\lambda_{\text{ис}}$) и приемника звука ($\lambda_{\text{пр}}$), а также расстоянием между ними.

При этом можно отметить некоторые особенности, характерные для отдельных типов волноводов. Так, в двухслойной модели среды наклон интерференционных полос вдали от критических частот положителен независимо от толщины волноводного слоя и горизонта приема. Для примера на рис.3 и 4 представлены зависимости частотных характеристик от расстоя-

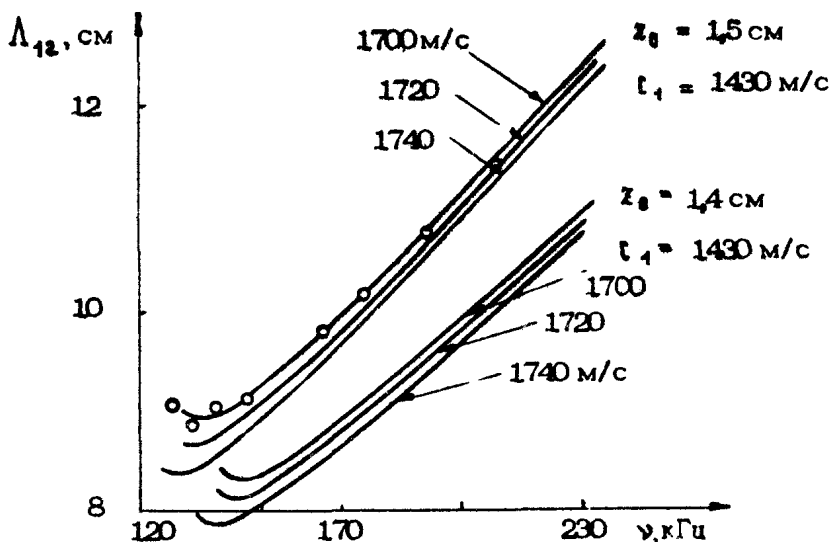


Р и с. 6. Структура линий частотных характеристик двухслойной среды: $\lambda_0 = 1,5$ см, $\lambda_{\text{ж}} = \lambda_{\text{г}} = 0,6$ см. Сплошные кривые - экспериментальные, штриховые - расчетные

ния между излучателем и приемником звука на горизонте излучения при различных толщинах однородного волноводного слоя λ_0 . На рис.5,а,б приведены зависимости частотных характеристик волновода от глубины в интервале частот от 100 до 300 кГц на различных расстояниях от источника. Как видно на этом рисунке, вблизи источника звука наблюдаются осцилляции звукового поля по глубине, причем число максимумов увеличивается с ростом частоты. Анализ модовой структуры звукового поля показал, что эти осцилляции обусловлены интерференцией первой и второй мод на низших частотах исследуемого диапазона и интерференцией трех первых мод на более высоких частотах. Вдали от источника осцилляции также имеют место, но только на частотах выше 140 кГц, причем интерференционная структура поля упрощается, так как вторая мода из-за ее слабого возбуждения и наличия затухания практически не вносит вклада в полное поле. Более сложный вид имеет интерференционная структура поля в частотном интервале от 300 до 700 кГц. Для этого случая зависимость $J(x, y)$ приведена на рис.5,в на расстоянии $r = 400$ см не только в волноводном слое но и в "жидком грунте". Здесь хорошо прослеживается концентрация энергии в волноводном слое на высоких частотах и увеличение утеч-

ки энергии в грунт с понижением частоты.

Для условий распространения звука в двухслойной среде проведен численный расчет на ЭВМ нескольких семейств интерференционных полос и частотной зависимости пространственного периода осцилляции пары мод $\Lambda_{m,n}(\nu)$. На рис.6 сплошными кривыми показана структура интерференционных полос в однородном волноводном слое для одинаковых глубины погружения источника и приемника звука на расстояниях, где поле формируется первой и второй модами. Здесь же пунктиром отмечен ряд расчетных интерференционных линий. На рис.7 показаны расчетные семейства дисперсионных кривых



Р и с. 7. Зависимость пространственного периода $\Lambda_{1,2}$ от частоты в двухслойной среде: $z_0 = 1,5$ см, $z_u = z_{np} = 0,6$ см

$\Lambda_{1,2}$ для ширины волновода соответственно $z_0 = 1,4$ см и $z_0 = 1,5$ см и нескольких значений скорости звука в грунте $c_2 = 1700, 1720, 1740$ м/с. Точками обозначены значения $\Lambda_{1,2}(\nu)$, полученные по экспериментальной частотной характеристике двухслойной среды. Рисунок показывает, насколько чувствительно звуковое поле к изменению ширины волни водного слоя и скорости звука в нижней среде, что определяет требования к точности измерения этих параметров. На рис.6,7 наблюдается хорошее согласие экспериментальных

и расчетных данных. Это позволяет относиться с доверием к способу снятия частотных характеристик на модели и в более сложных условиях распространения звука, когда поле формируется большим числом мод и расчет частотных характеристик становится затруднительным.

В среде с переходным слоем типа положительного скачка скорости звука когда источник и приемник звука расположены в однородном приповерхностном слое, интерференционная структура широкополосного сигнала качественно не отличается от структуры поля в двухслойной среде (рис.8). Но в приповерхностном звуковом канале на интерференционную структуру звукового поля существенное влияние оказывает закон изменения скорости звука по глубине и положение приемно-излучающей системы. В частности, изменения пространственного периода интерференции и наклона интерференционных полос к оси абсцисс можно видеть по данным рис.9, где приведена зависимость $J(\chi, \nu)$ на двух горизонтах приема при одинаковой глубине погружения источника.

Заметим, что на записях частотных характеристик волновода вблизи источника интерференционная картина поля может быть несколько искажена из-за отраженного поля от передней стенки ванны, около которой располагался излучатель.

В среде с заглубленной осью канала отмечалась слабая чувствительность интерференционной структуры широкополосного сигнала к изменению горизонта приема выше оси канала, если источник звука находится вблизи оси. Напротив, сильно менялся характер интерференционной картины на горизонтах ниже оси канала и в случае расположения источника звука вдали от оси. Наибольшее влияние глубины погружения источника звука на вид пространственно-частотной зависимости $J(\chi, \nu)$ наблюдалось на горизонтах ниже оси канала. Пример зависимости $J(\chi, \nu)$ в глубоководном канале (для профиля $c(z)$, показанного на рис.2, - кривая 4) представлен на рис.10 на трех глубинах приема при $z_{\text{ц}} = 1$ см.

На рис.11 приведена в аналогичной среде ($c(z)$ - рис.2, кривая 5) интерференционная структура поля по вертикали $J(z, \nu)$ для двух фиксированных расстояний и $z_{\text{ц}} = 1$ см, иллюстрирующая увеличение пространственного периода интерференции при увеличении расстояния от источника и уменьшении частоты излучения.

Полученные описанным выше способом записи частотных характеристик являются весьма информативными. Так, если

провести микрофотометрирование пленки при $\nu = \text{const}$, то получим частотные характеристики среды для точки приема. Если же подобную обработку пленки провести при $\nu = \text{const}$, то получим (в отсутствие АРУ) запись изменения звукового поля с расстоянием (или глубиной). Спектральный анализ частотных характеристик дает возможность получать информацию о модовой структуре акустического волновода [5,6]. В ряде случаев возможно решение обратной задачи – по снятым частотным характеристикам верхнего волноводного слоя определить некоторые параметры подстилающего дна.

Следует отметить, что разработанный способ измерения интерференционной структуры широкополосного сигнала может быть использован для широкого класса волноводов, и в том числе для сложных моделей волновода со слоистым дном.

Л и т е р а т у р а

1. Бархатов А.Н. Моделирование распространения звука в море. Л.: Гидрометеиздат, 1968, с.5,47.
2. Зверев В.А. Радиооптика. М.: Сов.радио, 1975, с.30.
3. Толстой И., Клей К.С. Акустика океана. М.: Мир, 1969, с 255.
4. Бархатов А.Н., Горская Н.В., Громогласов Н.М. и др. Исследование частотных характеристик акустического канала в модельных условиях. – Тр. 9-й Всесоюз. акустической конф. (секция Д). М.: АКИН, 1977, с.17.
5. Иванова Г.К., Ильина В.Н., Орлов Е.Ф. Исследование модовой структуры акустического поля модельного волновода. – Тр. 9-й Всесоюз. акустической конф. (секция А+Д). М.: АКИН, 1977, с.131.
6. Орлов Е.Ф., Раков И.С., Фокин В.Н. Спектральные характеристики интерференционной модуляции широкополосного звука в модельных двухслойных волноводах. – Наст. сборник, с.82.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ МОДУЛЯЦИИ
ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА
В МОДЕЛЬНЫХ ДВУХСЛОЙНЫХ ВОЛНОВОДАХ

Е.Ф. Орлов, И.С. Раков, В.Н. Фокин

Изучение особенностей распространения звука в слоисто-неоднородной среде, вызванных интерференцией распространяющихся в среде нормальных волн (лучей), имеет большое значение в развитии акустических методов исследования океана. Интерференция нормальных волн (либо лучей) в среде приводит к весьма сложному распределению интенсивности звукового поля в пространстве [1]. Это распределение (назовем его интерференционной модуляцией) существенно зависит от частоты звуковой волны, глубин источника и приемника и характеристик волновода, что усложняет описание интерференционных эффектов при распространении звука в слоистых средах. Вместе с тем интерференционная модуляция звукового поля в реальных средах подвержена флуктуациям, связанным с изменением условий распространения в среде со временем. Если учесть, что интерес представляет рассмотрение детальной картины акустического поля (его интенсивности) в возможно более широком диапазоне частот (несколько октав) и дистанций (сотни и тысячи длин волн) при различных сочетаниях горизонта источника и точки наблюдения, то становится очевидной необходимость разработки и использования адекватного метода описания пространственно-частотного распределения интенсивности звукового поля в слоистых средах.

В работах [2,3,4] предложен метод описания интерференционной модуляции широкополосного звука в слоистых

средах, основанные на использовании двумерных спектральных характеристик пространственно-частотного распределения интенсивности звука которые, обладая хорошей устойчивостью, содержат в себе значительную информацию о структуре поля. Знание спектральных характеристик может быть использовано для определения параметров волновода и условий его возбуждения. Отсутствие в модельных экспериментах временных флуктуаций, точное знание всех условий эксперимента, возможность изучения простейших моделей, отражающих, тем не менее, существенные свойства реальных волноводов, позволяют выявлять закономерности поведения спектральных характеристик, знание которых может быть использовано при изучении результатов натуральных экспериментов.

В работе проведено исследование интерференционной структуры акустического поля в модельных двухслойных волноводах с постоянными по времени параметрами и показана возможность экспериментального определения модовой структуры и дисперсионных характеристик волновода путем регистрации пространственно-частотного распределения энергии звукового поля (голограммы) с последующей двумерной спектральной обработкой голограмм оптическими методами. Проведен численный расчет характеристик тонкой интерференционной структуры акустического поля в указанных волноводах, позволивший объяснить экспериментально наблюдаемые эффекты.

Изложим основные положения спектрального метода анализа интерференционной структуры акустического поля. Используя формализм теории фильтров, структуру интенсивности звукового поля на плоскости частота - дистанция можно представить как передаточную функцию среды (отклик среды на воздействие вида $e^{i\omega t}$).

$$H(\omega, z, z_1) = H_0(\omega, z, z_1) + H_1(\omega, z, z_1) = H_0(\omega, z, z_1) \left[1 + S(\omega, z, z_1) \right], \quad (1)$$

где

$$H_0 = \sum_m A_m^2, \quad S = R e \left\{ \sum_{m,n} \left(A_m A_n / \sum_m A_m^2 \right) e^{i\psi_{mn}(\omega, z, z_1, t)} \right\}$$

Это удобно, так как позволяет рассматривать одновременно как модовый, так и лучевой подходы. Здесь A_m и A_n - амплитуды возбуждения мод (амплитуды лучей) номеров m и n , через ψ_{mn} обозначена фаза интерференционных членов суммы.

В модовом приближении

$$\Psi_{m,n}(\omega, z, z_1, \tau) = \mathcal{E}_{m,n}(\omega) \tau,$$

в лучевой акустике

$$\Psi_{m,n}(\omega, z, z_1, \tau) = \tau_{m,n}(\tau) \omega.$$

Если предположить, что в некоторой окрестности точки ω_0, τ_0 фаза $\Psi_{m,n}(\omega, \tau)$ является непрерывной функцией с плавными производными [2,4], то после разложения $\Psi_{m,n}$ в ряд в окрестности указанной точки можно показать, что фаза представлена в виде

$$\Psi_{m,n} = k_{\tau, m,n} \tau' + k_{\omega, m,n} \omega',$$

где $\omega' = \omega - \omega_0$, $\tau' = \tau - \tau_0$. Последнее означает, что структура интерференционной модуляции на плоскости ω, τ (второе слагаемое в формуле (1)) представима в виде суммы двумерных периодических структур

$$S = \operatorname{Re} \left\{ \frac{\sum_{m,n}^M A_m A_n}{\sum_m \Lambda_m^2} \exp[-i(k_{\tau} \tau + k_{\omega} \omega)] \right\}$$

Основной задачей работы является исследование закономерностей в поведении спектральных характеристик интерференционной модуляции с целью проверки сделанных предположений о динамике спектральной модуляции на плоскости ω, τ и о локализации ее двумерного спектра

Одной из спектральных характеристик является пространственный двумерный спектр $\Phi(k_{\tau}, k_{\omega})$, т.е. распределение спектральной плотности мощности изменений передаточной функции на плоскости ω, τ по волновым числам k_{ω} и k_{τ}

$$\Phi(k_{\tau}, k_{\omega}, \tau) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \int_{\tau_1}^{\tau_2} H(\omega, \tau) \exp[i(k_{\tau} \tau + k_{\omega} \omega)] d\omega d\tau, \quad (2)$$

где $k_{\tau} = 2\pi/\Delta\tau$ и $k_{\omega} = 2\pi/\Delta\omega$ — пространственные частоты изменений $H(\omega, \tau)$ по осям τ и ω . Наряду с рассмотрением двумерного спектра удобно анализировать запись передаточной характеристики по одной из координат, при этом однако, не исключается возможность спектрального анализа по другой координате. Введем следующие спектральные характеристики:

$$\varphi(k_\omega, \tau) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} H(\omega, \tau) \exp(i k_\omega \omega) d\omega - \quad (3)$$

зависимост. автокорреляционной функции отклика среды на δ -импульс от дистанции;

$$\varphi(k_\tau, \omega) = \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} H(\omega, \tau) \exp(i k_\tau \tau) d\tau - \quad (4)$$

частотная зависимость пространственного спектра $H(\omega, \tau)$. Можно показать, что $\varphi(k_\omega, \tau)$ и $\varphi(k_\tau, \omega)$ имеют локальные экстремумы при выполнении следующих условий:

$$k_\tau = \mathcal{E}_{mn}(\omega), \quad k_\omega = \tau \frac{d\mathcal{E}_{mn}}{d\omega}$$

Величина экстремума будет определяться произведениями амплитуд интерферирующих мод.

В данной работе рассмотрены два модельных волновода, для описания которых была использована двухслойная среда. Как известно [5], для двухслойной среды возможно получение в явном виде зависимости \mathcal{E} от фазовой скорости:

$$\mathcal{E}_m = \left(\frac{v^2}{c_1^2} - 1 \right)^{-1/2} \left\{ \frac{m\pi}{h} - \frac{1}{h} \operatorname{arctg} \left[\left(\frac{v^2}{c_1^2} - 1 \right) \left(1 - \frac{v^2}{c_2^2} \right)^{1/2} \frac{1}{b} \right] \right\}, \quad (5)$$

где c_1 и c_2 - скорости в верхнем слое и нижнем полупространстве, $b = \rho_1 / \rho_2$, h - толщина верхнего слоя. Коэффициенты возбуждения мод для двухслойного полупространства задаются формулой

$$q_m = a \left[\sqrt{\mathcal{E}_m \rho_1} \left(\frac{h}{2} - \frac{\sin^2 \gamma_m h}{4 \gamma_m} + \frac{\rho_1^2}{2b_m \rho_2} \sin^2 \gamma_m h \right) \right]^{-1},$$

где a - константа;

$$b_m = \sqrt{\mathcal{E}_m^2 - \frac{\omega^2}{c_2^2}}; \quad \gamma_m = \sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2} - \mathcal{E}_m}.$$

Амплитуды нормальных волн в зависимости от глубины источника и приемника определяются по формуле

$$A_m \sim q_m \rho_1 \sin \gamma_m z_1 \sin \gamma_m z_2.$$

Формула (5) была использована для расчета значений $\mathcal{E}_{mn}(\omega)$. Расчеты проводились на ЭВМ ЕС-1040. Зависимость $\mathcal{E}(\omega)$

считалась параметрически, где за параметр была взята фазовая скорость. Значения z для одной и той же частоты ω но для разных мод получались путем линейной интерполяции. В программе удалось достичь хорошую точность при небольшом времени счета благодаря использованию переменного шага по скорости v . Одновременно проводился расчет $d\alpha_{m,n}/d\omega$ и амплитуд возбуждения нормальных волн.

Результаты счета использованы при анализе экспериментальных данных для двух профилей $c(x)$, приведенных на рис. 1а и 2а (см. вклейки). Пунктиром показаны профили $c(x)$, принятые для теоретических расчетов.

Рассмотрим поведение поля в координатах дистанция - частота для профиля скорости звука, приведенного на рис. 1,а (рис. 1,б). Запись получена А.Н.Бархатовым, Н.И.Горской, Е.И.Сергеевым и др. - см. [6]. Расстояние отложено в длины волн, соответствующих верхней граничной частоте ω_{max} , а частота в величинах ω/ω_{max} . На рисунке отчетливо видна интерференционная картина вызванная биениями пар мод. При увеличении частоты средний период осцилляций по оси ω увеличивается, что соответствует уменьшению разностей между волновыми числами различных мод ($\omega \rightarrow \infty$, $z_{m,n} \rightarrow 0$). Однако это справедливо лишь для пары мод. В действительности при увеличении частоты возбуждаются новые моды, что приводит к появлению более высоких частот осцилляции по оси частот, но из-за высокого коэффициента затухания для мод высоких порядков они менее заметны. С затуханием мод связано и кажущееся увеличение периода осцилляций при увеличении расстояния. Приведенная на рис. 1,б запись интенсивности поля $H(\omega, r)$ была подвергнута фурье-анализу оптическими средствами.

Результаты двумерного спектрального анализа с усреднением по частоте $0,075 \omega/\omega_{max}$ и с усреднением по дистанции $350 \lambda_{min}$ приведены на рис. 3а и 3б (см. вклейки). Анализ проводился на расстояниях $400 \lambda_{min}$ и $1200 \lambda_{min}$ соответственно. Рисунки выполнены в следующей системе координат:

$$|k| = (k_{\omega}^2 \omega_{max}^2 + k_r^2 c_1^2 / \omega_{max}^2)^{1/2}; \quad \text{tg } \varphi = k_r c_1 / k_{\omega}.$$

В координатах k_{ω} и k_r в окрестности точки ω_0, r_0 [2] двумерный спектр передаточной функции сконцентрирован вдоль прямой, проходящей через начало координат, угол наклона которой β на заданном расстоянии характеризует тип волновода. Отдельные точки на этой линии представляют

собой частоты биений пар мод. Если учесть небольшие кривизны линий на участке интегрирования, то точки вытянутся в отрезки прямых, ориентированные вдоль оси k_x . Средний угол наклона картины возрастает при увеличении расстояния. В нашей системе координат при значении $k_x/k_\omega = \text{tg } \beta$ будем иметь группы точек, расположенные по вертикали, причем чем меньше будет $|k|$, тем сильнее будут размыты точки. Описанная картина и наблюдается на рисунке. Смещение максимума картины по оси $k_x c_1/k_\omega$ связано с изменением расстояния

Рассмотрим результаты скользящего одномерного спектрального преобразования с интегрированием по расстоянию и сканированием по частоте.

При анализе использовалась щель длиной $300 \lambda_{\text{min}}$ и шириной $0,01 \omega/\omega_{\text{max}}$. Полученные в результате такой обработки функции $\Phi(k_x, \omega)$ приведены на рис. 4 (см. вклейку), где явно видны линии экстремальных значений $\Phi(k_x, \omega)$, связанные с биениями пар мод. Область существования этих линий ограничена наклонной прямой. Для объяснения этого факта рассмотрим формулу (5). Как известно [5, 7], действительное выражение для z в формуле (5) имеет место при изменении фазовой скорости v в интервале от c_1 до c_2 , а характеристические кривые для двухслойного волновода в координатах $\omega(z)$ лежат в области, ограниченной прямыми $\omega/z = c_1$ и $\omega/z = c_2$. Как уже показано, экстремальные значения функции $\Phi(k_x, \omega)$ имеет вдоль кривых $k_x = z_{\text{min}}(\omega)$. Тогда из ограниченности области существования z должна следовать ограниченность области определения функции $\Phi(k_x, \omega)$. Характеристические кривые для двухслойного волновода в координатах $z(\omega)$ лежат между прямыми $z = \frac{1}{c_1} \omega$ и $z = \frac{1}{c_2} \omega$. Разности $z_{\text{min}}(\omega)$ будут лежать ниже прямой $z = \left(\frac{1}{c_1} - \frac{1}{c_2}\right) \omega$ с углом наклона $\alpha = \text{arctg} (c_2 - c_1) (c_2 c_1)^{-1}$. В той же области будет определена и функция $\Phi(k_x, \omega)$. Таким образом, экспериментально измерив угол наклона прямой, ниже которой определена $\Phi(k_x, \omega)$, возможно определение разности скоростей в двухслойном волноводе или, зная скорость звука в первом слое, можно определить скорость звука в жидком дне. Отличие экспериментально измеренного угла наклона от теоретически ожидаемого не превышает 3%.

Расчетные значения $z_{\text{min}}(\omega)$ приведены на рис. 4, в: прямая, ограничивающая область определения $\Phi(k_x, \omega)$ хорошо заметна. Отдельные линии на рис. 4, а и б соответст-

вуют биениям пар мод. Ясно, что вследствие конечной чувствительности приемника, затухания мод при распространении и других факторов моды, имеющие малую интенсивность, не будут видны на экспериментально полученных зависимостях

$\Phi(k_n, \omega)$, поэтому при выведении линий экстремальных значений $\Phi(k_n, \omega)$ на графики был введен порог по амплитуде таким образом, что биения пар мод имеющие интенсивность меньше заданной, на график не выводились. Сравнение расчета с экспериментальными графиками позволило объяснить динамику поведения линий биений пар мод. При появлении каждой следующей моды она начинает биться со всеми модами, уже присутствующими в волноводе. Известно, что с увеличением частоты характеристические кривые всех мод в двухслойном волноводе ведут себя аналогично характеристическим кривым для идеального волновода, т.е. $\omega/\alpha \rightarrow c_1$, а $\alpha_{m,n} \rightarrow 0$. Чем меньше номер моды, тем ближе на данной частоте отношение $\omega/\alpha_{m,n}$ к значению c_1 . Таким образом, на критической частоте n -й моды ω_n имеем $\alpha_n - \alpha_1 \approx (1/c_2 - 1/c_1)\omega_n$. На рис.4 будет наблюдаться новая группа линий, расположенных по вертикали. Самая верхняя линия вызвана интерференцией n -й и первой моды, следующая n -й и второй и т.д. Вертикальные столбики начала линий на зависимости $\Phi(k_n, \omega)$ указывают на критические частоты исследуемого волновода. Так как разница между соседними критическими частотами для данного волновода постоянна, то, продолжив прямую с углом наклона α до пересечения ее с осью частот и поделив указанный отрезок на разницу между критическими частотами соседних мод, определим число мод, возбуждаемых в волноводе. Каждой линии на зависимости $\Phi(k_n, \omega)$ можно поставить в соответствие два числа, характеризующих номера интерферирующих мод.

В выбранном диапазоне частот возбуждаются 5,6,7,8-я моды. При глубине канала $7,55 \lambda_{min}$ и глубинах источника и приемника $2,06 \lambda_{min}$ и $3,02 \lambda_{min}$ соответственно наиболее интенсивны вторая и шестая моды. Линия, вызванная их биениями между собой, наиболее ярка.

При детальном сравнении расчетного и экспериментально полученного графиков (см.рис.4,б и 4,в) можно заметить, что в эксперименте присутствуют, например, биения пятой моды с третьей и отсутствуют имеющиеся в расчетном графике биения седьмой моды с третьей и первой. Последнее связано с учетом в расчете затухания мод при их распро-

странении. Это ясно из сравнения рисунков 4,а и 4,б, полученных при анализе поля на расстояниях $400 \lambda_{\min}$ и $1200 \lambda_{\min}$ соответственно. На малых расстояниях ($400 \lambda_{\min}$), где затухание мод еще не столь существенно сказывается, картина обедняется за счет мод малых номеров, так как их коэффициенты возбуждения невелики. Биений же седьмой моды с другими здесь больше, чем на рис.4,б. С увеличением расстояния картина меняется на обратную – моды малых номеров становятся более заметны, биения высоких номеров мод исчезают. Сравнение между собой зависимостей $\Phi(k_n, \omega)$ на разных расстояниях может быть использовано для определения коэффициентов затухания отдельных мод.

Сопоставление расчета с экспериментом показывает также наличие в эксперименте более высоких критических частот и более высоких z по сравнению с расчетными. Расхождение в ω и z для пятой и шестой мод не превышает 3%. Это, видимо, свидетельствует о наличии в реальном эксперименте несколько меньшей глубины первого слоя, чем это принято в расчете. Ожидаемое отклонение укладывается в погрешность измерения глубины.

Анализ поведения функции $\Phi(k_n, r)$, приведенной на рис.5 (см.вклейку) показывает, что ее экстремальные значения будут при $k_{\omega n} = \frac{dz_{mn}}{d\omega} r$. Тогда, выбирая диапазон частот такой ширины, что можно считать $dz_{mn}/d\omega = \text{const}$ (константа различна для различных m и n), получим, что зависимость $\Phi(k_n, r)$ будет представлять собой совокупность веером расходящихся прямых линий, соответствующих парам мод.

Рис.5 был получен в результате скользящего спектрального анализа голограммы по дистанции, причем длина щели, с помощью которой производился спектральный анализ, составляла $0,125 \omega/\omega_{\text{мдз}}$ при ширине $1,4 \lambda_{\text{мдз}}$. На таком частотном участке величина изменения производной $dz_{mn}/d\omega$ сравнима с ее значением, а это приводит к тому, что каждая пара мод будет занимать на рисунке некоторый сектор, причем ограничивающие этот сектор углы могут отличаться друг от друга почти в два раза. Поэтому на рисунке заметна лишь темная область, где находятся прямые линии, хотя сами линии при этом не разрешаются.

Перейдем к рассмотрению спектральных характеристик интерференционной структуры для второй модели (профиль

скорости звука приведен на рис.2,а). Прямая данный волновод за двухслойную среду с глубиной первого слоя $49 \lambda_{\text{мл}}$ (пунктирная линия на рис.2,а), получим, что в выбранном диапазоне частот возбуждаются 52 моды. Это приводит к широкому спектру пространственных частот и более сложному виду голограммы поля (рис.2,б), в которой отсутствует ярко выраженная периодичность по дистанции и частоте. В целом поведение интерференционной картины похоже на ранее рассматриваемый случай, хотя и имеет более сложную структуру. Различия между рассматриваемыми случаями особенно заметны на небольших дистанциях – приблизительно $700 \lambda_{\text{мл}}$. Здесь интерференционные полосы идут более полого, что связано с наличием переходного слоя. При внимательном рассмотрении на голограмме заметны две интерференционные картины, отличающиеся углом наклона интерференционных линий. Влияние одной из них ослабевает при увеличении расстояния и частоты. Это в совокупности с результатами спектрального анализа голограммы позволяет сделать вывод о принадлежности этой картины идеальному волноводу, образованному поверхностью и дном ванны.

Результаты двумерного спектрального анализа для расстояний в 500, 1300 и 1800 $\lambda_{\text{мл}}$ приведены на рис.6 (см. вклейку; рисунок выполнен в тех же координатах, что и рис.3) Так как в волноводе возбуждается около пятидесяти мод, то отдельные биения мод не разрешаются между собой. Каждая точка теперь будет соответствовать биениям одной моды с совокупностью мод. Это связано с тем, что величину $\mathcal{E}_{m,n}(\omega)$ при $m \gg n$ можно представить в виде

$$\mathcal{E}_{m,n}(\omega) = \mathcal{E}_{m,1}(\omega) - \Delta_m(\omega, n); \quad \Delta_m(\omega, n) \ll \mathcal{E}_{m,1}(\omega) \quad (6)$$

Таким образом, биения n -й моды с модами малых номеров дают близкие значения по координатам для двумерного спектра и группируются около определенной точки, биения же n -й моды с модами высоких номеров имеют значительно меньшую интенсивность. С увеличением расстояния вследствие затухания мод картина обедняется и смещается по оси

$$k_x c_1 / k_\omega$$

Рассмотрим зависимости $\Phi(k_x, \omega)$, приведенные на рис.7. При анализе усреднение по расстоянию составляло $180 \lambda_{\text{мл}}$, а по частоте $0,15 \omega / \omega_{\text{вдт}}$. На рис.7, б,в (см. вклейки) в силу (6) линии биений n -й моды с модами малых номеров плохо разрешаются, а биения n -й моды с

модами высоких номеров имеют малую амплитуду. Поэтому на экспериментальных графиках вступлению каждой моды соответствует одна линия. Начало каждой линии на рис. 7 а, б, в соответствует критической частоте определенной моды. Эквидистантность критических частот позволяет определить число мод, возбуждаемых на выбранной частоте. Такой расчет по экспериментально полученному графику на верхней граничной частоте диапазона дает 50 мод.

Существенным отличием этого случая от предыдущего является наличие на рисунках 7 а, б, в широких светлых полос, повторяющих ход отдельных линий, что объясняется малым коэффициентом возбуждения целого ряда мод подряд.

На рис. 7, а видна группа линий с большими углами наклона к оси частот. Данная группа вызвана модами идеального волновода, образованного дном ванны и поверхностью. При увеличении расстояния эти моды быстро затухают на рисунках 7, б, в уже незаметны.

Сравнив теоретически рассчитанный и экспериментально полученный угол, ограничивающий область существования функции $\Phi(k_x, \omega)$ (см. рис. 7, г), получим, что экспериментально померенный угол меньше ожидаемого. Это связано с несколькими факторами, которые не были приняты во внимание в расчете.

Для анализа поведения зависимости $\Phi(k_\omega, r)$, приведенной на рис. 8 (см. вклейку), воспользуемся геометрической акустикой. Оценки показывают, что геометрическая акустика применима до расстояния приблизительно $3000 \lambda_{min}$. Тогда экстремальные значения $\Phi(k_\omega, r)$ имеют место при условии [2]

$$k_{\omega_{mn}}(r) = \tau_{mn}(r),$$

где через τ_{mn} обозначены разности времен пробега по различным лучам, приходящим в одну точку. На рисунке видны линии, соответствующие выполнению записанного условия.

Группа линий, лежащая за пределами ясно видимого сектора, связана с влиянием на интерференционную структуру дна ванны. Поведение $\Phi(k_\omega, r)$ при малых дистанциях на рис. 5 объясняется тем же фактом.

Таким образом, в результате рассмотрения модельных экспериментов получены основные закономерности в структуре спектров пространственно-частотного распределения энергии акустического поля сосредоточенного источника в двух-слойных средах с постоянными во времени параметрами:

Экспериментально доказана локализация двумерного спектра интерференционной модуляции в области с постоянным значением отношения k_x/k_y , независимо от номера моды. Результаты модельного эксперимента хорошо согласуются с численным расчетом.

Следует отметить перспективность использования оптических средств двумерной обработки сигналов в задаче анализа интерференционной модуляции акустического поля в слоистых средах.

Л и т е р а т у р а

1. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах, М.: Наука 1973.

2. Орлов Е.Ф. Метод обобщенных голограмм в акустических исследованиях океана, - Тр. 10-й Всесоюз. школы-семинара по статистической гидроакустике. Новосибирск, 1980, с.102.

3. Иванова Г.К., Орлов Е.Ф. Измерение параметров интерференционной структуры акустического поля в модельных слоистых волноводах. - Тр. 1-й Всесоюз. конф. "Метрология гидрофизических измерений". М., 1980, с.144.

4. Иванова Г.К., Ильина В.Н., Орлов Е.Ф., Шаронов Г.А. Исследование интерференционной структуры акустического поля модельного волновода. - Тр. 10-й Всесоюз. школы-семинара по статистической гидроакустике. Новосибирск, 1980, с.59

5. Толстой И., Клей К.С. Акустика океана. М.: Мир, 1969.

6. Бархатов А.Н. и др. Исследование частотных характеристик акустического канала в модельных условиях. - Тр. 9-й Всесоюз. акустической конф. (секция Д). М.: АКИН, 1977, с.17.

7. Иванова Г.К., Ильина В.Н., Орлов Е.Ф. Исследование модовой структуры акустического поля модельного волновода. - Тр. 9-й Всесоюз. акустической конф. (секция А+Д). М.: АКИН, 1977, с.131.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА В ОКЕАНЕ

В.Н.Голубев, В.А.Лазарев, Е.Ф.Орлов, И.С.Раков,
А.Д.Соколов, Г.А.Шаронов, В.П.Шевцов

1. ВВЕДЕНИЕ

подавляющее большинство работ, посвященных акустическим измерениям в океане, ставят своей целью измерение средних энергетических характеристик поля (см., например, [1, 2, 3]). Это объясняется прежде всего тем, что в акустическом эксперименте в океане в силу изменчивости параметров среды, сложности постановок океанического эксперимента, в котором всегда присутствует множество неконтролируемых факторов, устойчивыми и прогнозируемыми параметрами акустического поля являются параметры, усредненные по времени и в пространстве (если положение источника и приемника не фиксировано жестко). Вопросу экспериментального исследования интерференционных явлений при распространении акустических волн в океане, выражающихся в осцилляциях интенсивности поля в зависимости от пространственных координат и частоты, в настоящее время уделяется существенно меньшее внимание. Изучение интерференционных явлений при распространении звука в океане и исследование частотных зависимостей параметров, характеризующих эти явления, представляет большой интерес с точки зрения возможного развития и совершенствования неконтактных методов изучения интегральных характеристик океанических волноводов. Дело в том, что параметры интерференционной структуры являются наиболее чувствительными характеристиками (по сравнению со средними энергетическими характеристиками) поля к изменениям

условий распространения, а следовательно и к изменениям физических характеристик водных масс, дна и поверхности океана. Последнее важное обстоятельство обуславливает и те трудности, которые возникают при постановке экспериментальных работ по исследованию тонкой интерференционной структуры акустических полей широкополосных источников в океане

При рассмотрении интерференционных явлений, возникающих при распространении широкополосного звука в океаническом волноводе, можно воспользоваться аналогией между волновыми и колебательными системами [4,5] и свести задачу исследования интерференционных явлений в океане к задаче исследования прохождения сигналов через линейный фильтр, которым является слоисто-неоднородная среда. Если не учитывать нелинейные эффекты, возникающие при больших энергиях акустических волн, представление среды в виде линейного фильтра, описываемого его передаточными характеристиками, вполне правомерно.

Передаточные функции среды в общем случае зависят от ряда факторов: координат точек излучения и приема, стратификации среды, характеризуемой зависимостью скорости звука от глубины и акустическими свойствами дна, направленных свойств излучающей и приемной систем и т.д. – причем большинство указанных факторов могут изменяться во времени. Другими словами, речь идет о линейной многоканальной системе, которая может иметь множество выходов и описывается соответствующим множеством частотных или импульсных передаточных функций, изменяющихся во времени. Учитывая многообразие океанической среды и наличие многочисленных случайных, часто неконтролируемых изменений, рассматриваемая система на первый взгляд является весьма сложной и не поддается исследованию в реальном эксперименте. Однако при волноводном распространении подводного звука задача может быть решена, несмотря на наличие неконтролируемых факторов, особенно факторов, связанных с измерениями координат излучающей и приемной систем, и помех различной природы. Решение задачи может быть основано на возможности выделения регулярных закономерностей пространственно-частотных характеристик поля при равномерном изменении одного из факторов, например дистанции или глубины.

В связи с этим задача экспериментального исследования интерференционной структуры широкополосного звука встает как задача измерения пространственно-частотных передаточ-

ных характеристик канала распространения в присутствии помех. Ясно, что для получения информации о тонкой структуре поля в широкой полосе частот и для большого числа точек излучения и приема требуется обработка больших массивов данных. Можно сказать, что успех в эксперименте по изучению интерференции широкополосного звука в океане может быть обеспечен лишь при условии использования методов и систем дающих высокую скорость обработки информации.

В данной работе описаны методы и приведены результаты экспериментальных исследований, выполненных в различных акваториях океана в типичных условиях распространения волны: в глубоком океане, в приповерхностном канале и канале с заглубленной осью, а также в мелком море (придонный волновод). Эти исследования были направлены на изучение важных для акустики океана вопросов о существовании тонкой интерференционной структуры поля, о ее особенностях при отображении на плоскости частота - дистанция, о ее временной стабильности и повторяемости результатов измерений.

2. МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА В ОКЕАНЕ

Рассмотрим возможность измерения частотных передаточных функций (по интенсивности) океанических волноводов и их зависимостей от пространственных координат, т.е. возможность измерения функции $H(\omega, r, z, z_1, c(z), t)$:

$$H(\omega, r, z, z_1, c(z), t) \cdot |h_{\omega}(\omega, r, z, z_1, c(z), t)|^2 = \left| \int_0^{\infty} h(r, z, z_1, c(z), t) e^{-i\omega\tau} d\tau \right|^2, \quad (1)$$

являющейся квадратом модуля функции $h_{\omega}(\omega, r, z, z_1, c(z), t)$, сопряженной преобразованием Фурье с импульсным откликом среды $h(r, z, z_1, c(z), t)$. Здесь ω - частота, r - горизонтальное расстояние между источником и приемником, z, z_1 - глубина источника и приемника соответственно, $c(z)$ - вертикальный профиль скорости звука в среде.

