

УДК 534.6

© 1991 г.

В.Н. Голубев, В.Н. Фокин

**ПРОСТРАНСТВЕННО-ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ  
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ МОДУЛЯЦИИ ШИРОКОПОЛОСНОГО ЗВУКА  
В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ КАНАЛЕ**

Проведено сравнение экспериментально полученных параметров интерференционной модуляции с результатами расчета по лучевой теории в приповерхностном канале. Показано, что детальная структура зависимости скорости звука от глубины влияет лишь на пространственный масштаб упорядоченных двумерных структур, в сумме создающих распределение интенсивности широкополосного звука на плоскости дистанция – частота. Рассмотрено влияние координат точек излучения и приема на параметры интерференционной модуляции. Приведено сравнение результатов измерений с данными расчета. Показана возможность предсказания параметров интерференционной модуляции на основе простых аналитических моделей.

Надежное прогнозирование параметров акустического поля в океанических волноводах, определение области применимости тех или иных аналитических моделей в реальных океанических средах, возможность измерения и сопоставления с расчетом структуры пространственно-частотного распределения энергии звукового поля является важным вопросом в современных исследованиях распространения акустических волн в океане. В последнее время изучению параметров пространственно-частотного распределения интенсивности широкополосного звука уделяется много внимания.

В работах [1–3] показано, что двумерный спектр пространственно-частотного распределения интенсивности акустического поля в океанических волноводах дискретен. Анализ особенностей интерференционной структуры широкополосного звука посвящены также работы [4–7].

В данной работе рассматривается зависимость интерференционной модуляции широкополосного звука в приповерхностном канале от расстояния до источника излучения.

Передающую функцию среды по интенсивности можно представить в виде  $H(\omega, r, z_1, z_2) = H_0(\omega, r, z_1, z_2) [1 + S(\omega, r, z_1, z_2)]$ , где  $H_0(\omega, r, z_1, z_2) = \sum_{m=1}^M A_m^2(\omega, r, z_1, z_2)$  – член, дающий энергетическую сумму лучей:

$$S(\omega, r, z_1, z_2) = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\substack{m, n=1 \\ m \neq n}}^M A_m A_n H_0^{-1} e^{-i\Psi_{mn}(\omega, r, z_1, z_2)} \right\} \quad (1)$$

(он определяет интерференционную модуляцию передаточной характеристики среды),  $\Psi_{mn}(\omega, r, z_1, z_2)$  – фаза интерференционных членов суммы,  $M$  – полное число лучей, проходящих в точку приема,  $A_m$  – амплитуда  $m$ -го луча в точке приема,  $\omega$  – частота,  $r$  – дистанция,  $z_1, z_2$  – глубины излучения и приема соответственно.

Интегральной характеристикой интерференционной модуляции широкополосного звука является двумерный спектр пространственно-частотного распределения его интенсивности

$$\Phi(u, v) = \int_{\omega_0 - \Delta\omega}^{\omega_0 + \Delta\omega} \int_{r_0 - \Delta r}^{r_0 + \Delta r} S(\omega', r') e^{-i(u\omega' + vr')} d\omega' dr'. \quad (2)$$

Для каждого слагаемого в  $S(\omega, r, z_1, z_2)$  экстремальные значения интеграла  $\Phi_{mn}(u, v)$  имеют место при  $u = u_{mn} = \partial\Psi_{mn}/\partial\omega$ ,  $v = v_{mn} = \partial\Psi_{mn}/\partial r$ . Такие экстремумы будем называть интерференционными экстремумами двумерного спектра.

В лучевой акустике

$$\Psi_{mn} = \omega\tau_{mn}(r), \quad u_{mn} = \tau_{mn}(r),$$

$$v_{mn} = \omega \left. \frac{\partial\tau_{mn}}{\partial r} \right|_{r_0} + \gamma(\omega_0, r_0);$$

$\tau_{mn} = \tau_m(r) - \tau_n(r)$  — разности времен пробега сигналов по лучам с номерами  $m$  и  $n$ .

Величина  $\gamma(\omega_0, r_0)$  определяет вклад последующих членов разложения величины  $\Psi_{mn}$  в ряд по  $\omega$  и  $r$  и предлагается малой.

