

АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXV

АКАДЕМИЯ

Январь

1989

НАУК

Вып. 1

СССР

Февраль

Основан в 1955 г.

МОСКВА

Выходит 6 раз в год

УДК 534.21

УСРЕДНЕННЫЕ ОЦЕНКИ ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ МАЛОЙ ГЛУБИНЫ

*Бункин Ф. В., Кацнельсон Б. Г., Кравцов Ю. А.,
Кулапин Л. С., Петников В. Г., Ривелис Е. А.,
Резников В. М., Сабиров О. И., Сиденко А. В.*

Приводятся результаты расчета и экспериментальных исследований затухания звука в океаническом волноводе малой глубины. Предлагается количественный критерий близости расчетной и экспериментальной зависимостей интенсивности акустических волн от расстояния между источником и приемником звука. На основе предложенного критерия определен коэффициент поглощения звука в дне, отвечающей наилучшему совпадению экспериментальных и расчетных кривых.

Затухание звуковых волн в океанических волноводах малой глубины обусловлено главным образом поглощением звука в морском дне [1]. Однако акустические свойства морского дна, его плотность, скорость звука и т. д., как правило, неизвестны, особенно если речь идет о распространении низкочастотного звука на расстоянии в сотни километров. Поэтому при расчетах затухания звуковых волн в океанических волноводах обычно пользуются той или иной моделью морского дна. При сопоставлении результатов расчета и эксперимента, как правило, не вводится количественная мера, позволяющая определить степень близости экспериментальной и расчетной зависимостей. Такая мера позволила бы, с одной стороны, определить наиболее реалистические параметры модели, с другой — сравнить адекватность различных моделей.

В настоящей работе предлагается количественный критерий близости расчетной и экспериментальной зависимостей интенсивности акустических волн в океаническом волноводе от расстояния между источником и приемником звука. Приводятся результаты эксперимента и расчета по исследованию затухания звука. На основе предложенного критерия проведено сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей и определен коэффициент поглощения звука в дне на разных частотах, при которых имеет место наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных кривых.

В качестве количественной меры близости эксперимента и теории предлагается величина K , определяемая близостью функций в смысле нормы разности. Пусть $\delta_0(r, z, z_0)$ — экспериментальная зависимость относительной усредненной интенсивности акустических волн от расстояния между источником и приемником звука r :

$$\delta_0(r, z, z_0) = 10 \lg \frac{\overline{I(r, z, z_0)}}{\overline{I(r_0, z, z_0)}}. \quad (1)$$

Здесь \bar{I} — интенсивность акустических волн, усредненная по некоторому, определяемому условиями эксперимента, пространственному интервалу Δr вдоль направления распространения звука; z и z_0 — глубины погружения источника и приемника звука соответственно; r_0 — опорное расстояние, соответствующее 0 дБ ($r_0 \gg H$, где H — глубина волновода). Пусть $\delta_r(r, z, z_0)$ — аналогичная теоретическая зависимость. Эти функции являются осциллирующими, так как усреднение сглаживает только часть пространственных биений, имеющих период меньше, чем масштаб усреднения. Если бы усреднение провели по пространственному промежутку, большему, чем наибольший цикл луча в волноводе, то получили бы гладкую зависимость — усредненный закон спада. В связи с этим для более точного анализа разобьем зависимость $\delta(r)$ на два слагаемых — одно соответствует усредненному закону спада, другое описывает интерференционную структуру поля. В соответствии с этим коэффициент K также будет состоять из двух частей, независимо описывающих степень близости сглаженной и осциллирующей компонент поля:

$$K = \bar{K} + \tilde{K}, \quad \delta = \bar{\delta} + \tilde{\delta}, \quad (2)$$

$$\bar{K} = \frac{\int_0^r \bar{\delta}_s \bar{\delta}_r dr}{\int_0^r \bar{\delta}_s^2 dr + \int_0^r \bar{\delta}_r^2 dr}, \quad \tilde{K} = \frac{\int_0^r \tilde{\delta}_s \tilde{\delta}_r dr}{\int_0^r \tilde{\delta}_s^2 dr + \int_0^r \tilde{\delta}_r^2 dr}.$$

