

УДК 551.46

## ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ ОХОТСКОГО МОРЯ

© 2002 г. Н. К. Абакумова

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН

117036 Москва, ул. Шверника 4

E-mail: bvp@akin.ru

Поступила в редакцию 07.03.2001 г.

Исследован вопрос насколько важно учитывать параметры подводных звуковых каналов при расчете звукового поля в лучевом приближении и методом параболического уравнения при его сопоставлении с результатами опытов, выполненных в восточной части Охотского моря с использованием тональных источников звука. Предложены законы спада поля точечного ненаправленного источника при вариациях параметров акустического волновода. Представлены результаты сопоставления экспериментальных исследований звуковых полей с расчетом на частотах 100–3000 Гц.

Вопросы исследования распространения звука в мелком море и прибрежных районах рассматриваются во многих работах, поскольку каждый конкретный район океана обладает своими особенностями, связанными с нестабильностью гидрологических условий среды, и существенным влиянием границ моря (дна и поверхности). В зависимости от профиля скорости звука  $c(z)$  доминирующую роль может играть либо дно, либо поверхность. При положительном градиенте скорости звука образуется приповерхностный звуковой канал, и на звуковое поле сильное влияние оказывает волнующая поверхность, при отрицательном градиенте – сильнее сказываются акустические свойства дна.

Ниже излагаются некоторые результаты обработки экспериментальных материалов, полученных в ранее проведенной экспедиции в восточной части Охотского моря.

Для сопоставления результатов экспериментальных исследований с теоретическими расчетами были использованы программы, основанные на лучевом [1] и параболическом [2] приближениях, а также использовалась программа расчета звукового поля, основанная на методе нормальных волн [3].

Лучевое представление, в тех случаях, когда оно применимо, является исключительно удобным и наглядным. Для некоторых расстояний решение волнового уравнения методом нормальных волн становится неприемлемым, вследствие плохой сходимости, и должно быть заменено лучевым или параболическим, или другим приближением [1, 2, 4, 5]. Однако, даже общепринятые численные методы расчета акустических полей могут приводить к неудовлетворительным результатам, если нет достаточной информации о

параметрах волновода [6–11]. В августе 1981 года проводились исследования звуковых полей в Охотском море. В восточной части моря в опытах использовались тональные источники с частотами излучения 63, 127, 260, 510, 1250, 3150 Гц. Излучение на одной частоте проводилось в течение 10 минут, затем следовала пауза 5 минут.

Структура звукового поля изучалась на расстояниях от источника 1, 5, 8, 20, 40, 80, 120 и 200 км. На каждой дистанции в некотором интервале расстояний (~100 м) регистрировалась интерференционная картина звукового поля. Кроме записи звуковых сигналов, в каждой точке проводились измерения профилей скорости звука и шумов моря. Океанологические условия по трассе в восточной части Охотского моря характеризовались приповерхностным слоем толщиной 20 метров, где скорость звука может быть как постоянна, так и иметь положительный или отрицательный градиенты, и ее среднее значение 1491 м/с. Затем до глубины ~60 м наблюдался довольно резкий слой скачка скорости звука градиент –  $6.5 \times 10^{-4}$  1/м.

В таблице 1 представлены значения относительных градиентов скорости звука  $a$  в слое скачка скорости звука для нескольких гидрологических станций, расположенных на различных дистанциях по исследуемой трассе.

Таблица 1

№ п/п	$r$ , км	$C_{\min}$ , м/с	$C_{\text{пов}}$	$H_{\min}$ , м	$H_1$	$a = 1/\text{м}$
1	0	1482.1	1488.5	100	80	$2.5 \times 10^{-4}$
2	25	1452.0	1488.6	80	60	$3.1 \times 10^{-4}$
3	50	1452.3	1490.3	70	45	$3.7 \times 10^{-4}$