Как следует из (1), передаточная функция  $H(\omega, r, z_1, z_2)$  не только плавно меняется по величине из-за геометрической расходимости лучей, но и осциллирует по  $r$  с различными периодами, что связано с интерференцией лучей, которым соответствуют слагаемые в (1), отвечающие значению  $m \neq n$ . На плоскости частота — расстояние интерференционные слагаемые приведут к появлению квазипериодической структуры линий экстремальных значений  $H(\omega, r, z_1, z_2)$ . Уравнение для линий экстремальных значений в лучевом приближении имеет вид [3]

$$\omega\tau_{mn}(r, z_1, z_2) = 2\pi p, \quad p = 1, 2, 3, \dots$$

Для угла их наклона при условии существования лучей с номерами  $m$  и  $n$  в области  $\Delta r$  нетрудно получить следующее выражение:

$$\alpha_{mn} = \left. \frac{\partial\omega}{\partial r} \right|_{p=\text{const}} = \frac{\omega}{r} \frac{\partial\tau_{mn}/\partial r}{\tau_{mn}/r}.$$

Отметим, что на фиксированном расстоянии углы наклона на плоскости дистанция — частота могут отличаться для низко- и высокочастотной областей, так как с изменением частоты относительные вклады различных групп мод, образующих лучи в геометрической акустике, в суммарное поле изменяются.

Часто оказывается полезным рассмотрение зависимости экспериментально полученных спектров  $\Phi(u, r, z_1, z_2)$  от дистанции:

$$\Phi(u, r, z_1, z_2) = \int_{\omega_0 - \Delta\omega}^{\omega_0 + \Delta\omega} H(\omega, r, z_1, z_2) e^{-iu\omega'} d\omega'. \quad (3)$$

Известно, что положение экстремумов  $\Phi(u, r, z_1, z_2)$  на плоскости  $u, r$  определяется зависимостью  $u_{mn} = \tau_{mn}(r)$ . Поэтому имеет смысл сравнить положения экстремумов в экспериментально полученном спектре с расчетной зависимостью  $\tau_{mn}(r)$ .

В океанических волноводах благодаря наличию множества лучей, приходящих в выбранную точку пространства, и их эффективной интерференции между собой распределение интенсивности на плоскости частота — дистанция может иметь достаточно сложный характер.

Рассмотрим закономерности, наблюдавшиеся в экспериментальных исследованиях распространения широкополосного звука в приповерхностном канале [7]. Полученные в результате этих исследований распределения интенсивности широкополосного звука на плоскости дистанция — частота приведено на рис. 1, а. Глубина канала составляла 3300 м, глубина источника  $z_1 = 25$  м, глубина приемника  $z_2 = 50$  м.

Расчет по лучевой теории распределения интенсивности на плоскости дистанция — частота для волновода  $h = 3300$  м с линейной зависимостью скорости звука от глубины приведен на рис. 1, б. Принятый в расчетах градиент скорости звука  $a = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ . Сравним результаты расчета, выполненные для модели волновода с линейной зависимостью скорости звука от глубины, с экспериментальными данными. Зависимость  $u_{mn} = \tau_{mn}(r)$ , соответствующая расчетной интерферограмме рис. 1, б (в расчете учитывались лучи, имеющие не более трех полных циклов), приведена на рис. 2, б, а на рис. 2, а приведена экспериментально полученная зависимость  $\Phi(u, r)$ .