Измерения частотных передаточных функций как характеристик линейных фильтров в зависимости от используемого входного воздействия могут быть осуществлены следующими способами: измерением интенсивности сигнала на выходе сис-

темы при подаче на его вход синусоидального сигнала с последовательной перестройкой частоты, измерением энергетического спектра отклика системы на импульсное воздействие и, наконец, измерением энергетического спектра шумового сигнала на выходе при подаче на ее вход шума с равномерным спектром в заданной полосе частот.

Следует сказать, что в акустических измерениях в океане традиционно используются тональные, импульсные и шумовые зондирующие сигналы. Традиционные методы, используемые в акустических измерениях в океане, не позволяют получать информацию о частотных передаточных функциях среды в объеме, требуемом для измерения тонкой интерференционной структуры акустического поля. Дело в том, что передаточная функция $H(\omega, r, z, z_1)$ должна быть измерена для множества значений параметров r, z с шагом по каждой из координат (r, z) , не превышающим величины минимального характерного размера или пространственного периода интерференции мод (лучей) по этим координатам. При тональном излучении на одной или одновременно на нескольких частотах, как это делается в акустических измерениях [6], невозможно получить достаточно детальную зависимость передаточной функции от частоты. Использование в качестве импульсного возбуждения взрывных источников звука практически не дает возможности измерения пространственной динамики частотной передаточной функции, поскольку расстояния между точками излучения, как правило, существенно превышают величины пространственных периодов интерференции [7]. Шумовые сигналы в настоящее время используются скорее для того, чтобы исключить влияние интерференции в акустических измерениях пространственных зависимостей интенсивности поля (см., например, [8]).

Для исследования интерференции широкополосного звука в океане и связанного с ней пространственно-частотного распределения энергии акустического поля необходимо дальнейшее развитие методов акустических измерений. Прежде всего необходим специальный выбор режима работы и буксировки акустических источников с целью получения в эксперименте возможности регистрировать принятые сигналы и отображать их в виде двумерных функций (голограмм), несущих информацию о частотной передаточной функции среды с требуемой высокой подробностью по пространственным координатам. Необходимо развитие методов и средств вторичной об-

работки двумерных изображений принятых сигналов (голограмм) с целью измерения параметров искомой регулярной функции $H(\omega, \tau, z, z_1, t(z), t)$ на фоне мешающих факторов и аддитивных помех.

В данной работе, как и в более ранних заметках авторов [9,10], предлагается и используется двухступенчатый метод измерения параметров тонкой интерференционной структуры широкополосного звука сосредоточенного источника в океане. На первом этапе измеряется и регистрируется спектральная плотность мощности принятого сигнала при монотонном изменении пространственных координат источника и приемника на плоскости частота - пространственная координата (голограмма). На втором этапе - двумерный спектральный анализ голограммы с целью получения усредненных характеристик голограммы - параметров интерференционного пространственно-частотного распределения энергии звукового поля в океане.

Рассмотрим возможности указанных выше основных трех методов измерения передаточных характеристик линейных фильтров в задаче исследования тонкой интерференционной структуры поля широкополосного звука в океане.

1. Метод непрерывного зондирования тональными сигналами наиболее предпочтителен при измерениях частотных характеристик в колебательных системах. В этом методе для регистрации передаточной функции не требуется дополнительной обработки выходного сигнала, поскольку при измерении интенсивности сигнала на выходе фильтра непосредственно измеряется значение частотной передаточной характеристики на частотах входного воздействия. Входное воздействие имеет вид

$$f(t) = f_{\omega}(\omega_0) \exp(-i\omega_0 t)$$

Измеряется и регистрируется величина среднего квадрата сигнала на выходе канала

$$G_T(\omega_0, \tau, z, z_1) = \int_t^{t+T} |g(t, \tau, z, z_1)|^2 dt = |h_{\omega}(\omega_0)|^2 H(\omega_0, \tau, z, z_1) + \int_t^{t+T} |\varrho(t)|^2 dt, \quad (2)$$

где $g(t, \tau, z, z_1) = \int_0^{\infty} f(t-\tau) h(\tau, \tau, z, z_1) d\tau + \varrho(t)$; T - время усреднения; $\varrho(t)$ - аддитивная помеха.

Время усреднения T в измерениях, во-первых, должно быть больше длительности отклика среды на δ -импульс - T_p и, во-вторых, должно быть достаточно большим, чтобы можно было воспользоваться эффектом усреднения в борьбе с влиянием аддитивной помехи. С другой стороны, величина времени усреднения сигнала при измерении значения передаточной функции на одной частоте при одной комбинации пространственных параметров ограничивает скорость выполнения всего измерения в заданной полосе частот и дистанций. Это ограничение в данном методе весьма существенно. Так, для каналов с величиной длительности отклика на δ -импульс около 10с время, необходимое на проведение измерения передаточной функции в полосе частот, содержащей $N_\omega \approx 10^3$ точек отсчета и на дистанциях до $N_r \approx 10^3$ отсчетных точек, составляет $T_{\text{общ}} = T_p N_\omega N_r \approx 10^7$ с (~ 100 сут.). Очевидно, что этот метод не может быть использован в реальных морских условиях из-за необходимости затраты большого времени на измерение (на одну трассу в 10^3 точек отсчета по дистанции - сотни суток). Метод синусоидального возбуждения среды, однако, может быть с успехом использован в модельных измерениях, где основной параметр волноводов T_p не превышает 10^{-3} с, так что время одного эксперимента не превышает десятков минут.

2. Метод импульсного зондирования отличается тем, что за время измерения в одной точке пространства наблюдение осуществляется "параллельно" во всех точках исследуемого диапазона частот. Время, минимально необходимое на измерение в одной точке по дистанции в N_ω точках, по частоте равно времени отклика канала на импульсное воздействие. В связи с этим общее время, необходимое для проведения измерения по одной трассе, существенно меньше времени, которое требуется при последовательном по частоте измерении в методе с тональным входным воздействием. В рассмотренном выше примере минимально необходимое время измерения по трассе с $N_\omega \approx 10^3$ будет $T_{\text{общ}} = T_p N_r \approx 10^4$ с.

Недостатком метода является отсутствие непрерывности измерений при исследовании интерференционной структуры путем изменения одной из пространственных координат. При непрерывном изменении дистанции или глубины точки приема импульсного излучения измерения проводятся лишь в дискретных точках.

Существенным дополнительным достоинством импульсного метода по сравнению с методами, основанными на непрерывном входном воздействии является возможность раздельного измерения интерференции сигналов, распространяющихся по выбранным группам лучей (мод) за счет использования специальной временной селекции путем стробирования принятых сигналов. Кроме того, высокая пиковая мощность источников излучения в сочетании с временной селекцией выходных сигналов дает возможность повышения отношения сигнал/шум и тем самым — точности измерений.

В рассматриваемом методе используется временная последовательность δ -импульсов

$$f(t) = a_0 \delta(t - T_n q),$$

где $q = 1, 2, \dots$ — номер входного импульса, T_n — период повторения импульса. Принимаемый в этом случае сигнал записывается в виде

$$g(t) = \int_0^{\infty} f(t-\tau) h(\tau, r, z, x_1) d\tau + l(t) = a_0 h[(T_n q + \tau), r_q, z, x_1] + l(t). \quad (3)$$

Если источник движется относительно приемника с радиальной скоростью v , то $r_q = r_0 + v T_n (q - 1)$. Затем измеряются энергетические спектры принимаемых импульсных сигналов $g(t)$ с усреднением, определяемым длительностью стро-ба в системе временной селекции

$$G_T(\omega, r_q, z, x_1) = \left| \int_{T_n q + \tau}^{T_n q + \tau + T} g(t) \exp(-i\omega t) dt \right|^2. \quad (4)$$

$$= a^2 \left| \int_{T_n q}^{T_n q + T} h(\tau, r_q, z, x_1) \exp(-i\omega \tau) d\tau \right|^2 + \left| \int_{T_n q}^{T_n q + T} l(t) \exp(-i\omega t) dt \right|^2$$

Функции $G_T(\omega, r_q, z, x_1)$, соответствующие энергетическому спектру последовательности откликов исследуемого канала на δ -импульсы, регистрируются в "сжатом" виде на го-

пограмме интенсивности в координатах частота – дистанция (глубина) для дальнейшей вторичной обработки с целью получения основных характеристик интерференционной модуляции широкополосного звука.

Последовательность операций при получении голограммы интенсивности в методе импульсного зондирования показана на рис.1,2,3 (см. вклейки).

На рис.1 представлена скользящая спектрограмма принятого сигнала при импульсном возбуждении канала. В этом случае в качестве источника звука использовался пневматический сейсмоакустический излучатель [11]. Нетрудно видеть, что принимаются три группы импульсных сигналов, расширяющихся по различным путям и имеющих различные задержки. Кроме того, наблюдается модуляция спектральной плотности мощности, связанная с интерференционными явлениями внутри каждой группы сигналов. На рис.2 приведены участки спектрограмм в координатах частота – время в "сжатом" виде. Принятые импульсные сигналы подвергаются "сжатию" во времени без изменения масштаба времени. Это осуществляется временной селекцией (стробированием) полезного сигнала, когда регистрация спектра производится лишь во время существования строб-импульса, положение которого выбирается для выделения интересующей группы лучей. Остальная часть принятого сигнала не регистрируется. В представленной спектрограмме длительность строб-импульса составляла 3 с при периоде повторения импульсов 60 с.

Сечения полученных частотных характеристик приведены на рис.3. Как видно, наблюдается изрезанность спектра, обусловленная интерференционной структурой с глубиной модуляции 10–20 дБ. Следует заметить, что с целью выделения интерференционной структуры принятый сигнал пропусклся через корректирующий фильтр, осуществляющий подъем высоких частот (~ 6 дБ на октаву).

Учитывая вышесказанное, отметим, что метод импульсного зондирования является эффективным способом измерения интерференционной структуры широкополосного звука в океане

3. Метод непрерывного зондирования шумовым сигналом обеспечивает измерение квадрата модуля частотной передаточной характеристики канала при непрерывном изменении одной из пространственных координат. Этот метод дает возможность получать спектральные характеристики принимаемых

сигналов, необходимые для исследования интерференционной структуры широкополосного звука, при наименьших затратах времени.

Практически при измерениях регистрируется скользящий спектр [12] принимаемого сигнала

$$g_{\omega_T}(\omega, r, z, z_1, t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^{t+T} g(t, r, z, z_1) \exp(-i\omega t) dt,$$

$$G_T(\omega, r, z, z_1, t) = |g_{\omega_T}(\omega, r, z, z_1, t)|^2, \quad (5)$$

который изменяется во времени из-за нестационарности параметров излучения, распространения и приема. Вследствие линейности тракта передачи для скользящего спектра мощности шума на выходе фильтра можно записать

$$G_T(\omega, r, z, z_1, t) = H(\omega, r, z, z_1) F_T(\omega, t) + E_T(\omega, t),$$

$$F_T(\omega, t) = |f_{\omega_T}(\omega, t)|^2. \quad (6)$$

Здесь $f_{\omega_T}(\omega, t)$ - скользящий спектр сигнала в точке излучения, $E_T(\omega, t)$ - скользящий спектр аддитивного шума. Для нахождения передаточной функции $H(\omega, r, z, z_1)$ по зарегистрированной голограмме $G_T(\omega, r, z, z_1, t)$ спектральную плотность сигнала в точке излучения $F_T(\omega, t)$ считаем либо постоянной, либо заданной медленно меняющейся функцией. В свою очередь, передаточную частотную характеристику среды в $H(\omega, r, z, z_1, c(z), t)$, параметрически зависящую от времени, можно представить в виде суммы

$$H(\omega, r, z, z_1, c(z), t) = H_0(\omega, r, z, z_1, c(z), t) + H_1[\omega, r, z, z_1, c(z), t] -$$

$$= H_0(\omega, r, z, z_1, \dots) \left[1 + S(\omega, r, z, z_1, \dots) \right]. \quad (7)$$

Здесь $H_0(\dots)$ - медленно меняющаяся функция частоты и пространственных координат, $H_1(\omega, r, z, z_1, c(z), t)$ - осциллирующая функция,

$$S(\omega, r, z, z_1, c(z), t) = \frac{H_1(\omega, r, z, z_1, c(z), t)}{H_0(\omega, r, z, z_1, c(z), t)} -$$

коэффициент модуляции передаточной функции, обусловленной интерференционными явлениями в волноводе, который представляет в данном случае основной интерес.

Во время измерения пространственно-частотных передаточных характеристик непрерывно изменяется тот или иной параметр: длина пути распространения χ , глубина источника z или приемника излучения z_1 или гидрологические условия. При этом регистрируется скользящая двумерная спектральная плотность мощности (голограмма интенсивности) $G_T(\omega, t)$ принимаемого сигнала с конечным временем интегрирования T . Изменение относительных координат источника должно происходить достаточно медленно. За время регистрации одной реализации спектра $G_T(\omega, t)$ смещение должно быть существенно меньше интервала корреляции пространственно-частотной характеристики при изменении данного параметра. С другой стороны, скорости изменения контролируемого параметра, например дистанции до источника, должны быть существенно больше скорости изменения остальных параметров, таких как глубины источника и приемника, а также профиля скорости звука. Они должны оставаться постоянными в пределах интервалов корреляции передаточных характеристик, соответствующих данным параметрам.

Таким образом, регистрируемые двумерные распределения спектральной плотности мощности $G_T(\omega, \chi)$ – голограммы интенсивности, получаемые при возбуждении волновода белым шумом, адекватны искомым пространственно-частотным передаточным характеристикам среды $H(\omega, \chi)$, обусловленным интерференцией.

Полученные скользящие, или динамические, двумерные спектрограммы несут информацию об интегральных характеристиках исследуемого океанического волновода и могут быть подвергнуты дальнейшей обработке при помощи двумерного спектрального анализа [13,14].

Перейдем к вопросу о вторичной обработке голограмм интенсивности с целью получения основных интегральных характеристик передаточных функций океанических волноводов, связанных с основными закономерностями в интерференционной модуляции широкополосного звука в океане. Анализ полученных экспериментальных результатов может проводиться путем сопоставления с расчетом измеренной функции $G_T(\omega, \chi, \dots)$ являющейся суммой полезного члена $H(\omega, \chi)$ и спектра аддитивной помехи $E_T(\omega, t)$. Однако в натурном морском экспе-

рименте ошибки в определении дистанции превышают, как правило, величины пространственных периодов тонкой интерференционной структуры звука в среде. Это обстоятельство не позволяет производить сопоставление с расчетом индивидуальных значений голограммы интенсивности. Вместе с тем при сопоставлении с расчетом передаточной функции среды $H(\omega, r)$ отдельных индивидуальных значений голограммы $G_r(\omega, r)$ следует учитывать действие аддитивной помехи, получаемой при усреднении за относительно малое время T — время интегрирования при измерении реализаций спектральной плотности мощности. В связи с этим целесообразен переход к анализу экспериментальных результатов и сопоставлению их с расчетом на уровне интегральных характеристик голограмм. В частности, целесообразен переход к анализу и сопоставлению с расчетом параметров двумерного и одномерных скользящих спектров голограмм с усреднением по пространственной координате и частоте [9,10,13].

При анализе экспериментальных данных на этом уровне важна точность определения не абсолютных значений дистанции r , а значение ее производной по времени — скорости относительного движения источника, что может быть в эксперименте выполнено. Следует также отметить, что при измерении параметров двумерного спектра голограмм существенно повышается также точность измерений параметров интерференционной структуры за счет сглаживания аддитивной помехи дополнительным усреднением при вторичной обработке.

Основными интегральными характеристиками голограммы интенсивности являются следующие.

1. Двумерный спектр голограммы имеет вид

$$\Phi(K_\omega, K_r) = \int_{\omega_0}^{\omega_0 + \Delta\omega} \int_{r_0}^{r_0 + \Delta r} G_r(\omega', r') \exp[i(K_\omega \omega' + K_r r')] d\omega' dr', \quad (8)$$

где $r = r_0 + r'$, $\omega = \omega_0 + \omega'$.

В модовом представлении поля двумерный спектр голограммы имеет экстремальные значения, равные произведениям амплитуд интерферирующих пар мод, на частотах двумерного спектра [13]:

$$K_{\omega m n} = r \left. \frac{\partial \alpha_{mn}}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} + r_0 \left. \frac{\partial^2 \alpha_{mn}}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} \frac{\omega'}{2}, \quad (9)$$

$$K_n = K_{m,n} - \mathcal{E}_{m,n}(\omega),$$

где $\mathcal{E}_{m,n}(\omega) = \mathcal{E}_m(\omega) - \mathcal{E}_n(\omega)$ — разность продольных волновых чисел мод номеров m, n .

В лучевом представлении поля двумерный спектр голограмм имеет экстремальные значения, равные произведениям амплитуд сигналов по интерферирующим парам лучей, на частотах двумерного спектра:

$$K_{ij} = K_{\omega_{ij}} - \tau_{ij}(r, z, z_1),$$

$$K_{\omega_{ij}} = \omega \left. \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} + \omega_0 \left. \frac{\partial^2 \tau_{ij}}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} \frac{z'}{Z}. \quad (10)$$

2. Спектр голограммы с усреднением по частоте (динамическая автокорреляционная функция), параметрически зависящий от дистанции

$$L(K_{\omega}, z) = \int_{\omega_0}^{\omega_0 + \Delta\omega} G_T(\omega, z) \exp(i, K_{\omega}, \omega') d\omega', \quad (11)$$

имеет дискретный вид в случае многолучевого распространения звука. Измерение функции $L(K_{\omega}, z)$ позволяет получить экспериментально зависимость спектра задержек сигналов по лучам τ_{ij} от дистанции. Экстремальные значения интеграла $L(K_{\omega}, z)$ возникают на частотах

$$K_{\omega} = K_{\omega_{ij}}(z) - \tau_{ij}(z). \quad (12)$$

3. Спектр голограммы с усреднением по дистанции (спектр разности волновых чисел), параметрически зависящий от частоты

$$L(\omega, K_z) = \int_{z_0}^{z_0 + \Delta z} G_T(\omega, z) \exp(i, K_z, z') dz', \quad (13)$$

имеет дискретный вид в случае многомодового распространения звука.

Измерение функции $L(\omega, K_z)$ в этом случае позволяет получить для исследуемого волновода зависимость спектра разности волновых чисел пар интерферирующих мод $\mathcal{E}_{m,n}$ от час-

тоты ω . Экстремальные значения интеграла $[(\omega, K_n)]$ имеют место при значениях

$$K_n = K_{n, \text{min}}(\omega) = \varepsilon_{\text{min}}(\omega). \quad (14)$$

Рассмотренные здесь методы измерений с использованием импульсного зондирования и непрерывного шумового возбуждения океанических волноводов были использованы в экспериментальных исследованиях интерференционной структуры звуковых полей в глубоком океане в канале с заглубленной осью, в приповерхностном канале и в мелком море.

3. ИЗМЕРЕНИЯ В КАНАЛЕ С ЗАГЛУБЛЕННОЙ ОСЬЮ

Наиболее типичным вертикальным профилем скорости звука в глубоководных районах Мирового океана является профиль, имеющий минимум скорости звука на глубинах около 1 км [15]. Существование подводного звукового канала является существенной особенностью распространения акустических волн в глубоком океане. Исследованию явления распространения звука в условиях подводного звукового канала на большие расстояния посвящено большое количество работ экспериментального и теоретического плана, начиная со времени появления пионерских работ по сверхдальному распространению звука [16,17]. К настоящему времени подробно рассмотрены зависимости интенсивности звукового поля от дистанции, лучевая структура поля, особенности формирования поля в зонах выхода лучей к поверхности (в освещенных зонах) и в зонах тени. Особенности зональной структуры поля при наличии подводного звукового канала рассмотрены в деталях в большом числе работ (см., например, [1,18,19]). Развитая теория распространения волн в слоистых средах [20] позволяет в настоящее время рассчитывать детальную структуру акустического поля в любой точке волновода. Однако существует мнение о том, что временная изменчивость параметров среды не позволяет проводить сравнение детальной картины поля с расчетом и приводит к тому, что теоретически возможен лишь прогноз относительно крупномасштабных характеристик поля - освещенных зон и зон тени [5]. Детальный же расчет поля для глубокого океана на дистанциях больше 20 км и на частотах выше 10 Гц с экспериментом не сопоставимы из-за невозможности точного расчета относи-

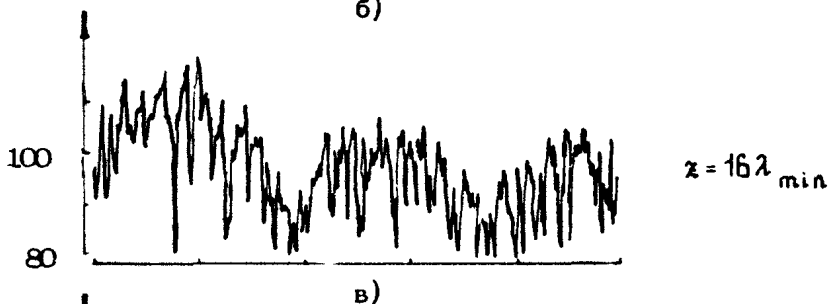
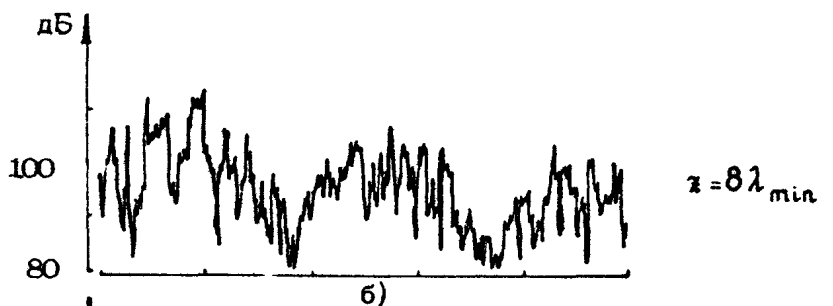
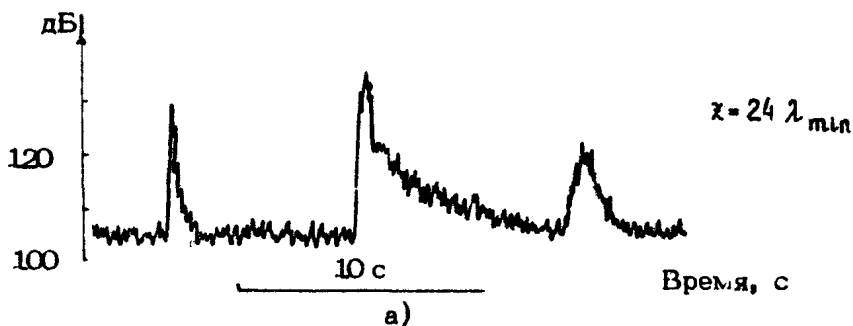
тельных фаз сигналов, распространяющихся по различным лучам.

Авторами данной работы был поставлен эксперимент, основной целью которого явилось исследование возможности наблюдения детального пространственно-частотного распределения интенсивности акустического поля при распространении звука в глубоком океане в условиях зональной структуры поля на значительных дистанциях.

Детальная структура акустического поля, обусловленная интерференцией при многолучевом распространении, исследовалась методом импульсного зондирования [10]. В качестве источника был использован стандартный пневматический излучатель [11], нашедший широкое применение в сейсмоакустике. В эксперименте осуществлялась непрерывная буксировка излучателя на заданном постоянном горизонте $2.4\lambda_{\text{min}}$ (λ_{min} — минимальная длина волны излученного сигнала). Прием осуществлялся ненаправленными гидрофонами на горизонтах 8, 16 и $24\lambda_{\text{min}}$. Приемниками регистрировались отклики среды на импульсное воздействие через каждые 150 м дистанции при перемещении источника по трассе до 120 км. На рис.4 (см. вклейку) приведены вертикальный профиль скорости звука и лучевая картина поля, соответствующие условиям проведения измерений.

Рассмотрим прежде всего энергетические характеристики принимаемых сигналов. Образец отклика среды на импульсное воздействие приведен на рис.5 для дистанции 1 км. На записи принятого сигнала (рис.5,а) виден узкий одиночный импульс, пришедший по водному лучу, видны с интервалом в 8с две группы импульсов первого и второго донных отражений. На рис.5,б,в,г представлены спектры сигналов первого донного отражения, принятых на глубинах 8, 16 и $24\lambda_{\text{min}}$. Здесь видна сложная интерференционная модуляция спектра сигнала.

Отклик среды на импульсное воздействие с изменением дистанции меняется. Основные закономерности этих изменений видны на экспериментально полученном графике зависимости времени распространения сигнала от дистанции между источником и приемником, t, τ — диаграмме, фрагмент которой приведен на рис.6 (см. вклейку). Вначале, на дистанциях до 5 км, виден "след" водного луча, видно мощное первое и второе отражения от дна. По мере увеличения дистанции уровень первого донного отражения уменьшается, второго — возрастает



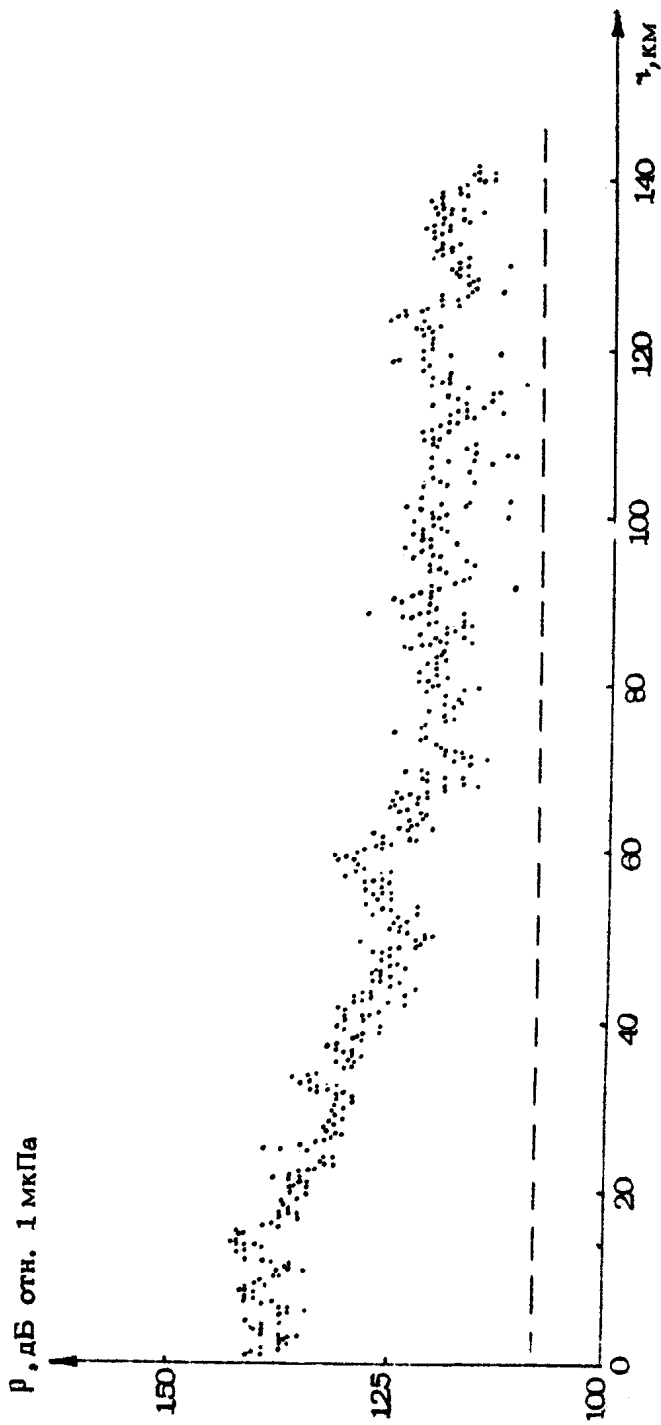
Р и с. 5. Запись амплитуды отклика канала на импульсное воздействие на дистанции 1 км (горизонт источника $4 \lambda_{\min}$ и горизонт приемника $24 \lambda_{\min}$) (а), спектры сигналов первого донного отражения, принятых на глубинах 8, 16 и $24 \lambda_{\min}$ (б, в г)

С определенной дистанции появляется импульс третьего отражения. График зависимости среднего (по группам приходящих в точку приема импульсов) уровня сигнала от дистанции для гидрофона на глубине $24 \lambda_{\text{min}}$ приведен на рис.7. Видно, что уровень сигнала в рабочей полосе приема монотонно спадает и на расстоянии 100 км составляет величину на 20 дБ ниже, чем в начале трассы (10 км), и на 12 дБ превышает уровень помех. В освещенных зонах в районах 60 и 120 км наблюдаются подъемы средней интенсивности на 8 и 5 дБ соответственно.

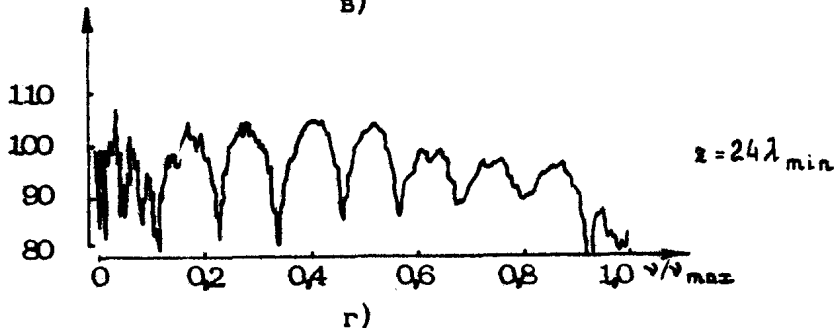
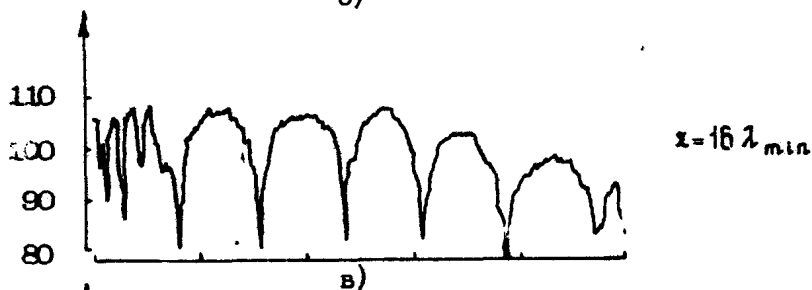
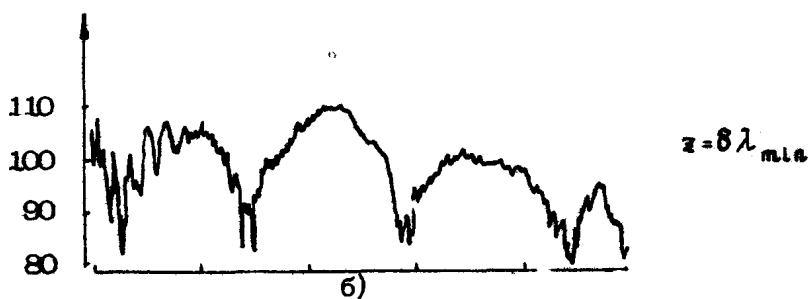
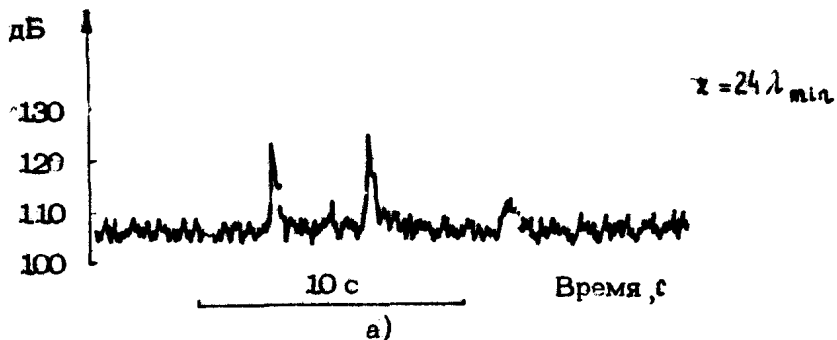
Перейдем к анализу спектральных характеристик сигналов. В эксперименте было проведено исследование интерференционной модуляции спектра сигналов, приходящих в группе первого донного отражения в первой зоне тени и в группе второго донного отражения во второй зоне тени. В "освещенных" зонах рассматривался результат интерференции донных и водных лучей. Выбор интересующих групп лучей осуществлялся временным стробированием принятого сигнала. В соответствии с выбранной методикой измерений принятые сигналы после стробирования подвергались спектральному анализу с усреднением по длительности строба с дальнейшей регистрацией спектральной плотности мощности на плоскости в координатах частота - дистанция (голограмма интенсивности) при помощи оптического анализатора, работающего в некогерентном свете [21].

Полученные в одном из экспериментов голограммы интенсивности приведены на рис.8 (см. вклейку). Участок голограммы до первой освещенной зоны (0 - 60 км) характерен наличием регулярных наклонных полос. Осцилляции спектральной плотности мощности сигнала в зависимости от частоты определяются наличием относительных задержек лучей в группе первого донного отражения, вышедших из источника вверх и вниз - три периода в рабочей полосе частот независимо от горизонта приема. Осцилляции, частота которых растет с глубиной приема, определяются относительной задержкой между лучами первого донного отражения, пришедшими в приемник "сверху" и "снизу".

Отдельные реализации спектра принятых сигналов на трех горизонтах на дистанции 50 км, дающие представление о глубине интерференционной модуляции спектра сигнала, приведены на рис.9,б,в,г. На рис.9,а - запись амплитуды отклика канала на импульсное воздействие. Видны импульсы первого и второго донного отражений.



Р и с. 7. Экспериментальный график зависимости среднего уровня принятого сигнала от расстояния до источника в канале с заглубленной осью



Р и с. 9. Запись амплитуды отклика канала на импульсное воздействие (а) и реализации спектра принятого с гнала на дистанции 50 км (б, в, г). Горизонт приема: б - $8 \lambda_{min}$, в - $16 \lambda_{min}$, а, г - $24 \lambda_{min}$

В области 60-70 км наблюдается новое семейство линий с более резким изменением угла наклона полос с дистанцией, которое обусловлено интерференцией водных и донных лучей в первой дальней освещенной зоне. В области 70-120 км имеет место интерференционная структура, соответствующая лучам второго донного отражения. В области 120-130 км наблюдается также структура интерференции водных и донных лучей во второй дальней освещенной зоне.

Голограммы, представленные на рис.8, получены в реальном морском эксперименте при наличии различного рода помех. Некоторая зашумленность голограмм (вертикальные темные полосы, соответствующие мощной импульсной помехе, и др.) мешает проведению точного сопоставления результатов эксперимента с расчетом на больших удалениях источника и приемника. Для сопоставления данных эксперимента и теоретических расчетов целесообразно перейти на уровень сопоставления усредненных характеристик, а именно - на уровень скользящих спектров голограмм. В этом случае с расчетом сопоставляются частоты $\kappa_{\omega_{ij}}$, которые в лучевом представлении поля равны относительным задержкам сигналов по лучам (12) $\tau_{ij}(\tau)$. При измерении частот $\kappa_{\omega_{ij}}(\tau)$ выполняется операция скользящего усреднения в соответствии с формулой (11).

Экстремальные значения интеграла $\int(\kappa_{\omega}, \tau)$ возникают при условии (12)

$$\kappa_{\omega}(\tau) = \kappa_{\omega_{ij}}(\tau) = \tau_{ij}(\tau)$$

На рис.10 (см. вклейку) приведен результат измерения скользящего спектра голограммы, представленной на рис.8,а. Результат расчета зависимости относительных задержек τ_{ij} сигнала от дистанции (τ_{ij}, τ -диаграмма) приведен на рис.11 (см. вклейку). Виден монотонный спад величин относительных задержек в донных отражениях и "всплески" в освещенных зонах. Сопоставление результатов измерений с расчетом дает хорошее соответствие. Вместе с тем на реальных записях скользящего спектра голограмм присутствуют детали, которые при заданной в расчете модели однородной по трассе среды с постоянными во времени параметрами на расчетных графиках не имеют места. Так, например, в эксперименте видны осцилляции величин задержек сигналов по лучам, что связано с временной динамикой условий распространения на трассе. Флуктуации параметров голограмм и их связь с флук-

туациями параметров среды представляет собой несомненный самостоятельный интерес и является предметом дальнейших исследований.

Тем не менее, данные настоящих измерений дают основание сделать вывод о высокой временной устойчивости параметров интерференционной структуры широкополосного звука в глубоком океане на трассах значительной протяженности и о повторяемости результатов акустических измерений.

В качестве иллюстрации этого явления на рис.12 (см. вклейку) приведены фрагменты голограмм, полученных в повторном эксперименте (опыт 2), выполненном через 24 ч после проведения первого эксперимента (опыт 1), в результате которого были получены голограммы рис.8. Сравнение голограмм рис.12 и 8 наглядно демонстрирует совпадение общего характера интерференционной модуляции широкополосного звука. Дополнительное количественное сравнение может быть проведено по форме скользящего спектра голограмм $\Gamma(k, \tau)$ (11). На вклейках помещены скользящие спектрограммы голограмм, полученных на трех горизонтах приема в двух опытах с интервалом в 24 ч – в опыте 1 (рис.13) и в опыте 2 (рис.14). Совпадение результатов двух опытов хорошее. Имеются и некоторые отличия в форме осцилляций линий зависимости относительных задержек лучей от расстояния, обусловленные временными флуктуациями условий распространения.

Выше отмечалось, что основной характеристикой голограмм интенсивности широкополосного звука в океанических волноводах является двумерный спектр $\Phi(k_\omega, k_\tau)$ (см. (8)). Экстремальные значения двумерного спектра определяются произведением амплитуд сигналов по лучам (модам) и возникают на частотах $k_{\omega ij} = \tau_{ij}$ и $k_{\tau ij} = \omega \partial \tau_{ij} / \partial \tau$ в соответствии с выражением (10). Поскольку набор лучей, формирующих поле в волноводе, дискретен, то и голограммы имеют дискретный спектр. Параметры двумерного спектра голограмм являются устойчивыми параметрами, характеризующими структуру поля в океаническом волноводе. По виду двумерного спектра голограммы и его зависимости от пространственных координат можно проследить пространственную зависимость основных параметров интерференционной структуры поля – в данном случае величин относительных задержек по лучам и скорости изменения задержек с изменением расстояния.