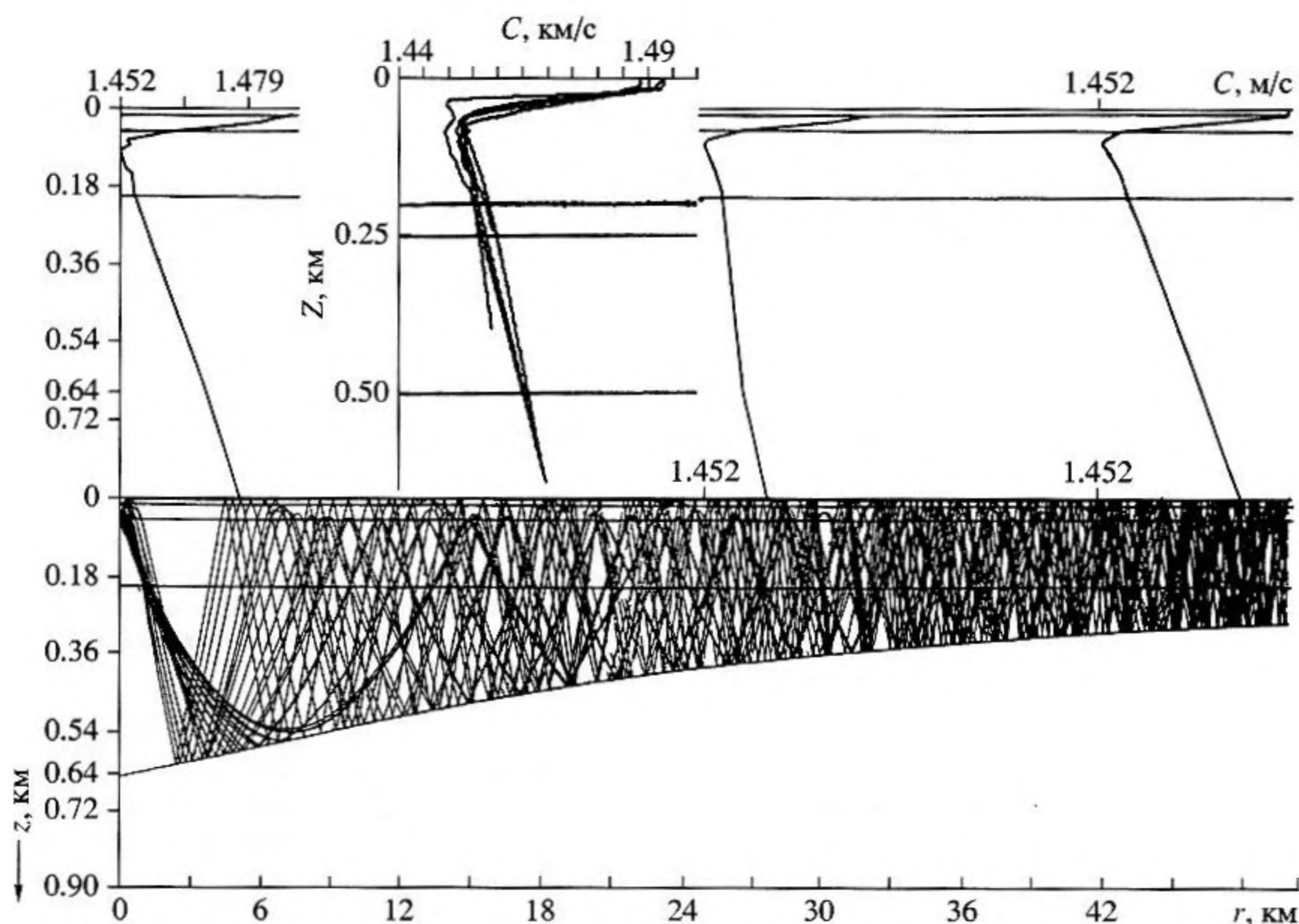


Рис. 1. Изменения глубины места на начальном участке 200-километровой трассы, распределение скорости звука по глубине на расстояниях 1, 20, 40 км и профили  $c(z)$ , зафиксированные на трассе.

При этом приняты следующие обозначения:  $r$  – расстояние, на котором проводилось измерение профиля скорости звука,  $C_{\min}$ ,  $C_{\text{пов}}$  – скорости звука на оси подводного звукового канала и на поверхности воды,  $H_1$  – толщина слоя скачка скорости звука,  $a$  – относительный градиент скорости звука в слое скачка.

На рис. 1 показаны профили скорости звука вдоль трассы  $C(z)$ , в некоторых точках при  $r = 0, 25, 50$  км, на трассе и рельеф дна, а также лучевая картина на пятидесятикилометровом участке трассы при глубине источника 50 м.

Согласно многолетним измерениям, выполненным в Охотском море, значения скорости звука для глубоководных слоев воды, начиная с 500 м возрастают с градиентом скорости звука от  $a_1 = 1.2 \times 10^{-5}$  1/м до  $a_2 = 2.04 \times 10^{-5}$  1/м до глубин 4000 м. Градиент скорости звука в глубоководных слоях, когда на зависимость скорости звука влияет только гидростатическое давление, равен  $a_1$ . На максимальной глубине по исследуемой трассе при  $H_{\max} = 640$  м значение скорости звука становится равным 1469 м/с, что на  $\Delta C \sim 20-22$  м/с меньше скорости звука на поверхности воды. В формировании рефракционного звукового поля участвует весь угловой спектр сигналов ( $\chi \cong \pm 15^\circ$ ), определяемый разностью скоростей звука у дна и на оси канала.

Прием сигналов осуществлялся на глубине 200 метров, излучение – на глубине 50 метров (рассматриваем горизонтальные разрезы для горизонта приема  $z = 200$  м).

Вследствие большего значения скорости звука у поверхности воды, чем у дна, распространение звука происходит, в основном, с отражениями от дна (см. рис. 1), что определяет значительные потери энергии распространяющегося звука.

При проведении экспериментальных исследований в мелководных районах и последующем анализе результатов опытов необходимы данные о структуре и параметрах морских осадков, которые позволяли бы выбрать геоакустическую модель дна. Должны быть известны: толщины осадочных слоев грунта, плотности осадков, скорости продольных и поперечных волн в грунте. Из литературных источников [11] известно, что тип осадков в поверхностном слое – песчаный ил.

Из записей измерений грунтовых волн, проведенных в этом районе, была определена при использовании взрывных источников звука скорость продольной волны  $C_1 = 1550-1640$  м/с. В воде у дна, в основном, скорость звука составляла 1469 м/с.

Для сопоставления результатов экспериментальных исследований с теоретическими расче-