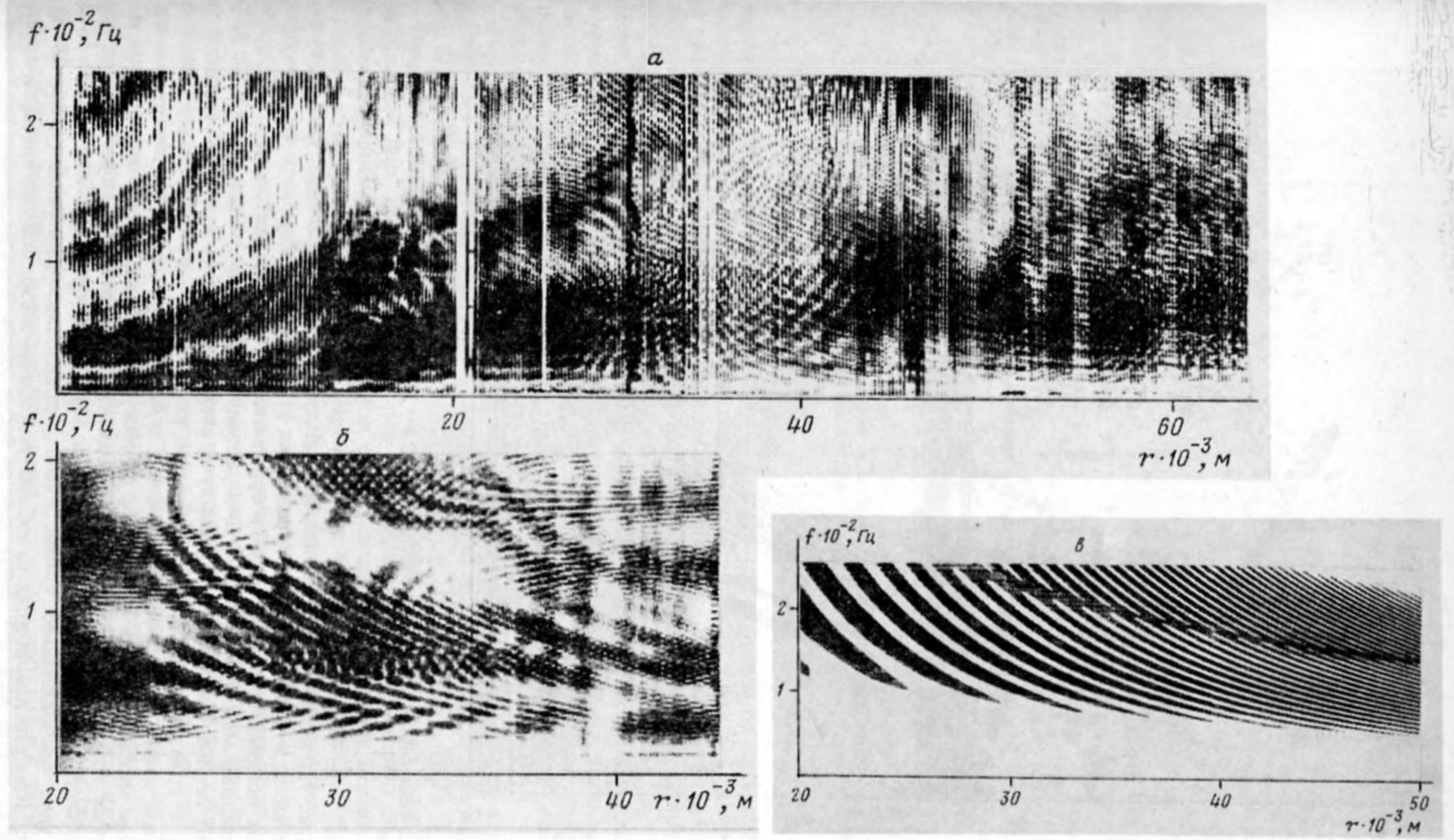


Рис. 1. Распределение интенсивности на плоскости дистанция — частота: *а* — экспериментальное полученное; *б* — расчетное (для линейной зависимости скорости звука от глубины); *в* — расчетное (при учете интерференции между собой только водных лучей)