На рис.15 (см. вклейку) приведены результаты измерения двумерного спектра фрагментов голограмм – опыт 1 (см.

рис.8): а,б, - зависимость двумерного спектра от расстояния, г,д,е - от горизонта приема. Каждый из шести рисунков содержит три изображения. Верхнее - фрагмент голограммы, на которой кружком обозначена область интегрирования размером Δr по расстоянию и $\Delta \nu$ по частоте. На среднем изображении - двумерный спектр фрагмента голограммы. Почернение изображения пропорционально величине двумерного спектра $\Phi(k'_\omega, \alpha)$. По вертикали отложена "частота" осциллирующей интенсивности в голограмме

$$k' = (k'_\omega{}^2 + k'_r{}^2)^{1/2},$$

где $k'_\omega = k_\omega \Delta \omega$, $k'_r = k_r \Delta r / 2\pi$. Частоты k', k'_ω, k'_r являются безразмерными "пространственными" частотами голограммы, измеряемые в числе периодов на интервале интегрирования по частоте - k_ω , по расстоянию - k'_r . По горизонтали на изображениях отложен угол

$$\alpha = \arctg \frac{k'_r}{k'_\omega} -$$

безразмерный параметр, характеризующий угол наклона интерференционных полос на голограмме интенсивности (в изображении распределения интенсивности поля в координатах частота - расстояние). Нижнее изображение на рис.15 представляет собой график зависимости функции $\Phi(k', \alpha)$ в "главном сечении, т.е. зависимости двумерного спектра от частоты k' при постоянном α , соответствующем вертикальному сечению двумерного спектра, проходящему через главный максимум двумерного спектра.

Проследим общую закономерность изменения положения главного максимума двумерного спектра от расстояния и горизонта приема. На рис.15,а,б,в на средних изображениях наблюдается уменьшение частоты k' главного максимума с увеличением расстояния. На рис.15,г,д,е на изображениях двумерного спектра (и на его сечениях) видна зависимость положения главного максимума в спектра от горизонта приема. С увеличением глубины приемника частота k' растет, что связано с увеличением задержки между лучами, приходящими к приемнику снизу и сверху после отражения от поверхности при увеличении глубины приемника.

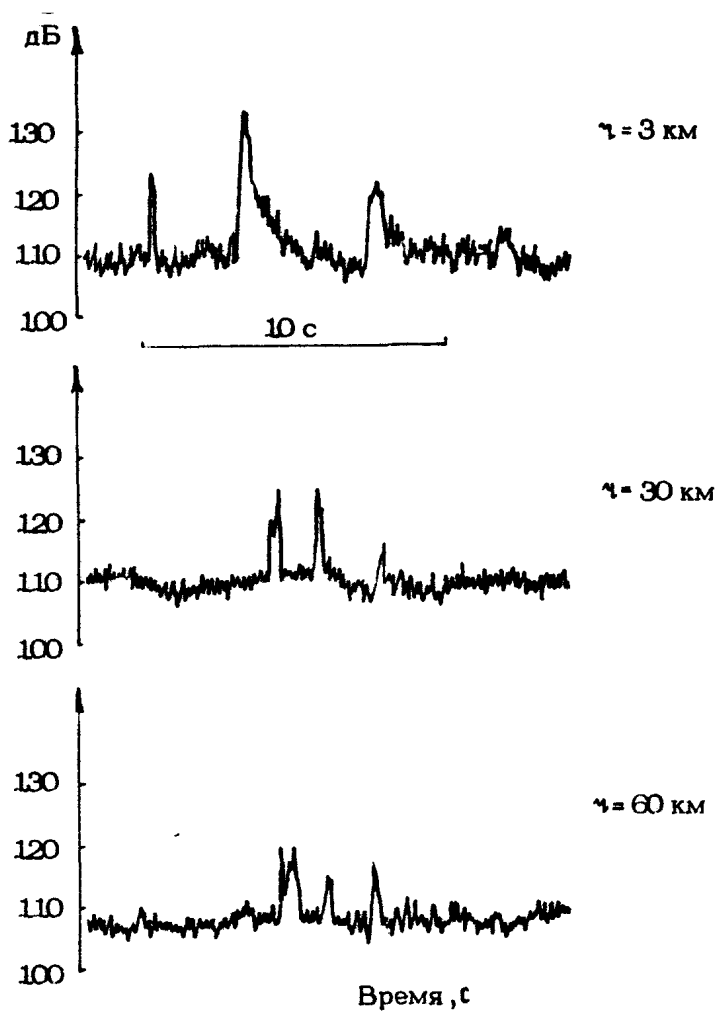
4. ИЗМЕРЕНИЯ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ КАНАЛЕ

Рассмотрим результаты экспериментального исследования интерференционной модуляции широкополосного звука в условиях приповерхностного канала. Вертикальный профиль скорости звука и лучевая картина поля соответствующие условиям проведения эксперимента, приведены на рис.16 (см. вклейку). Глубина места и вертикальный профиль скорости звука вдоль исследуемой трассы протяженностью 120 км менялись незначительно, так что удовлетворительной моделью канала можно считать канал с постоянными по трассе характеристиками. Эксперимент проводился методом импульсного зондирования. В качестве излучателя использовался пневматический источник звука, который буксировался по трассе с постоянной скоростью, Глубина погружения источника составляла $4 \lambda_{\text{пл}}$. Прием осуществлялся ненаправленным гидрофоном, опущенным на глубину $8 \lambda_{\text{пл}}$ с судна, находящегося в дрейфе.

Временная структура принимаемого сигнала от импульсного сосредоточенного источника, которая наблюдалась в данном эксперименте, была достаточно сложной. Отклик среды на зондирующий импульс состоял из большого числа импульсов, пришедших по различным путям и состоящих из нескольких групп. Представление о временных соотношениях этих групп и об изменениях интервалов задержек принимаемых сигналов относительно момента излучения при изменении расстояния от излучателя до приемника дает t, τ -диаграмма, на которой регистрируется в плотностном виде амплитуда сигнала в координатах дистанция - время. Участок t, τ -диаграммы, полученной в данном эксперименте, приведен на рис.17 (см. вклейку). Здесь на дистанциях до 30 км видны группы водных лучей и первых двух донных отражений, а на больших дистанциях - группы многократно отраженных лучей. Длительность отклика, т.е. запаздывание последнего импульса по отношению к первому, изменялась от 12 с на малых дистанциях до 3 с в конце трассы.

Более подробно динамика тонкой структуры временных соотношений между приходящими в точку приема импульсами внутри групп будет исследована ниже при анализе голограммы интенсивности принимаемого сигнала.

Энергетические соотношения отдельных групп сигналов и помех в эксперименте иллюстрирует рис.18, на котором приведены выраженные в дБ относительно 1 мкПа уровни им-



Р и с. 18. Запись амплитуды отклика канала на импульсное воздействие на дистанциях 3, 30 и 60 км, источник на глубине $4 \lambda_{\text{min}}$, приемник - $8 \lambda_{\text{min}}$

пульсов, принимаемых в течение одного отклика на дистанциях 3, 30 и 60 км. На дистанции 3 км наблюдаются три группы - водный луч и два донных отражения; на других расстояниях - группы, претерпевшие большее число отражений. Здесь видны также интервалы времени между группами.

Интенсивность принятых сигналов, усредненная по импульсам, пришедшим в точку приема по всевозможным путям, из-

менялась в эксперименте на 20 дБ на интервале дистанций 0,2-120 км. Экспериментальный график зависимости средней интенсивности принимаемых сигналов от дистанции приведен на рис.19. Пунктирной линией на графике обозначен уровень помех в приемной системе. Полученный закон ослабления акустического поля близок к цилиндрическому. Однако имеют место сильные осцилляции уровня, разброс значений интенсивности поля по трассе достигает 10 дБ.

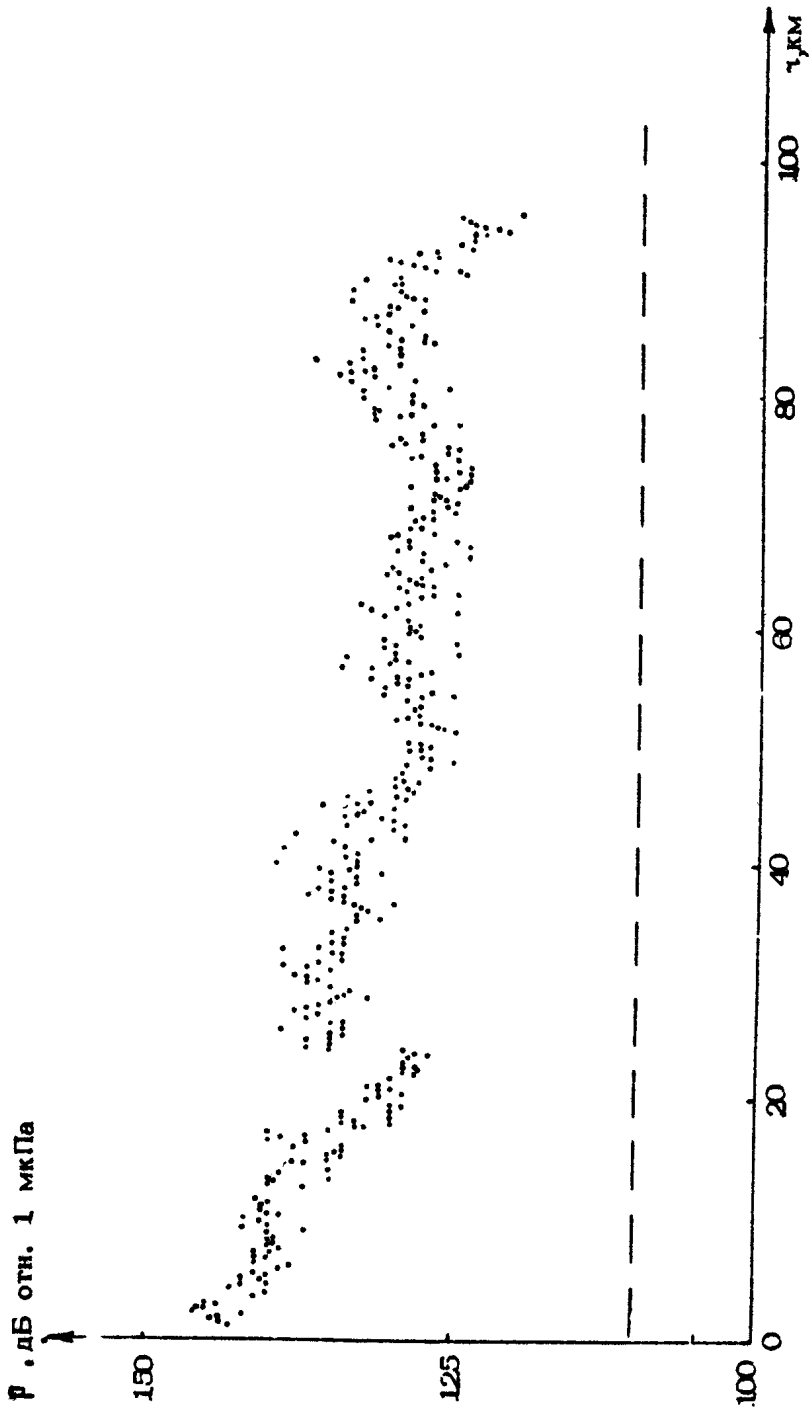
Для исследования пространственно-частотного распределения энергии принятых сигналов были получены голограммы интенсивности. При импульсном возбуждении волновода голограмма интенсивности получалась путем последовательного измерения спектров откликов канала распространения на зондирующий импульс при монотонном изменении дистанции.

Здесь уместно сказать о требованиях, которые предъявляются при выполнении этой операции к разрешающей способности спектрального анализа с учетом временной структуры отклика среды.

Для исследования результатов интерференции сигналов, проходящих в точку приема по всем путям, необходимо, чтобы время усреднения в анализаторе T_A было не меньше максимального времени относительного запаздывания сигналов T_p . Иными словами, разрешающая способность анализатора $\delta\nu_A$ должна быть не хуже

$$\delta\nu_A = \frac{1}{T_A} \leq \frac{1}{T_p}.$$

С другой стороны, для исследования интерференции сигналов, проходящих с малыми относительными запаздываниями по времени τ_{min} , т.е. для получения необходимого разрешения сигнала по временам прихода, следует иметь полосу анализа $\Delta\nu_A$ не менее чем $1/\tau_{\text{min}}$. Например, если $\tau_{\text{max}} = 10$ с, $\tau_{\text{min}} = 10^{-3}$ с, то необходимо $\delta\nu_A \geq 0,1$ Гц, $\Delta\nu_A = 10^3$ Гц, т.е. необходим анализатор, осуществляющий спектральный анализ по выборке объемом $2T_A$ $\Delta\nu_A = 2 \cdot 10^4$ точек. С использованием такого анализатора можно получить голограмму, дающую информацию о модуляции спектральной плотности мощности сигнала, возникающей благодаря интерференции лучей с задержками вплоть до максимальной. Однако в эксперименте в ряде случаев встает задача отдельного измерения степени когерентности сигналов по различным группам лучей. При этом можно воспользоваться существенным преимуществом импульс-



Р и с. 19. Зависимость уровня сигнала от дистанции. Источник на глубине 4 м, приемник - 8 м.

ного метода измерения интерференции широкополосного звука - возможности временной селекции групп лучей. Путем временного стробирования с выбранной шириной строба T_c из принимаемого сигнала выделяется требуемая группа импульсов - часть отклика среды на импульсное воздействие. Эта операция позволяет исключить влияние некоррелированных сигналов по лучам с большим относительным запаздыванием, сказывающихся на контрастности интерференции т.е. на глубине интерференционной модуляции.

В данном опыте в условиях приповерхностного канала время усреднения анализатора и длительность строба были взяты равными 2 с, что позволило отдельно наблюдать результат интерференции в группах лучей с относительным запаздыванием большим этого времени. На экспериментально полученной t, μ -диаграмме (см. рис.17) показано изменение полных задержек с течением времени в данном опыте. Результат спектрального анализа откликов среды на импульсное воздействие - голограмма интенсивности, полученная при использовании строба шириной 2 с по выборкам объемом 1024 точек, - приведен на рис.20 (см. вклейку). Видно, что интерференционная структура модуляции спектра принятого сигнала имеет место на всей исследуемой трассе.

На малых (до 20 км) дистанциях наблюдаются расходящиеся линии интерференционной модуляции, соответствующие уменьшению относительной задержки интерферирующих лучей с увеличением дистанции. На участках в районе 30, 60 и 90 км наблюдается сложная структура модуляционных линий с изменением угла наклона этих линий при изменении дистанции.

Для нахождения закономерностей интерференционных явлений в приповерхностном канале была проведена вторичная спектральная обработка голограммы интенсивности. На рис.21 (см. вклейку) представлены результаты измерения спектра голограммы $L(\kappa_\omega, \tau)$ с усреднением по частоте и сканированием по дистанции согласно выражению (11). Экстремальные значения интеграла $L(\kappa_\omega, \tau)$ возникают при условии $\kappa_\omega = \tau_{ij}^{-1}(\tau)$ где τ_{ij} - относительные задержки сигналов по лучам номеров i и j . Величина этих значений определяется произведением амплитуд сигналов, распространяющихся по этим лучам. На рис.21 видны линии максимальных значений $L(\kappa_\omega, \tau)$, соответствующих изменению относительных задержек сигналов по различным путям прихода τ_{ij} в зависимости от расстоя-

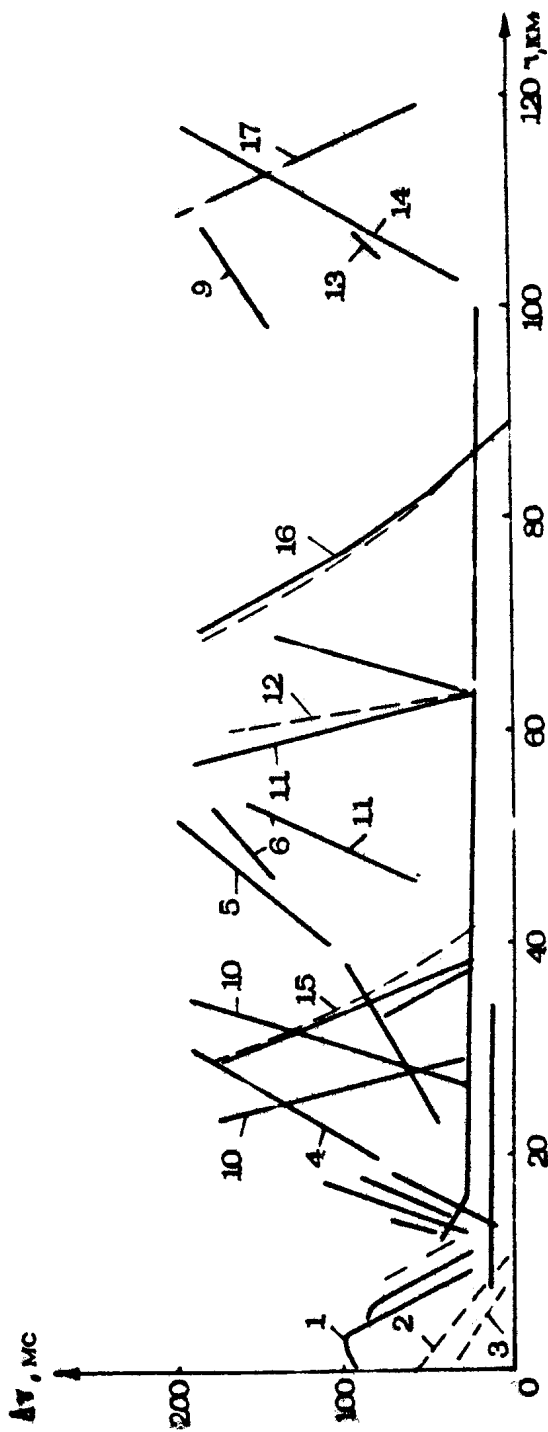
ния между источником и приемником (τ_{ij}, τ -диаграмма). Наличие целого ряда темных линий показывает, что при изменении дистанции тонкая временная структура сигнала изменяется и можно выделить отдельные участки голограмм, на которых наблюдается взаимодействие нескольких лучей. Существенной особенностью полученных спектров голограмм является пересечение кривых, показывающих изменения относительных задержек отдельных сигналов от дистанции, что свидетельствует об одновременном наличии интерференционных полос с положительными и отрицательными углами наклона.

Для выяснения устойчивости интерференционной структуры во времени было произведено сравнение результатов измерений спектра (k_{ω}, τ) при удалении источника и при его приближении, которое выполнялось через сутки. Совмещение данных этих измерений на одном графике (рис.22) показывает временную устойчивость и повторяемость результатов измерений. Здесь сплошными линиями отмечены участки τ_{ij}, τ -диаграмм, которые наблюдались в обоих случаях, а пунктирные линии, имевшие место лишь в одном случае.

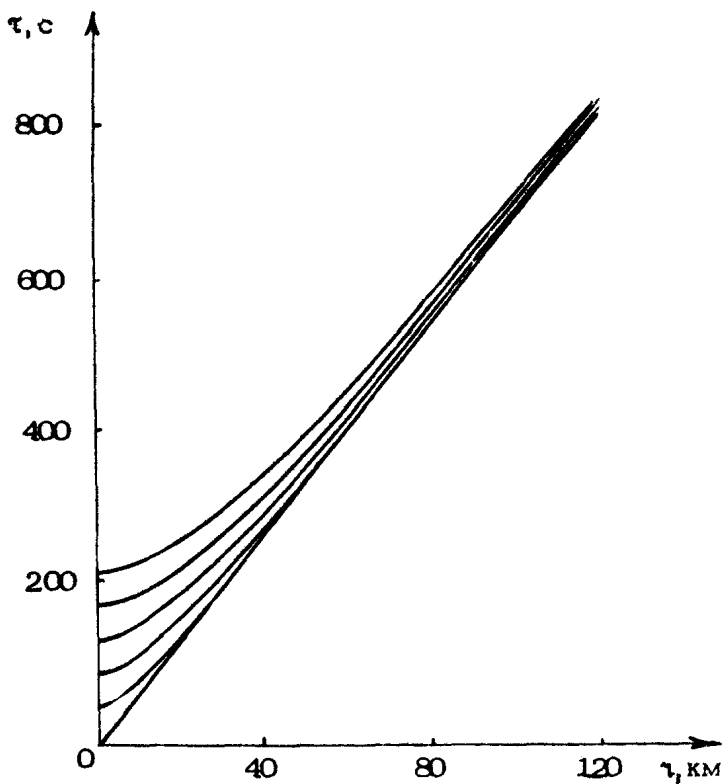
Сравним полученные характеристики пространственно-частотного распределения энергии с прогнозом по существующей теории [16] для модели однородного по трассе приповерхностного канала. Результаты расчета величин $\tau_{ij}(\tau)$ для условий эксперимента, соответствующих гидрологическому разрезу рис.16, приведены на рис.23 (см. вклейку). Здесь также наблюдаются группы взаимодействующих пар лучей. При сравнении рис.22 и 23 можно найти группы лучей (отмеченных цифрами), которые присутствуют в эксперименте и расчете. Пересекающиеся семейства кривых показывают наличие интерференционных структур с разными по знаку углами наклона. На рис.24 представлен рассчитанный график времени распространения основных групп лучей, аналогичный полученному экспериментально и приведенному на рис.16.

С целью выяснения вклада тех или иных лучей в образование интерференционной структуры рассмотрим подробнее результаты расчета.

Расчет лучевой картины для гидрологических условий эксперимента показал, что водными лучами будут являться выходящие от источника лучи в диапазоне $-126 \pm 182^\circ$. Остальные лучи касаются дна после 3, 4, 5 и 6-кратного отражения и будут регистрироваться начиная с расстояний 19, 40, 56 и 75 км соответственно. Последнее хорошо заметно на



Р и с. 22. График совмещения линий скользящих спектров голограмм, полученных в приповерхностном канале в двух опытах, проведенных последовательно с интервалом в 24 ч



Р и с. 24. Результат расчета t, r -диаграммы

экспериментальной зависимости времени распространения сигналов от расстояния, полученной при движении излучателя по трассе (см. рис.17), причем при увеличении дистанции (уменьшении угла скольжения) коэффициент отражения от дна возрастает и увеличивается число принятых отраженных сигналов.

Из t, r -диаграммы видно, что при работе со стробом длительностью 2 с при движении источника будут регистрироваться сигналы, пришедшие в точку приема по лучам разных групп. Взаимодействие между ними обуславливает наличие в эксперименте сложной интерференционной структуры, особенно заметной при взаимодействии между водными и донными лучами.

Приведенная на рис.23 $\varphi_{i,j}(r)$ -диаграмма рассчитана с учетом пяти циклов лучей. Для интерпретации тонкой интерференционной структуры рассмотрим семейства кривых, приведенные на расчетном графике рис.23, которые условно можно разделить на четыре типа.

Первый тип – кривые, соответствующие изменению задержек в четверках донных лучей, принадлежащих к разным циклам. На графике они обозначены цифрами 1–3, причем нижние кривые соответствуют первому циклу

Второй тип кривых связан с изменениями задержек между водными лучами, имеющими разное число циклов. Эти группы кривых обозначены номерами 4–7. Например, группа 4 образована биением луча В1 с лучами В2, В3, В4 и В5. Здесь буквами В и Д обозначены водные и донные лучи соответственно а цифра после буквы означает число циклов луча.

Третий тип – кривые, образованные изменением задержек между водными и донными лучами разных циклов. Они обозначены номерами 10–14. Так, группа 10 обусловлена биением Д1 с В2, В3, В4 и В5.

Четвертый тип кривых $\tau_{ij}(t)$ связан с интерференцией водных и донных лучей одного цикла. Эти группы лучей с номерами 15–17 соответствуют биениям лучей 1–3-го циклов.

Сравнение рис.22 и 23 показывает хорошее совпадение экспериментальной зависимости $\tau_{ij}(t)$ и рассчитанной для приповерхностного канала в случае однородной по трассе стратифицированной модели океана. Экспериментальные данные свидетельствуют о наличии интерференции различных групп лучей. Значительно большее число лучей на расчетном графике связано с использованием конечного временного окна стробирования в эксперименте, а также их различным уровнем интенсивности.

Таким образом, проведенное сравнение экспериментальных графиков с расчетными позволило определить группы лучей, ответственных за формирование интерференционной структуры в реальном океане. Сложный вид тонкой интерференционной структуры в данном случае связан с тем, что в формировании поля принимало участие большое количество лучей разных групп.

Сравнение параметров интерференционной структуры поля широкополосного звука в приповерхностном канале по результатам двух замеров, проведенных с интервалом в сутки, показывает их совпадение. Это говорит о неслучайном характере, стабильности и наличии регулярных закономерностей в образовании интерференционной структуры широкополосного звука, что, в свою очередь, позволяет прогнозировать звуковое поле в приповерхностном канале, опираясь на данные гидрологических измерений.

5. ИЗМЕРЕНИЯ В МЕЛКОМ МОРЕ

В классификации условий распространения подводного звука под "мелким морем" подразумевают гидроакустический волновод с толщиной в дно слоя в несколько длин волн звука $z_0 \ll 10\lambda$ [5]. В мелком море на дистанциях $r \gg z_0^2/\lambda$ условия геометрической акустики не выполняются [4,22], и рассмотрение акустического поля в волноводе следует вести в терминах волновой акустики. Удовлетворительной моделью мелкого моря является модель двухслойной среды, представляющая собою водный слой толщиной z_0 с плотностью ρ_1 и скоростью звука в слое c_1 , лежащий на полубесконечном пространстве грунта с параметрами: скорость звука c_2 , плотность грунта ρ_2 . Волновая теория распространения звука в двухслойной среде разработана достаточно полно [20,23]. В известных экспериментальных работах, касающихся мелкого моря [24-27], проводились исследования импульсных (взрывных) сигналов путем измерения искажений импульсов при распространении в среде [24,25]; рассматривались особенности распространения в мелкой воде тонального звука [26,27]. Однако задача детального изучения пространственно-частотного распределения энергии волн широкополосного звука в мелком море в литературе должного освещения не получила.

Выводы теории о структуре акустического поля в мелководном волноводе имеют очевидную физическую интерпретацию. На примере мелкого моря наиболее наглядно можно продемонстрировать возможности метода экспериментального измерения параметров интерференционной структуры в волноводе, что важно для развития интерференционных акустических методов измерений в океане. Случай мелкого моря представляет большой интерес еще и потому, что он основательно исследован теоретически.

Структура акустического поля в мелкой воде (двухслойная модель) изучалась методом физического моделирования в работах [28,29], где были продемонстрированы и возможности голографического подхода к анализу пространственно-частотного распределения интенсивности поля в волноводе.

В данном разделе приведены результаты экспериментальных исследований интерференционной структуры поля в реальных морских условиях. Исследования проводились в волноводе с глубиной водного слоя $6\lambda_{\min}$ ($\lambda_{\min} = c_1/v_{\max} \approx v_{\max}$ — верхняя частота) (рис.25, см. вклейку) и в волноводе с глу-

биной слоя $25 \lambda_{\min}$ - рис.26 (см. вклейку). В первом случае использовалось непрерывное возбуждение волновода шумовым излучателем, во втором случае - импульсное возбуждение пневматическим источником [11]. Измерения в первом случае проводились с помощью приемника, расположенного на дне. Источник шумового излучения двигался с постоянной скоростью на глубине $0,2 \lambda_{\min}$ по трассе протяженностью до $10^4 \lambda_{\min}$. Полоса исследуемых частот звука охватывала три октавы от $0,125 \nu_{\max}$ до $1,0 \nu_{\max}$. Источник и приемник в волноводе с глубиной слоя $25 \lambda_{\min}$ располагались на горизонтах соответственно 4 и $8 \lambda_{\min}$. Голограммы, полученные в этих опытах, приведены на рис.25,5 и 26,6. Здесь на плоскости частота - дистанция в плотностном виде изображено пространственно-частотное распределение спектральной плотности мощности принятого сигнала $S_T(\omega, \tau)$ (см. (6), (7)), которое является суммой пространственно-частотного распределения полезного сигнала и случайного распределения спектральной плотности мощности аддитивной помехи. Наклонные линии, периодически возникающие на голограмме, являются геометрическим местом максимумов интенсивности, возникающих за счет интерференции нормальных волн различных номеров. Интерференционная модуляция интенсивности звука сосредоточенного источника в волноводе представляется суммой членов, каждый из которых дает распределение интенсивности, создаваемое парой нормальных волн с номерами m и n :

$$S(\omega, \tau) = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{m,n}^M \frac{A_m A_n}{\sum_{m=1}^M A_m^2} \exp [i \mathcal{E}_{mn}(\omega) \tau] \right\}, \quad (15)$$

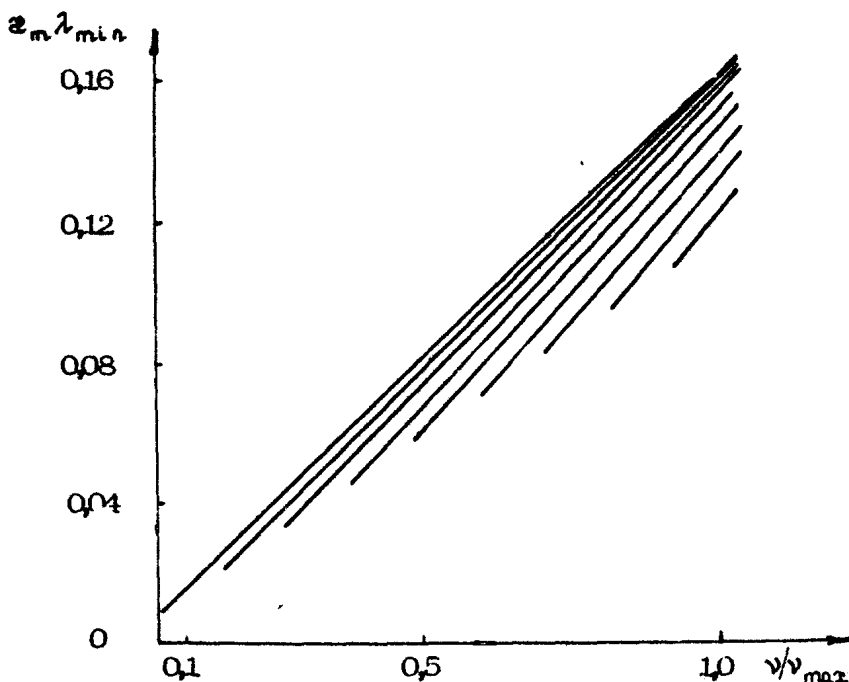
где $A_{m,n}$ - относительные амплитуды нормальных волн, $\mathcal{E}_{mn}(\omega) = \mathcal{E}_m(\omega) - \mathcal{E}_n(\omega)$ - разности продольных волновых чисел. Интерференционные линии экстремальных значений для каждой пары нормальных волн подчиняются условию

$$\mathcal{E}_{m,n}(\omega) \tau = 2\pi q, \quad q = 1, 2, \dots \quad (16)$$

Зависимость $\mathcal{E}_m(\omega)$ для исследуемой двухслойной среды с параметрами $t_1 = 1475$ м/с, $t_2 = 2050$ м/с, $\rho_2/\rho_1 = 1,43$, $z = 6 \lambda_{\min}$, определенная из характеристического уравнения (см. [5])

$$z_0 \sqrt{\left(\frac{\omega}{c_1}\right)^2 - z_m^2} + \operatorname{arctg}\left(\frac{\rho_2}{\rho}\right) \sqrt{\frac{(\omega/c_1)^2 - z_m^2}{z_m^2 - (\omega/c_2)^2}} = m\pi, \quad (17)$$

приведена на рис.27. Согласно графику в среде в заданном



Р и с. 27. Зависимость $z_m \lambda_{\min}$ в двухслойной среде с параметрами $c_1/c_2=0,7$; $\rho_2/\rho_1=1,43$

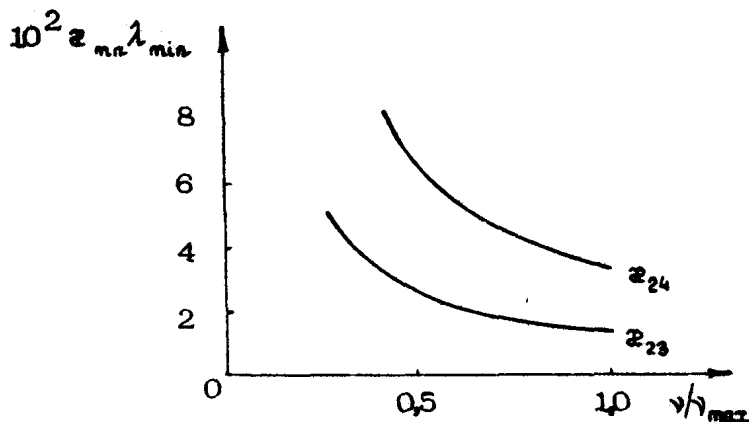
диапазоне частот возможно распространение девяти нормальных волн со следующим набором критических частот:

$$\nu_{m \text{ кр}} = 0,054 \left(m - \frac{1}{2} \right) \quad (18)$$

Особенностью возбуждения поля источником, расположенным вблизи поверхности воды, и приема гидрофоном, опущенным на дно, является низкий по сравнению с суммарной энергией уровень интенсивности поля первой нормальной волны.

Даже с учетом большего затухания мод высоких порядков на расстоянии до $500 \lambda_{\min}$ от источника интенсивность первой нормальной волны на 25–30 дБ ниже интенсивности волн бо-

лее высоких номеров. На основе использования зависимостей $\alpha_{m,n}(\omega)$, приведенных на рис.28 в безразмерных координатах



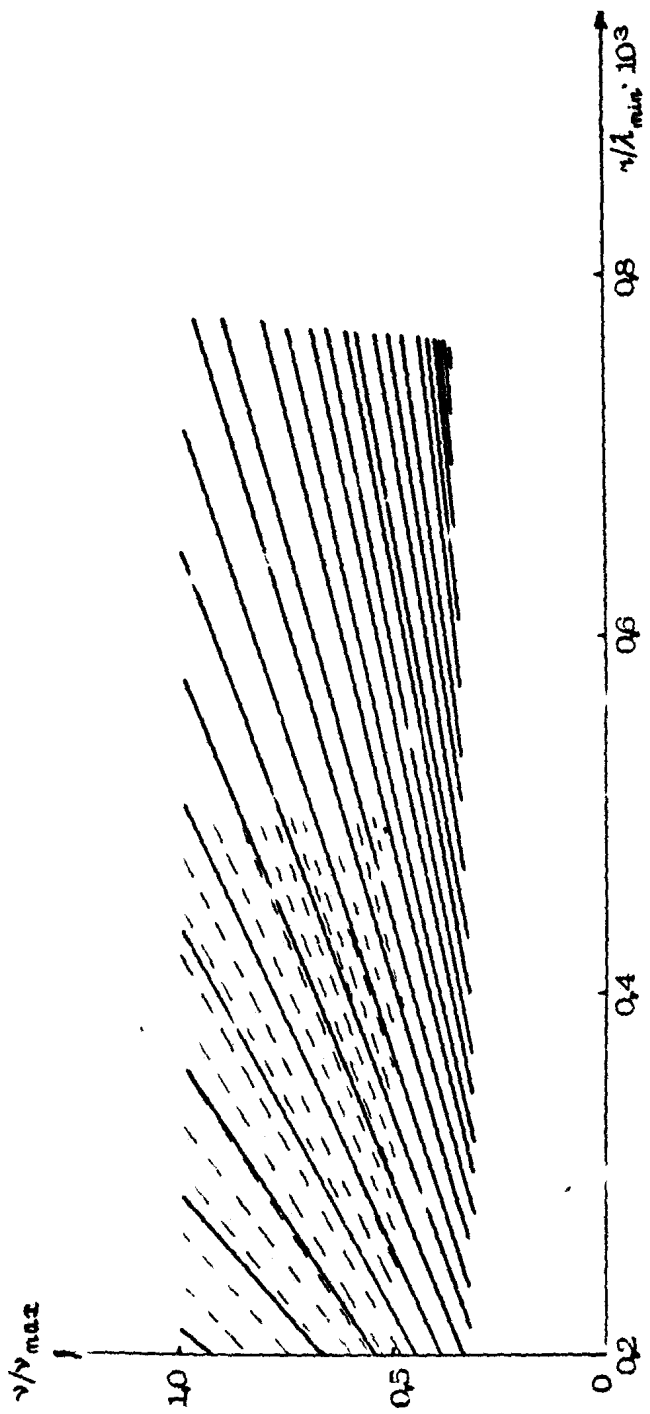
Р и с. 28. Зависимость $\alpha_{m,n}(\omega)$ для случая, изображенного на рис.27

для наиболее мощных мод ($n=2, 3, 4$) с учетом соотношения (16) построены линии экспериментальных значений для двухслойной среды. На рис.29 показаны положения максимумов биений нормальных волн; сплошными линиями – биения 2-й и 3-й мод, пунктиром – 2-й и 4-й. Эта расчетная голограмма хорошо согласуется с экспериментальной (рис.25,б), особенно на частотах выше $0,7\nu_{max}$, где уровень помех существенно ниже, чем в низкочастотном диапазоне.

Измерение спектральных характеристик двумерного пространственно-частотного распределения интенсивности подводного звука, как показано в работе [13], кроме практической возможности селекции биений пар мод, дает возможность измерения спектра разностей волновых чисел. Следует отметить также, что двумерная спектральная обработка голограмм повышает точность измерения параметров интерференционной картины за счет фильтрации ее из шумов.