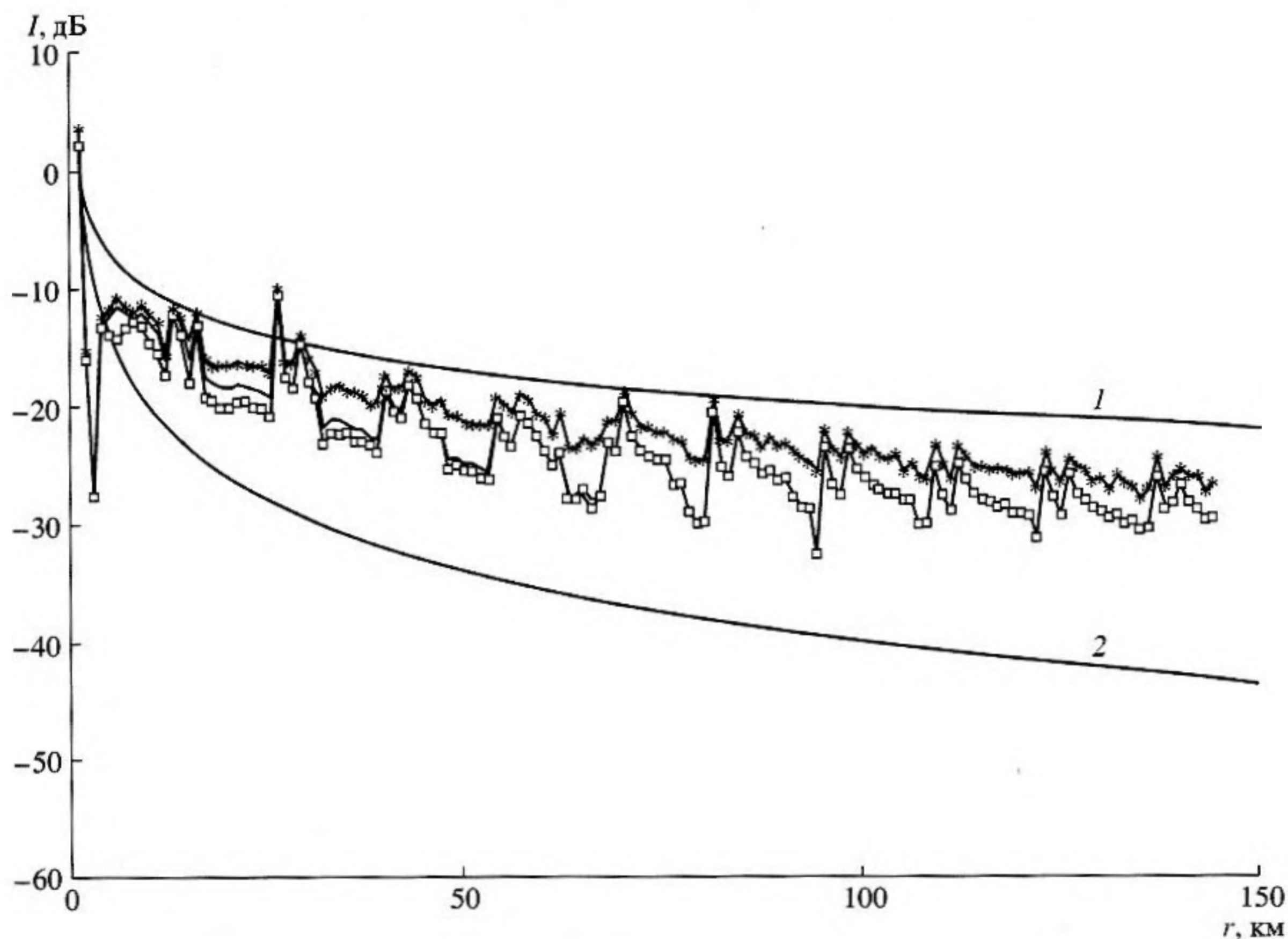


Рис. 2. Изменения интенсивности звукового поля с расстоянием в глубоководном районе Охотского моря при ровном дне и максимальной глубине моря ( $H = 640$  м) для изменяющихся по трассе гидрологических условий и различных коэффициентах отражения: (\* — (1) —  $|V| = 1$ , — — (2) — “песок”, □ — (3) — “ил”.)

тами были выбраны две модели дна. Методом численного экспериментирования найдены параметры волновода, позволившие смоделировать условия распространения звука в районе с переменными глубиной и профилями скорости звука, соответствующие результатам экспериментальных исследований. Проводился анализ влияния потерь интенсивности звукового поля, вызванных изменением гидрологических условий по трассе, а также глубины моря и потерями в дне.

Рассмотрим расчетные законы спада звукового поля, выполненные в лучевом приближении, для модели дна в виде жидкого поглощающего полупространства. Для такой модели дна, в простейшем случае коэффициент отражения рассчитывается по формуле Френеля и не зависит от частоты.

Однако, экспериментальные законы спада звукового поля с расстоянием на различных частотах не одинаковы и это, возможно, объясняется тем, что не учитывается изменение параметров грунта с глубиной. При использовании модели дна в виде жидкого поглощающего полупространства изменение параметров грунта с глубиной обычно учитывается путем выбора параметров

грунта как “средних” характеристик по толщине эффективного слоя, участвующего в формировании отраженного поля.

Параметрами грунта для модели дна в виде жидкого поглощающего полупространства являются:  $m$  — отношение плотности грунта  $\rho_{гр}$  к плотности воды  $\rho_0$ ,  $n$  — отношение скорости звука в воде  $C_0$  к скорости звука в грунте  $C_{гр}$ ,  $\eta$  — коэффициент потерь [6].

Влияние изменения параметров грунта для модели дна в виде жидкого поглощающего полупространства на законы спада звукового поля  $I(r)$  показано на рис. 2, где приведены расчеты звукового поля в лучевом приближении для максимальной глубины моря  $H = 640$  м и изменяющихся гидрологических условий по трассе. Зависимости интенсивности звукового поля рассчитаны с учетом некогерентного сложения сигналов лучей для горизонта излучения  $z_1 = 50$  м, горизонта приема  $z = 200$  м, при ширине диаграммы направленности источника  $\chi_1 = \pm 15^\circ$  и среднеквадратичной высоте неровностей взволнованной поверхности  $\sigma = 0$  м. При обработке результатов опыта на дистанциях, больших 200 км, в принятом суммарном сигнале учитывались уровни шумов моря.

Таблица 2

Частота, Гц	$m$	$n$	$\eta$
63	1.4	0.9	$10^{-2}$
127	1.4	0.88	$5 \times 10^{-3}$
250	1.4	0.9	$5 \times 10^{-3}$
500	1.4	0.9	$6 \times 10^{-3}$
1250	1.4	0.93	$10^{-2}$
3150	1.4	0.95	$10^{-2}$

На рис. 2 звездочками показаны законы спада звукового поля при абсолютно отражающем дне  $|V| = 1$ , сплошной линией – для “песка” при  $m = 1.9$ ,  $n = 0.9$ ,  $\eta = 0.02$ ; для грунта типа “ил” зависимости  $I(r)$  показаны квадратами ( $m = 1.45$ ,  $n = 0.98$ ,  $\eta = 0.001$ ). Две гладкие линии на рис. 2, обозначенные цифрами 1, 2, показывают цилиндрический  $1/r$  и сферический  $1/r^2$  законы спада, соответственно.