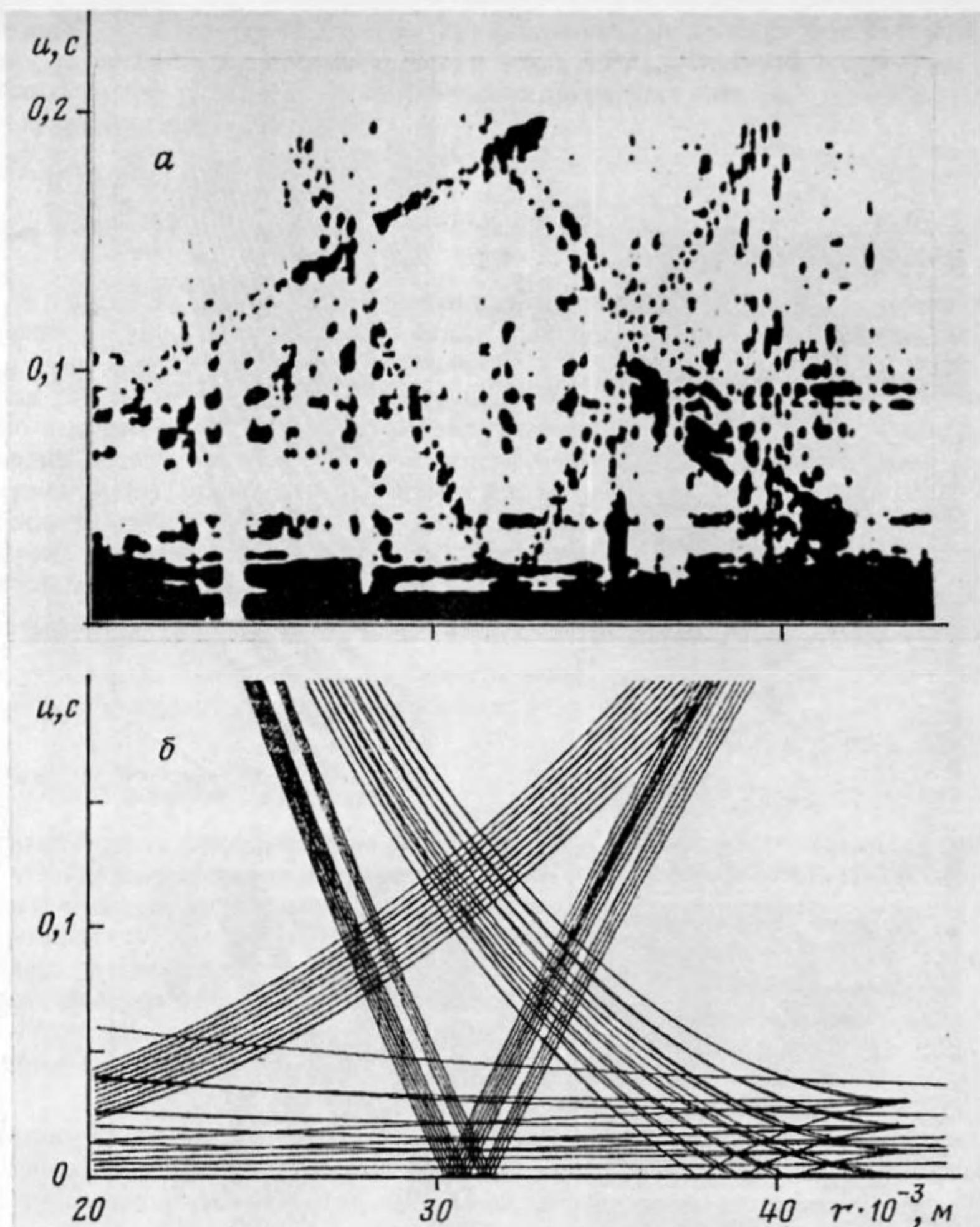


Рис. 2. Положение экстремумов спектра  $\Phi(u, r)$ : *a* – экспериментально полученное; *б* – расчетное

На рис. 1, *a* видно, что вблизи источника излучения ( $r < 20 \cdot 10^3$  м), когда существенный вклад в поле дают лучи, отраженные от дна, наклон отдельной линии экстремальных значений к оси расстояний возрастает с увеличением расстояния (относительные задержки между донными лучами уменьшаются). Вдали от источника ( $r > 35 \cdot 10^3$  м) основной вклад в поле дают лучи, распространяющиеся в приповерхностном канале. В этом случае наблюдается обратная зависимость – уменьшение угла наклона отдельной линии экстремальных значений к оси расстояний и рост относительных задержек между водными лучами. На промежуточных расстояниях наблюдается эффективная интерференция водных и донных лучей между собой. Образующаяся при этом область нулевых задержек (см. рис. 2, *a, б*) обуславливает наличие на рис. 1, *a, б* структуры, приблизительно симметричной относительно расстояния  $r = 32 \cdot 10^3$  м, т. е. на этом расстоянии должны наблюдаться линии экстремальных значений, парал-