В данной работе двумерные спектры измерялись с помощью когерентного оптического процессора (см. [30]), на выходе которого регистрировалась величина интеграла $\Phi(k_\omega, k_n)$ – см. выражение (8). С учетом (6) и (7) имеем:

$$\Phi(k_\omega, k_n) = \Phi_0(k_\omega, k_n) + \Phi_1(k_\omega, k_n) + \Phi_E(k_\omega), \quad (19)$$



Р и с. 29. Линии экстремальных значений в расчетной голограмме для случая мелкого моря (см. рис 25,а)

$$\Phi_1 = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{m,n=1}^N \int_{\omega}^{\omega+\Delta\omega} \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} A_m A_n \exp[-i(k_\omega - \kappa_{m,n})\omega' - i(k_\tau - \kappa_{1,mn})\tau'] d\omega' d\tau' \right\}, (20)$$

где Φ_0 – спектр средней интенсивности полезного сигнала с фрагмента голограммы, Φ_E – спектр пространственно-частотного распределения интенсивности аддитивной помехи, Φ_1 – спектр интерференционной модуляции, представленной фрагментом голограммы. В соответствии с выражением (9), ограничиваясь первыми членами разложения функционала Φ в ряд Маклорена, получаем

$$k_{\omega m,n} = \gamma \frac{\partial \mathcal{E}_{m,n}(\omega)}{\partial \omega}, \quad k_{\tau m,n} = \mathcal{E}_{m,n}(\omega) \frac{\partial \gamma}{\partial \tau}$$

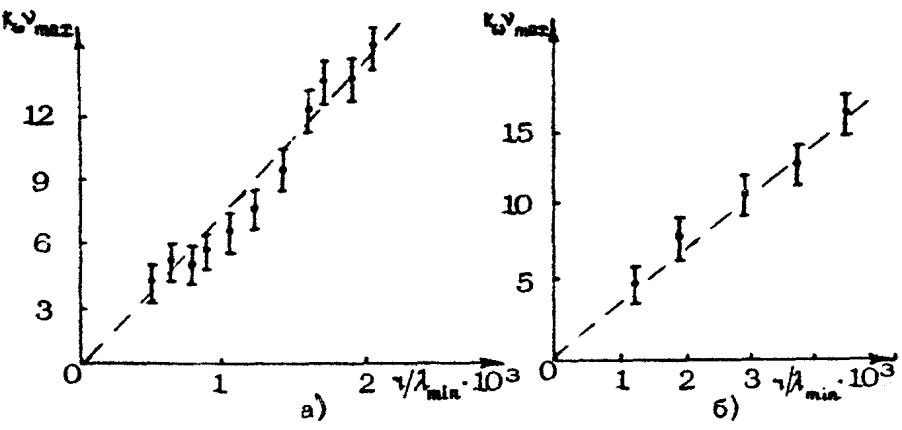
На рис.30 (см. вклейку) приведены спектры фрагментов голограммы, отличающихся положениями центров фрагментов в пространстве. Размеры участков голограммы по дистанции составляют $200 \lambda_{\text{min}}$, а по частоте перекрывают диапазон от 0,2 до 1,0 ν_{max} . Расстояние между центрами соседних участков равно $120 \lambda_{\text{min}}$, последний фрагмент выбран при $\tau = 1,8 \cdot 10^3 \lambda_{\text{min}}$. Спектр каждого фрагмента характеризуется совокупностью трех структур. К первой относится группа наиболее мощных откликов двумерного анализатора, перекрывающая всю ширину диапазона k_ω и имеющая нулевую проекцию пространственных частот ($k_\tau = 0$). Это отклик помехи с сильно неравномерным, но постоянным во времени спектром (стационарная помеха). Причиной таких помех, как правило, является интенсивное судоходство. Ко второй структуре относятся слабые, равномерно распределенные по всему двумерному частотному полю отклики, обусловленные аддитивным шумом. К третьей структуре относятся отклики собственно модовой интерференции звукового поля.

Из анализа двумерных спектров (рис.30) голограммы (рис.25,б) следует, что интерференционная структура на дистанциях $\tau < 10^3 \lambda_{\text{min}}$ образована тремя нормальными волнами (наблюдаются три отклика с разными $k_\tau \sim \mathcal{E}_{m,n}$). На больших дистанциях остается одна пара мод.

Измерения двумерного спектра голограммы интенсивности поля в двухслойной среде (см. рис.26,а) позволили получить данные о зависимости $k_{\omega m,n}(\tau)$. Согласно (13) эта зависимость выражается формулой

$$k_{\omega \text{ min}} = \gamma \frac{d\epsilon_{\text{min}}(\omega)}{d\omega}.$$

На рис.31,а приведена эта зависимость. Видно, что дисперси



Р и с. 31. Экспериментальная зависимость $k_{\omega}(\gamma)$:
 а - для волновода с $\epsilon(z)$ (см. рис.25,б); б - для
 волновода с $z_0 = 24 \lambda_{\text{min}}$ (см. рис.26,б)

онный параметр волновода $\epsilon_1 \frac{d\epsilon_{\text{min}}(\omega)}{d\omega}$ в исследуемом волноводе равен $6 \cdot 10^{-3}$ и не зависит от γ , что говорит об однородности волновода вдоль трассы, на которой проводились измерения. Таким образом, экспериментальные значения $\epsilon_1 \frac{d\epsilon_{\text{min}}}{d\omega}$ соответствуют дисперсионной характеристике двухслойной среды с параметрами $z_0 = 24 \lambda_{\text{min}}$ и $\epsilon_1/\epsilon_2 \approx 0,7$.

Характер голограммы, полученной в волноводе толщиной $25 \lambda_{\text{min}}$ (рис.26,б), напоминает структуру, полученную в волноводе толщиной $6 \lambda_{\text{min}}$ (рис.25,б), но периодичность полос по оси γ не так явно выражена, что объясняется наличием большего, чем в рассмотренном выше случае, числа распространяющихся мод. Измерения, аналогичные описанным выше, позволили получить для этого канала зависимость $k_{\omega}(\gamma)$, связанную с основной характеристикой канала - дисперсионной характеристикой $d\epsilon_{\text{min}}(\omega)/d\omega$. График $k_{\omega}(\gamma)$, полученный экспериментально, приведен на рис.31,б. Видна линейная зависимость величин $k_{\omega}(\gamma)$, что обеспечивается постоянст-

фом параметров волнвода по трассе измерений.

Приведенные в этом разделе экспериментальные результаты хорошо согласуются с данными модельных измерений и теоретическими оценками. Развитый и используемый в эксперименте метод измерения параметров интерференционной модуляции широкополосного звука сосредоточенного источника позволяет в натуральных морских условиях выполнять измерения основных характеристик среды, какими являются спектры биевий мод и дисперсионные характеристики. Это обстоятельство имеет большое значение с точки зрения развития методов акустической диагностики мелководных районов океана.

Заключение

В заключение отметим основные результаты данной работы. Экспериментально обнаружена интерференция широкополосного звука сосредоточенных источников в океане на трассах значительной протяженности (до 10^4 длин волн и более), проявляющаяся в закономерном устойчивом во времени и имеющем дискретный двумерный спектр пространственно-частотном распределении энергии звукового поля.

В работе на примере измерений в типичных условиях распространения звука в океане (канале с заглубленной осью, приповерхностном канале и мелком море) показаны основные особенности интерференционной структуры широкополосного звука и возможности сопоставления с расчетом результатов измерений параметров двумерного спектра интерференционного пространственно-частотного распределения энергии широкополосного звука.

Представляют интерес развитые в работе методы экспериментального исследования тонкой интерференционной структуры звуковых полей широкополосных источников в океане, позволяющих проводить измерения в реальных условиях при наличии помех, что имеет большое значение для совершенствования акустических методов исследования океана.

Авторы считают приятным долгом выразить благодарность В.П.Глозову и В.Н.Сахарову, принимавшим участие в разработке аппаратуры и проведении измерений, С.В.Варнавину, В.Н.Фокину и В.Н.Лобанову за разработку программ и проведение необходимых расчетов, В.В.Тюрину Н.И.Сироткиной и А.Ф.Комиссарову за участие в обработке экспериментального материала.

1. Агеева Н.С. Звуковое поле сосредоточенного источника в океане. - В кн.: Акустика океана М.: Наука, 1974 с.163.
2. Urick R.J. Long-range deep-sea attenuation measurement. - J.Acoust.Soc.Amer., 1966, v.39, N5, p.904.
3. Murphy E., Osten O.V. Intensity range relations for shallow-water sound propagation. - J. Acoust.Soc.Amer., 1976, v.59, N2, p.305.
4. Зверев В.А. Радиооптика. М.: Сов.радио, 1975, с.304.
5. Толстой И., Клей К.С. Акустика океана. М.. Мир, 1969, с.302.
6. Cuthrie A.N., Fitzgerald R.M. Long-range low frequency CW propagation in the deep ocean. J.Acoust.Soc.Amer., 1974, v.56, N1, p.58.
7. Marsh H.W., Mellen R.H. Underwater sound propagation in the Arctic Ocean. - J.Acoust.Soc. Amer., 1963, v.34, N4, p.552.
8. Петрович Н.Т., Размахин М.К. Системы связи с шумоподобными сигналами. М.: Сов.радио, 1969 с.366.
9. Орлов Е.Ф. Метод обобщенных голограмм в акустических исследованиях океана. - Тр. 10-й Всесоюз. школы-семинара по статистической гидроакустике. Новосибирск, 1980, с.102.
10. Орлов Е.Ф., Шаронов Г.А., Шевцов В.П. Измерение интерференционной структуры широкополосного звука в океане методом импульсного зондирования. - Тез. докл 1-й Всесоюз. конф. "Метрология гидрофизических измерений". М., 1980 с.143.
11. Непрочнов Ю.П. Сейсмические исследования в океане. М.: Наука, 1976, с.178.
12. Харкевич А.А. Спектры и анализ. М.: Гостехиздат, 1957, с.268.
13. Орлов Е.Ф. Интерференционная структура широкополосного звука в океане. - Наст. сборник, с.7.
14. Орлов Е.Ф. Голографический метод измерения динамических характеристик передаточных функций гидроакустических волноводов. - Тез. докл. 1-й Всесоюз. конф. "Метрология гидрофизических измерений". М., 1980, с.142.
15. Бреховских Л.М., Лысало. Д.П. Акустика океана. - В

кн.: Океанология, т.2. М.: Наука, 1978, .70.

16. Бреховских Л.М. О распространении звука в подводном звуковом канале. - ДАН СССР, 1949, т.69, №2, с.157.

17. Ирвинг М., Ворцель Д. Сверхдальнее распространение звука. - В кн.: Распространение звука в океане /Пер.с англ. М.: ИЛ, 1951, с.157.

18. Лерой К. Распространение звука в Средиземном море. - В кн.: Подводная акустика /Под ред. Р.М.Алберса. М.: Мир, 1970, с.274.

19. Розенберг Л.Д. Об одном новом явлении в гидроакустике. - ДАН СССР, 1949, №69, с.175.

20. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973, с.343.

21. Зверев В.А., Орлов Е.Ф. Оптические анализаторы. М. Сов.радио, 1971, с.165.

22. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980, с.304.

23. Пекерис К. Теория распространения звука взрыва в мелкой воде. - В кн.: Распространение звука в океане. М.: ИЛ, 1951, с.48.

24. Ворцель Д., Ивинч М. Распространение звука взрыва в мелкой воде. - В кн.: Распространение звука в океане. М.: ИЛ, 1951, с.157.

25. Tolstoy I. Phase changes and pulse deformation in acoustics. - J. Acoust. Soc. Amer., 1968 v.44, p.675.

26. Григорьев В.С., Кряжев Ф.И. Исследование распространения звука в мелкой воде. - Акуст. журн., 1960, №1. с.34.

27. Кряжев Ф.И. Звуковое поле первой нормальной волны в водном слое. - Акуст. журн., 1960, №1, с.65.

28. Иванова Г.К., Ильина В.Н., Орлов Е.Ф. Исследование модовой структуры акустического поля модельного волновода. - Тр. 9-й Всесоюз. акустической конф. (секция А+Д). М. АКИН, 1977, с.131.

29. Иванова Г.К., Ильина В.Н., Орлов Е.Ф., Шаронов Г.А. Исследование интерференционной структуры акустического поля модельного волновода. - Тр. 10-й Всесоюз. школы-семинара по статистической гидроакустике. Новосибирск, 1980, с.59.

30. Иванова Г.К., Орлов Е.Ф. Измерение параметров интерференционной структуры акустического поля в модельных слоистых волноводах. - Тр. 1-й Всесоюз. конф. "Метрология гидроакустических измерений". М., 1980, с.144.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ ОТ ДВИЖУЩИХСЯ ИСТОЧНИКОВ ДЛЯ ОЦЕНКИ СЛОИСТОСТИ ДНА КОРРЕЛЯЦИОННЫМ СПОСОБОМ

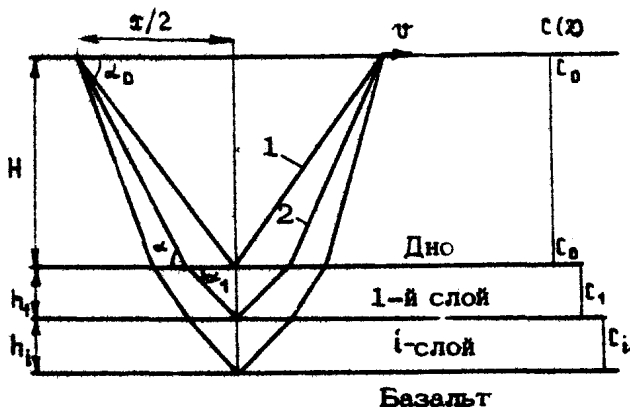
А.И.Веденев

В настоящей работе проводится анализ интерференционной структуры низкочастотных шумовых сигналов, отраженных слоистым дном, с целью оценки средней скорости звука и глубины залегания отражающих границ в слое морских осадков. Для этого модифицируется метод отраженных волн при наклонном падении и используется оптимальная автокорреляционная обработка сигналов, регистрируемых от движущихся источников. Попытки использования шумовых сигналов и корреляционной обработки для оценки слоистости дна известны и получили экспериментальное подтверждение [1,2]. Что касается классического метода отраженных волн, развитого в работах Дикса [3] и Дюрбаума [4] около 30 лет назад, этот метод в морской геофизике использовался мало. Это связано со сложностью измерений в морских условиях и высокими требованиями к точности получаемых данных, вследствие чего традиционный метод пригоден для исследования только простых геологически разрезов с правильными отражающими границами. Большое распространение получили различные модификации стандартного метода, в частности метод лучевого параметра [5], которые позволяют разрешать тонкие слои (толщина которых составляет меньше 10% от толщины водного слоя). Эти методы удовлетворительно работают при малых отношениях сигнал/шум при измерениях [6], однако требуют достаточно сложных комплексов измерительной и

анализирующей аппаратуры. В отличие от этого предлагаемый метод не ориентирован на использование сложной специальной аппаратуры, прост в организации эксперимента и является оперативным средством акустической калибровки полигона работ. Важной чертой метода является использование корреляционного анализа данных измерений, поэтому методика измерений описана лишь в общих чертах и основное внимание уделяется процедуре обработки данных и выбору оптимальных параметров такой обработки.

КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ОЦЕНКИ АКУСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В СЛОЕ ДОННЫХ ОСАДКОВ

Основой рассматриваемого метода оценки параметров слоя осадков является анализ интерференционной структуры широкополосного звука путем вычисления текущей функции автокорреляции и определения задержек сигнала с изменением дистанции до источника. Для пояснения метода рассмотрим простую модель распространения сигналов в среде с несколькими однородными слоями. Излучение и прием сигналов проводится у поверхности моря. Будем считать, что частоты достаточно высоки и можно использовать лучевое приближение. На рис. 1 луч соответствует сигналу, распространяющемуся



Р и с. 1. Слоисто-однородная модель распространения звука, прошедшего донный слой осадков

с отражением от дна, луч 2 отвечает сигналу, отраженному границей первого слоя осадков, и т.д. Зависимость скорости звука от глубины показана на рис.1 справа. Сигнал в приемнике будет являться суммой сдвинутых во времени сигналов, распространяющихся из одного источника по различным лучам

Используя широкополосный источник и вычисляя текущий спектр мощности принятого сигнала в координатах частота-время, можно наблюдать интерференционную структуру прошедшего донные слои звука. Интерференционная картина содержит информацию о передаточной функции среды распространения сигналов и, следовательно, зависит от скоростного разреза океанических осадков. Преобразованием Фурье текущего спектра мощности получим текущую функцию автокорреляции, которая имеет локальные максимумы, соответствующие задержкам $\Delta_{ij}(x) = t_i(x) - t_j(x)$ между сигналами, распространяющимися по i -му и j -му лучам. При движении источника эти максимумы будут перемещаться по оси задержек τ со скоростью, соответствующей значениям производных от задержек по горизонтальной координате $\Delta'_{ij}(x) = d[\Delta_{ij}(x)]/dx$. Значения задержек Δ_{ij} и их производных Δ'_{ij} связаны простыми соотношениями с параметрами движения источника и параметрами слоя, от границ которого отражаются лучи, что позволяет по результатам анализа принятых сигналов оценить среднюю скорость звука в слое и его толщину.

Для определенности рассмотрим лучи, отраженные от границ первого слоя осадков (см.рис.1). Выражения для задержки между первым и вторым лучом Δ , горизонтальное расстояние x , проходимое вторым лучом, и закон преломления на границе вода-дно могут быть записаны в следующем виде:

$$\Delta = \frac{2H}{c_0 \sin \alpha} + \frac{2h_1}{c_1 \sin \alpha_1} - \frac{\sqrt{x^2 + 4H^2}}{c_0}, \quad (1)$$

$$x = \frac{2H}{\operatorname{tg} \alpha} + \frac{2h_1}{\operatorname{tg} \alpha_1}, \quad (2)$$

$$\frac{c_0}{c_1} = \frac{\cos \alpha}{\cos \alpha_1}, \quad (3)$$

где H - глубина места, c_0 - скорость звука в водном слое. Для скорости изменения задержки между сигналами, идущими по лучам 1 и 2, в соответствии с выражением

(П 5) (см.приложение) и геометрическим построением рис. получим

$$\frac{\partial \Delta}{\partial x} = \frac{c_0 \cos \alpha}{c_0} - \frac{x}{c_0 \sqrt{x^2 + 4H^2}} \quad (4)$$

Решая систему уравнений (1) - (4) относительно c_1 и h_1 , получим скорость звука в первом слое и его толщину:

$$c_1 = c_0 \sqrt{(x/\cos \alpha - 2H/\sqrt{1-\cos^2 \alpha}) / (\Delta c_0 - 2H/\sqrt{1-\cos^2 \alpha} + \sqrt{x^2 + 4H^2})},$$

$$h_1 = \frac{1}{2} \sqrt{(\Delta c_0 - x \cos \alpha + \sqrt{x^2 + 4H^2} - 2H \sqrt{1-\cos^2 \alpha})(x/\cos \alpha - 2H/\sqrt{1-\cos^2 \alpha})},$$

где $\cos \alpha = c_0 \frac{\partial \Delta}{\partial x} + \frac{x}{\sqrt{x^2 + 4H^2}}$.

При таком рассмотрении естественно, предполагаются известными параметры водного слоя и после того, как найдены параметры первого донного слоя, можно оценить параметры второго донного слоя и т.д.

Отметим, что в отличие от традиционных методов, где основным результатом измерений является построение годографов $t_i(x)$, т.е. времен прихода импульсных сигналов в зависимости от дистанции, при данном подходе в результате измерений получают годографы $\Delta_{ij}(x)$, являющиеся относительными задержками сигналов, идущих по различным лучам.

Выражения для функций $\Delta(x)$ и $\Delta'(x)$ можно получить при решении системы уравнений (1) - (4), но они имеют достаточно сложный вид. Однако при условиях, когда $H/h_1 \gg 1$, $c_0(x)$ и $c_1(x)$ различаются незначительно, разница углов скольжения первого и второго луча (угол $\delta = \alpha - \alpha_0$) является малой величиной. Тогда в первом приближении (при $\alpha \approx \alpha_0$, см.рис.1) задержка сигналов по лучам 1 и 2 и ее производная по горизонтальной координате приобретают вид:

$$\tilde{\Delta}(x) \approx 2h_1 \sin \alpha_1 / c_1 = \frac{2h_1}{c_1} \sqrt{1 - \left(\frac{c_1}{c_0}\right)^2 \frac{x^2}{x^2 + 4H^2}}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \tilde{\Delta}}{\partial x} \approx 8h_1 H^2 c_1 / c_0^2 \sqrt{1 - \left(\frac{c_1}{c_0}\right)^2 \frac{x^2}{x^2 + 4H^2} (x^2 + 4H^2)^2}. \quad (6)$$

Для уточнения равенства (6) используем равенство (2), равенство (П 5) (см.приложение) и закон Снеллиуса в следующем виде ($\delta_1 = \alpha_1 - \alpha_0$):

$$z = \frac{2H}{\operatorname{tg} \alpha_0} = \frac{2H}{\operatorname{tg}(\alpha_0 + \delta)} + \frac{2h_1}{\operatorname{tg}(\alpha_0 + \delta_1)},$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial z} = \frac{\cos \alpha_0}{c_0} - \frac{\cos(\alpha_0 + \delta)}{c_1},$$

$$\frac{c_0}{c_1} = \frac{\cos(\alpha_0 + \delta)}{\cos \alpha_0}.$$

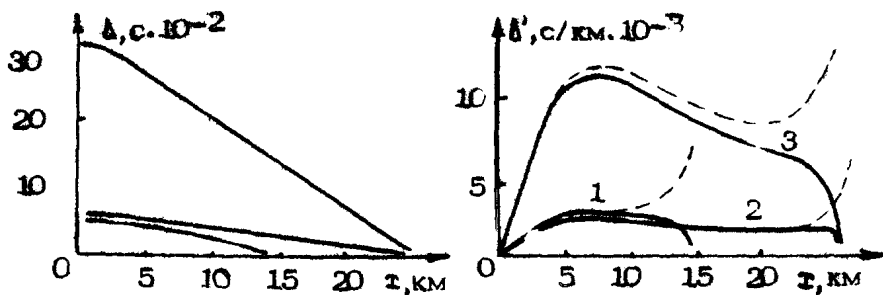
Разложением в ряд Тейлора по малым параметрам δ и δ_1 по линейным по δ членам и после соответствующих преобразований получим

$$\frac{\partial \Delta}{\partial z} = \frac{c_1 h_1 H^2 z}{\frac{c_0^2 (z^2 + 4H^2)^2}{\delta} \sqrt{1 - \left(\frac{c_1}{c_0}\right)^2 \frac{z^2}{z^2 + 4H^2} + \frac{c_1}{c_0} \frac{h_1 H^2 \sqrt{z^2 + 4H^2}}{1 - \left(\frac{c_1}{c_0}\right)^2 \frac{z^2}{z^2 + 4H^2}}}},$$

или с учетом (6):

$$\Delta' = \frac{\partial \Delta}{\partial z} = \frac{\partial \tilde{\Delta}}{\partial z} \left/ \left\{ 1 - \frac{c_1 \delta h_1 H^2}{c_0 (z^2 + 4H^2)^{3/2} \left[1 - \left(\frac{c_1}{c_0}\right)^2 \frac{z^2}{z^2 + 4H^2} \right]^{3/2}} \right\} \right. \cdot (7)$$

При этом выражение (7), в отличие от (6), справедливо при значениях дистанции z вплоть до угла скольжения α равного критическому (см. рис. 1). Результаты расчета функции $\Delta(z)$ и $\Delta'(z)$, выполненные в соответствии с (5)–(7) для трех различных комбинаций параметров c_1 и h_1 (кривые 1–3), представлены на рис. 2 и 3. Параметры модели имели следующие значения: кривая 1 – $c_1 = 1,8$ км/с, $h_1 = 0,05$ км; кривая 2 – $c_1 = 1,6$ км/с, $h_1 = 0,05$ км; кривая 3 – $c_1 = 1,6$ км/с, $h_1 = 0,25$ км; параметры $H = 5$ км и $c_0 = 1,5$ км/с остаются одинаковыми для каждой кривой. Пунктирной линией на рис. 3 показан расчет в соответствии с первым приближением (6). Из рис. 2 видно, что функция $\Delta(z)$ на большей части дистанции близка к линейной, и этот факт будет использован ниже. Кроме того, знание поведения функций за-



Р и с. 2. Годограф $\Delta\tau$ - относительная задержка сигналов по двум лучам в зависимости от дистанции до источника ($H = \text{const}$, $c_1^1 > c_1^2$), $h_1^3 > h_1^2$; верхние индексы соответствуют номеру кривой).

Р и с. 3. Зависимость $\Delta'(\tau)$ от дистанции для задержек, изображенных на рис.2

держки и скорости ее изменения в зависимости от дистанции глубины места, скорости в слое и его толщины оказываются крайне полезным при интерпретации графиков текущей функции автокорреляции принятого сигнала, по которым строят годографы.

Кратко опишем возможную методику измерений и порядок последующих вычислений, необходимых при оценке параметров донного слоя предлагаемым методом.

В качестве излучателя низкочастотного широкополосного сигнала могут быть использованы традиционные импульсные источники (например, пневмопушки) или непрерывный источник. В последнем случае предлагается использовать шумоизлучение самого исследовательского судна, движущегося с постоянной скоростью. Прием сигналов осуществляется одиночным приемником радиоакустического буя (с последующей ретрансляцией по радиоканалу на излучающее судно), или вторым исследовательским судном, причем относительная скорость и дистанция до излучающего судна строго контролируются радиолокационными средствами, а глубина места - эхолотом. В течение прохода излучающего судна принятый сигнал регистрируется на магнитный носитель и подвергается следующей обработке. Если в качестве источника используется шумоизлучение исследовательского судна, вычисляется и реги-

стрируется текущая функция автокорреляции. Если используется импульсный источник, работающий на излучающем судне, то вначале путем соответствующего стробирования и вычисления спектра мощности принятого сигнала методом, предложенным Е.Ф. Орловым (см. работы в настоящей сборнике), строится "голограмма интенсивности". Затем путем вычисления преобразования Фурье от голограммы получают текущую функцию автокорреляции. Для различных участков дистанции на графике текущей функции автокорреляции отслеживают поведение отдельных максимумов, отвечающих задержкам лучей, отраженных границами определенного слоя осадков, и строят годограф $\Delta_{ij}(z)$. По наклону кривых $\Delta_{ij}(z)$ для тех же участков дистанции определяют производные задержки по горизонтальной координате $\Delta'_{ij}(z)$. Используя значения годографов $\Delta(z)$ и $\Delta'(z)$ и решая систему уравнений (1) - (4), получают ряд значений c_1 и h_1 для различных интервалов дистанции, которые затем усредняются для получения наилучшего результата. Если слой в осадках не был единственным, то, используя полученные оценки параметров первого слоя, можно оценить параметры следующего слоя и т.д. В описанной процедуре некоторые трудности может вызвать вопрос различения отдельных пиков корреляции и их идентификации конкретным слоям осадков. Однако, как будет показано ниже, использованием различных значений времени интегрирования можно выборочно подавлять пики корреляции различающиеся значениями $\Delta'_{ij}(z)$. Путем повторной обработки исходных данных с временем интегрирования, выбранным в соответствии с выражением (33) и оптимальным для анализируемого пика корреляции, можно отстроиться от мешающих пиков и повысить точность определения задержки и скорости ее изменения, а следовательно и точность оценки параметров слоя, которому отвечает анализируемый максимум корреляции. Учитывая, что измерения проводятся в присутствии помех и, возможно, при малых отношениях сигнал/помеха, в рассматриваемой методике на первый план выступают вопросы определения параметров оптимального накопления нестационарных по структуре сигналов.

ТЕКУЩАЯ ФУНКЦИЯ АВТОКОРРЕЛЯЦИИ СИГНАЛА С ЛИНЕЙНО ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ЗАДЕРЖКОЙ ПО ДИСТАНЦИИ

Поскольку измерения отраженных сигналов проводятся в присутствии случайных помех и при конечном времени наблюдения, рассмотрим выражение реально вычисляемой оценки текущей функции автокорреляции сигнала от движущегося источника. Для получения осмысленных выводов о выборе оптимального интервала усреднения при вычислении текущей функции корреляции и частотной полосы анализа сигнала достаточно рассмотреть одну пару лучей, по которым распространяется сигнал источника (например, лучи 1 и 2 на рис. 1). Пусть в точке приема наблюдается сумма двух стационарных, равных по энергии сигналов $\xi_1(t)$, $\xi_2(t)$ и случайной, некоррелированной с сигналами, помехи $n(t)$. Пусть также среднее значение сигналов и помехи равно нулю. Тогда сигнал в приемнике равен

$$\eta(t) = \xi_1(t) + \xi_2(t) + n(t) \quad (8)$$

При движении источника с изменением разности акустической длины лучей, по которым распространяются сигналы $\xi_1(t)$ и $\xi_2(t)$, задержка между сигналами будет меняться во времени (с дистанцией до источника):

$$\xi_1(t) = \xi_2[t - \Delta(t)]. \quad (9)$$

Вследствие этого принятый сигнал $\eta(t)$ является нестационарным и функция автокорреляции

$$R(t, \tau) = \langle \eta(t) \eta^*(t + \tau) \rangle,$$

вообще говоря, зависит от времени (угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций). Практически измерение функции автокорреляции производится на конечном интервале времени T и оценку функции $\bar{R}(t_0, \tau)$ (так называемую скользящую функцию автокорреляции) получаем следующим образом:

$$\bar{R}(t_0, \tau) = \frac{1}{T} \int_{t_0 - T/2}^{t_0 + T/2} \eta(t) \eta^*(t + \tau) dt. \quad (10)$$

Оценка функции автокорреляции носит случайный характер, и необходимо определить ее основные статистические харак-

теристики. именно среднее значение и дисперсию. Определим среднее значение текущей функции автокорреляции, рассмотрев множество значений, каждое из которых получено при одинаковых условиях. С учетом (8) и (10) получим

$$\langle \bar{R}(t_0, \tau) \rangle = \frac{1}{T} \int_{t_0 - T/2}^{t_0 + T/2} (\langle \xi_1(t) \xi_1(t+\tau) \rangle + \langle \xi_1(t) \xi_2(t+\tau) \rangle + \langle \xi_2(t) \xi_1(t+\tau) \rangle + \langle \xi_2(t) \xi_2(t+\tau) \rangle + \langle n(t) n(t+\tau) \rangle + \langle \xi_1(t) n(t+\tau) \rangle + \langle n(t) \xi_1(t+\tau) \rangle + \langle \xi_2(t) n(t+\tau) \rangle + \langle n(t) \xi_2(t+\tau) \rangle) dt$$

или

$$\langle \bar{R}(t_0, \tau) \rangle = \frac{1}{T} \int_{t_0 - T/2}^{t_0 + T/2} R_{12}(t, \tau) dt + \frac{1}{T} \int_{t_0 - T/2}^{t_0 + T/2} R_{21}(t, \tau) dt + R_1(\tau) + R_2(\tau) + \sum R_{\xi n}(\tau) + R_n(\tau), \quad (11)$$

где $\sum R_{\xi n}(\tau)$ — сумма взаимокорреляционных функций сигналов и помехи. Согласно начальному предположению об отсутствии корреляции помехи с сигналами, член $\sum R_{\xi n}(\tau)$ можно считать равным нулю.

Для точного определения максимума корреляции, по которому определяют задержку Δt , необходимо уменьшить флуктуации оценки (11), что достигается увеличением времени интегрирования T . Однако поскольку за время интегрирования задержка изменяется (вследствие движения источника), с ростом интервала T корреляция уменьшается, и разрешающая способность в определении задержки по максимуму корреляции падает. Отсюда следует существование некоторого оптимального времени интегрирования при вычислении оценки текущей функции автокорреляции. Первый шаг в упрощении выражения для оценки (11) можно сделать, учитывая вид функции $\Delta(\tau)$. Из рис.2 видно, что при движении источника задержка $\Delta(\tau)$ изменяется достаточно плавно и на небольших интервалах времени (дистанции) ее можно считать линейной функцией:

$$\Delta(t) = \Delta_0 + \dot{\Delta}(t - t_0), \quad |t - t_0| \leq T/2, \quad (12)$$

где Δ_0 — задержка в момент t_0 ; $\dot{\Delta}$ — скорость изменения

задержки $\frac{\Delta t}{\sigma_1}$ в точке t_0 ; T - время интегрирования при вычислении оценки функции корреляции. В дальнейшем будем считать, что наши выводы относятся к оценкам $\bar{R}(t_0, \tau)$, вычисленным на таком интервале T , где в хорошем приближении выполняется равенство (12). Не ограничивая общность, для упрощения положим $t_0 = 0$. Тогда из равенств (9) и (12) получим

$$\bar{\xi}_1(t) = \bar{\xi}_2[t(1-\Delta) - \Delta_0] \quad (13)$$

С учетом (13) найдем связь между функциями автокорреляции сигналов $\bar{\xi}_1(t)$ и $\bar{\xi}_2(t)$

$$R_1(\tau) = \langle \bar{\xi}_1(t) \bar{\xi}_1(t+\tau) \rangle = \langle \bar{\xi}_2[(1-\Delta)t - \Delta_0] \bar{\xi}_2[(1-\Delta)(t+\tau) - \Delta_0] \rangle;$$

учитывая стационарность $\bar{\xi}_2(t)$, получим

$$R_1(\tau) = \langle \bar{\xi}_2[(1-\Delta)t] \bar{\xi}_2[(1-\Delta)t + \tau(1-\Delta)] \rangle = R_2[\tau(1-\Delta)]. \quad (14)$$

Используя запись (13) в виде

$$\bar{\xi}_2(t) = \bar{\xi}_1[t(1+\Delta) + \Delta_0],$$

аналогично получим

$$R_2(\tau) = R_1[\tau(1+\Delta)]. \quad (15)$$

Два первых слагаемых выражения (11) представляют собой вклад взаимокорреляционных функций сигналов, взятых с разным порядком следования. Используя равенства (13) и (14) их можно выразить через нормированную автокорреляцию и дисперсию (мощность) сигнала $\bar{\xi}_1(t)$:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} R_{21}(t, \tau) dt &= \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \langle \bar{\xi}_2(t) \bar{\xi}_2[t - \Delta t + \tau(1-\Delta) - \Delta_0] \rangle dt = \\ &= \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} R_2[-\Delta t + \tau(1-\Delta) - \Delta_0] dt = \frac{\sigma_1^2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} p_1\left(\frac{\Delta t}{1-\Delta} + \tau - \frac{\Delta_0}{1-\Delta}\right) dt = \\ &= \frac{\sigma_1^2(1-\Delta)}{T\Delta} \int_{-\Delta T/2(1-\Delta)}^{\Delta T/2(1-\Delta)} p_1\left(-t + \tau - \frac{\Delta_0}{1-\Delta}\right) dt, \end{aligned} \quad (16)$$

аналогично:

$$\frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} R_{12}(t, \tau) dt = \frac{\sigma_1^2(1-\Delta)}{T\Delta} \int_{-\Delta T/2(1-\Delta)}^{\Delta T/2(1-\Delta)} \rho_1\left(-t-\tau-\frac{\Delta_0}{1-\Delta}\right) dt. \quad (17)$$

Последний интеграл в выражении (16) получен линейным преобразованием переменной интегрирования $\Delta t/(1-\Delta) \rightarrow t$. Три последних слагаемых в (11) с учетом (15) можно также выразить через нормированные функции автокорреляции сигнала $\Xi_1(t)$, помехи $n(t)$ и их дисперсии, и выражение (11) примет вид

$$\begin{aligned} \langle \bar{R}(t, \tau) \rangle = & \frac{\sigma_1^2(1-\Delta)}{T\Delta} \int_{-\Delta T/2(1-\Delta)}^{\Delta T/2(1-\Delta)} \rho_1\left(-t+\tau-\frac{\Delta_0}{1-\Delta}\right) dt + \frac{\sigma_1^2(1-\Delta)}{T\Delta} \int_{-\Delta T/2(1-\Delta)}^{\Delta T/2(1-\Delta)} \rho_1(-t-\tau- \\ & -\frac{\Delta_0}{1-\Delta}) dt + \sigma_1^2 \rho_1(\tau) + \sigma_1^2 \rho[\tau(1+\epsilon)] + \sigma_n^2 \rho_n(\tau) \end{aligned} \quad (18)$$

Из сравнения (16) и (17) видно, что вклад взаимокорреляционной функции сигналов $\Xi_1(t)$ и $\Xi_2(t)$ представлен суммой сдвинутых на $\pm \Delta_0/(1-\Delta)$ относительно $\tau = 0$ значений нормированной функции автокорреляции $\rho_1(\tau)$. Следовательно, при $\tau = \pm \Delta_0/(1-\Delta)$ наблюдаются максимумы функции $\bar{R}(t, \tau)$, однако они сглажены в результате дополнительной фильтрации, возникающей при $\Delta \neq 0$ (т.е. при движении источника сигнала).

АНАЛИЗ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ/ШУМ, ВЫБОР И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

При построении голографов $\Delta_{1,2}(\alpha)$ отдельные пики текущей функции автокорреляции должны быть поочередно выделены на фоне помех, которыми являются флуктуации оценки $\bar{R}(t, \tau)$. При этом точному определению положения пика могут мешать перекрытия со стороны соседних пиков, соот-

ветствующих близким значениям задержек сигналов, а также максимум автокорреляции при $\tau = 0$. Поскольку отношение сигнал/шум является функцией временной задержки, проведем анализ отношения сигнал/шум ($S_{\text{вых}}/N_{\text{вых}}$) в окрестности $\tau = \Delta_0/(1-\Delta)$, где в соответствии с выражением (18) наблюдается максимум $\bar{R}(t, \tau)$. Это в конечном счете позволит выбрать наилучшие параметры обработки сигнала, обеспечивающие слежение за значениями искомой задержки Δt . По ходу изложения примем ряд допущений, вполне естественных с точки зрения практического спектрального анализа.