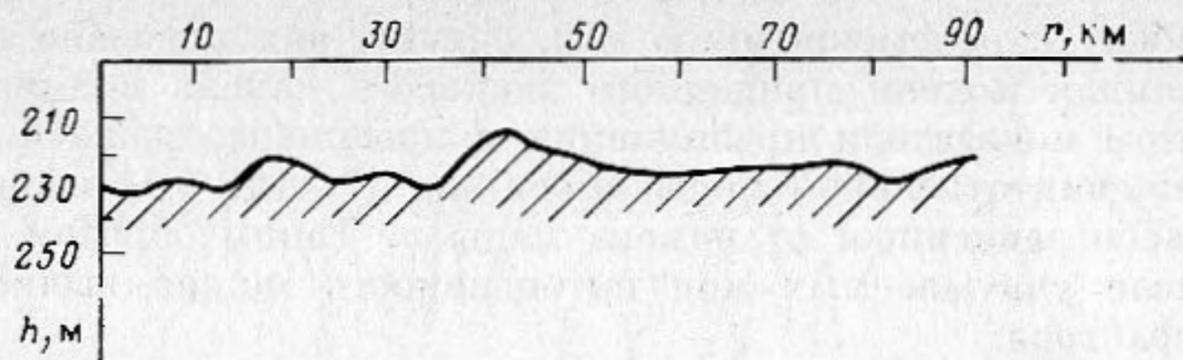
Наша задача в рамках метода математического моделирования — подбор параметров дна, максимизирующих величину K . Как видно из определения (2), она принимает значения от 0 до 1. Последнее значение соответствует точному совпадению δ_s и δ_r .

Следует отметить, что выбранная мера близости K указывает близость экспериментальных и теоретических характеристик δ_s и δ_r только в функциональном смысле, но не гарантирует малого быстропеременного расхождения между кривыми $\delta_s(r)$ и $\delta_r(r)$.

Следующий момент, требующий обсуждения, связан с тем, какие именно параметры следует подбирать. Это определяется, с одной стороны, выбранной моделью среды, а с другой — тем, какие параметры наименее известны и в наибольшей степени влияют на распространение звука. В рамках той простой модели, в которой мы работаем — модель с однородным жидким дном — таким параметром является коэффициент поглощения звука в дне α , определяемый мнимой частью квадрата показателя преломления звука в дне $n^2 = n_0^2(1 + i\alpha)$. Известно [2], что α обладает наибольшей степенью неопределенности: в зависимости от характера дна величина α может меняться в 20–30 раз, в то время как изменчивость профиля скорости звука, глубины волновода и других параметров составляет около 10–20% от их средних значений.

Таким образом, может быть предложена следующая схема оценки параметра α : измерение зависимости $\delta_s(r)$ в исследуемом районе; расчет теоретических зависимостей $\delta_r(r)$ для α из некоторого интервала значений, соответствующего исследуемому району; построение функций $K(\alpha)$ в соответствии с (2); выбор значений α , максимизирующих $K(\alpha)$ для определенных частот и априорно известных параметров модели волновода.

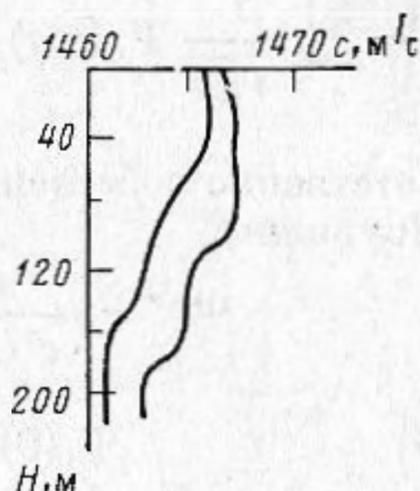
Измерения относительной интенсивности акустических волн в океаническом волноводе малой глубины проводились с участием двух судов. Первое из них буксировало на удаление со скоростью 5–5,5 узлов два излучателя, установленных на специальной раме. Глубина буксировки составляла 35–40 м. Излучение тональных звуковых сигналов проводилось на двух фиксированных частотах f_1 и f_2 ($f_2/f_1 = 2, 3$). Относительная нестабильность частот излучения $\Delta f/f = 10^{-8}$. Прием осуществлялся на вертикальную антенну, опущенную с борта другого судна, лежащего в дрей-



Фиг. 1

Фиг. 1. Рельеф дна вдоль трассы проведения эксперимента

Фиг. 2. Профиль скорости звука в начале (а) и в конце (б) трассы



Фиг. 2

фе. Антенна представляла собой цепочку из шести эквидистантно расположенных гидрофонов. Около первого и последнего гидрофонов были расположены датчики глубины, контролирующие ее положение. Принимаемый каждым гидрофоном сигнал записывался на магнитофон.