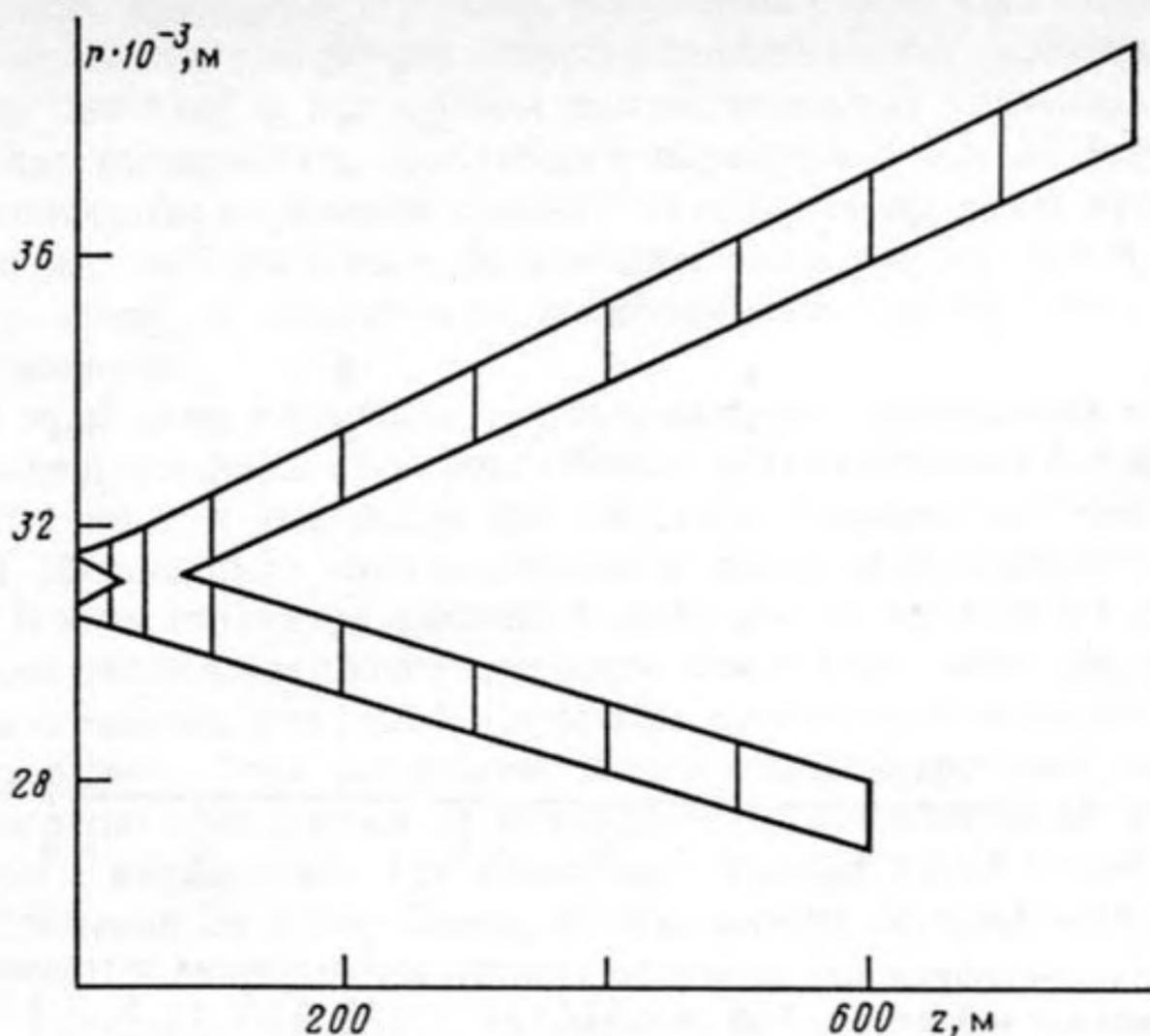


Рис. 3. Зависимость положения и ширины области нулевых задержек в волноводе от глубины погружения источника

лельные оси частот. Из сравнения рисунков 1, а, б и 2, а, б следует, что даже при приближенном задании профиля скорости звука в канале удастся правильно предсказать не только вид наблюдаемой интерференционной модуляции, но и достаточно точно указать расстояния, на которых в ней наблюдаются особенности. На рис. 2, а при значениях  $u = 180$  мс, а на рис. 2, б при значении  $u = 115$  мс наблюдается пересечение двух групп линий. Это отличие связано с неточным заданием в расчете скорости звука вблизи поверхности. Точное задание зависимости скорости звука от глубины незначительно увеличивает совпадение экспериментального и расчетного распределения энергии на плоскости дистанция — частота, а также экспериментально полученных и расчетных зависимостей.

Рассмотрим зависимость местоположения области нулевых задержек от глубины источника в волноводе с линейной зависимостью скорости звука от глубины (см. рис. 3).

При увеличении глубины излучения до 200 м и более область нулевых задержек на зависимости  $\Phi(u, r)$  раздваивается. Одна из областей движется в сторону больших расстояний, причем  $\Delta z/\Delta r \approx 0,10$ . Другая область смещается в сторону меньших расстояний с отношением  $\Delta z/\Delta r \approx 0,175$ . При глубинах погружения источника  $z_1 = 600$  м эта область нулевых задержек исчезает. При еще больших глубинах излучения ( $z_1 > 1000$  м) области нулевых задержек в рассматриваемом волноводе не наблюдаются. Это легко понять, так как при увеличении глубины излучения минимальная дистанция, на которой водные лучи выходят на горизонт приема, возрастает. При достаточно большой глубине излучения дистанция, на которой на горизонте приема наблюдаются лучи, отраженные  $n$  раз от дна, оказывается меньше, чем дистанция, на которой на этом горизонте наблюдаются лучи, отраженные от поверхности  $n + 1$  раз, что и приводит к исчезновению областей нулевых задержек в рассматриваемом волноводе.

Отметим, что при уменьшении глубины волновода области нулевых задержек сужаются и сдвигаются в сторону меньших расстояний, что затрудняет их наблюдение в мелководных районах океана.