Предположим, сигнал и помеха являются широкополосными и анализируются в частотной полосе $0+\text{В}$ Гц. Ширина пика функции корреляции, определяемая интервалом корреляции сигнала $\tau_{\text{кор}}$, связана с полосой сигнала соотношением $\tau_{\text{кор}} \text{В} \sim 1$. Следовательно, надежным условием отсутствия перекрытия пика автокорреляции при $\tau = \Delta_0/(1-\Delta)$ с пиком при $\tau = 0$ и соседним пиком при $\tau = \Delta_1/(1-\Delta)$ будет использование верхней частоты анализа, равной

$$\text{В} = (2 \div 3) \max \{ \text{В}', \text{В}'' \}, \quad (19)$$

где $\text{В}' \geq 2(1-\Delta)/\Delta_0$, $\text{В}'' \geq \left| 2 / \left(\frac{\Delta_0}{1-\Delta} - \frac{\Delta_1}{1-\Delta_1} \right) \right|$.

Для примера отметим, что для расчетных кривых 1-3 рис. 2 и 3 при дистанциях $z \approx 10$ км значение верхней частоты в соответствии с условием (19) - порядка 100 Гц.

Использование более широкой полосы анализа повышает разрешающую способность метода, однако наличие частотно-зависимого затухания в слое осадков является естественным препятствием при использовании частот свыше 1 кГц. Таким образом, если излучаемый сигнал является достаточно широкополосным, а полоса анализа выбрана в соответствии с условием (19), перекрытия пиков корреляции не будет и значения задержки Δt отсчитываются только по положению максимума $\rho(t, \tau)$ при $\tau = \Delta_0/(1-\Delta)$ из (18). Сигналом $S_{\text{вых}}$ в отношении сигнал/шум будет максимум среднеквадратического значения $\bar{R}(t, \tau)$ при $\tau = \Delta_0/(1-\Delta)$, следовательно,

$$S_{\text{вых}} = \sqrt{\bar{R}(t, \tau)^2} = \left[\frac{\Delta t \sqrt{2(1-\Delta)}}{\tau \Delta} \int_0^{\tau} \rho_1(t) dt \right]^2. \quad (20)$$

Для дальнейшего необходимо знать вид функции $p_1(\tau)$, который, вообще говоря, зависит как от ширины полосы, так и от формы спектра сигнала $\eta(t)$. Будем считать, что сигнал и помеха имеют постоянную интенсивность в полосе $0+B$ Гц. При этом нормированная функция автокорреляции сигнала (и помехи) имеет вид

$$p_1(\tau) = \frac{1}{B} \int_0^B \cos(2\pi f\tau) df = \frac{\sin(2\pi B\tau)}{2\pi B\tau}, \quad (21)$$

если интенсивность постоянна в полосе $0+B$, а вне ее равна нулю. По существу, важной является быстрота затухания функции $p_1(\tau)$, а она в первую очередь зависит от ширины полосы спектра, при этом форма спектра, как показан в работе [7], играет второстепенную роль. Таким образом, достаточно рассмотреть сигналы с равномерным низкочастотным спектром, а результаты считать достаточно общими.

Помехой $N_{\text{внх}}$ в отношении сигнал/шум будет являться дисперсия оценки текущей функции корреляции $\bar{R}(t, \tau)$. В случае глубокого океана, малых значений коэффициентов отражений на границах в слое осадков и особенно в случае использования в качестве источника сигнала шумоизлучения судна принятый сигнал оказывается слабым и имеет место неравенство

$$\sigma_1^2 \ll \sigma_n^2. \quad (22)$$

В таком случае основной вклад в дисперсию оценки $\bar{R}(t, \tau)$ будут давать флуктуирующие значения автокорреляции помехи $\sigma_n^2 p_n(\tau)$, вкладом других членов в выражении (18) можно пренебречь. Предположим, что случайная помеха $n(t)$ имеет Гауссово распределение. Тогда дисперсию оценки $\bar{R}(t, \tau)$ можно выразить [7] через значения нормированной функции корреляции $p_n\tau$ в окрестности задержки $\tau = \Delta_0/(1-\Delta)$.

$$D[\bar{R}(t, \tau)] = \frac{2\sigma_n^4}{T} \int_0^T \left(1 - \frac{\tau}{T}\right) \left[p_n^2(x) + p_n(x+\tau)p_n(x-\tau) \right] dx. \quad (23)$$

Для эффективного корреляционного накопления сигналов время интегрирования T должно быть значительно больше интервала корреляции $\tau_{\text{квп}}$. Поэтому при использовании достаточно больших интервалов T первый множитель под

интегралом (23) порядка 1. Кроме того, если автокорреляционная функция быстро убывает, а это выполняется при соблюдении условия (19), то при $\tau \sim \Delta_0 > \tau_{кор}$

$$\rho_n(x+\tau)\rho_n(x-\tau) \ll \rho_n^2(x),$$

следовательно,

$$D[\bar{R}(t,\tau)] \approx \frac{2\sigma_n^4}{T} \int_0^T \rho_n^2(x) dx$$

Учитывая, что $\rho_n(\tau)$ имеет вид (21), и вычисляя последний интеграл, получим

$$N_{\text{вых}} = D[\bar{R}(t,\tau)] \approx \frac{\sigma_n^4}{2BT} \quad (24)$$

Используя (20), (21) и (24), получим искомое отношение сигнал/шум

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{вых}} = \frac{\langle \bar{R}(t,\tau) \rangle^2}{D[\bar{R}(t,\tau)]} = 2BT \left[\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_n}\right)^2 \frac{2(1-\Delta)}{\Delta T} \int_0^{\Delta T/2(1-\Delta)} \frac{\sin(2\pi Bt)}{2\pi Bt} dt \right]^2 \quad (25)$$

Заменяя здесь переменную интегрирования на $x = 2\pi Bt$ получим конечное выражение, описывающее увеличение отношения сигнал/шум при вычислении текущей функции автокорреляции на интервале времени T от сигнала движущегося источника:

$$J = \left(\frac{S}{N}\right)_{\text{вых}} / \left(\frac{S}{N}\right)_{\text{вх}} = 2BT \left[\frac{1-\Delta}{\pi B T \Delta} \int_0^{\pi B T \Delta / (1-\Delta)} \frac{\sin x}{x} dx \right]^2, \quad (26)$$

где $\left(\frac{S}{N}\right)_{\text{вх}} = \frac{\sigma_1^2}{\sigma_n^2}$ - отношение мощности сигнала и помехи на входе (в приемнике). Для определения оптимального интервала времени интегрирования при вычислении $\bar{R}(t,\tau)$ исследуем выражение (26).

Положим

$$z = \frac{\pi B T \Delta}{1-\Delta} \quad (27)$$

Тогда

$$F(x) = \frac{1}{x} \cdot \left(\int_0^x \frac{\sin x}{x} dx \right)^2 = \frac{Si^2(x)}{x},$$

где $Si(x)$ - интегральный синус. С учетом этого равенство (26) можно переписать в виде

$$J = \frac{2(1-\Delta)}{\pi \Delta} F(x). \quad (28)$$

Отсюда видно, что увеличение отношения сигнал/шум обратно пропорционально скорости изменения задержки и имеет максимум, определяемый функцией $F(x)$. Найдем максимум $F(x)$

$$\frac{dF(x)}{dx} = \frac{1}{x^2} \int_0^x \frac{\sin x}{x} dx \left(2 \sin x - \int_0^x \frac{\sin x}{x} dx \right).$$

Учитывая вид функции $Si(x)$ [8] и приравнявая производную нулю, получим условие максимума:

$$2 \sin(x) = Si(x). \quad (29)$$

Численное решение уравнения (29) дает значения

$$x_{\text{опт}} \approx 2,153, \quad F(x_{\text{опт}}) \approx 1,295. \quad (30)$$

Подставляя (30) в (28), получим максимально возможное улучшение отношения сигнал/шум:

$$J_{\text{max}} \approx 0,637(1-\Delta)/\Delta, \quad (31)$$

при этом параметры обработки сигнала - частотная полоса анализа $0 \div B$, интервал интегрирования при вычислении текущей функции автокорреляции T и скорость изменения задержки сигнала $\partial \Delta / \partial t$ в соответствии с (27) оказываются связанными соотношением

$$x_{\text{опт}} = \pi B T \Delta / (1 - \Delta).$$

Отсюда получаем уравнение оптимальных параметров корреляционной обработки сигналов с линейно изменяющейся задержкой.

$$(BT)_{\text{опт}} \approx 2,153(1-\Delta)/\pi \Delta. \quad (32)$$

Поскольку частотная полоса сигнала должна удовлетворять выражению (19) и ее расширение повышает точность разрешения пиков корреляции, оптимальным при вычислении оценки $\bar{R}(t, \tau)$ следует выбирать время интегрирования $T_{\text{опт}}$. В условиях глубокого моря, при $H/h \gg 1$, и для реальной скорости перемещения источника $v/c_0 \ll 1$ скорость изменения задержки $\dot{\Delta} \ll 1$, поэтому уравнение (32) можно переписать в эквивалентной форме:

$$T_{\text{опт}} = 0,685/\delta\dot{\Delta}. \quad (33)$$

Возвращаясь к модели, представленной на рис.1, и учитывая что производные задержки $\dot{\Delta}$ по времени и горизонтальной координате связаны через скорость движения источника v

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} = v \frac{\partial \Delta}{\partial x},$$

в первом приближении в соответствии с формулами (6) и (33) получим

$$T_{\text{опт}} = \frac{2.466 \cdot c_0^2 \sqrt{1 - \left(\frac{c_1}{c_0}\right)^2 \frac{x^2}{x^2 + 4H^2} (x^2 + 4H^2)^2}}{hv\delta \cdot \delta c_1 H^2 x}. \quad (34)$$

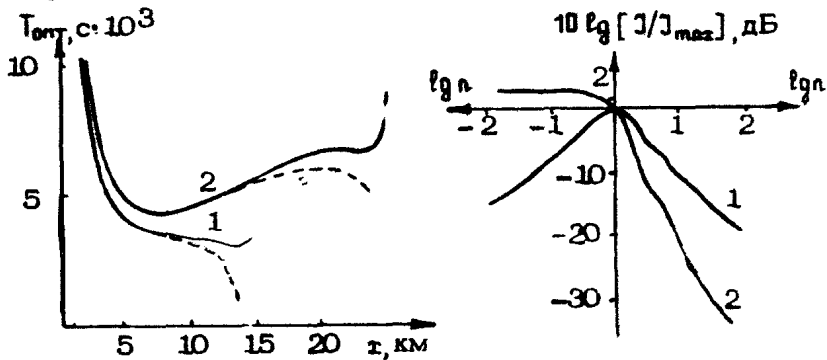
При этом величина T измеряется в секундах, если H, h, x — км, δ — кГц, c — км/с, v — км/ч. Как видно из выражения (34), при фиксированном x параметры h, v и δ оказывают примерно одинаковое влияние на величину $T_{\text{опт}}$. Результат расчета $T_{\text{опт}}$, при значении $hv\delta = 1$, в соответствии с (7) и (33) приведен на рис.4. Пунктирные линии соответствуют расчету по выражению (34). Значения произведения $hv\delta = 1$ могут, например, отвечать величины параметров $h = 0,1$ км, $v = 10$ км/ч, $\delta = 1$ кГц или другая их комбинация. Остальные параметры модели, для которых рассчитана зависимость оптимального времени интегрирования на рис.4, имели значения: кривая 1 — $c_1 = 1,6$ км/с, кривая 2 — $c_1 = 1,8$ км/с, кроме того, $H = 5$ км и $c_0 = 1,5$ км/с приняты общими для обеих кривых.

При разных комбинациях реальных значений параметров $hv\delta, H, c_1, c_0$, а также с изменением дистанции x ,

величина $T_{\text{опт}}$ может меняться на два-три порядка. Если при вычислении оценки $\hat{R}(t, \tau)$ произведение времени интегрирования T на полосу анализа сигнала B не удовлетворяет равенству (32), происходит потеря в улучшении отношения сигнал/шум (26). Пусть наблюдается максимум корреляции со скоростью изменения задержки $\dot{\Delta}$, а используемый параметр $B T$ отличается от $(B T)_{\text{опт}}$ в n раз. Учитывая (27), (28), получим

$$\frac{J \Delta}{J_{\text{max}}} = \frac{S_i^2 [n(B T)_{\text{опт}} \pi \Delta]}{[n(B T)_{\text{опт}} \pi \Delta] F(x_{\text{опт}})} = \frac{S_i^2 (n x_{\text{опт}})}{n x_{\text{опт}} F(x_{\text{опт}})} \quad (35)$$

Результат расчета потерь в децибеллах в соответствии с выражениями (35) и (30) представлен кривой 1 на рис. 5. Уравнение оптимальных параметров (32) получено из условия максимума отношения сигнал/помеха (26) на основании компромисса между уменьшением флуктуаций оценки $\hat{R}(t, \tau)$ и



Р и с. 4. Зависимость оптимального времени интегрирования от дистанции до источника, $h \nu B = 1$

Р и с. 5. Потери при неоптимальной обработке при $n = B T / (B T)_{\text{опт}}$ (кривая 1) и оптимальная обработка: подавление соседних пиков корреляции, отличающихся $\dot{\Delta}(x)$, при $n = \dot{\Delta} / \dot{\Delta}_{\text{опт}}$ (кривая 2)

уменьшением (из-за изменения задержки на интервале T) корреляции в окрестности Δ_0 . Параметр $B T$, оптимальный для выделения пика корреляции с $\dot{\Delta}$, естественно, не будет оптимальным для пиков с $\dot{\Delta}_1 \neq \dot{\Delta}$. По этой причине

при $\Delta_1 < \Delta$ будет наблюдаться незначительный выигрыш, а при $\Delta_1 > \Delta$ - значительный проигрыш по сравнению с максимально возможным отношением сигнал/помеха. Если параметр δT выбран оптимальным для выделения пика корреляции с Δ , то для пиков с Δ_1 , отличающейся в n раз, проигрыш в отношении сигнал/помеха, с учетом (27), (28), составляет:

$$\frac{J(\Delta_1)}{J_{\max}} = \frac{S_i^2 [(n\Delta)\pi\delta T] \Delta}{(n\Delta)[(n\Delta)\pi\delta T] F(x_{\text{опт}})} = \frac{S_i^2 (n x_{\text{опт}})}{n^2 x_{\text{опт}} F(x_{\text{опт}})} \quad (36)$$

Результаты расчета потерь в децибеллах в соответствии с (36) и (30) представлены кривой 2 на рис.5.

Проиллюстрируем использование полученных зависимостей примером. Возьмем параметры, при которых рассчитаны кривые 2 и 3 на рис.2. Для кривой 2 при $h_1 = 0,05$ км, скорости движения источника $v = 20$ км/ч и полосе анализа $B = 1$ кГц параметр $nvB = 1$. При дистанции $r = 10$ км по кривой 2 рис.4 находим $T_{\text{опт}} = 450$ с. Ошибка в выборе $T_{\text{опт}}$ на один порядок, как это видно на кривой 1 рис.5, при $n = 10$ приводит к потере в улучшении отношения сигнал/помеха в 11 дБ. Из рис.3 видно, что при $r = 10$ км и пятикратной разности в толщине донного слоя (для кривых 2 и 3) скорости изменения задержек отличаются в 5 раз. Использование параметра $\delta T = 450$ (оптимального для кривой 2 рис.2) приводит к "подавлению" пика корреляции, описываемого кривой 3 рис.2 на 14,5 дБ и это следует из кривой 2 рис.5 при $n = 5$. Использование зависимостей (34) - (36), представленных на рис.4 и 5, позволяет выбрать оптимальные параметры обработки при вычислении оценки текущей функции автокорреляции, разделить максимумы оценки $\bar{R}(t, \tau)$ и построить годографы $\Delta_{1,j}(x)$ и $\Delta_{1,j}(\tau)$, по которым путем решения системы уравнений (1) - (4) получают оценку скоростного разреза слоя донных осадков.

В настоящей работе описана принципиальная схема метода оценки слоистости дна по анализу интерференционной структуры широкополосного звука, отраженного слоем донных осадков. Предлагаемая методика проста, не требует использования специальной аппаратуры и позволяет производить оценку акустических параметров слоя осадков параллельно о

другими работами во время маневрирования судна на полигоне. При этом вся сложность эксперимента переносится в область оптимальной обработки данных измерений. Обработка использует помехоустойчивый автокорреляционный анализ исходных данных, который многократно повторяется с использованием различных значений времени усреднения (или полосы анализа) и реализуется с помощью ЭВМ. Одним из основных результатов работы является оценка оптимальных параметров обработки, используемых при вычислении текущих спектральных и корреляционных функций сигналов от движущихся источников. Следует отметить, что общий анализ отношений сигнал/помеха на выходе кросс-коррелятора с линейно изменяющейся задержкой описан у Ремли [9]. В настоящей работе показано, что при выполнении определенных условий, накладываемых на ширину полосы низкочастотного сигнала, аналогичным образом можно описать результат вычисления текущей функции автокорреляции суммы сдвинутых по времени сигналов от движущегося источника; получено выражение для оптимального времени интегрирования при вычислении текущей функции корреляции. Кроме того, проведен анализ потерь в отношении сигнал/помеха при выборе неоптимальных значений параметра обработки BT , а также подавления (раскорреляции) пиков корреляции, различающихся скоростью изменения задержки. Полученные результаты непосредственно используются в процедуре оценки стоимости дна корреляционным способом, однако могут быть использованы и при решении более широкого класса задач, связанных с регистрацией и анализом интерференционной структуры широкополосного звука в океане. В заключение автор выражает благодарность сотрудникам ИО АН СССР В.В.Гончарову и Б.Ф.Курьянову за полезные советы и обсуждение результатов работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Производные относительных задержек сигналов, распространяющихся по отдельным лучам, можно получить из общих уравнений, описывающих звуковое поле в лучевом приближении.

Пусть показатель преломления $n = n(\bar{r}) = c_0 / c(\bar{r})$

Запишем звуковое поле в виде

$$P(\bar{r}) = A(\bar{r}) \exp[ik\psi(\bar{r})],$$

где $A(\bar{r})$ - амплитуда, $\varphi(\bar{r})$ - фаза волны, $K = \omega/c_0$. Геометрию лучей описывает уравнение эйконала [10]

$$(\nabla \varphi)^2 = n^2.$$

Тогда единичный вектор вдоль луча можно записать в виде

$$L = \frac{d\bar{r}}{ds} = \frac{\nabla \varphi}{|\nabla \varphi|} = \frac{\nabla \varphi}{n},$$

где s - длина дуги вдоль луча.

Отсюда следует, что

$$\frac{\partial \varphi}{\partial s} = \frac{d\varphi}{ds} = n, \quad (П1)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \cos \alpha \cdot n, \quad (П2)$$

где α - угол скольжения луча, x - горизонтальная координата источника. Время пробега по i -му лучу с учетом равенства (П1) равно

$$t_i = \int_0^{s_i} \frac{ds}{c(\bar{r})} = \frac{1}{c_0} \int_0^{s_i} n(\bar{r}) ds = \frac{1}{c_0} \int_0^{s_i} \frac{d\varphi}{ds} ds = \frac{\varphi_i}{c_0}. \quad (П3)$$

Дифференцируя (П3), с учетом (П2) получим

$$\frac{\partial t_i}{\partial x} = \frac{1}{c_0} \frac{\partial \varphi_i}{\partial x} = \frac{\cos \alpha}{c(\bar{r})}. \quad (П4)$$

Для случая слоисто-однородной среды, независимо от профиля $c(x)$, в соответствии с законом Снеллиуса имеем

$$\frac{\cos \alpha}{c(x)} = \frac{\cos \alpha_i}{c_0},$$

где α_i - угол выхода i -го луча из источника,

c_0 - скорость звука на горизонте источника.

Следовательно, производная по горизонтальной координате имеет вид

$$\frac{\partial \Delta_{i,j}}{\partial x} = \frac{\partial t_i}{\partial x} - \frac{\partial t_j}{\partial x} = \frac{1}{c_0} (\cos \alpha_i - \cos \alpha_j). \quad (П5)$$

Л и т е р а т у р а

1. Воловов В.И., Краснобородько В.В., Лысанов Ю.П. Некоторые особенности корреляции псевдошумовых сигналов при отражении от слоистой дна океана. - Акуст.журн., 1979 т.25, №6, с.854.

2. Clay C.S., Liang W.L., Wisotsky. S. Seismic profiling with a hydroacoustic transducer and correlation receiver. - Geophys.Res., 1964 v.69, N16, p.3419.

3. Dix C.H. Seismic velocities from surface measurements. - Geophys., 1955, v.20, p.67.

4. Durbaum H. Zur Bestimmung von Wellengeschwindigkeiten aus reflexionsseismischen Messungen - Geophys.Prospect., 1954, v.2, p.151.

5. Мейnard Дж.Л., Саттон Дж.Х., Хассонг Д.М., Кронке Л.У. Изучения скоростного разреза морских осадков МОВ при наклонном падении. - В кн.: Акустика морских осадков / Под ред.Л.Хемптона. М.: Мир, 1977.

6. Брайан Дж.М. Измерение тонких слоев осадков с помощью акустических буев. - В кн.: Акустика морских осадков / Под ред.Л.Хемптона. М.: Мир, 1977.

7. Дженкинс Г., Ватс Д. Спектральный анализ и его приложения. Вып. 1,2. М.: Мир, 1971.

8. Янке Е., Эмде Ф. Таблицы функций с формулами и кривыми. М.: ОГИЗ, 1948.

9. Remlay W. Correlation of signals having a linear delay. - JASA, 1963, 1, v.35, p.65.

10. Бреховских Л.М. Элементы теории звукового поля в океане. - В кн.: Акустика океана / Под ред.Л.М.Бреховских М.: Наука, 1974.

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ОБРАБОТКИ ДВУМЕРНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ОСНОВАННЫЕ НА ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ МОДУЛЯЦИИ СВЕТА

В.А. Жогликов, Б.В. Кияшко

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время основным и универсальным средством обработки информации являются цифровые электронно-вычислительные машины. Однако во многих случаях высокая точность вычислений, обеспечиваемая ЭЦВМ, не может быть реализована, поскольку основной вклад в ошибки выходного сигнала дают помехи, поступающие на вход машины вместе с обрабатываемыми сигналами [1]. В тех случаях, когда не требуется высокая точность вычислений, но необходимы оперативность, простота эксплуатации, малые объем, стоимость и энергопотребление аппаратуры, применение оптических средств может оказаться предпочтительнее. Оптические системы особенно эффективны при обработке двумерной информации в виде изображений. Поскольку вычисления в них осуществляются одновременно для всех точек изображения и время вычисления определяется лишь временем ввода сигналов, то быстродействие оптических устройств может быть выше, чем ЭЦВМ.

С появлением лазеров в начале 60-х годов бурное развитие получили когерентные оптические системы, легко выполняющие линейные интегральные преобразования двумерных изображений [2]. Например, операция Фурье-анализа осуществляется одной линзой или объективом. Функции анализа в когерентных системах образуются за счет сдвига фаз свето-

вых волн, приходящих из различных точек входного транспаранта.

Для того чтобы реальная когерентная система выполняла соответствующие операции с требуемой точностью, необходимо выполнение ряда условий. Объектив должен быть практически свободен от всех монохроматических аберраций, чего достичь очень трудно [3].

Когерентное сложение колебаний от разных точек входного изображения требует, чтобы во всех оптических элементах системы, включая входной транспарант, были устранены случайные нарушения фаз световых волн. Для получения стабильной выходной картины системы должны находиться на виброзащитном основании, что чрезвычайно затрудняет их практическое применение за пределами специально оборудованных лабораторий.

Сложность изготовления и эксплуатации когерентных оптических систем и часто высокий уровень их собственных шумов являются причиной того, что они до сих пор находятся на стадии исследований. В связи с этим в последние годы возрастает интерес к некогерентным и частично когерентным оптическим системам, что отмечается и в зарубежной печати [4-9].

Использование источника света с определенной степенью некогерентности допускает увеличение светосилы системы, приводящее к повышению ее помехоустойчивости [5]. В работах [6, 7, 9] дается подробный теоретический анализ влияния шумов различного происхождения на отношение сигнал/шум на выходе оптической системы. Доказывается, что уровень помех в пространственно-некогерентной системе может быть слабее, чем в когерентной, в несколько раз в зависимости от вида источника помех. В частности, шум от внутренних дефектов в пространственно-некогерентной системе может быть на несколько десятков децибел меньше, чем в когерентной.

Оптические системы, использующие полностью некогерентный свет (протяженный источник белого света), довольно просты в изготовлении и эксплуатации [10]. Однако их широкому применению препятствуют трудности изготовления эталонных масок и дифракционные ограничения, связанные с модуляцией исходной световой картины эталонными масками [4, 5].

Описываемые в данной статье оптические системы обработки информации на основе поляризационной модуляции света свободны от указанных выше недостатков и в определенной степени совмещают достоинства когерентных и некогерентных систем [11]. По характеру используемого света их можно считать частично когерентными, поскольку для поляризационно-интерференционного формирования эталонных функций требуется определенная степень временной когерентности (квазимонохроматичность). Рассматриваемые системы используют преимущественно некогерентную исходную световую картину, что устраняет необходимость применения входного преобразователя с памятью (например, типа ПРИЗ), который добавляет шумы и нелинейные искажения сигнала и требует более яркого источника света.

Следует заметить, что существует много схем интерференционного формирования эталонных функций. Некоторые из них описаны в работах [12, 13]. Все эти схемы различаются светосилой и чувствительностью к вибрациям. Поскольку в описываемых ниже системах интерферирующие пучки распространяются практически по одному пути, то это обеспечивает малую длину пути и большую светосилу, что, в свою очередь приводит к слабому влиянию внутренних дефектов систем и малой чувствительности к вибрациям.

Интерференционное формирование эталонных функций дает возможность одновременного анализа двумерного изображения по некоторой системе функций. В частности, возможен параллельный двумерный спектральный анализ, который аналогичен фурье-преобразованию в когерентной системе. В общем же случае функции анализа могут отличаться от синусоидальных, что рассматривается в работе [11].

1. ТИПЫ И ПАРАМЕТРЫ ОДНОМЕРНЫХ МНОГОКАНАЛЬНЫХ АНАЛИЗАТОРОВ СПЕКТРА

В работе [11] рассматривается схема одномерного анализатора, содержащая одну призму из двуосного кристалла. Поскольку большинство практически используемых кристаллов одноосные (КДР, кальцит, LiNbO_3 и др.), то далее будем рассматривать эталонный модулятор, содержащий пару идентичных призм из одноосного кристалла. При распростра-

нении света под углом γ к оптической оси z кристалла главные показатели преломления равны n_o и n_e [14, 15], где

$$n = \left(\frac{\cos^2 \gamma}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \gamma}{n_e^2} \right)^{-1/2}. \quad (1)$$

Учитывая малую разницу показателей n_o и n_e можно записать

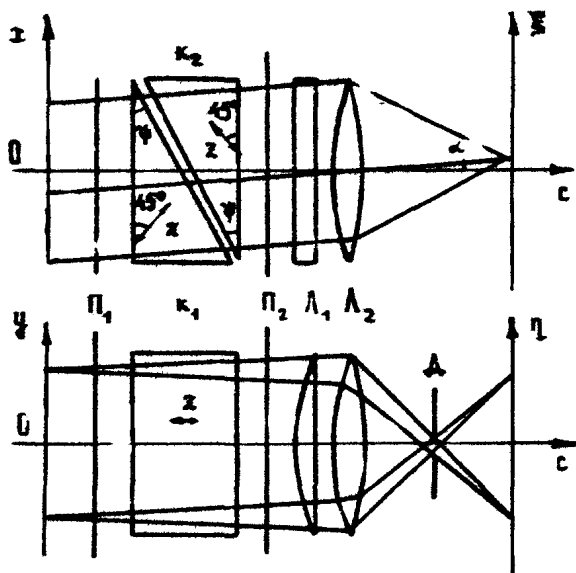
$$n = n_o + \frac{\Delta n}{2} (q + \sin 2\delta\gamma), \quad (2)$$

где $\delta\gamma = \gamma - 45^\circ$, $\Delta n = n_e - n_o$, $q = 1 - \frac{3\Delta n}{4n}$, $n = \frac{n_o + n_e}{2}$.

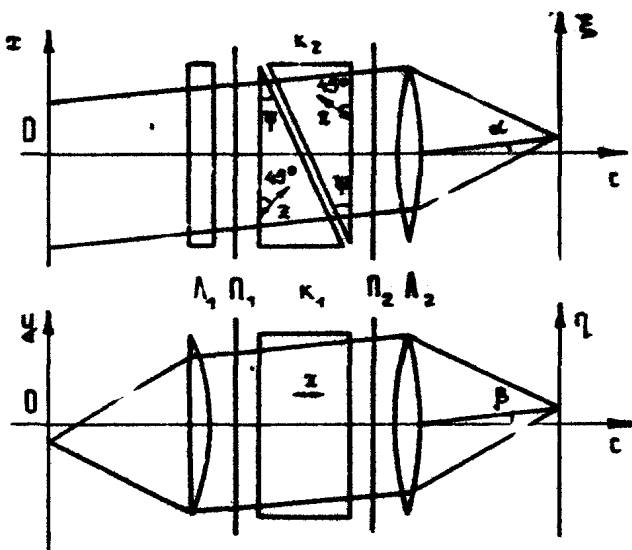
Вблизи угла $\gamma = 45^\circ$ изменение показателя n наиболее сильное и линейное, что и используется в описываемых устройствах.

На рис. 1 и 2 представлены оптические схемы в двух проекциях двух вариантов одномерных многоканальных анализаторов. Схемы различаются способом оптической проекции независимых каналов, расположенных вдоль оси y . Изменение яркости световой картины вдоль оси z представляет собой анализируемый сигнал. Пара кристаллических призм K_1 и K_2 расположена между скрещенными поляризаторами P_1 и P_2 . Оптические оси z кристаллов составляют углы 45° с осью системы s . Плоскость регистрации Σ , η совмещена с фокальной плоскостью линзы (или объектива) L_2 .

При наклоне лучей относительно плоскости Σ , с углом между лучом и осями z кристаллов несколько увеличивается, что приводит к некоторому изменению показателей n . Если используется схема рис. 1, то лучи разного наклона, соответствующие одному каналу, собираются в одну точку. Это приводит к снижению контраста картины, и диапазон углов наклона должен быть ограничен с помощью диафрагмы D , что, однако, снижает яркость картины. Достоинством схемы рис. 1 является идентичность всех независимых каналов, что достигается расположением диафрагмы D в фокальной плоскости системы линз L_1, L_2 . В схеме рис. 2 каждому каналу соответствует пучок лучей одного наклона, что достигается расположением входной плоскости на фокальном расстоянии от линзы L_1 . Поэтому здесь диафрагмирование не требуется и светосила системы больше. Однако незави-



Р и с. 1. Оптическая схема одномерного анализатора с идентичными каналами



Р и с. 2. Оптическая схема одномерного анализатора с неидентичными каналами

симые каналы имеют несколько различные масштабы частотных осей.

Для вычисления основных параметров анализатора можно не учитывать наклон лучей вдоль оси каналов. Будем считать также, что волны ортогональных поляризаций распространяются приблизительно по одному пути, что справедливо при $|n_2 - n_1| \ll n_0$. При указанных расположениях оптических осей кристаллов показатель преломления для поляризации вдоль оси y в обеих призмах равен n_0 , а показатель для поляризации в плоскости x, z в 1-й и 2-й призмах исходя из (2) равен соответственно

$$n_1 = n_0 + \frac{\Delta n}{2} \left(q - \sin \frac{2\alpha}{n} \right), \quad n_2 = n_0 + \frac{\Delta n}{2} \left(q + \sin \frac{2\alpha}{n} \right). \quad (3)$$

Разность фаз для волн двух поляризаций имеет вид

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \left[(n_1 - n_0) l_1 + (n_2 - n_0) l_2 \right], \quad (4)$$

где l_1 и l_2 - пути лучей в 1-й и 2-й призмах. Считая угол α небольшим, можно записать

$$l_1 = l_{01} - z \operatorname{tg} \psi, \quad l_2 = l_{02} + z \operatorname{tg} \psi, \quad (5)$$

где ψ - угол при вершинах призм, l_{01} , l_{02} - длина пути в кристаллах для центрального луча, выходящего из точки O .

Интенсивность луча на выходе поляризатора Π_2 , скрещенного с поляризатором Π_1 , пропускающим под углом 45° к осям x и y , определяется известным выражением [16]

$$I(x, z) = \frac{I_0(x)}{2} (1 - \cos \Delta\varphi), \quad (6)$$

где $I_0(x)$ - интенсивность луча выходящего из плоскости x, y . Линза Λ_2 выполняет роль интегратора, собирая параллельные лучи в точку оси Z . Интенсивность света в этой точке равна

$$I(Z) = \mu \int_{-z_0}^{z_0} I_0(x) (1 - \cos \Delta\varphi) dx, \quad (7)$$

где постоянный коэффициент μ определяется потерями света в системе. Учитывая (3) - (5), получим

$$I(\xi) = \mu \int_{-x_0}^{x_0} I_0(x) dx - \mu \int_{-x_0}^{x_0} I_0(x) \cos [\Omega(\xi)x + \Phi(\xi)] dx, \quad (8)$$

где

$$\Omega(\xi) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \operatorname{tg} \psi \sin \frac{2\xi}{\alpha F}, \quad (9)$$

$$\Phi(\xi) = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} \left[q(\rho_{01} + \rho_{02}) + (\rho_{02} - \rho_{01}) \sin \frac{2\xi}{\pi F} \right], \quad (10)$$

F — фокусное расстояние линзы Λ_2 . Из выражения (9) видно, что зависимость частоты от координаты приблизительно линейная; из выражений (9) и (10) определяем степень поиска по фазе [11]:

$$m = \frac{\Omega'_\xi}{x_0 \Omega'_\xi} = \frac{|\rho_{02} - \rho_{01}|}{2x_0 \operatorname{tg} \psi} \quad (11)$$

Отсюда видно, что для получения поиска по фазе одна из призм должна быть "толще" в продольном направлении, т.е. должна иметь усеченную форму.

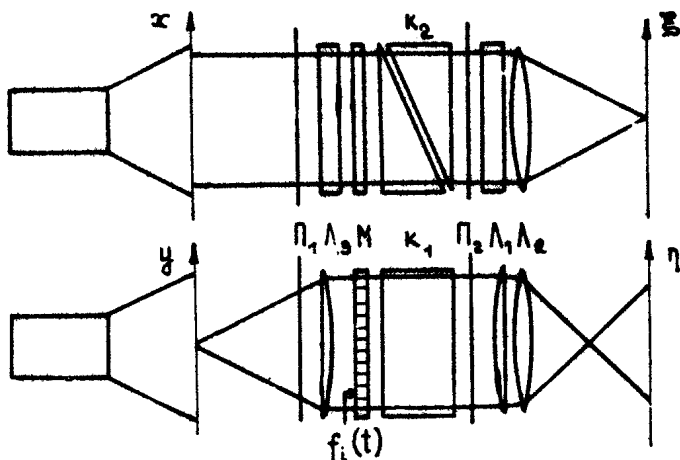
Важной характеристикой анализатора является число периодов максимальной частоты N_{\max} на интервале интегрирования $2x_0$. Из выражения (9) получаем

$$N_{\max} = \frac{\Omega_{\max}}{2\pi} 2x_0 = \frac{2\Delta n \operatorname{tg} \psi}{\lambda \pi} \frac{\xi_{\max}}{F} \cdot 2x_0 = \frac{2\Delta n \operatorname{tg} \psi}{\lambda \pi} \Delta \alpha 2x_0. \quad (12)$$

Для данного типа кристалла величина N_{\max} определяется максимальным углом ψ и величиной произведения $\Delta \alpha 2x_0$. Угол ψ ограничен допустимыми потерями на отражение, а также размерами образцов кристаллов вдоль оси системы. Величина произведения $\Delta \alpha 2x_0$ определяется светосилой объектива Λ_2 и расстоянием от входной плоскости до объектива. В этом смысле схема рис.1 предпочтительнее. При использовании интервала интегрирования $2x_0 = 36$ мм, угловой апертуры $\Delta \alpha = 15^\circ$, углов при вершинах призм $\psi = 15^\circ$ и объектива П-5-140 получаем $N_{\max} = 220$ для кристалла КДР и $N_{\max} = 900$ для кальцита на длине волны $\lambda = 0,6$ мкм.

Распределение интенсивности света в плоскости x, y можно формировать последовательно с помощью сканирующего и модулирующего устройства, например электронно-лучевой трубки. В этом случае возможен ввод в систему временного сиг-

нала и анализ его параллельно по всем частотам в реальном масштабе времени. При этом в плоскости регистрации ξ, η должен располагаться многоканальный временной интегратор света, например фотопленка или видикон.



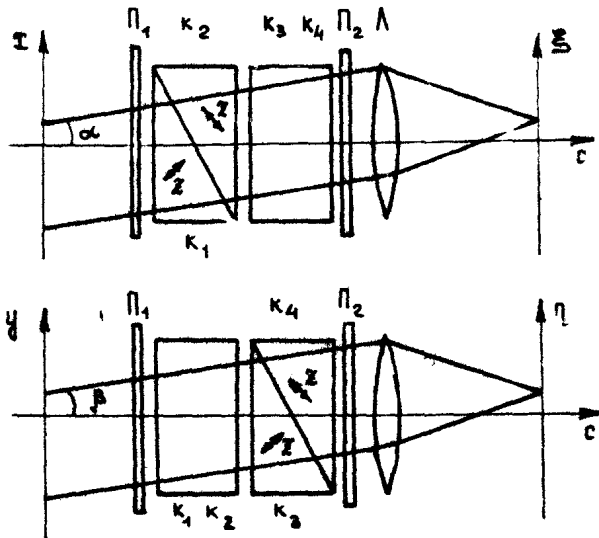
Р и с. 3. Многоканальный одномерный анализатор для анализа нескольких сигналов в реальном времени

Использование многоканального модулятора света, например электро-оптического [16], позволяет обрабатывать в реальном времени несколько временных сигналов [17], например напряжений с выходов элементов антенной решетки. На рис.3 показана оптическая схема такого устройства. Она отличается от схемы рис.1 введением на входе цилиндрической линзы Λ_3 и многоканального оптического модулятора M . При этом ось каналов η оптически сопряжена с выходной плоскостью модулятора M . Развертка светового пятна производится вдоль оси x . Размер пятна по оси y определяется допустимой расходимостью лучей, обусловленной конструкцией модулятора M [16].

2. ДВУМЕРНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

На основе анизотропных кристаллов возможно также построение эталонного модулятора для анализатора двумерного

спектра. Для этого последовательно с первой парой призм необходимо расположить еще одну такую же, но повернутую вокруг оси системы на 90° . На рис.4 представлена схема анализатора двумерного спектра. На плоскости x, y также имеется пространственно-некогерентное распределение интенсивности света, которое может задаваться одновременно или последовательно с помощью сканирующего устройства, например ЭЛТ. Проходя через вторую пару призм K_3 и K_4 световые волны ортогональных поляризаций приобретают дополнительную разность фаз, которая зависит от координаты выхода луча y (так как призмы K_3 и K_4 имеют клиновидность в направлении оси y) и от наклона луча относительно плоскости x, z (так как оптические оси призм K_3 и K_4 лежат в плоскости y, z).



Р и с. 4. Оптическая схема двумерного анализатора спектра

Тогда для полной разности фаз волн ортогональных поляризаций можно написать выражение

$$\Delta\varphi(\alpha, \beta) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\Delta\varphi_0(\alpha, \beta) + x \operatorname{tg} \psi \sin \frac{2\alpha}{n} - y \operatorname{tg} \psi \sin \frac{2\beta}{n} \right] \Delta n, \quad (13)$$

где β - угол отклонения луча от оси z в плоскости y, z .

Учитывая (13), можно записать выражение для интенсивности света в точке регистрации (ξ, η) , находящейся в фокальной плоскости линзы Λ , аналогичное выражению (8):

$$I(\xi, \eta) = \int_{-x_0}^{x_0} \int_{-y_0}^{y_0} \frac{I_0(x, y)}{2} \left\{ 1 - \cos \left[\Omega_x(\xi)x - \Omega_y(\eta)y + \Phi(\xi, \eta) \right] \right\} dx dy, \quad (14)$$

где

$$\Omega_x(\xi) = \frac{4\pi \Delta n \operatorname{tg} \psi}{\lambda \bar{n} F} \xi, \quad \Omega_y(\eta) = \frac{4\pi \Delta n \operatorname{tg} \psi}{\lambda \bar{n} F} \eta.$$

$\Phi(\xi, \eta)$ — линейная функция координат ξ и η , F — фокусное расстояние линзы Λ . Выражение (14) описывает двумерный спектральный анализ функции $I_0(x, y)$. В этом случае также необходимо обеспечить поиск по фазе, но достаточно лишь по одной из осей.

Рассмотрим отклик анализатора на распределение освещенности $I_0(x, y)$ синусоидального вида:

$$I_0(x, y) = A_0 - a \cos(\Omega_{0x}x + \Omega_{0y}y + \Phi_0). \quad (15)$$

При этом будем предполагать, что фаза эталонной функции зависит лишь от координаты ξ . Это обеспечивается в том случае, когда толщины кристаллов K_3 и K_4 вдоль оси системы равны, что следует из формулы (10).

Вычисляя интеграл (14), получим выражение для отклика на синусоидальный сигнал:

$$\tilde{I}(\xi, \eta) = \frac{a \sin[(\kappa\xi - \Omega_{0x})x_0]}{\kappa\xi - \Omega_{0x}} \cdot \frac{\sin[(\kappa\eta + \Omega_{0y})y_0]}{\kappa\eta + \Omega_{0y}} \cos(\beta\xi - \Phi_0), \quad (16)$$

где

$$\kappa = \frac{4\pi}{\lambda \bar{n} F} \Delta n \operatorname{tg} \psi, \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda \bar{n} F} (\rho_{02} - \rho_{01}) \Delta n,$$

Φ_0 — постоянная фаза. Отклик имеет вид яркого пятна в точке с координатами $\xi = \frac{\Omega_{0x}}{\kappa}$, $\eta = \frac{\Omega_{0y}}{\kappa}$, изрезанного полосами, параллельными оси η и представляющими собой несущую вида $\cos(\beta\xi - \Phi_0)$. Если на диаметре пятна отклика убирается достаточное число периодов несущей, определяемое прежней формулой (11), то возможно раздельное измерение амплитуды спектральной составляющей a по максимуму огибающей и

фазы Φ_0 по фазе несущей Φ_s . Если при этом выходная картина в плоскости ξ, η регистрируется с помощью сканирующего фотоприемника, например видикона, то строки считывания следует расположить перпендикулярно полосам несущей, т.е. вдоль оси ξ . Это расположение наиболее удобно для детектирования электрического сигнала на выходе видикона.

В рассмотренном двумерном анализаторе спектра также возможен последовательный ввод анализируемого электрического сигнала с помощью сканирующего источника света, например ЭЛТ. Ширина спектра света также определяется числом отсчетных точек по частоте вдоль одной из осей.

3. ВЛИЯНИЕ СПЕКТРА СВЕТА НА ПАРАМЕТРЫ АНАЛИЗАТОРА

Интерференционный характер формирования эталонных функций приводит к зависимости их параметров от длины волны света λ , как это видно из выражений (9) и (10). При использовании вводного устройства, излучающего немонахроматический свет, в эталонном модуляторе складываются функции с разными частотами и фазами. Суммарная эталонная функция спектроанализатора отличается от гармонического сигнала, что приводит к расширению и ослаблению отклика анализатора. При этом более сильное влияние оказывает зависимость фазы Φ от λ ввиду наличия большого слагаемого $\rho_{01} + \rho_{02}$. Для уменьшения этого влияния необходимо добавить плоскопараллельную пластину из анизотропного кристалла (например, из материала призм) с оптической осью, параллельной оси ψ . Эта пластина создает дополнительную разность фаз волн двух поляризаций, мало зависящую от направления луча

$$\Delta\varphi_n = -\frac{2\pi}{\lambda} \Delta n d, \quad (17)$$

где d — толщина пластины. Учитывая эту добавку, получим следующее выражение для фазы эталонной функции:

$$\Phi(\xi) = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} \left[q(\rho_{01} + \rho_{02}) + (\rho_{02} - \rho_{01}) \sin \frac{2\xi}{nT} - 2d \right]. \quad (18)$$

Предположим, что источник света излучает в основном в узком спектральном интервале около длины волны λ_0 . Зави-

симость разности показателей Δn кристалла от длины волны можно учесть, записав хроматический сомножитель в выражениях (9) и (18) следующим образом:

$$\frac{\Delta n(\lambda)}{\lambda} = \frac{\Delta n_0}{\lambda_0} \left(1 - \gamma \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} \right), \quad (19)$$

где $\gamma = 1 - \frac{\Delta n'_0 \lambda_0}{\Delta n_0}$, $\Delta \lambda = \lambda - \lambda_0$, Δn_0 и $\Delta n'_0$ - разность показателей и ее производная по λ в точке $\lambda = \lambda_0$. Коэффициент γ в небольшом спектральном интервале постоянный и для большинства кристаллов близок к единице (например, $\gamma = 1,2$ для кристалла КДР на линии натрия). Поскольку световые сигналы для разных длин волн складываются по интенсивности, то переменную часть выходного сигнала можно записать, используя (8) и (19) в следующем виде:

$$\tilde{I}(\xi) = \int_{-x_0}^{x_0} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\tau) \cos \left\{ \left(1 - \gamma \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} \right) [\bar{Q}(\xi)_\tau + \bar{\Phi}(\xi)] \right\} T(\lambda) d\tau d\lambda, \quad (20)$$

где $\bar{Q}(\xi)$ и $\bar{\Phi}(\xi)$ соответствуют длине волны $\lambda = \lambda_0$, $T(\lambda)$ - спектральный коэффициент пропускания всей системы, включающий в себя спектр источника света, спектральное пропускание элементов системы и спектральную чувствительность фотоприемника.

Рассмотрим влияние спектра света на отклик анализатора на гармонический сигнал вида $I_0 = A_0 - a \cos(\Omega_0 \tau - \varphi_0)$. Информационная часть отклика (на положительной частоте) описывается выражением

$$\tilde{I}(\xi) = \int_{-x_0}^{x_0} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{a}{2} T(\lambda) \cos \left\{ [\bar{Q}(\xi) - \Omega_0]_\tau + \bar{\Phi}(\xi) - \varphi_0 - \gamma \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} [\bar{Q}(\xi)_\tau + \bar{\Phi}(\xi)] \right\} d\tau d\lambda \quad (21)$$

Подынтегральное выражение можно представить в виде амплитудно-модулированных гармонических функций переменной:

$$\begin{aligned} \tilde{I}(\xi) = & \frac{a}{2} \int_{-x_0}^{x_0} P(\tau) \sin \left\{ [\bar{Q}(\xi) - \Omega_0]_\tau + \bar{\Phi}(\xi) - \varphi_0 \right\} d\tau + \\ & + \frac{a}{2} \int_{-x_0}^{x_0} Q(\tau) \cos \left\{ [\bar{Q}(\xi) - \Omega_0]_\tau + \bar{\Phi}(\xi) - \varphi_0 \right\} d\tau, \quad (22) \end{aligned}$$

где

$$P(x) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} T(\lambda) \sin \left\{ \gamma \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} [\bar{Q}(\xi) \mp \bar{\Phi}(\xi)] \right\} d\lambda,$$

$$Q(x) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} T(\lambda) \cos \left\{ \gamma \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} [\bar{Q}(\xi) \mp \bar{\Phi}(\xi)] \right\} d\lambda \quad (23)$$

Если функция $T(\lambda)$ существенно отлична от нуля лишь на небольшом интервале, т.е. выполняется условие $\Delta \lambda \ll \lambda_0$, то функции $P(x)$ и $Q(x)$ медленно изменяются при изменении x . В этом случае и при достаточно большой степени поиска по фазе выходной сигнал можно представить в виде промодулированного гармонического сигнала

$$\bar{I}(\xi) = a M(\xi) \cos [\bar{\Phi}(\xi) - \Phi_0 + \chi(\xi)], \quad (24)$$

где

$$M(\xi) = \sqrt{R_1^2(\xi) + R_2^2(\xi)}, \quad \operatorname{tg} \chi(\xi) = \frac{R_1(\xi)}{R_2(\xi)},$$

$$R_1(\xi) = \int_{-x_0}^{x_0} Q(x) \sin [\bar{Q}(\xi) - Q_0] x dx - \int_{-x_0}^{x_0} P(x) \cos [\bar{Q}(\xi) - Q_0] x dx,$$

$$R_2(\xi) = \int_{-x_0}^{x_0} Q(x) \cos [\bar{Q}(\xi) - Q_0] x dx + \int_{-x_0}^{x_0} P(x) \sin [\bar{Q}(\xi) - Q_0] x dx. \quad (25)$$

Таким образом, при расширении спектра света выходной сигнал изменяется по амплитуде и по фазе, причем эти изменения различны для разных частот анализируемого сигнала Q_0 .

Рассмотрим два важных для практики частных случая. Если источник света имеет широкий спектр, то можно использовать узкополосный интерференционный светофильтр [18]. В этом случае спектральный коэффициент пропускания анализатора будет определяться характеристикой фильтра

$$T(\lambda) = \frac{T_0}{1 + (\Delta \lambda / \Delta \lambda_0)^2}. \quad (26)$$

Вычисляя интегралы в выражениях (23), получим

$$p(x) = 0, \quad Q(x) = \pi T_0 \Delta \lambda_0 \exp \left\{ - \left| \gamma \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} (\bar{Q}x + \bar{\Phi}) \right| \right\} \quad (27)$$

Рассмотрим изменение огибающей отклика $M(\xi)$. При достаточном поиске по фазе ($m > 2$) вычисления интегралов в выражениях (25) приводят к результату

$$M(\xi) = \frac{\operatorname{sh}^2 \left[\gamma \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} \bar{Q}(\xi) \tau_0 \right] + \sin^2 \left[\bar{Q}(\xi) - Q_0 \right] \tau_0}{\sqrt{\left[\gamma \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} \bar{Q}(\xi) \right]^2 + \left[\bar{Q}(\xi) - Q_0 \right]^2}} \exp \left\{ - \left| \gamma \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} \bar{\Phi}(\xi) \right| \right\} \quad (28)$$

Из полученного выражения видно, что форма огибающей отклика зависит от частоты сигнала Q_0 . Максимум огибающей определяется из выражения (28) при $\bar{Q}(\xi_0) = Q_0$

$$M_{\max} = \frac{\operatorname{sh} \left(\gamma \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} Q_0 \tau_0 \right)}{\gamma \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} Q_0} \exp \left\{ - \left| \gamma \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} \bar{\Phi}(\xi_0) \right| \right\} \quad (29)$$

Фаза $\bar{\Phi}(\xi_0)$, входящая в это выражение, зависит от толщины плоскопараллельной пластины d . Используя выражения (9), (11) и (18) и полагая для определенности $l_{01} > l_{02}$, получаем

$$\bar{\Phi}(\xi_0) = \frac{\pi \Delta n_0}{\lambda_0} \left[4(l_{01} + l_{02}) - 2d \right] - m Q_0 \tau_0 \quad (30)$$

Толщину пластины d разумнее выбрать такой, чтобы наибольшее значение максимума огибающей отклик имел в середине частотного диапазона, а уменьшение его происходило бы симметрично к краям диапазона. Приравнивая величины максимума огибающей для частот $Q_0 = 0$ и $Q_0 = Q_{\max}$, из выражений (29) и (30) получим

$$d = 4 \frac{l_{01} + l_{02}}{2} - \frac{m N_{\max} \lambda_0}{4 \Delta n_0} + \frac{\lambda_0^2}{4 \pi \gamma \Delta n_0 \Delta \lambda_0} \ln \left\{ \frac{\operatorname{sh} \left(\gamma \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} \pi N_{\max} \right)}{\gamma \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} \pi N_{\max}} \right\} \quad (31)$$

При этом значении толщины пластины относительная величина максимума огибающей отклика (по сравнению со случаем монохроматического света) на краях частотного диапазона равна

$$M_{\text{max}}^{\text{отн}}(0, \Omega_{\text{max}}) = \frac{\operatorname{sh}\left(\gamma \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} \pi N_{\text{max}}\right)}{\gamma \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} \pi N_{\text{max}}} \operatorname{exp}\left(-\gamma \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} \frac{\pi}{2} \pi N_{\text{max}}\right). \quad (32)$$

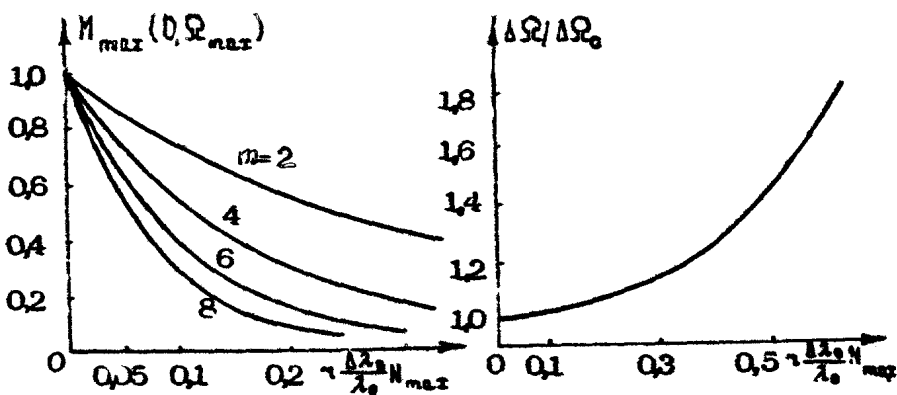
На рис.5 представлены кривые зависимости амплитуды отклика на краях частотного диапазона от величины $\gamma \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} N_{\text{max}}$ для различных значений m . Графики позволяют выбрать спектральную ширину светофильтра для требуемого числа периодов N_{max} и допустимого ослабления отклика.

Используя выражение (28), можно вычислить ширину огибающей отклика. Легко видеть, что расширение отклика при увеличении спектрального интервала света более значительно для высоких частот Ω_0 . Для максимальной частоты форма огибающей описывается выражением

$$M(\Omega - \Omega_0) = \frac{\operatorname{sh}^2\left(\gamma \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} \pi N_{\text{max}}\right) + \sin^2\left[(\Omega - \Omega_0) \tau_0\right]}{\left(\gamma \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} \pi N_{\text{max}}\right)^2 + (\Omega - \Omega_0)^2 \tau_0^2} \quad (33)$$

Вычисляя значение $\Delta\Omega = \Omega - \Omega_0$, при котором величина огибающей $M(\Delta\Omega)$ уменьшается в два раза, получим полуширину отклика по уровню 0,5. На рис.6 представлен график зависимости относительной ширины отклика от величины $\gamma \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} N_{\text{max}}$. Как видно, ширина отклика не зависит от толщины пластины и от поиска по фазе. Из полученных графиков (рис.5 и 6) следует, что расширение спектра света сильнее сказывается на амплитуде отклика, чем на его ширине.

Рассмотрим теперь применение в качестве вводного устройства ЭЛТ. В этом случае также можно использовать интерференционный фильтр. Однако известны люминофоры на основе редкоземельных элементов, имеющие линейчатый спектр излучения [19]. Наиболее узкий и интенсивный доминирующий пик излучения из применяемых люминофоров имеет люминофор ти-

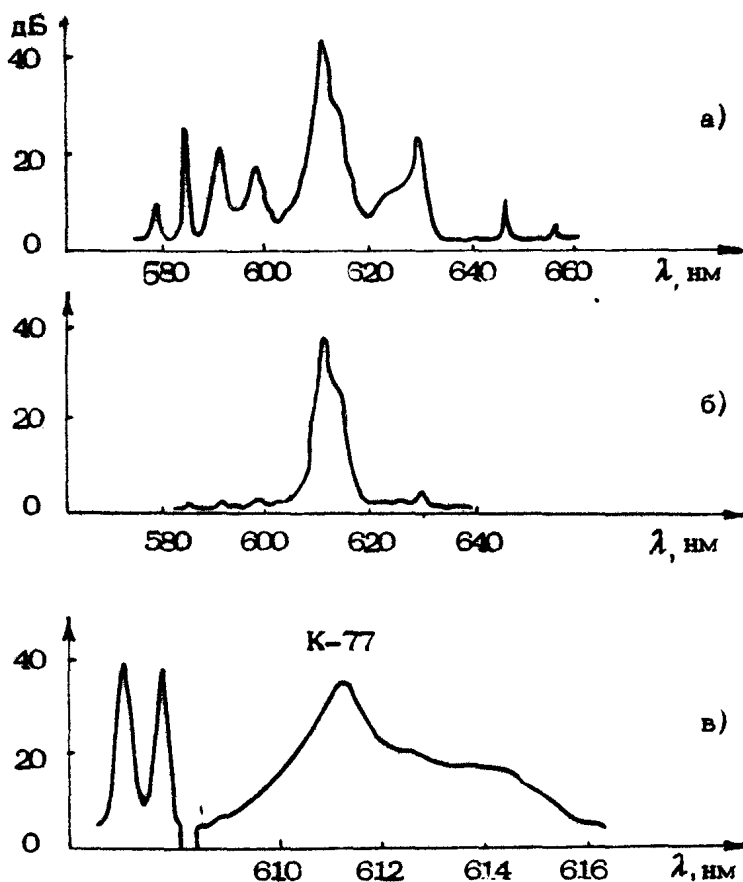


Р и с. 5. Зависимость амплитуды отклика от ширины интерференционного светофильтра.

Р и с. 6. Зависимость ширины отклика от ширины интерференционного светофильтра

па К-77. На рис.7,а представлен спектр этого люминофора, измеренный с помощью монохроматора УМ-2 (ширина щелей около 3 мкм). Кроме основного пика на длине волны $\lambda_0 = 611$ нм, в нем имеются мешающие более слабые пики, которые необходимо отфильтровывать. Ввиду их близкого расположения около основного пика фильтрация их весьма затруднена (стандартные цветные стекла не позволяют это сделать). Фильтрацию можно осуществить с помощью сравнительно широкого интерференционного фильтра. На рис.7,б показан результат фильтрации спектра люминофора с помощью фильтра шириной около 18 нм. Однако при значительном наклоне лучей (более 5°) качество фильтрации резко снижается ввиду смещения полосы фильтра в синюю область. Более стабильную фильтрацию может обеспечить применение стекол, содержащих редкоземельные элементы и имеющих узкие полосы пропускания. Как показывают эксперименты, хорошие результаты дает использование солей гольмия, неодима и празеодима.

Рассмотрим влияние ширины основного пика излучения люминофора на параметры выходного сигнала. На рис.7,в показана форма пика, прописанная на самописце при большой скорости движения ленты. Слава на рисунке представлена запись дублета натрия, по которой можно оценить ширину аппаратной функции спектрографа (около 0,15 нм). Как показывают измерения, форму пика можно весьма точно (исключая неболь-



Р и с. 7. Спектр излучения люминофора К-77: а – спектр без фильтрации, б – спектр с фильтрацией, в – форма аппаратной функции спектрографа и основной линии люминофора К-77

шой प्रदेशа в красной области) описывать экспонентой

$$T(\lambda) = \exp\left(-\frac{|\Delta\lambda|}{\Delta\lambda_0}\right), \quad (34)$$

где для данного люминофора $\Delta\lambda_0 = 0,5$ нм. Аналогично проведенным выше расчетам, используя выражения (23) – (25), получаем зависимость максимума огибающей выходного сигнала от частоты:

$$M = \frac{\alpha \tau \operatorname{ctg} \left[\tau \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} (\Omega_0 \tau_0 + \bar{\Phi}) \right] + \alpha \tau \operatorname{ctg} \left[\tau \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} (\Omega_0 \tau_0 - \bar{\Phi}) \right]}{2 \tau \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} \Omega_0 \tau_0}, \quad (35)$$

где $\bar{\Phi}$ определяется из выражения (30). Находя значения максимума огибающей из выражения (35) для частот $\Omega_0 = 0$ и $\Omega_0 = \Omega_{\max}$ и приравнявая их, получаем уравнение

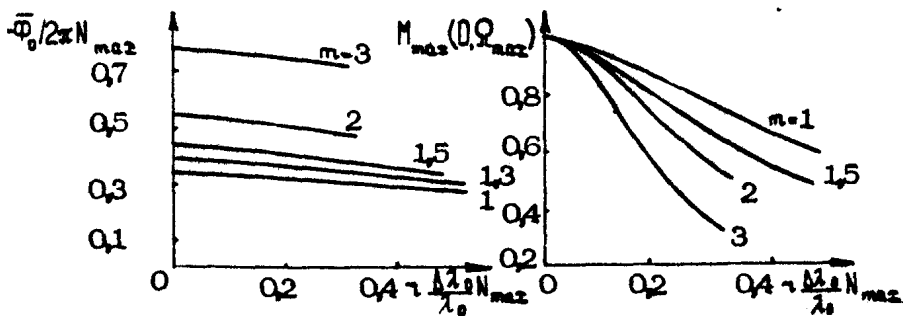
$$\operatorname{tg} \frac{2v_1}{1+v_1^2} = \frac{2v_1}{1+(b-mv_1)^2-v_1^2}, \quad (36)$$

где

$$v_1 = \tau \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} \Omega_{\max} \tau_0 = \pi \tau \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} N_{\max}; \quad v_2 = \tau \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} \bar{\Phi}_0;$$

$$\bar{\Phi}_0 = \frac{\pi \Delta \lambda_0}{\lambda_0} [4(l_{01} + l_{02}) - 2d] \quad (37)$$

Из уравнения (36) для конкретных параметров анализатора можно определить величину $\bar{\Phi}_0$ и затем толщину пластины d , а из выражения (35) амплитуду сигнала на краях частотного диапазона. На рис. 8 и 9 представлены результаты численного расчета для различного поиска по фазе m . Из рис. 9 получаем, что для люминофора К-77 и кристалла КДР при по-



Р и с. 8. Зависимость постоянной фазы от ширины спектра люминофора.

Р и с. 9. Зависимость амплитуды отклика от ширины спектра люминофора

иске по фазе $m=2$ и максимальном числе периодов $N_{\text{max}}=200$ амплитуда сигнала на краях частотного диапазона падает до уровня 72%.

В качестве примера на рис.10 и 11 (см. вклейки) приведены спектры временных сигналов, полученных на двумерном анализаторе. Фотографии сделаны с экрана телевизионного монитора. На рис.10 показан спектр тонального сигнала, внизу в середине виден отклик на постоянную. На рис.11 показан спектр сигнала с генератора псевдослучайной последовательности. На входной ЭЛТ данный сигнал представлял собой группу полос одинакового наклона со случайным периодом следования.

Для оценки уровня собственных шумов анализатора выходная световая картина в плоскости фотопластины сканировалась с помощью ФЭУ с диафрагмой. Как показали измерения, отношение сигнал/шум составляет не менее 55 дБ, причем основной вклад в наблюдаемые флуктуации дают шумы ФЭУ. Из этого можно сделать вывод, что динамический диапазон описанных анализаторов практически определяется динамическим диапазоном фотопреобразователя.

Заключение

Проведенный анализ показывает, что оптические системы обработки изображений с формированием эталонных функций путем интерференции поляризованных лучей обладают рядом достоинств. Они имеют малый уровень собственных шумов и слабую чувствительность к вибрациям. Их функциональные возможности довольно широки и близки к возможностям когерентных систем. Данные системы не требуют оптических элементов высокого качества и могут быть построены на основе серийных элементов.

Основная трудность применения описанных систем связана с наличием постоянной составляющей выходного светового потока, что обусловлено пространственной некогерентностью исходной световой картины. При регистрации выходного сигнала постоянная составляющая может приводить к уменьшению динамического диапазона системы. Однако при использовании фотоприемника с внутренним фотоэффектом (например, видеоканала или матрицы ПЗС, шум практически определяется шумом усилителя и мало зависит от величины постоянной. Учитывая,

что максимальная глубина модуляции выходной световой картины составляет 50%, можно сделать вывод, что динамический диапазон будет на 6 дБ ниже, чем без постоянной. Если же использовать эффект контрастирования, который возможен в видиконах и матрицах ПЗС [20], то динамический диапазон фотоприемника будет использован полностью.

Таким образом, оптические системы на основе поляризационной модуляции света сравнительно просты в изготовлении и эксплуатации и имеют довольно высокие параметры.

Л и т е р а т у р а

1. Granrath D.J., Hunt B.R. Signal-detection trade-off analysis of optical vs digital Fourier transform computers. - *Appl.Optics*, 1979, v.18, N1, p.36.
2. Оптическая обработка информации /Под ред. Д.Кейсента. М.: Мир, 1980.
3. Престон К. Когерентные вычислительные машины. М.: Мир, 1974, с.241.
4. Monahan M.A., Bromley K., Bocker R.P. Incoherent optical correlator. - *Proc. of the IEEE*, 1977, v.65, N1, p.121.
5. Rogers G.L. Noncoherent optical processing New York: John Wiley and Sons, 1977.
6. Chavel P., Lowenthal S. Noise and coherence in optical image processing. I. The Callier effect and its influence on image contrast. - *JOSA*, 1978, v.68, N5, p.559.
7. Chavel P., Lowenthal S. Noise and coherence in optical image processing. II. Noise fluctuations. - *JOSA*, 1978, v.68, N6, p.721.
8. Wohlers M. Optical matched filtering of incoherent im ges. - *Appl.Optics*, 1979, v.18, N21, p.3 48.
9. Chavel P. Optical noise and temporal coherence. - *J.Opt.Soc.Amer.*, 1980, v.70, N8, p.935.
10. Зверев В.А., Орлов Е.Ф. Оптические анализаторы М. Сов.радио, 1971.
11. Жогликов В.А Кияшко Б.В. Поляризационная модуляция света в оптических аналоговых системах обработки инфор-

машин. - Автометрия, 1980, №2, с.36.

12. Lohmann A.W. Wavefront reconstruction for incoherent light. - JOSA 1965, v.55, N11, p.1555.

13. Stroke G.W., Restrick R.C. Holography with spatially noncoherent light.-Appl.Phys.Lett., 1965, v.7, N9, p.229.

14. Най Дж. Физические свойства кристаллов. М.: ИЛ, 1960, с.279.

15. Шубников А.В. Оптическая кристаллография. М.:Изд-во АН СССР, 1950, с.47.

16. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970, с.11.

17. А.с. 589818. Многокнальный анализатор спектра/В.А.Жогликов, Б.В.Кияшко. - Оpubл. в Б.И., 1981, №20, с.260.

18. Розенберг Г.В. Оптика тонкослойных покрытий. М.: Гос.изд. физ.-мат. лит-ры, 1958, с.355.

19. Казанкин О.Н., Марковский Л.Я., Миронов И.А. и др. Неорганические люминофоры. Л.: Химия, 1975.

20. Kohn Elliot S. A charge-coupled infrared imaging array with Schottky-Barrier detectors. - IEEE Trans.Е.Dev., 1976, v.23, N.2, p.207.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.	3
Е.Ф.Орлов. Интерференционная структура широкополосного звука в океане.....	7
Г.А.Шаронов, В.Н.Лобанов. Акустическая голография в слоистых волноводах.....	34
С.В.Варнавин, В.Д.Лазарев, В.Н.Лобанов, Л.И.Татаринов, В.Н.Фокин. О лучевых методах прогнозирования параметров интерференционной структуры широкополосного звука в стратифицированном океане постоянной глубины.....	54
А.Н.Бархатов, Н.В.Горская, Н.М.Громогласов, Г.Н.Николаев, Б.М.Салин, Е.И.Сергеев. Исследование в модельных условиях интерференционной структуры широкополосного сигнала в акустическом волноводе.....	73
Е.Ф.Орлов, И.С.Раков, В.Н.Фокин. Спектральные характеристики интерференционной модуляции широкополосного звука в модельных двухслойных волноводах.	82
В.Н.Голубев, В.А.Лазарев, Е.Ф.Орлов, И.С.Раков, А.Д.Соколов, Г.А.Шаронов, В.П.Шевцов. Экспериментальные исследования интерференции широкополосного звука в океане.....	93
А.И.Веденев. Использование явления интерференции широкополосных сигналов от движущихся источников для оценки слоистости дна корреляционным способом	133
В.А.Жогликов, Б.В.Кияшко. Оптические системы обработки двумерных изображений, основанные на поляризационной модуляции света.....	154

CONTENTS

Préface	3
E.F.Orlov. Interference structure of broadband sound in the ocean	7
G.A.Sharonov, V.N.Lobanov. Acoustic geology in laminar waveguides	34
S.V.Varnavin, V.D.Lazarev, V.N.Lobanov, L.I.Tatarinov, V.N.Fokin. On ray methods of predicting the parameters of the interference structure of a broadband sound in a stratified constant-depth ocean	54
A.N.Barhatov, N.V.Gorskaya, N.M.Gromoglasov, G.N.Nikolaev, B.M.Salin, E.I.Sergeev. The study of the interference structure of a broadband signal in an acoustic waveguide	73
E.F.Orlov, I.S.Rakov, V.N.Fokin. Spectral characteristics of broadband sound interference modulation in simulated two-layer waveguides	82
V.N.Golubev, V.A.Lazarev, E.F.Orlov, I.S.Rakov, A.D.Sokolov, G.A.Sharonov, V.P.Shevtsov. Experimental investigations of broadband sound interference in the ocean	93
A.I.Vedenev. The use of the interference of broadband signals from moving sources for the estimation of floor stratification by a correlation method	133
V.A.Zhoglikov, B.V.Kiyashko. Optical systems for interpreting two-dimensional images based on polarization modulation of light	154

УДК 534.6.551.463.256

Интерференционная структура широкополосного звука в океане. Орлов Е. Ф. - В кн.: Интерференция широкополосного звука в океане. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с 7.

Выявлены особенности распространения широкополосного звука в океане, связанные с интерференцией мод (лучей). Показано, что интерференционное пространственно-частотное распределение интенсивности широкополосного звука в "замороженных" и однородных по трассе слоистых средах (океанических волноводах) может быть представлено в виде суммы упорядоченных двумерных структур на плоскости частота - расстояние. Рассмотрены спектральные и корреляционные характеристики интерференционного распределения интенсивности широкополосного звука в волноводах и показано, что двумерный спектр распределения дискретен. Частоты дискретного спектра связаны со спектром волноводных мод и дисперсионными характеристиками волновода. Предложен метод экспериментального исследования параметров тонкой интерференционной структуры широкополосного звука в океане. Ил.5, список лит. 16 назв.

УДК 621.3:535.4

Акустическая голография в слоистых волноводах. Шаронов Г. А., Лобанов В. Н. - В кн.: Интерференция широкополосного звука в океане. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.34.

Рассматриваются основные методы акустической голографии и особенности их применения в слоисто-неоднородных волноводах. Описан метод, основанный на регистрации интерференционной структуры акустических волн в слоистом волноводе с использованием в качестве опорной волны одной из возбуждаемых в волноводе мод. Приведены результаты экспериментального исследования восстановления изображения точечного источника звука в двухслойном волноводе методом физического моделирования. Ил.5, список лит. 26 назв.

УДК 551.463.21:534.231.2

О лучевых методах прогнозирования параметров интерференционной структуры широкополосного звука в стратифицированном океане постоянной глубины. Варнавин С. В., Лазарев В. Д., Лобанов В. Н., Татарминов Л. И., Фокин В. Н. - В кн.: Интерференция ши-

рокопосного звука в океане. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с. 54.

Рассмотрен параметрический метод анализа и расчета τ , ν -диаграмм и зависимостей относительных задержек лучей от дистанции ($\Delta\tau$, ν -диаграмм) для неизменных по трассе кучочно-линейных профилей скорости звука. Описаны геометрические свойства τ , ν -диаграмм. Кратко изложена методика расчета $\Delta\tau$, ν -диаграмм на ЭВМ. Приведен пример расчета τ , ν - и $\Delta\tau$, ν -диаграмм для модели реальных гидролого-акустических условий. Ил. 7, список лит. 12 назв.

УДК 534.6.621.372.85

Исследование в модельных условиях интерференционной структуры широкополосного сигнала в акустическом волноводе. Бархатов А.Н., Горская Н.В., Громоглазов Н.М., Николаев Г.Н., Салин Б.М., Сергеев Е.И. - В кн.: Интерференция широкополосного звука в океане. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с. 73.

Проведено исследование интерференционной структуры широкополосного акустического сигнала в непрерывно слоистой среде, сформированной в заглушенной гидроакустической ванне. Дано описание лабораторной установки, созданной на базе стандартной аппаратуры. Получены фотографические записи интерференционных кривых в плоскостях частота - дальность и частота - глубина. Проведен анализ полученных интерференционных кривых. Получено хорошее соответствие экспериментальных и рассчитанных на ЭВМ интерференционных картин и определенных по ним дисперсионных характеристик волновода. Ил. 11, список лит. 6 назв.

УДК 534.6.621.372

Спектральные характеристики интерференционной модуляции широкополосного звука в модельных двухслойных волноводах. Орлов Е.Ф., Раков И.С., Фокин В.Н. - В кн.: Интерференция широкополосного звука в океане. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с. 82.

Рассмотрены спектральные характеристики пространственно-частотного распределения энергии звукового поля сосредоточенного широкополосного излучателя в модельных двухслойных средах. Результаты измерений, выполненные с использованием оптических средств обработки изображений, имеют хорошее согласие с расчетом, выполненным на ЭВМ. Показана

возможность изучения тонкой интерференционной структуры поля и ее основных параметров в слоистых волноводах методом моделирования с привлечением оптических средств регистрации и двумерной обработки пространственно-частотного распределения энергии акустического поля в волноводах. Ил.8, список лит. 7 назв.

УДК 534.6:551.463.256

Экспериментальные исследования интерференции широкополосного звука в океане. Г о л у б е в В. Н., Л а з а р е в В. А., О р л о в Е. Ф., Р а к о в И. С., С о ж о л о в А. Д., Ш а р о н о в Г. А., Ш е в ц о в В. П. - В кн.: Интерференция широкополосного звука в океане. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.93.

Экспериментально обнаружена закономерность пространственно-частотного изменения интенсивности акустических волн в океанических волноводах, вызванных интерференцией. Показано, что интерференционная структура пространственно-частотного распределения интенсивности звука имеет дискретный двумерный спектр, параметры которого устойчивы во времени, регулярным образом зависят от пространственных координат и частоты.

Приведены описание методов экспериментальных исследований и результаты измерений в океанических волноводах различного типа: канал с заглубленной осью, приповерхностный канал, придонный волновод (мелкое море), выполненный на трассах значительной протяженности (до 10^4 длин волн и более). Результаты измерений хорошо согласуются с данными расчета. Ил.31, список лит. 30 назв.

УДК 534.87

Использование явления интерференции широкополосных сигналов от движущихся источников для оценки слоистости дна корреляционным способом. В е д е н е в А. И. - В кн.: Интерференция широкополосного звука в океане. Горький: ИПФ АН СССР, 1984, с.133.

Описан метод оценки слоистости морского дна по анализу интерференционной структуры широкополосного звука, отраженного слоем донных осадков. Предлагаемый метод основан на измерении времен задержек отраженных от донных слоев широкополосных нестационарных сигналов от движущихся источников путем измерения текущей функции автокорреляции. По-

лучены выражения для выбора времени накопления, позволяющие оптимизировать выделение отражений на фоне помех океана. Ил.5, список лит. 10 назв.

УДК 621.391.2:535.8

Оптические системы обработки двумерных изображений, основанные на поляризационной модуляции света. Ж о г л и - ж о в В. А., К и я ш к о Б. В. - В кн.: Интерференция широкополосного звука в океане. Горький: ИПФ АН СССР, 1984 с.154.

Рассматриваются оптические системы модуляционного типа для обработки информации, представленной в виде двумерного распределения яркости света. Обработываемая информация вводится с помощью прозрачного носителя записи, с помощью ЭЛТ или путем непосредственной проекции изображения на вход анализатора. Эталонные функции образуются путем интерференции поляризованных лучей, прошедших через двупреломляющие кристаллы. Одновременное формирование системы эталонных функций с различными параметрами позволяет вести анализ в реальном времени. Возможен также одновременный ввод сигналов по нескольким каналам, например с элементов антенной решетки. Подробно рассматриваются одномерные многоканальные и двумерные анализаторы спектра. Показано, что используемые в настоящее время кристаллы позволяют получать максимальные частоты эталонных функций до нескольких сотен периодов на длине окна интегрирования. Описываемые системы отличаются малым уровнем собственных шумов и малой чувствительностью к вибрациям, не требуют высококачественной оптики и просты в изготовлении и эксплуатации. Ил.11, список лит. 20 назв.