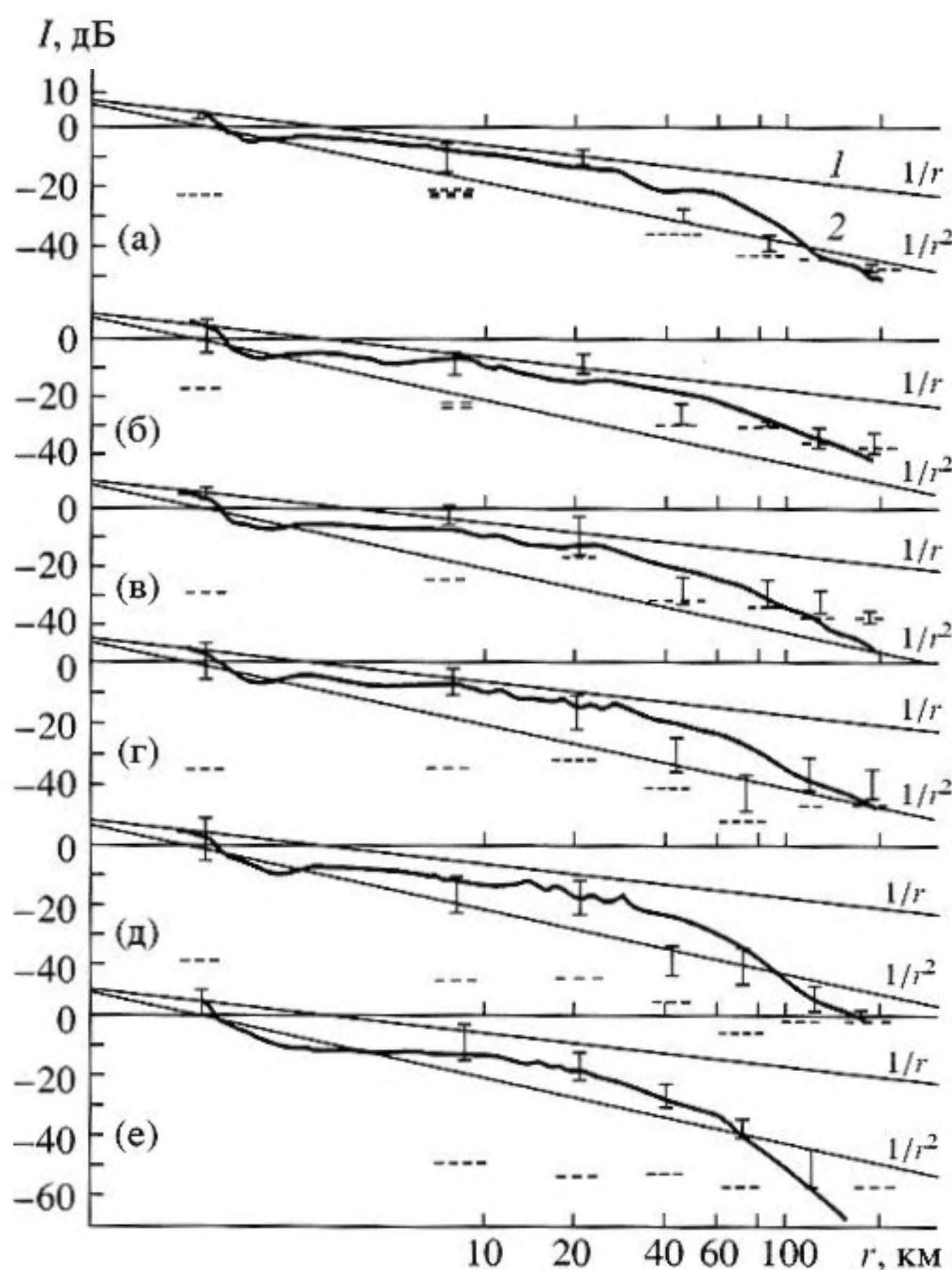


Рис. 3. Экспериментальные и расчетные зависимости спада интенсивности звукового поля с расстоянием для изменяющихся по трассе профилей скорости звука и рельефа дна. (Расчет – в лучевом приближении для частот 60–3000 Гц, соответствует жирным кривым).

На расстояниях 0.5–5 км основной энергетический вклад в звуковое поле вносят сигналы, однократно отраженные от дна, приходящие в узком пучке водных лучей, с углами выхода из источника  $\chi_1 = \pm 4.2^\circ$ . Начиная с расстояния  $\sim 10$  км, звуковое поле, в основном, формировалось из сигналов, пришедших по лучам, многократно отразившихся от дна, с углами выхода  $|\chi_1| < 10^\circ$ . Для дистанций более 100 км звуковое поле определяется лучами, отраженными от дна и поверхности с большими углами, у которых коэффициенты отражения практически одинаковы, и тип грунта существенно не влияет на законы спада  $I(r)$ . С повышением частоты толщина эффективного слоя, участвующего в формировании отраженного поля, уменьшается, и коэффициент отражения становится зависящим от частоты. В таблице 2 для каждой частоты представлены параметры грунта, подобранные так, чтобы получить соответствие экспериментальных и теоретических расчетов.

Экспериментальные зависимости интенсивности звукового поля от расстояния показаны на рис. 3а–3е, где интерференционная картина звукового поля наносилась в виде вертикальных отрезков, ограниченных сверху и снизу уровнями интерференционных максимумов и минимумов, вследствие взрезанности интерференционной картины и относительно малом интервале расстояний. Законы спада звукового поля, полученные в эксперименте, аппроксимировались цилиндрическим законом с экспоненциальными потерями. Сплошными линиями нанесены расчетные уровни звукового поля в лучевом приближении для диапазона частот 60–3150 Гц. Штриховыми линиями показаны уровни помех при приеме сигналов в различных точках по трассе (на различных дистанциях на приемном судне устанавливаются различные “режимы тишины”).