Рассмотрим подробнее динамику поведения отдельных экстремумов двумерного спектра при взаимодействии между собой водных лучей. Так, для приповерхностно-

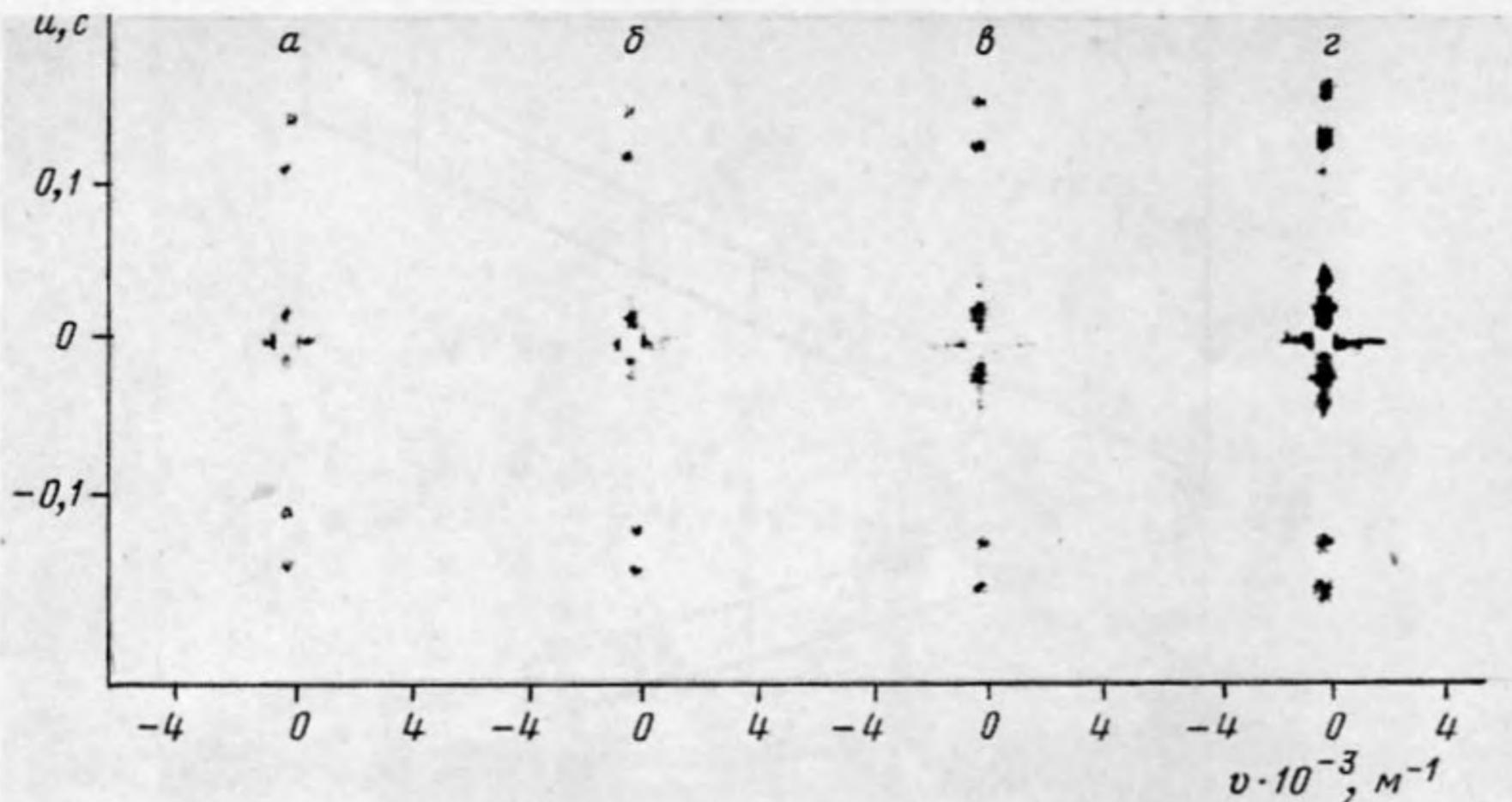


Рис. 4. Экспериментально полученные двумерные спектры распределения интенсивности на плоскости частота – дистанция,  $r$ , км:  $a$  – 50–52,5;  $б$  – 52,5–55;  $в$  – 55–57,5;  $г$  – 57,5–60