INTERFERENCI OF BROADBAND SOUND IN THE OCEAN

(eds. V.A.Zverev and E.F.Orlov)

A B S T R A C T S

INTERFERENCE STRUCTURE OF BROADBAND SOUND IN THE OCEAN

.E.F.Orlov

The peculiarities of the propagation of a broadband sound in the ocean associated with mode (ray) interference are revealed. It is shown that the interference space-frequency distribution of a broadband sound intensity in "frozen" and homogeneous laminar media (oceanic waveguides) can be presented as a sum of ordered two-dimensional structures in the frequency-range plane. The spectral and correlation characteristics of the interference distribution of broadband sound intensity in the waveguides are considered. It is shown the two-dimensional spectrum of distribution is discrete. The frequencies of the discrete spectrum are defined by the waveguide mode spectrum and the dispersion characteristics of the waveguide. A method of experimental study of the parameters of a thin interference structure of a broadband sound in the ocean is proposed.

ACOUSTIC GOLOGRAPHY IN LAMINAR WAVEGUIDES

G.A.Sharonov, V.N.Lobanov

The basic methods of acoustic golography and the peculiarities of their application in laminar-inhomogeneous waveguides are considered. A me-

thod based on recording the interference structure of acoustic waves in a laminar waveguide using one of the modes excited in a waveguide as a reference wave is described. The results of the experimental study on reconstructing the image of a point sound source in a two-layer waveguide by physic 1 simulation are presented.

ON RAY METHODS OF PREDICTING THE PARAMETERS OF THE INTERFERENCE STRUCTURE OF A BROADBAND SOUND IN A STRATIFIED CONSTANT-DEPTH OCEAN

S.V.Varnavin, V.D.Lazarev, V.N.Lobanov,
L.I.Tatarinov, V.N.Fokin

A parametric method of analysis and calculation of τ, ν - diagrams and the dependences of relative delays of the rays on the distance ($\Delta\tau, \nu$ - diagrams) for the piecewise-linear profiles of the sound-velocity constant along the route is considered. The geometric features of the τ, ν - diagrams are described. The method of computation of the $\Delta\tau, \nu$ - diagrams is presented in brief. An example of computing the τ, ν - and $\Delta\tau, \nu$ - diagrams for a model of real hydroacoustic conditions is given.

THE STUDY OF THE INTERFERENCE STRUCTURE OF A BROADBAND SIGNAL IN AN ACOUSTIC WAVEGUIDE

A.N.Barhatov, N.V.Gorskaya, N.M.Gromoglasov,
G.N.Nikolaev, B.M.Salin, E.I.Sergeev

The interference structure of a broadband acoustic signal in continuously laminated media formed in an anechoic hydroacoustic tank is investigated. A standard laboratory setup is described. The interference curves were photogra-

phed in the frequency range and frequency-depth planes. The interference curves obtained are analysed. The experimental and the computed interference patterns, as well as dispersion characteristics determined by them, are in good agreement.

SPECTRAL CHARACTERISTICS OF BROADBAND SOUND INTERFERENCE MODULATION IN SIMULATED TWO-LAYER WAVEGUIDES

E.F.Orlov, I.S.Rakov, V.N.Fokin

The spectral characteristics of the space-frequency distribution of sound field energy in a concentrated broadband emitter in simulated two-layer media are considered. The results of the measurements performed by optical methods of image interpretation are in good agreement with the computed data. The possibility of the investigation of the thin interference field structure and its basic parameters in laminar waveguides by means of simulation that uses optical methods of recording and two-dimensional processing of space-frequency distribution of acoustic field energy in waveguides is shown.

EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS OF BROADBAND SOUND INTERFERENCE IN THE OCEAN

V.N.Golubev, V.A.Lazarev, E.F.Orlov, I.S.Rakov, A.D.Sokolov, G.A.Sharonov, V.P.Shevtsov

A regularity in space-frequency variations of the acoustic wave intensity in oceanic waveguides caused by interference is discovered experimentally. It is shown that the interference structure of space-frequency distribution of the sound intensity has a discrete two-dimensional spectrum with time-constant parameters that depend in a

regular manner on space coordinates and frequency. The methods of experimental investigations and the results of the measurements which were carried out for rather long distances (up to 10^4 wavelengths or more) are described. The measurements were performed for oceanic waveguides of different types, such as a channel with a dipped axis, a surface channel, a bottom waveguide (shallow sea). The results are in good agreement with the calculation data.

THE USE OF THE INTERFERENCE OF BROADBAND SIGNALS FROM MOVING SOURCES FOR THE ESTIMATION OF FLOOR STRATIFICATION BY A CORRELATION METHOD

A.I.Vedenev

The method estimating the oceanic floor stratification based on the analysis of the interference structure of the broadband sound reflected at a layer of floor sediments is described. The delay time of broadband nonstationary signals from moving sources reflected from the floor layers is measured by the running autocorrelation function. The equations for the selection of the accumulation time are obtained that allow one to optimize the separation of the images on the background of the oceanic interferences.

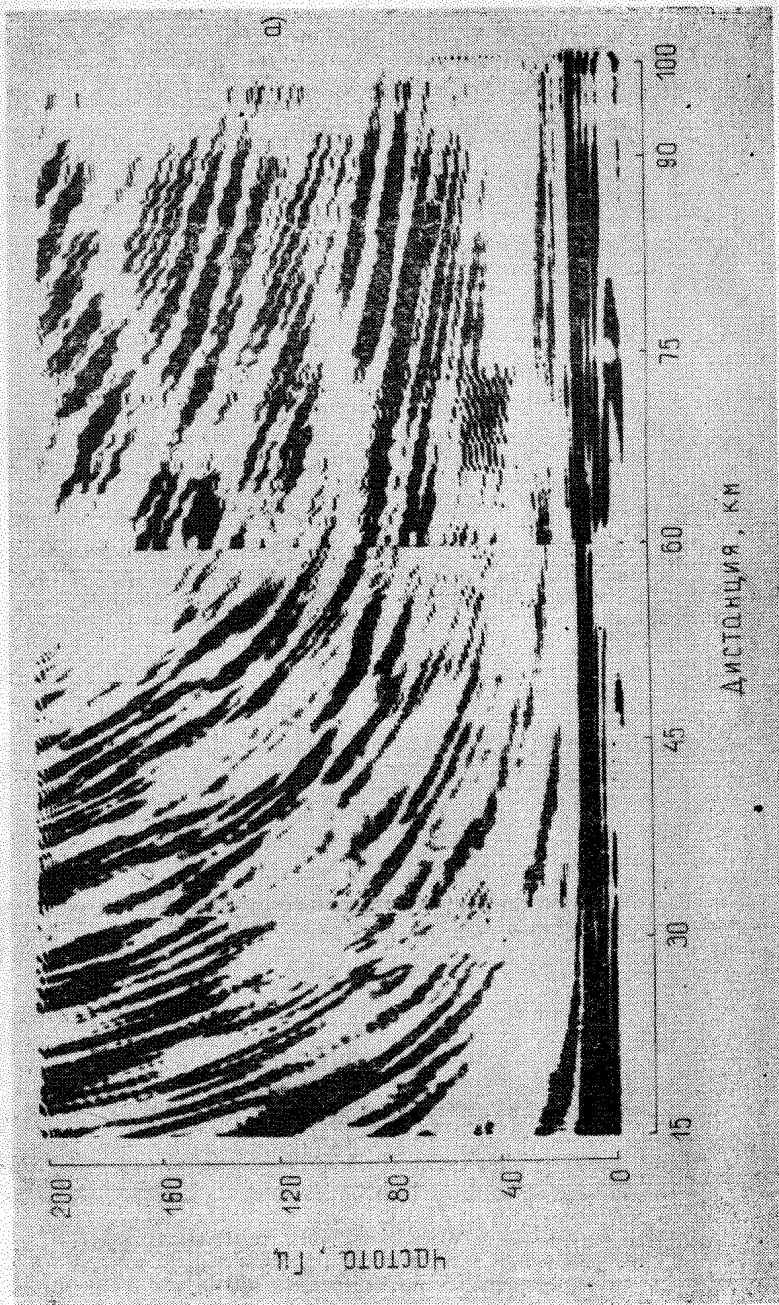
OPTICAL SYSTEMS FOR INTERPRETING TWO-DIMENSIONAL IMAGES BASED ON POLARIZATION MODULATION OF LIGHT

V.A.Zhoglikov, B.V.Kiyashko

Optical modulation systems for the processing data presented as a two-dimensional distribution of brightness are considered. The data are set with a help of a transparent recording medium,

CRT or by projecting the image on the analyser input. Standard functions are formed by the interference of the polarized rays that have passed through birefringent crystals. Simultaneous formation of a system of standard functions of various parameters allow for the analysis in real time. Simultaneous input of signals into several channels, for example from the elements of antenna array, is also possible. One-dimensional multi-channel and two-dimensional spectrum analysers are considered in detail. It is shown that the crystals used at present make it possible to obtain maximal frequencies of standard functions up to several hundreds of periods along the integration window. The systems described are characterized by a low level of intrinsic noise and low sensitivity to vibrations. They do not require high-quality optics and are simple in fabrication and use.

Рисунок к статье Е. Ф. Орлова «ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ СТРУКТУРА ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА В ОКЕАНЕ»



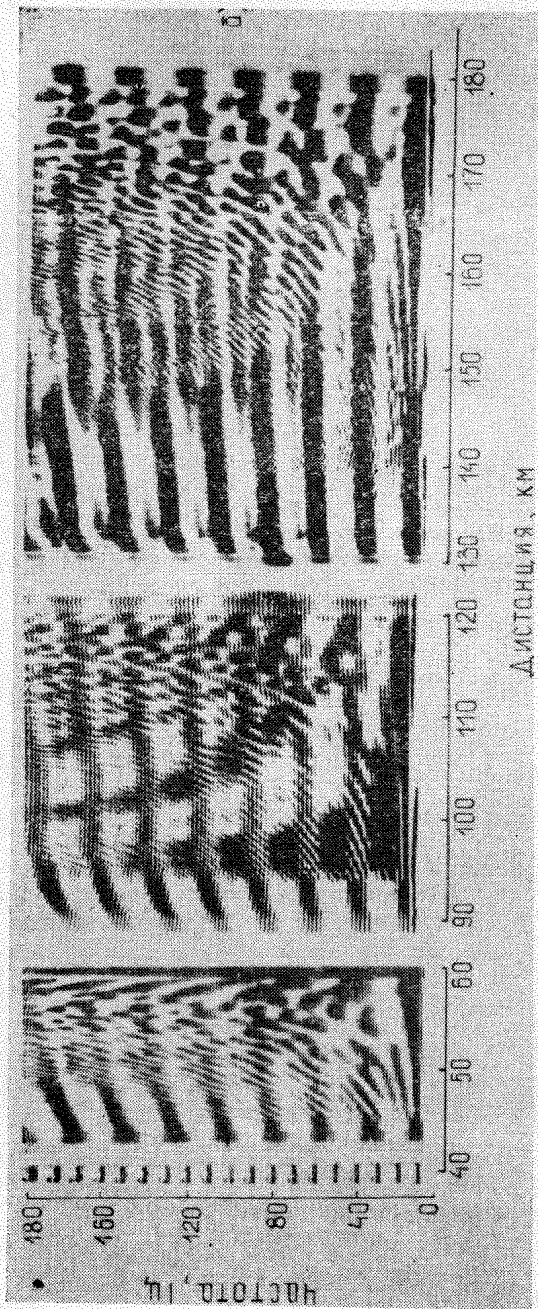


Рис. 3. Пространственно-частотные распределения энергии звукового поля, рассчитанные для случаев:
a—приповерхностного волновода, источник и приемник на горизонте $10 \lambda_{\text{min}}$; *б*—канала с заглубленной осью, источник и приемник на горизонте $18 \lambda_{\text{min}}$

Рисунки
к статье Г. А. Шаронова, В. Н. Лобанова
**«АКУСТИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ
В СЛОИСТЫХ ВОЛНОВОДАХ»**

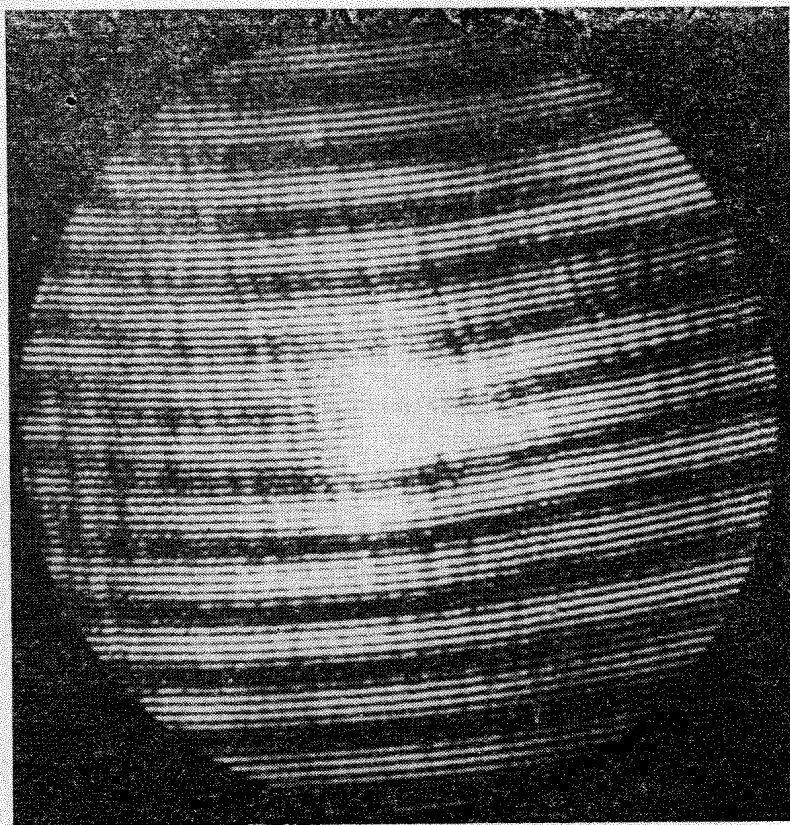


Рис. 3. Акустическая голограмма точечного источника. Диаметр апертуры $D/\lambda = 90$, расстояние между излучателем и центром голограммы $r_0/\lambda = 4 \cdot 10^2$

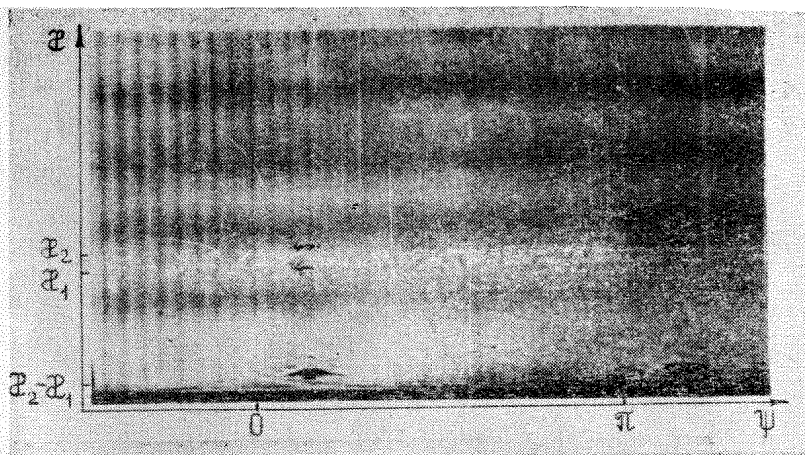


Рис. 4. Восстановленное по акустической голограмме рис. 3 изображение точечного источника

Рисунок

к статье С. В. Варнавина, В. Д. Лазарева, В. Н. Лобанова, Л. И. Татаринова, В. Н. Фокина

«О ЛУЧЕВЫХ МЕТОДАХ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ОКЕАНЕ ПОСТОЯННОЙ ГЛУБИНЫ»

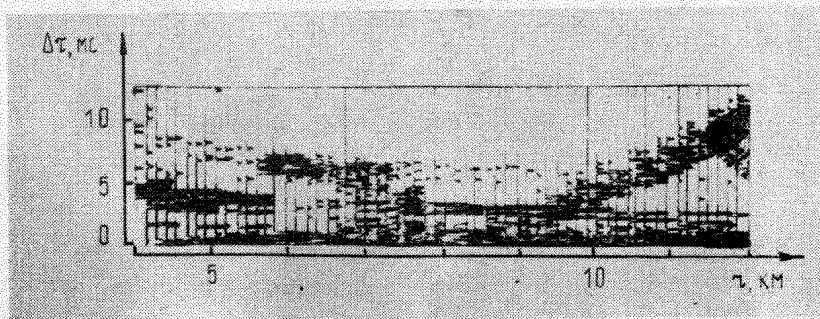


Рис. 7. Расчетные функции $\tilde{C}(r, \Delta \tau)$ для модели реального профиля $c(z)$

Рисунки к статье А. Н. Бархатова, Н. В. Горской, Н. М. Громогласова, Г. Н. Николаева, Б. М. Салина,
Е. И. Сергеева
«ИССЛЕДОВАНИЕ В МОДЕЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ШИРОКОПОЛОСНОГО
СИГНАЛА В АКУСТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ»

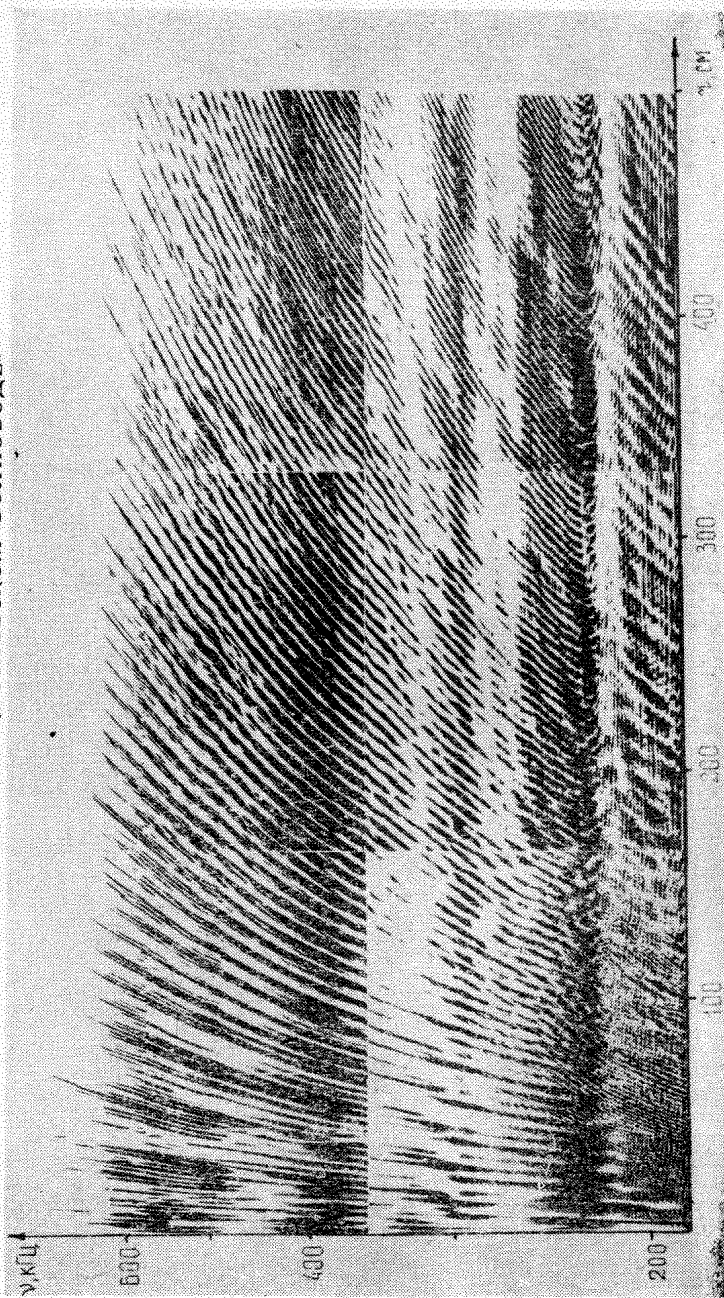


Рис. 3. Зависимость частотных характеристик двухлучевой среды от расстояния: $z_0 = 1,5$ см, $z_{II} = z_{III} = 0,6$ см

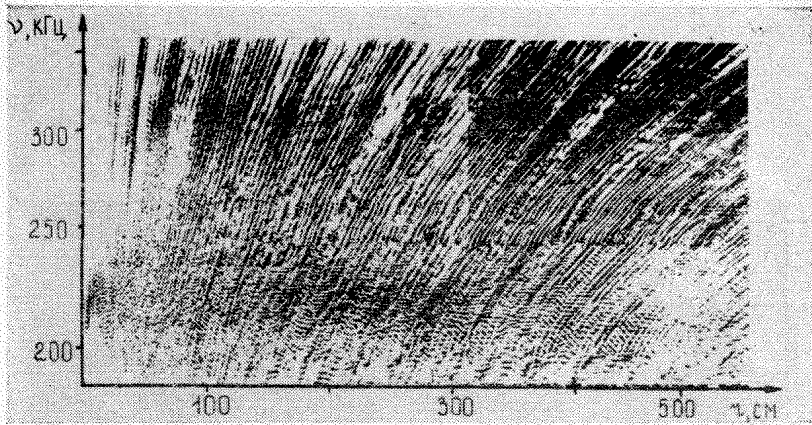


Рис. 4. Зависимость частотных характеристик
двухслойной среды от расстояния:
 $z_0 = 3$ см, $z_1 = z_{np} = 1,5$ см

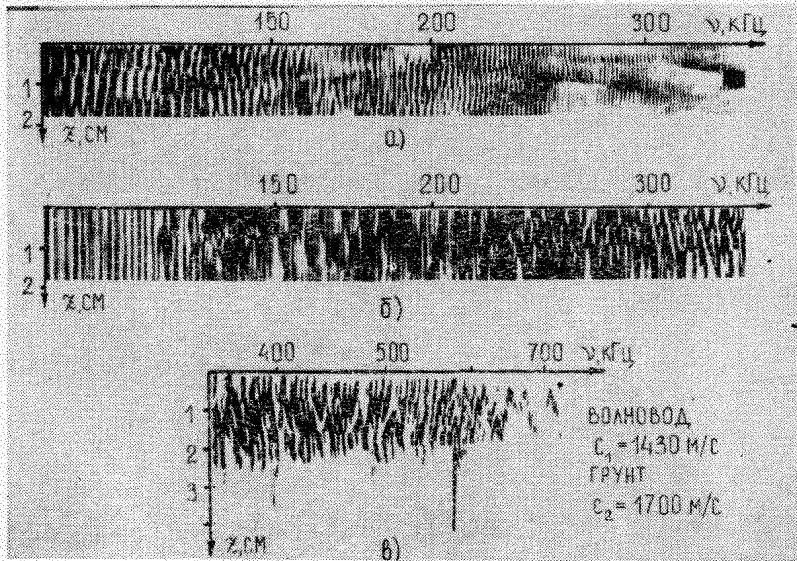


Рис. 5. Зависимость частотных характеристик
двухслойной среды от глубины: $z_0 = 1,5$ см, $z_1 = 0,6$ см;
 $a-r = 10$ см, $b, в-r = 400$ см

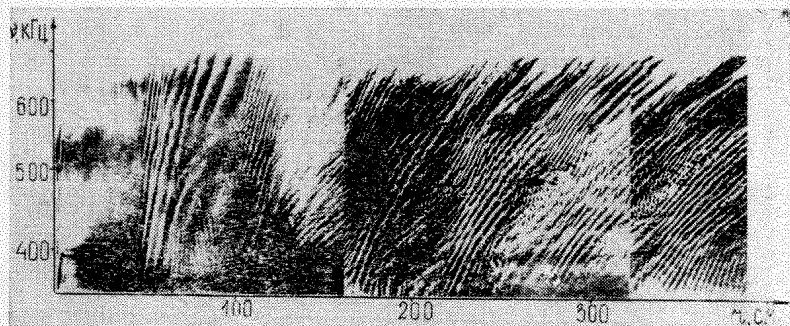


Рис. 8. Зависимость частотных характеристик среды с положительным слоем скачка от расстояния: $z_{II} = z_{IIp} = 1$ см

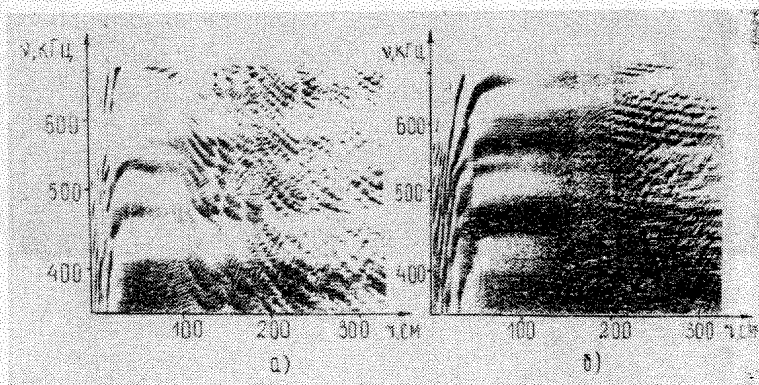
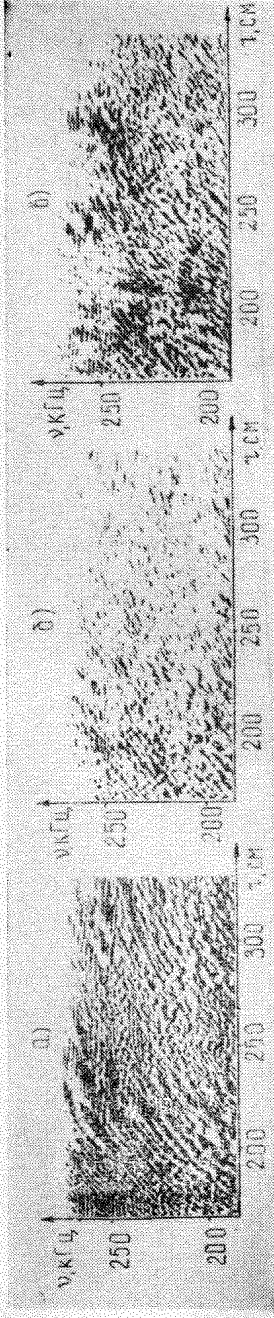
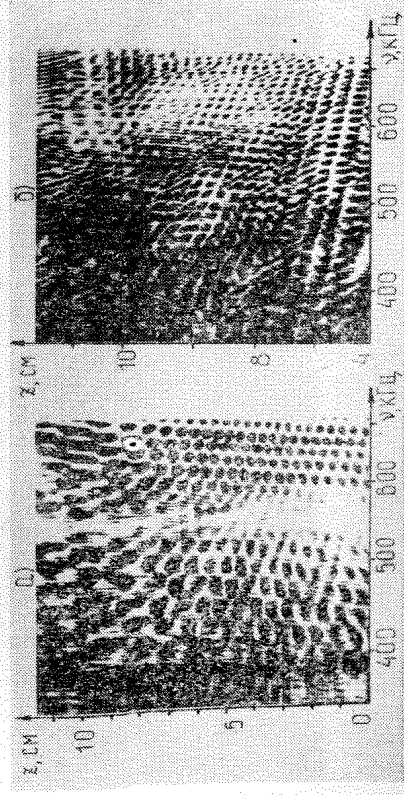


Рис. 9. Зависимость частотных характеристик приповерхностного звукового канала от расстояния: $z_{II} = 1$ см, а— $z_{IIp} = 10$ см, б— $z_{IIp} = 15$ см

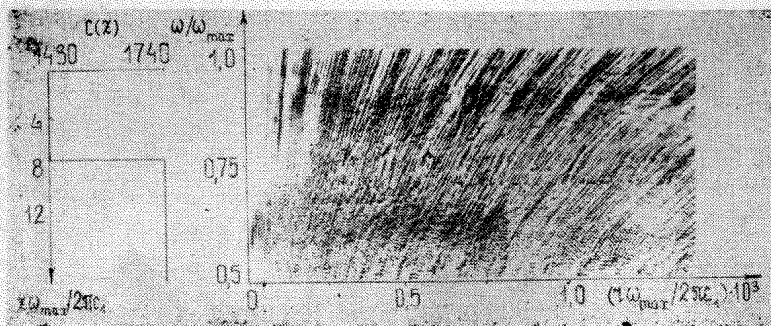


Р и с. 10. Зависимость частотных характеристик глубководного канала от расстояния: $z_n = 1$ см; а — $z_{np} = 1$ см, б — $z_{np} = 8$ см, в — $z_{np} = 15$ см



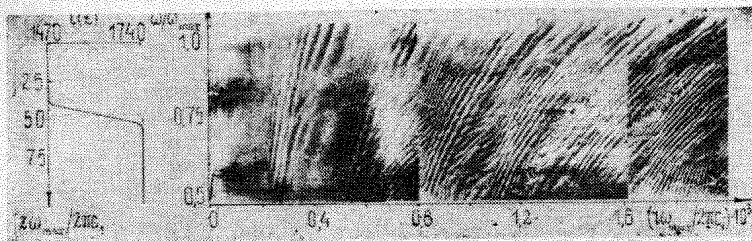
Р и с. 11. Зависимость частотных характеристик глубководного канала от глубины: а — $r = 150$ см, б — $r = 300$ см

Рисунки
к статье Е. Ф. Орлова, И. С. Ракова, В. Н. Фокина
**«СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ МОДУЛЯЦИИ
ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА
В МОДЕЛЬНЫХ ДВУХСЛОЙНЫХ ВОЛНОВОДАХ**



а) б)

Рис. 1. Профиль скорости звука (а) и голограмма интенсивности (б) для первого модельного волновода



а) б)

Рис. 2. Профиль скорости звука (а) и голограмма интенсивности (б) для второго модельного волновода

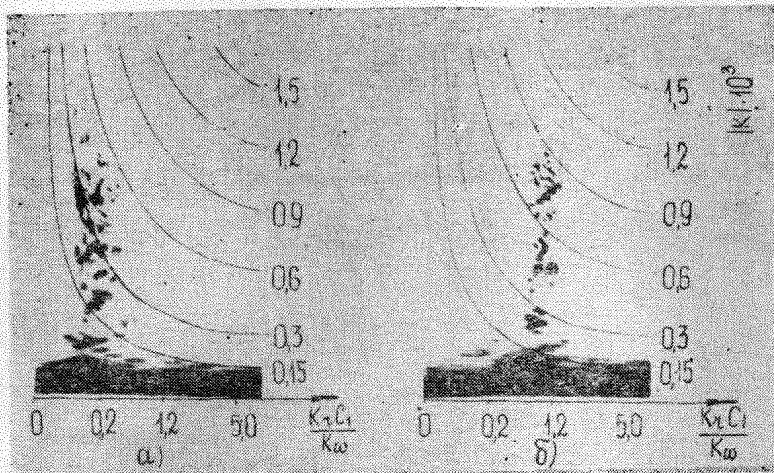


Рис. 3. Двумерные спектры голограммы интенсивности для первого модельного волновода на расстоянии $400 \lambda_{\min}$ (а) и $1200 \lambda_{\min}$ (б)

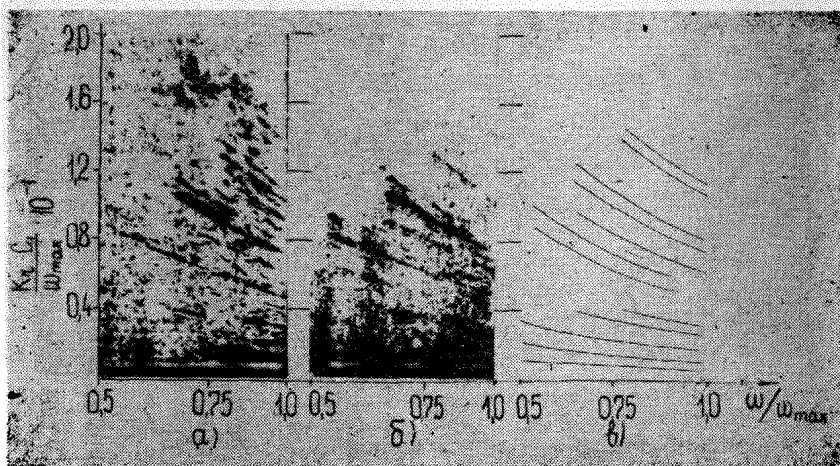


Рис. 4. Результат одномерного скользящего фурье-преобразования голограммы, приведенной на рис. 1, б, с интегрированием по расстоянию и сканированием по частоте

Рисунки
к статье В. А. Жогликова, Б. В. Кияшко
**«ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ОБРАБОТКИ
ДВУМЕРНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ,
ОСНОВАННЫЕ НА ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ
МОДУЛЯЦИИ СВЕТА»**

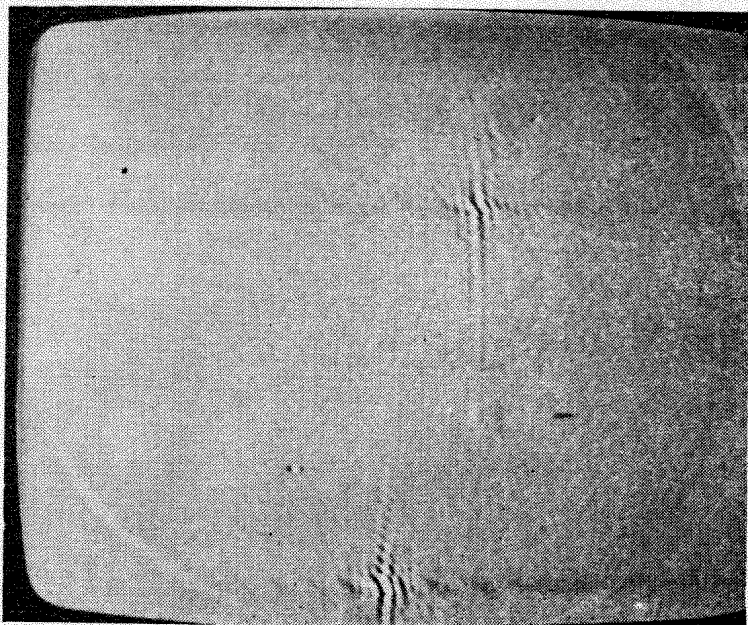


Рис. 10. Отклик на тональный сигнал

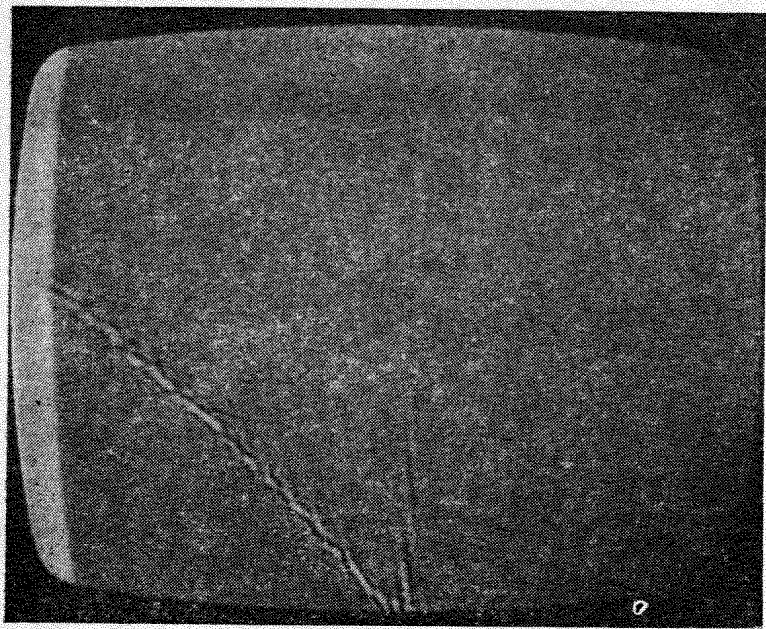


Рис. 11. Отклик на шумовой сигнал

Рисунки
к статье В. Н. Голубева, В. А. Лазарева, Е. Ф. Орлова,
И. С. Ракова, А. Д. Соколова, Г. А. Шаронова, В. П. Шевцова
«ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ
ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА В ОКЕАНЕ»

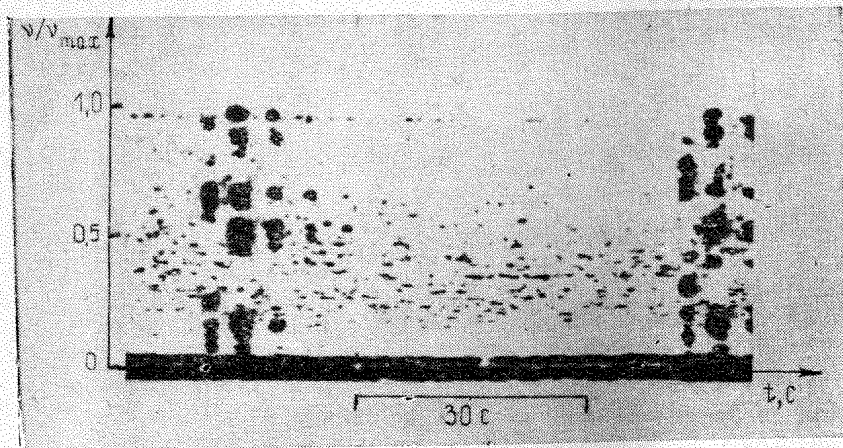


Рис. 1. Спектрограмма принятого сигнала при импульсном возбуждении канала

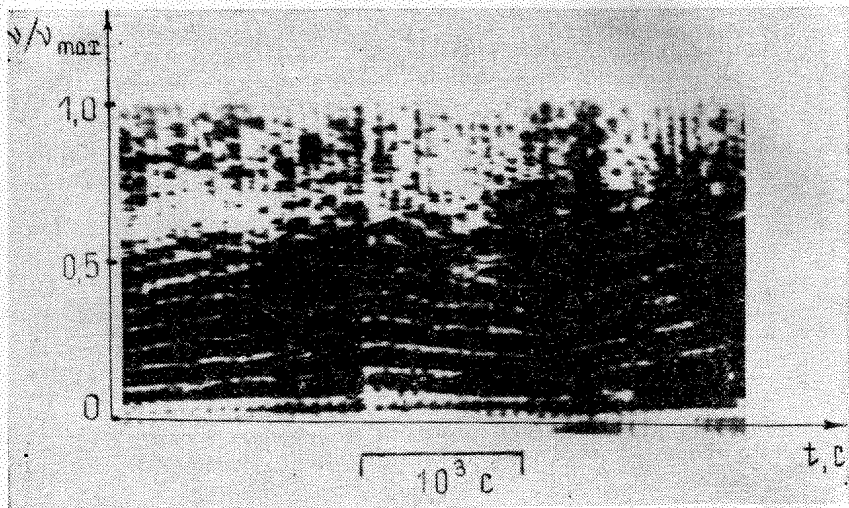


Рис. 2. Спектр принятого сигнала в «сжатом» виде на плоскости частота—время (голограмма интенсивности)