Кроме того, проводилась аппроксимация цилиндрическим и экспоненциальным законами, для экспериментальных зависимостей  $I(r)$  с расстояний  $\sim 10$  км. Полученный коэффициент  $\beta$  – суммарный коэффициент потерь – показывает зависимость потерь энергии звукового сигнала при его распространении в мелком море ( $\beta = \beta_0 + \beta_1$ ) [9]. Здесь,  $\beta_0$  – коэффициент потерь, обусловленный поглощением в воде,  $\beta_1$  – коэффициент потерь, связанный с потерями энергии при отражении от дна. Параметры грунта модели дна мелководного волновода, для которого влияние дна является значительным, определялись для каждой частоты.

В качестве количественного критерия сопоставления экспериментальных и расчетных данных были взяты величины среднеквадратичного отклонения расчета от результатов опыта –  $\sigma$ .

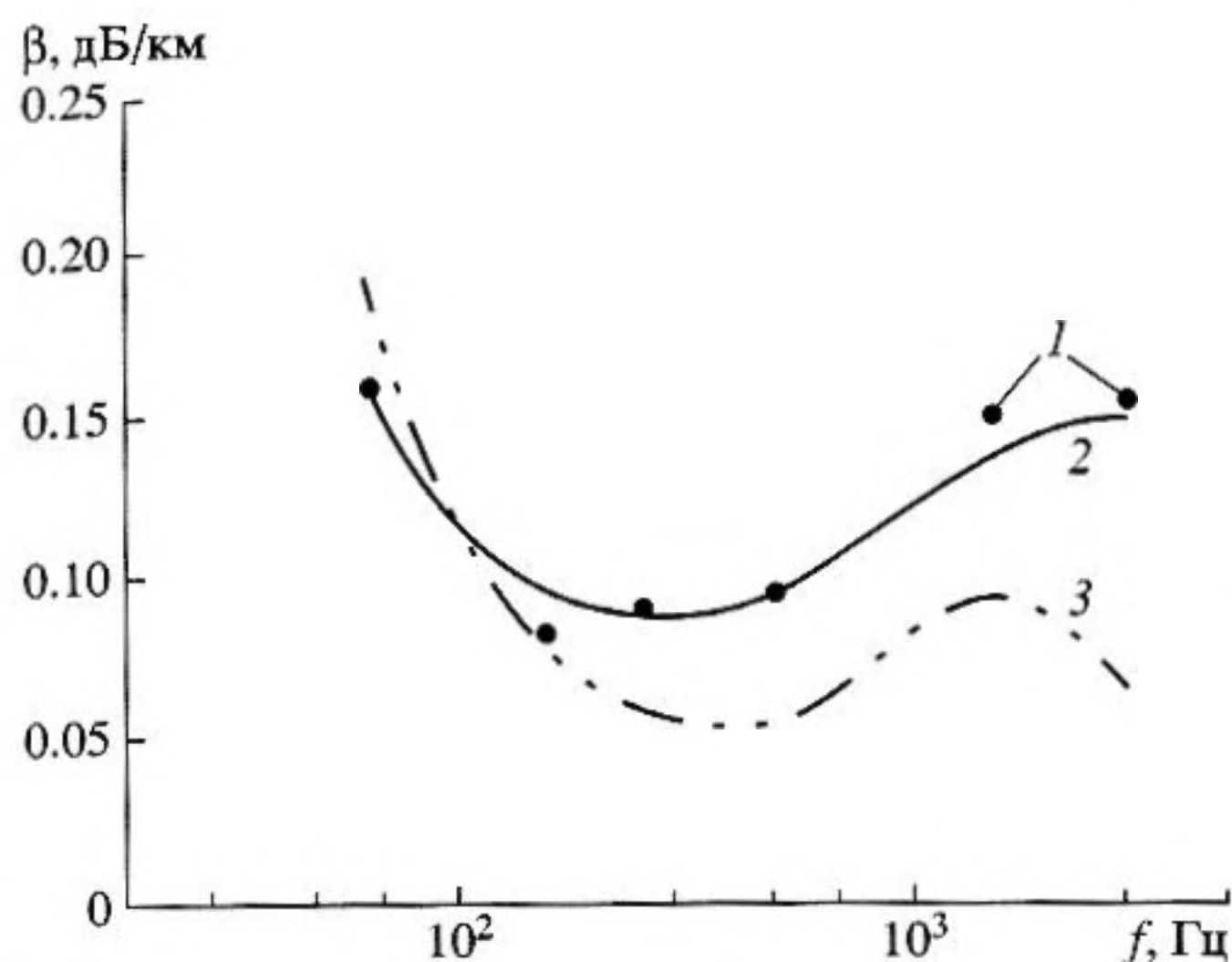


Рис. 4. Частотные зависимости коэффициентов потерь, обусловленных утечкой энергии в дно. Точки (1) – экспериментальная зависимость коэффициента затухания, кривые 2 и 3 – расчет в параболическом приближении для слоистой модели дна.

Численные исследования звуковых полей показали, что в прибрежном районе Охотского моря с переменной глубиной и профилем скорости звука, модель дна в виде жидкого поглощающего полупространства не дает согласия с экспериментом. Среднеквадратичное отклонение расчета от эксперимента составляло  $\sigma = 1.8$  дБ для частоты  $f = 1.25$  кГц, а для  $f = 510$  Гц –  $\sigma = 7.5$  дБ; для  $f = 260$  Гц  $\sigma = 5.8$  дБ. Для каждой частоты необходимо подбирать параметры грунта, чтобы получить соответствие экспериментальных и теоретических расчетов, а значения  $\sigma$  оказались завышенными.

Для того, чтобы адекватно смоделировать мелководный волновод во всем представленном диапазоне частот была выбрана слоистая модель дна, представляющая собой два слоя грунта со скоростями продольных волн  $C_1$  и  $C_2$ , лежащих на полупространстве со скоростью звука  $C_{гр}$ . При этом  $C_1$  – меньше скорости звука в воде у дна –  $C_0$ , а  $C_2, C_{гр} > C_0$ , подбирались также толщины первого слоя  $H_1$  и второго слоя грунта  $H_2$ . Коэффициенты потерь  $\eta_1$  в первом слое,  $\eta_2$  – во втором слое,  $\eta_0$  – в жидком поглощающем полупространстве варьировались согласно [6].