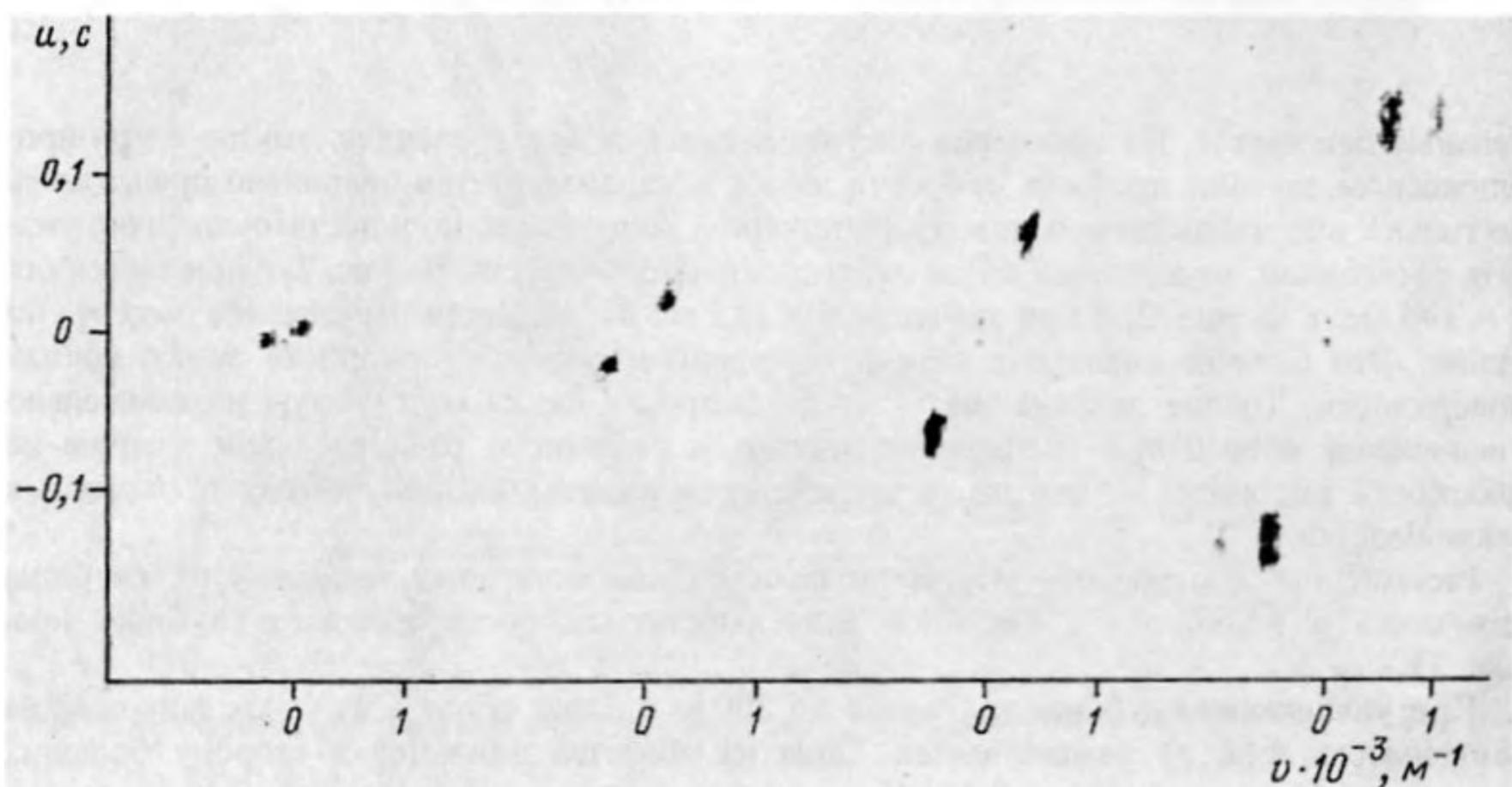


Рис. 5. Двумерные спектры от участков расчетной голограммы,  $r$ , км:  $a$  – 20–30;  $б$  – 30–40;  $в$  – 40–50;  $г$  – 50–60

го канала с линейной зависимостью скорости звука от глубины

$$c(z) = c_0(1 + az),$$

если источник и приемник расположены вблизи поверхности для интерферирующих между собой водных лучей можно получить

$$u_{mn} = \frac{(8c_0)^{1/2} v^{3/2}}{3\omega^{3/2} a(n^2 - m^2)^{1/2}} = \beta v^{3/2}. \quad (4)$$

В полученную формулу в явном виде входят номера интерферирующих лучей. Таким образом, при фиксированном расстоянии до источника двумерный спектр имеет

ряд экстремумов, связанных с лучами, имеющими разное число отражений от поверхности. При увеличении расстояния интерференционные экстремумы сдвигаются в сторону больших значений  $u$  и  $v$ , причем при значительных удалениях от источника это движение будет происходить практически параллельно оси  $u$ . Зависимость коэффициента  $\beta$  от количества отражений каждого из интерферирующих лучей от поверхности позволяет на заданной дистанции производить селекцию пар лучей, имеющих различное число отражений от поверхности, по координатам создаваемых ими в двумерном спектре экстремумов.