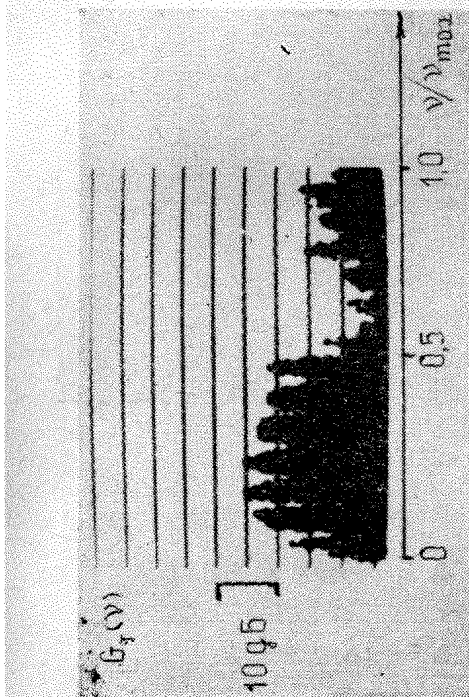
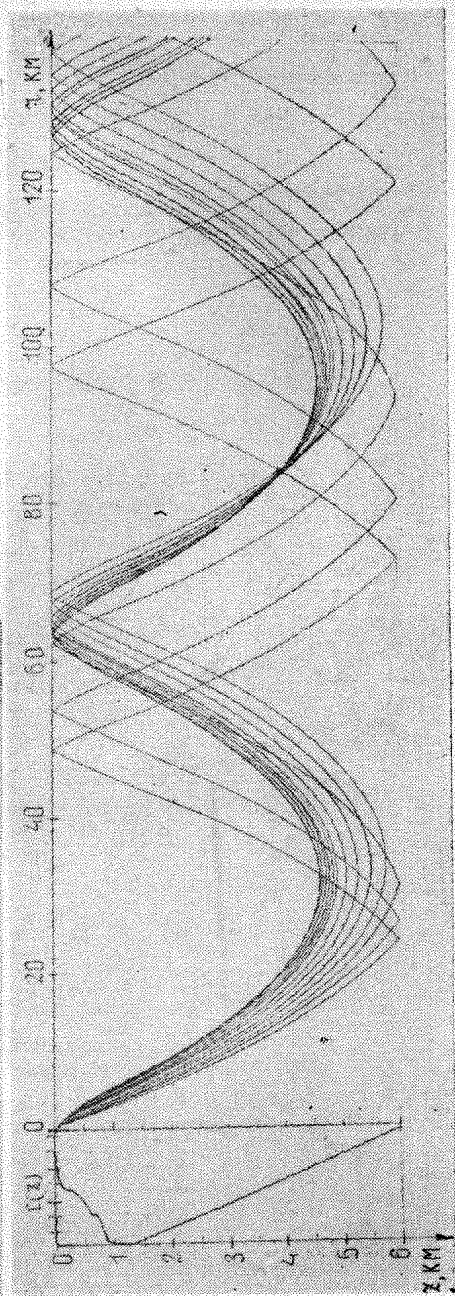
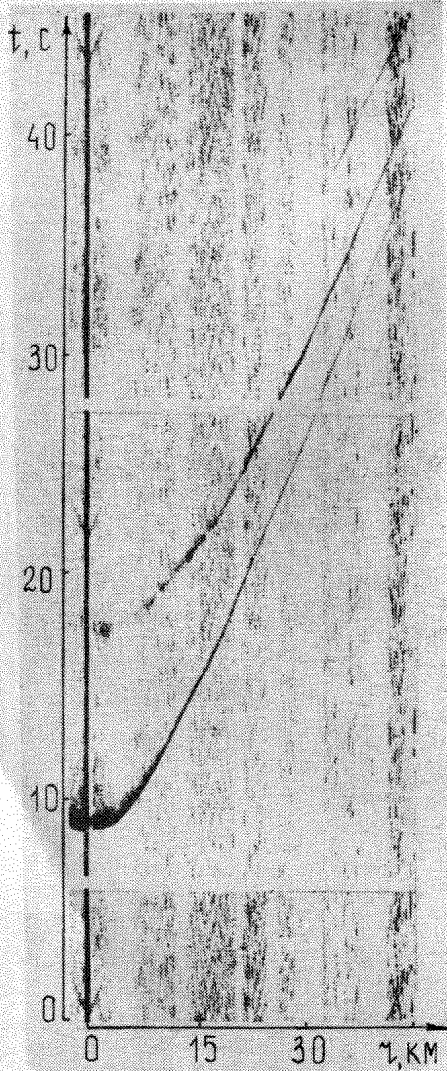


Рис. 3. Реализации спектра принятого импульсного сигнала $G_T(v)$, $v = \omega/kt$

Рис. 4. Профиль скорости звука (слева) и лучевая картина поля в канале с заглубленной осью





Р и с. 6. t, r —диаграмма, полученная экспериментально в канале с заглубленной осью. Пунктиром обозначены границы строба временной селекции сигнала

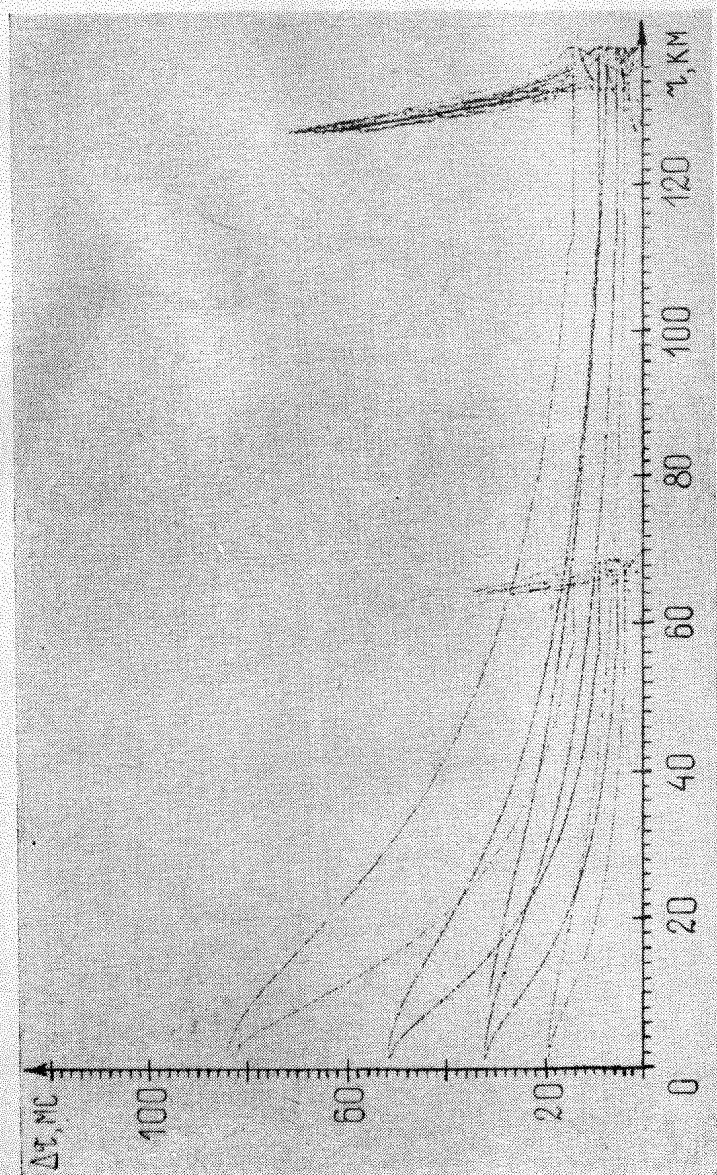


Рис. 11. Результат расчета зависимости относительных задержек сигналов по лучам от дистанции в канале с заглубленной осью. Излучатель на глубине 4 λ , min, приемник—8 λ , min

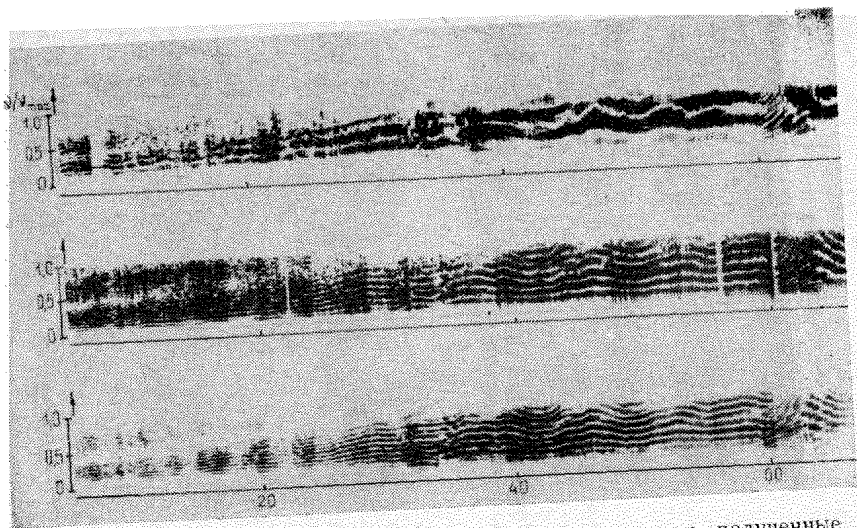


Рис. 8. Голограммы интенсивности, полученные освещенной зоны (опыт 1). Горизонт приема:

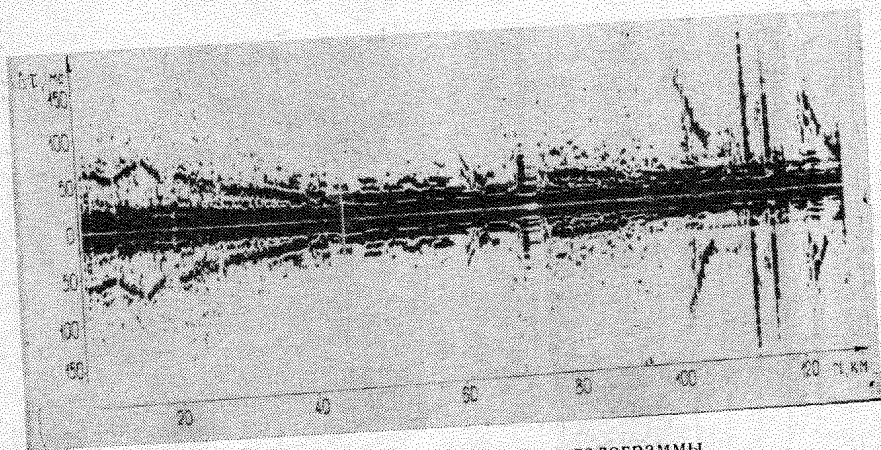
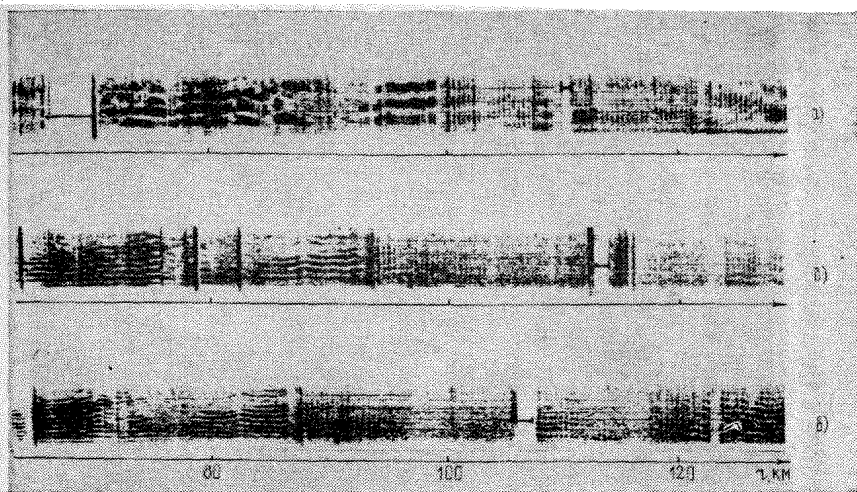
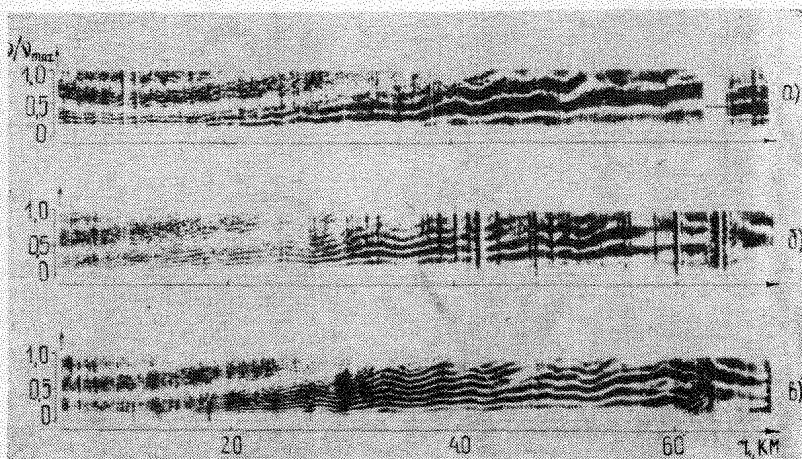


Рис. 10. Скользящий спектр голограммы интенсивности, приведенной на рис. 8, а



при движении источника по трассе до второй
a— $8 \lambda_{\min}$, *б*— $16 \lambda_{\min}$, *в*— $24 \lambda_{\min}$



Р и с. 12. Фрагменты голограмм, полученных в опыте 2.
 Горизонт источника— $4 \lambda_{\min}$, горизонт приемников:
a— $8 \lambda_{\min}$, *б*— $16 \lambda_{\min}$, *в*— $24 \lambda_{\min}$

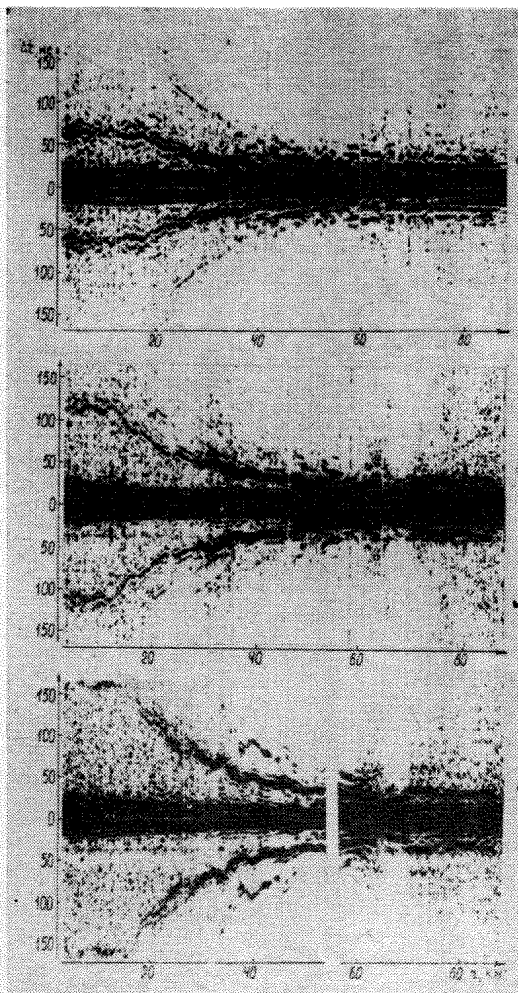


Рис. 13. Скользящие спектры голограмм, полученных в опыте 1 и приведенных на рис. 8

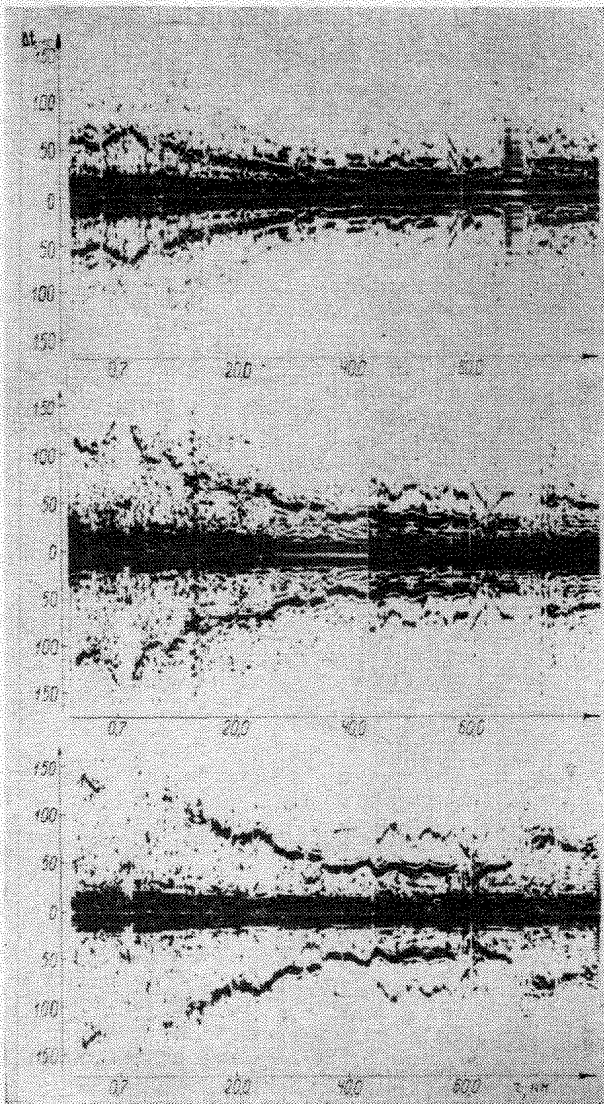
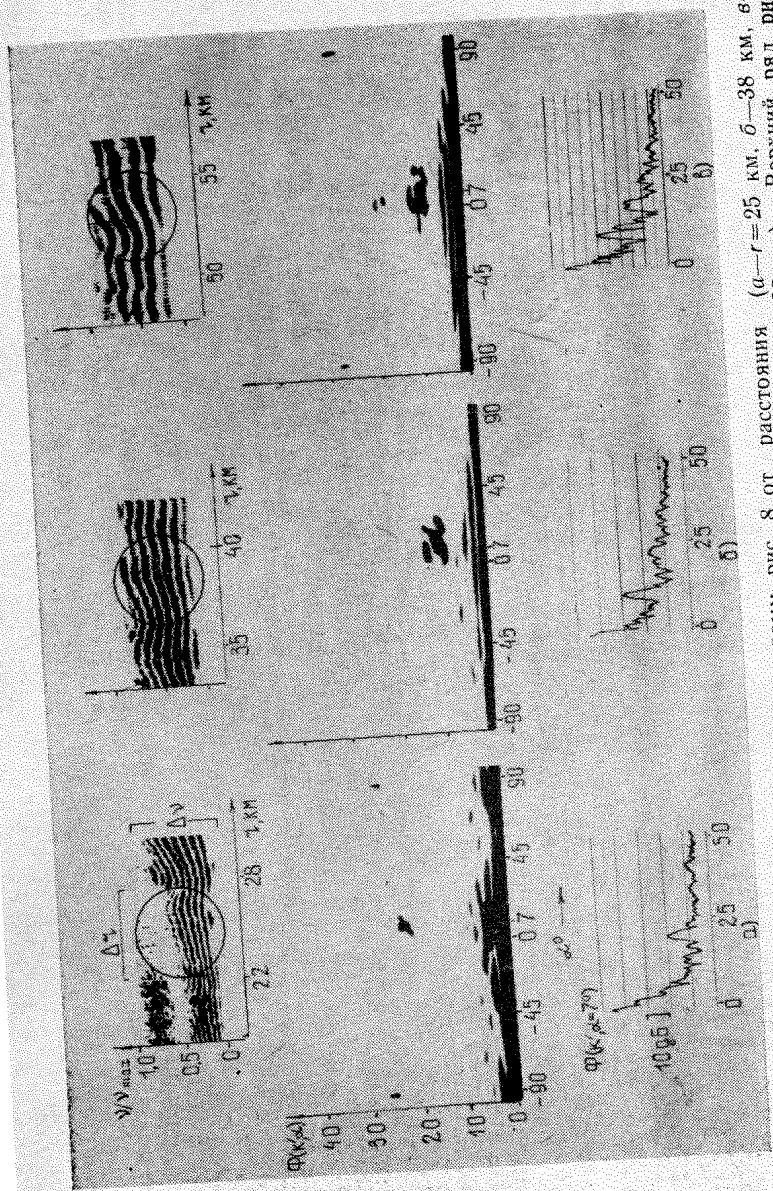


Рис. 14. Скользящие спектры голограмм, полученных в опыте 2 и приведенных на рис. 12



Р и с. 15. Зависимость двумерного спектра голограмм рис. 8 от расстояния ($a-r=25$ км, $b=38$ км, $e=53$ км, $z_1=24$ км) и от горизонта прisma ($e-z_1=8$ км, $d=16$ км, $e=24$ км, $r=38$ км). Верхний ряд рисунков — фрагменты голограмм с очерченной областью интегрирования $\Delta\lambda$, $\Delta\gamma$

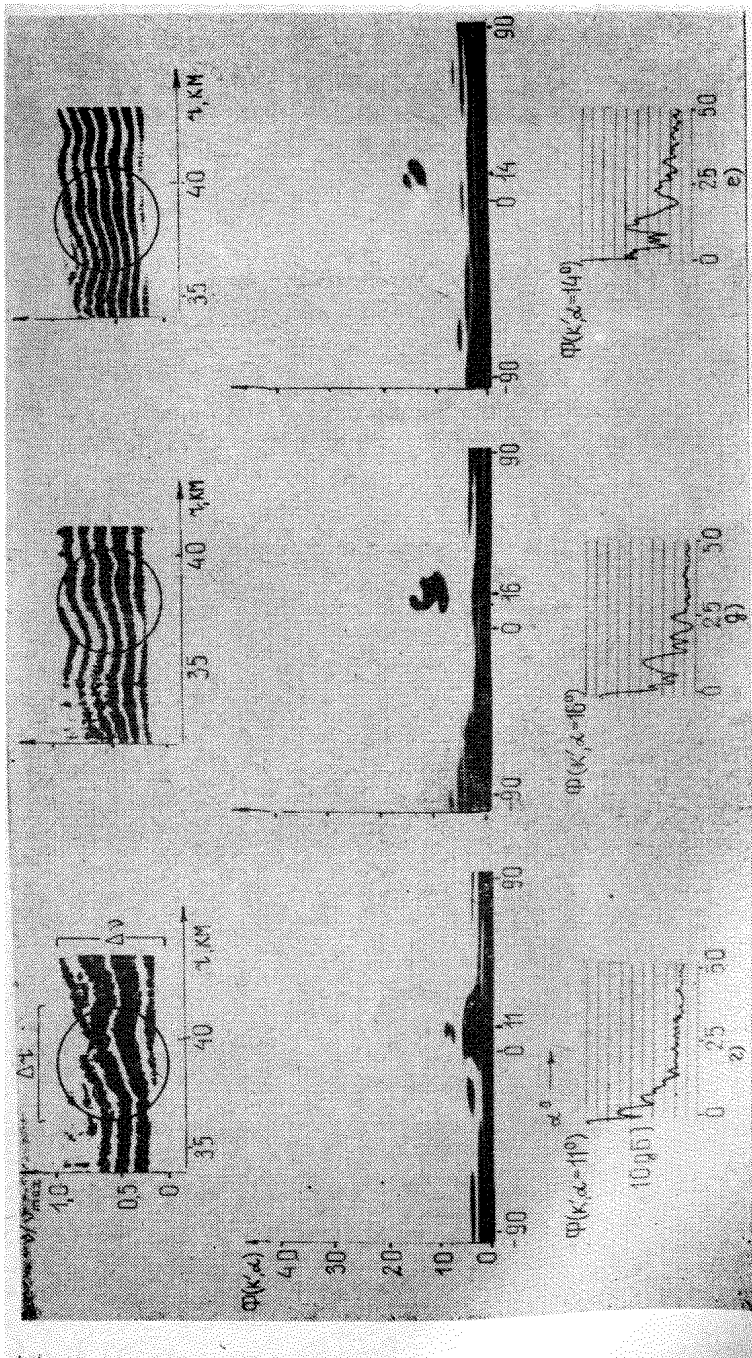
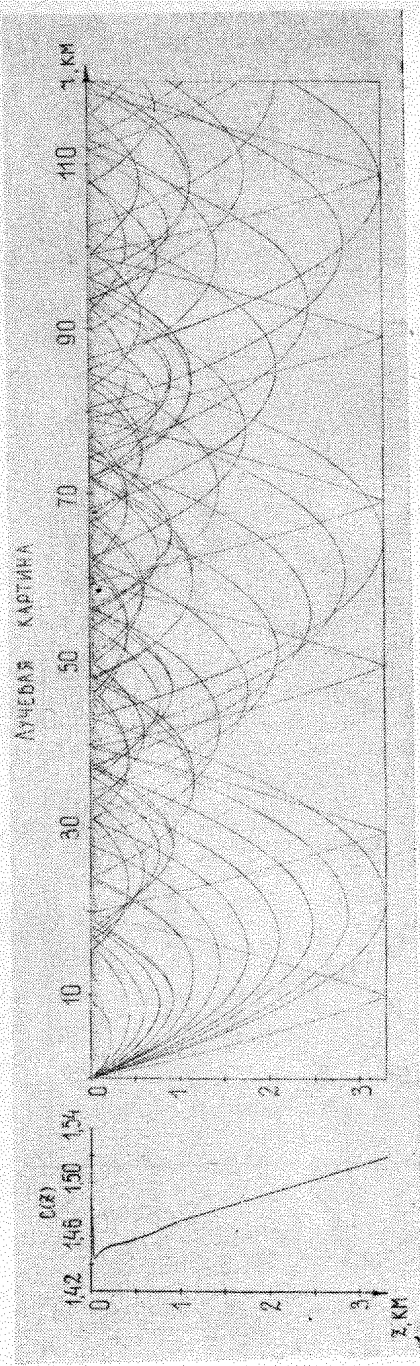


Рис. 15. (Окончание). Средний ряд—двумерный спектр $\Phi(k', \alpha)$, k —безразмерная частота ($k' = [k'_0 + k'_r] \cdot 2$, $k'_0 = k'_0 \Delta v$, $k'_r = k'_r / k'_0$). Нижний ряд—вертикальные сечения двумерного спектра полограм α , $\delta - \alpha = 11^\circ$; δ , $\delta - \alpha = 16^\circ$; δ , $\delta - \alpha = 14^\circ$



а) б)
 Р и с. 16. Профиль скорости звука (а) и лучевая картина поля (б) в приповерхностном канале

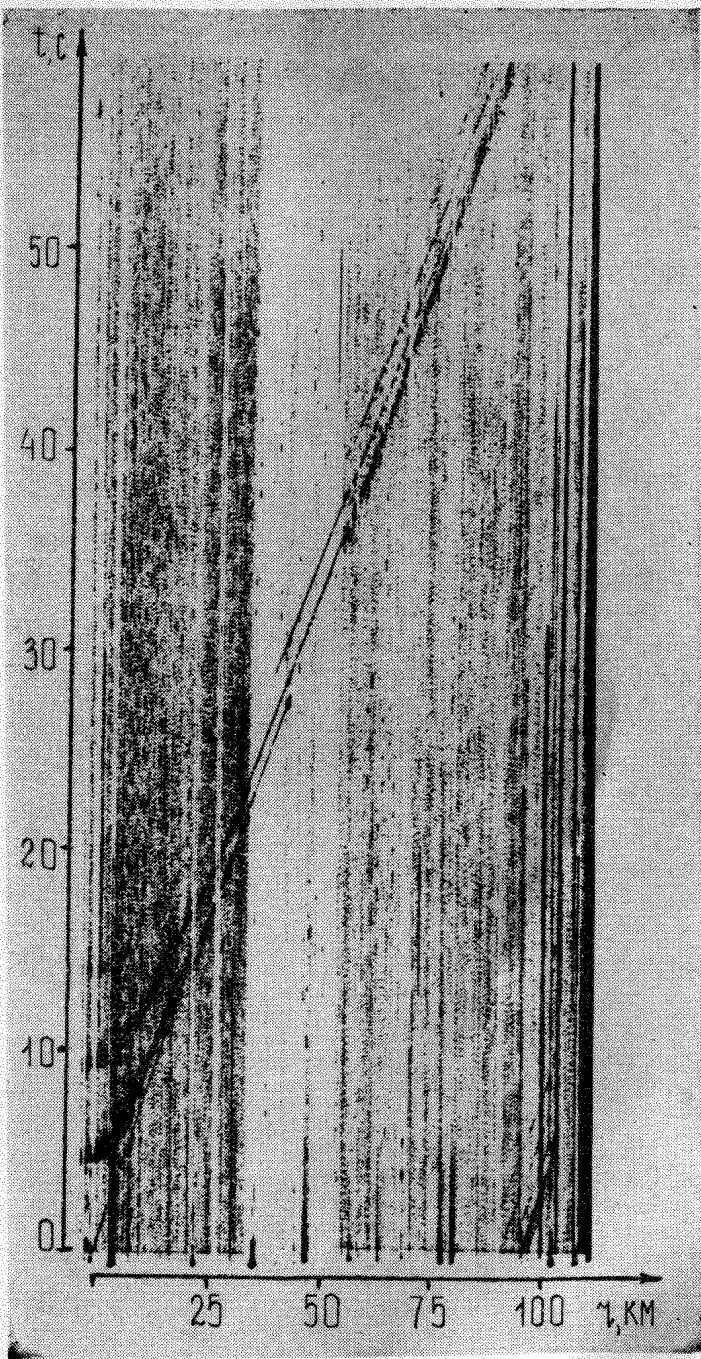


Рис. 17. Фрагмент экспериментально полученной t_c — r —диаграммы

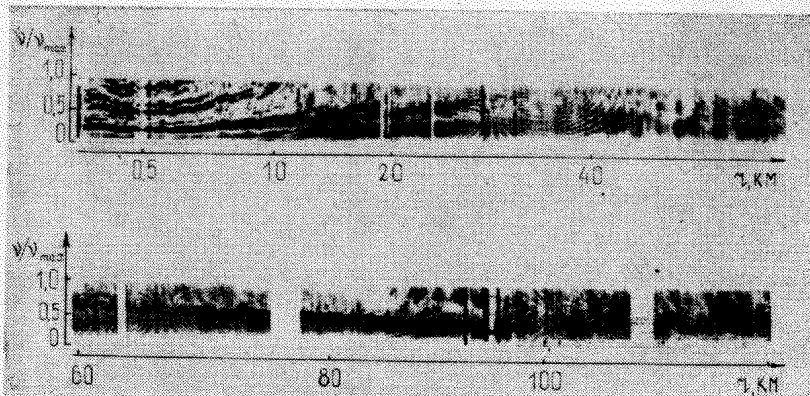


Рис. 20. Голограмма интенсивности, полученная в приповерхностном канале

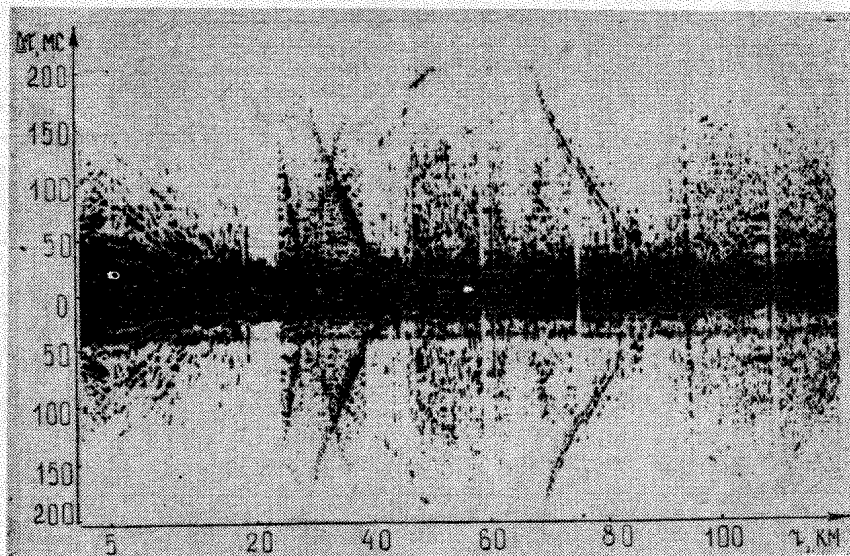


Рис. 21. Скользящий спектр голограммы рис. 20

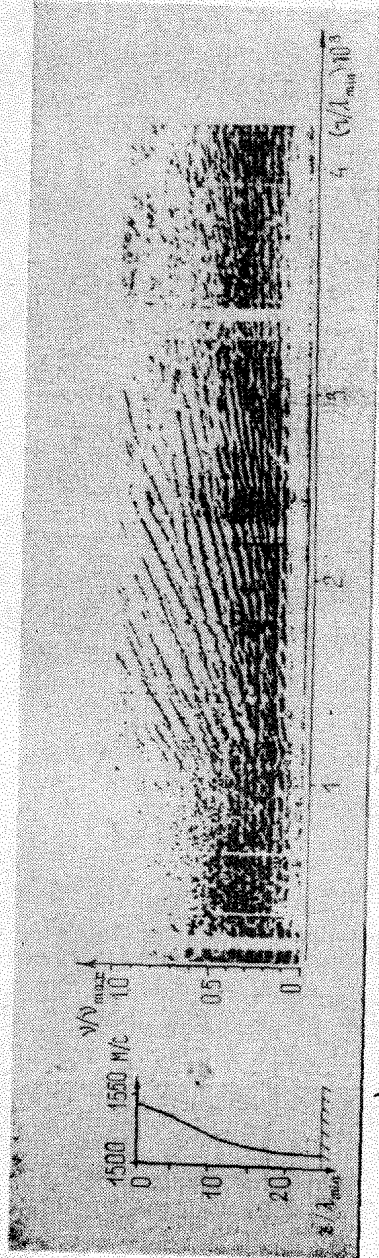


Рис. 26. Профиль скорости звука в мелком море глубиной $25 \lambda_{\text{min}}$ (а) и голограмма, полученная при перемещении импульсного источника по трассе до $4 \cdot 10^3 \lambda_{\text{min}}$ на горизонте $4 \lambda_{\text{min}}$ с глубиной примерно $8 \lambda_{\text{min}}$ (б)

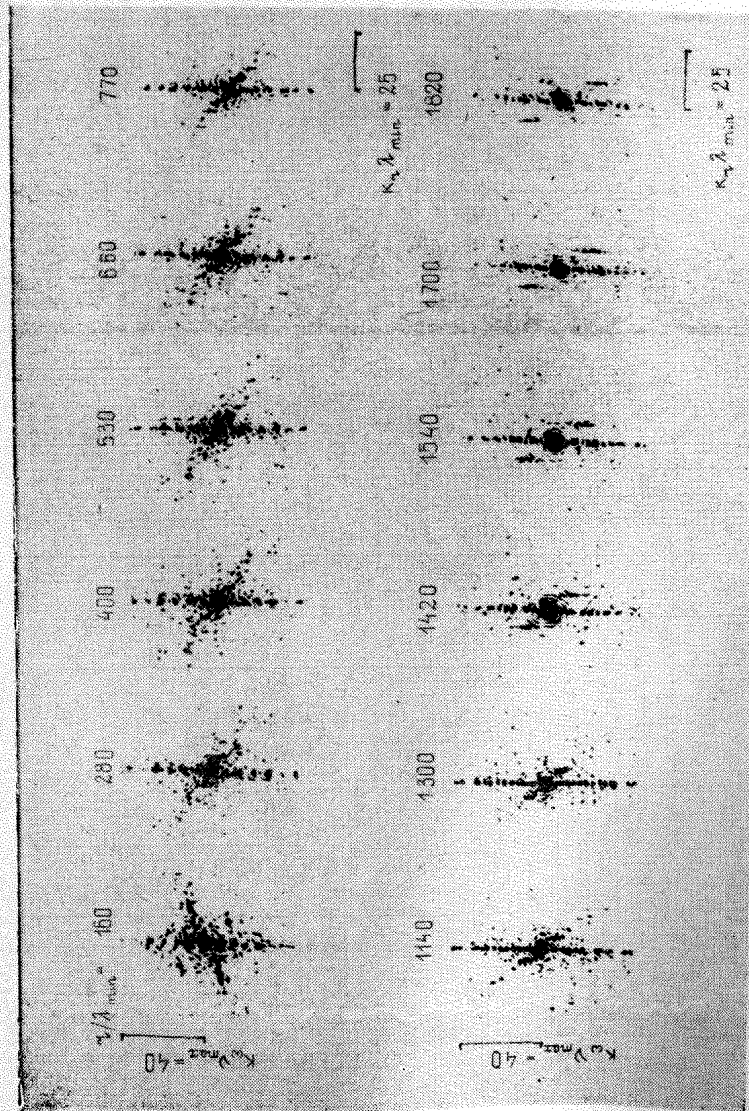


Рис. 30. Двумерные спектры фрагментов голограммы, приведенных на рис. 25, б. Усреднение по пространству $200 \lambda_{\min}$, по частоте $0,8 \nu_{\max}$. Диапазон изменения безразмерного расстояния между источником и приемником r/λ_{\min} от 160 до 1800