На рис. 4 показаны частотные зависимости коэффициентов потерь для 200 километровой трассы и слоистой модели дна (расчет выполнен в параболическом приближении). Точками (1) представлена экспериментальная зависимость коэффициента потерь, обусловленного дном  $\beta_1$ . Параметры грунта варианта 2 таблицы 3 из всех перечисленных вариантов модели волновода наиболее оптимально отражают экспериментально полученную картину спада звуковых полей с расстоянием. Кривая (3), построенная согласно параметрам грунта варианта 3 таблицы 3, показывает частотную зависимость коэффициента потерь, обусловленного дном, с максимумом на частоте 1250 Гц при расчете поля в параболическом приближении для трехслойной модели дна. В нашем случае экспериментальная зависимость коэффициента потерь от частоты обусловлена утечкой энергии в дно. Эта зависимость на высоких частотах имеет область насыщения, а расчетные зависимости  $\beta_1(f)$ , представленные кривой 3 имеют максимум на частоте 1250 Гц, что, по-видимому, связано с резонансными свойствами парциальных волноводов в системе слоев. Однако, такие параметры модели мелководного волновода, для ко-

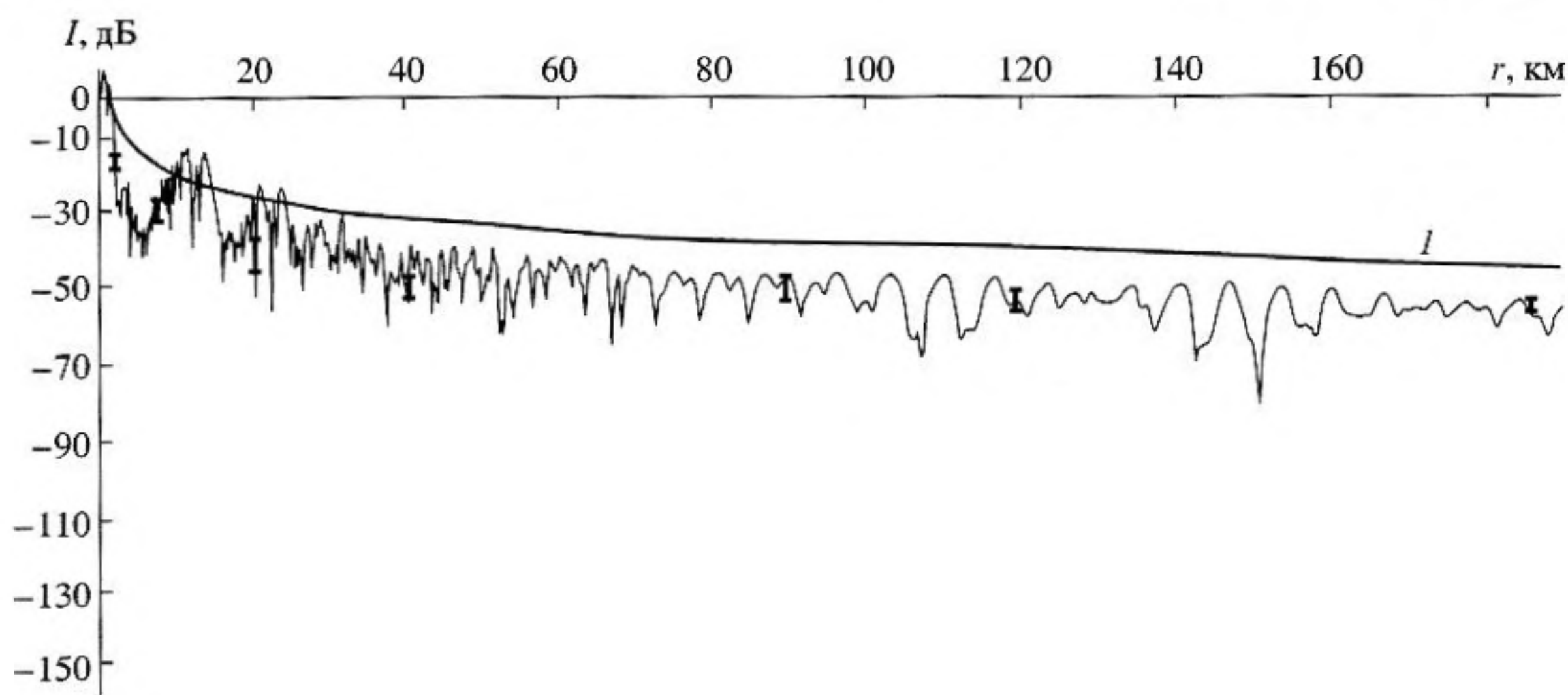


Рис. 5. Экспериментальная и расчетная зависимости спада интенсивности звукового поля для частоты 260 Гц. Расчет в параболическом приближении для изменяющихся профилей скорости звука и рельефа дна.