На рис. 4 приведено несколько экспериментально полученных в рассматриваемом нами волноводе двумерных спектров. Области интегрирования выбирались в интервале дистанций, где поле в основном формируется водными лучами ( $r = 50 \cdot 10^3 \div 60 \cdot 10^3$  м). Ширина окна интегрирования по расстоянию составляла 2,5 км, по частоте — 250 Гц. В этом интервале дистанций смещение экстремумов в двумерном спектре при увеличении расстояния происходит почти параллельно оси  $u$ . На рис. 4, а, б, в наблюдаются три экстремума, а на рис. 4, г — четыре, причем один экстремум находится вблизи начала координат. Этот экстремум связан с интерференцией между собой групп лучей, многократно отраженных от поверхности. Таким образом, на рис. 4 видно, что в соответствии с выражением (4) возможна селекция групп лучей, имеющих различное число отражений от поверхности, по положению экстремумов на плоскости двумерного спектра.

На рис. 5 приведены результаты двумерного фурье-преобразования участков расчетной интерферограммы (рис. 1, в) для лучей, отраженных от поверхности не более 2 раз. Размер области интегрирования в этом случае составлял 10 км по расстоянию и 256 Гц по частоте. Большой диапазон расстояний, использованный для получения двумерных спектров, позволяет лучше проследить за смещением экстремумов двумерного спектра при увеличении расстояния. Раздвоение экстремумов в двумерных спектрах на рис. 5 связано с медленно меняющейся модуляцией передаточной функции в пределах окна интегрирования. На экспериментальных двумерных спектрах этого явления не наблюдается, так как при низком отношении сигнал — шум меньшие по величине экстремумы тонут в шумах.

Таким образом, теоретически предсказано и экспериментально подтверждено, что интерференционная модуляция широкополосного звука в океанических волноводах может быть представлена в виде суммы независимых структур, связанных с интерференцией различных групп лучей между собой. Показана возможность анализа и предсказания поведения таких структур на основе простых аналитических моделей. Исследована пространственная зависимость характерных особенностей интерференционной структуры в приповерхностном волноводе от глубины волновода и глубины излучения. Показана принципиальная возможность селекции групп лучей, имеющих различное число отражений от поверхности, по положению экстремумов на плоскости двумерного спектра.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Орлов Е.Ф. Метод обобщенных голограмм в акустических исследованиях океана // Тр. X Всесоюз. шк.-сем. по статистической гидроакустике (Сухуми, 1978). Новосибирск: Ин-т математики СО АН СССР, 1980. С. 102.
2. Орлов Е.Ф. Интерференционная структура широкополосного звука в океане // Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984. С. 85–93.
3. Орлов Е.Ф. Интерференционная структура широкополосного звука в океане // Интерференция широкополосного звука в океане. Горький: ИПФ АН СССР, 1984. С. 7–337.
4. Орлов Е.Ф., Фокин В.Н., Шаронов Г.А. О пространственной и частотной зависимости координат экстремумов двумерного спектра интерференционной модуляции интенсивности широкополосного звука в океанических волноводах. Препринт № 167. Горький: ИПФ АН СССР, 1987.
5. Орлов Е.Ф., Фокин В.Н., Шаронов Г.А. Исследование параметров интерференционной модуляции широкополосного звука в глубоком океане // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 6. С. 902–907.
6. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982. С. 71–91.

7. Голубев В.Н., Лазарев В.А., Орлов Е.Ф., Раков И.С., Соколов А.Д., Шаронов Г.А., Шевцов В.П. Экспериментальные исследования интерференции широкополосного звука в океане // Интерференция широкополосного звука в океане. Горький: ИПФ АН СССР, 1984. С. 93-132.

Институт прикладной физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
24.07.89  
после доработки  
06.03.90

V.N. Golubev, V.N. Fokin

**SPACE-FREQUENCY DEPENDENCE OF INTERFERENCE MODULATION  
PARAMETERS OF WIDE-BAND SOUND IN A SURFACE CHANNEL**

Interference modulation parameters obtained experimentally are compared with ray theory calculations. It is shown that the detailed structure of the sound velocity dependence influences the space scale of ordered two-dimensional structures which taken together yield the wide-band sound intensity distribution in the distance-frequency plane. The coordinate dependence of radiation and reception points on the interference modulation parameters is considered. The possibility is demonstrated to predict the interference modulation parameters employing simple analytical models.