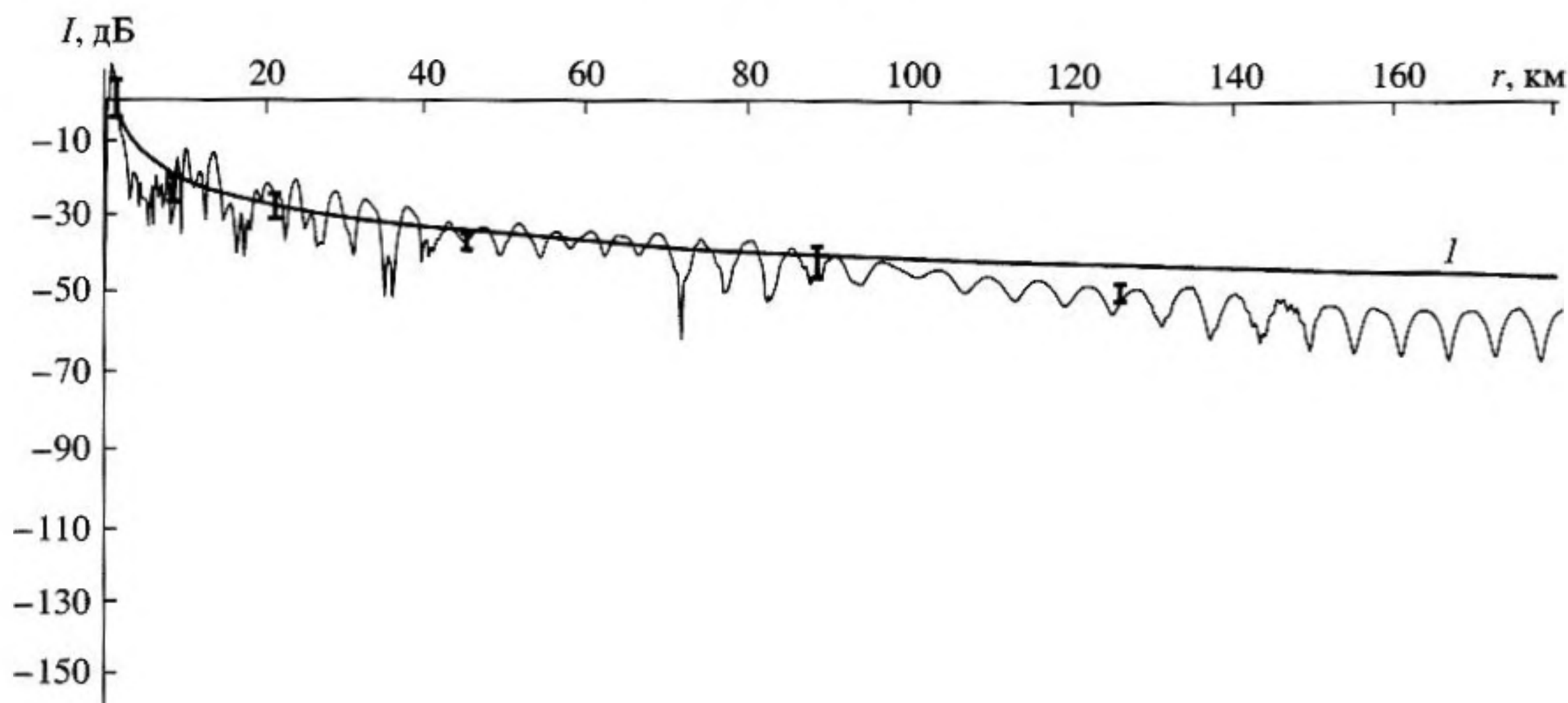


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но для частоты 127 Гц. Параметры грунта для трехслойной модели дна те же.

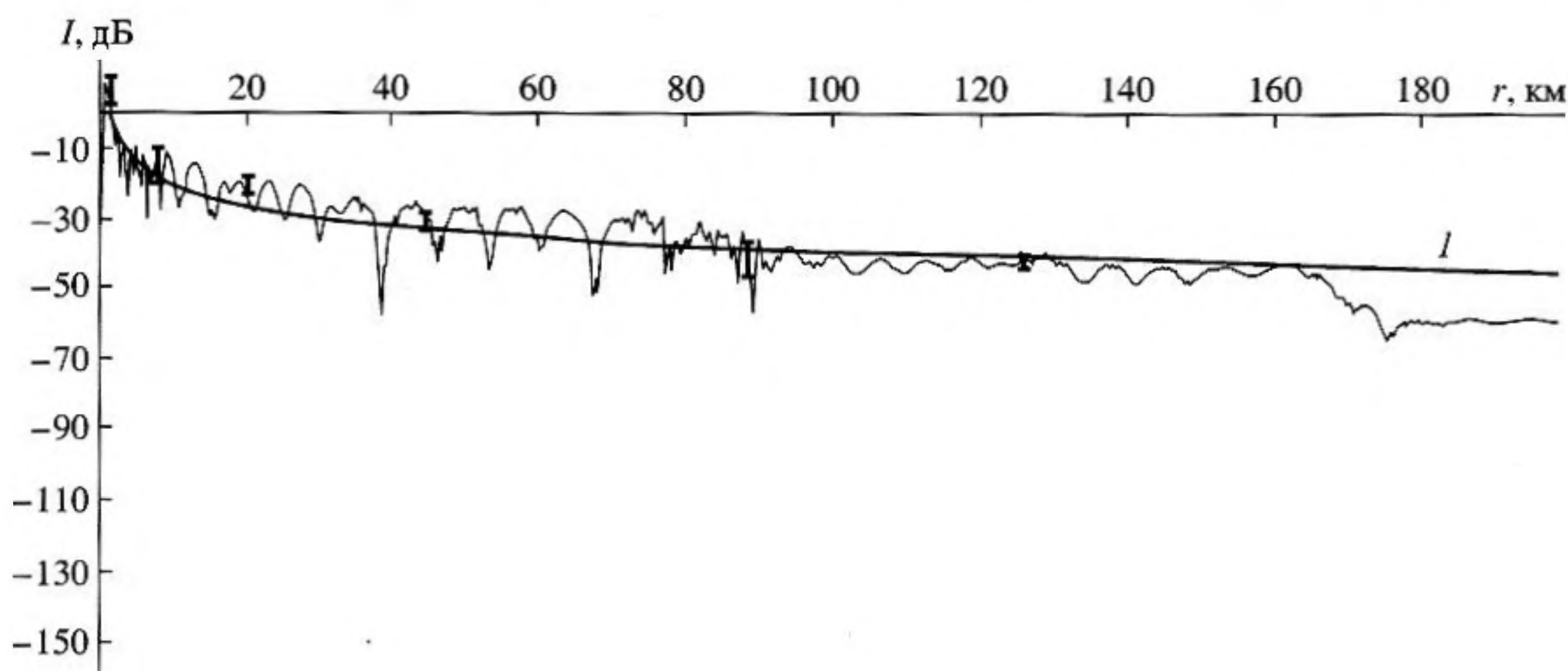


Рис. 7. То же, что на рис. 6, – для частоты 63 Гц. Параметры грунта для трехслойной модели дна те же.

торых наблюдается хорошее соответствие теоретических законов спада звуковых полей с экспериментом, найдены только для слоистой модели дна. Соответствующие результаты расчета представлены в виде спада  $I(r)$  для частот 63, 127, 260 Гц на рис. 5–7. Здесь, так же, как и на других рисунках, цифрой 1 показан цилиндрический закон спада звукового поля.

На рис. 5–7 видно, как согласуется с экспериментальными данными теоретическая интерференционная картина во всем диапазоне расстояний. Результаты эксперимента показаны в виде отрезков вертикальных прямых. При этом, среднеквадратичное отклонение расчета от эксперимента составляет около 3.1 дБ для частоты 63 Гц, что соответствует значениям  $\sigma = 1.35$  дБ, а для частоты 260 Гц –  $\sigma = 4.1$  дБ, для  $f = 127$  Гц –  $\sigma = 1.2$  дБ.

При расчетах выбраны следующие параметры дна: толщины осадочных слоев подводного грунта  $H_{11} = 10$  м,  $H_{12} = 30$  м, скорости продольных волн в осадках  $C_{11} = 1410$  м/с,  $C_{12} = 1516$  м/с и коэффициенты потерь  $\eta_{11} = 0.05$ ,  $\eta_{12} = 0.05$ , плотности грунта в слоях:  $m_{11} = 1.4$ ,  $m_{12} = 1.5$ , (параметры полупространства:  $m_1 = 1.8$ ,  $C_1 = 1640$  м/с,  $\eta_1 = 0.001$ ). Эти характеристики позволили получить сопоставимые экспериментальные и теоретические результаты во всем диапазоне частот.

В таблице 3 представлены параметры грунта для различных слоев и полупространства (индексы: “1”, “1” обозначают продольные волны в слое и номер слоя для слоистой модели дна, полученные при расчете методом параболического уравнения). Параметры грунта дна, вариант 2 в таблице 3, и параметры полупространства:  $m_1 = 1.8$ ,  $C_1 = 1640$  м/с,  $\eta_1 = 0.001$ , позволили получить на-

Таблица 3

№ п/п	1 слой				2 слой				полупр-во		
	$H_1$	$m_1$	$n_1$	$\eta_1$	$H_1$	$m_1$	$n_1$	$\eta_1$	$m_L$	$n_L$	$\eta_L$
1	—	—	—	—	—	—	—	—	1.4	0.9	$10^{-2}$
2	10	1.4	1.04	0.05	30	1.5	0.97	0.05	1.8	0.9	$10^{-3}$
3	4	1.4	1.06	0.03	30	1.5	0.97	0.01	1.8	0.9	$10^{-3}$

ибо более согласующиеся с экспериментом результаты.

Модель дна типа трехслойной модели дна с определенными соотношениями скоростей продольных волн и толщин слоев грунта, позволила получить частотную зависимость коэффициента затухания с минимумом, которая хорошо согласуется с экспериментальной во всем диапазоне частот.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 00-02-17694).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вагин А.В. Расчет лучевых картин суммарного звукового поля в точке, его угловой, временной, фазовой и энергетической структуры в двумерно-неоднородной среде / Отчет, Акуст. ин-т. М., 1974 г.
2. Авилов К.В. Алгоритм вычисления гармонических звуковых полей в двумерно-неоднородном, цилиндрически-симметричном океане в параболическом приближении и его программная реализация / Отчет, Акуст. ин-т. М., 1985 г.
3. Агеева Н.С., Крупин В.Д. Частотные характеристики нормальных волн в мелком море со слоистым поглощающим дном // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 5. С. 669–677.
4. Абакумова Н.К. Затухание звука в мелком море при отрицательном градиенте скорости звука // 9 Всесоюзная Акустическая конф., секция А. М.: Наука, 1977. С. 5.
5. Ainslie M., Packman Harrison M. Fast and explicit Wentzel-Kramers-Brillouin mode sum for the bottom-interacting field, including leaky modes // J. Acoustic. Soc. Amer. 1998. V. 103. № 4. P. 1804–1812.
6. Абакумова Н.К., Галкин О.П. Угловая зависимость коэффициента отражения от дна для различных типов морских осадков // Научно-техн. сб. Вопросы судостроения. Сер. Акустика, С. 1980. Вып. 14. С. 90–100.
7. Spiesberger J.L. Kaneohe acoustic thermometer further validated with rays over 3700 km and the demise of the idea of axially trapped energy // J. Acoust. Soc. Amer. 1996. V. 99. № 1. P. 173.
8. Абакумова Н.К., Галкин О.П. Сравнение звуковых полей в волноводах с постоянными и переменными океанологическими характеристиками // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 5. С. 581–589.
9. Richards S.D. The effect of temperature, pressure, and salinity on sound attenuation in turbid seawater // J. Acoust. Soc. Amer. 1998. V. 103. № 1. P. 205–211.
10. Hodgkiss W.S., Song H.S., Kuperman W.A., Akal T., et al. A long-range and variable focus phase-conjugation experiment in shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105. № 3. P. 1597–1611.
11. Вадов Р.А. Распространение звука в подводном звуковом канале Охотского моря // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 2. С. 174–182.
12. Микрюков А.В., Попов О.Е. Влияние неоднородного по трассе поля скорости звука на подводное распространение акустических сигналов над континентальным склоном // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 1. С. 102–111.

## Sound Field Characteristics in the Eastern Part of the Sea of Okhotsk

N. K. Abakumova

Andreev Acoustics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Shvernika 4, Moscow, 117036 Russia

e-mail: bvp@akin.ru

**Abstract**—The problem of how the parameters of the underwater sound channel affect the sound field calculated in the ray and parabolic-equation approximations is studied. To that end, the calculations are compared with the experimental data obtained in the eastern part of the Sea of Okhotsk with the use of cw sound sources. The decay laws are analyzed for the sound field of a point source in a waveguide with varying parameters. The calculated and experimental characteristics of the sound field are compared for the frequency range 100–3000 Hz.