По ходу эксперимента вдоль трассы следования судна с излучателями проводились эхолотные промеры рельефа дна. Результаты этих измерений приведены на фиг. 1. В начале и конце трассы были осуществлены гидрологические измерения с целью получения профиля скорости звука. Эти профили изображены на фиг. 2, а и б соответственно. Как видно из фиг. 1, трасса представляет собой почти постоянный по глубине канал. Средняя глубина порядка 230 м. Вариации глубины достигают $\pm(10-15)$ м. Максимальное значение продольного градиента $\Delta H/\Delta r$ порядка $2 \cdot 10^{-3}$. Профиль скорости звука характеризуется в целом отрицательным градиентом. Общий перепад скорости звука между дном и поверхностью ≈ 8 м/с.

По экспериментальным данным на ЭВМ вычислялась относительная интенсивность δ звукового поля вдоль трассы для двух частот излучения и четырех горизонтов приема. Вычисления сводились к спектральному анализу принятых сигналов с частотным разрешением 0,04 Гц, усреднению 12 последовательных спектров, определению величины максимальной спектральной компоненты в усредненном спектре I и вычислению логарифма отношения величины I к I_0 , где I_0 — максимальная спектральная компонента в усредненном спектре принятого $\delta=10$ сигнала, когда расстояние между источником и приемником звука составляло $r_0=0,5$ км ($\delta=10 \lg I/I_0$). Указанная обработка на ЭВМ соответствовала оптимальному выделению полезного сигнала в течение 300 с, что обеспечивало отношение сигнал/шум не менее 6 дБ вдоль всей трассы, на всех горизонтах приема.

Вычисления величины δ производились через каждый километр вдоль трассы, а усреднение спектров соответствовало усреднению интенсивности по 750 м дистанции. Благодаря такому усреднению сглаживалась только тонкая интерференционная структура поля, обусловленная биениями между высшими модами. Для более детального сравнения с экспериментом были проведены численные расчеты поля точечного источника с учетом реальных условий.

Для расчета звукового поля точечного источника использовалась модификация метода поперечных сечений, возможность использования которого при наличии достаточно большой горизонтальной неоднородности канала обусловлена в наших условиях и тем фактом, что расчетной величиной является интенсивность поля. Наличие неоднородности действи-

тельно приводит к перемешиванию мод, однако, как показано в [4] для идеализированной модели придонного звукового канала с линейным по глубине ростом показателя преломления и идеально отражающим дном, фактор искажения отдельной моды имеет вид $e^{i\delta_n}$, где δ_n — вещественная величина, слабо зависящая от номера моды n . Таким образом, при небольшом числе учитываемых мод интенсивность можно вычислять без учета этого фактора.

Звуковое давление в канале ищется в виде

$$\Psi(r, z) = \sum_i \frac{1}{\sqrt{\xi_i r}} \Psi_i(r, z) \Psi_i(0, z_i) \exp\left\{i \int_0^r \xi_i(r') dr'\right\}, \quad (3)$$

где ξ_i , Ψ_i — соответственно собственные значения и собственные функции задачи Штурма-Лиувилля:

$$\Psi_i'' + \left[\frac{\omega^2}{c^2(r, z)} - \xi_i^2 \right] \Psi_i = 0, \quad (4)$$

$$\Psi_i(0) = 0, \quad (5)$$

$$\left[\frac{1}{\rho} \frac{\Psi'}{\Psi} \right]_{z=H} = 0, \quad (6)$$

$c(r, z)$ — скорость звука, ρ — плотность. Функции Ψ_i непрерывны и нормированы на интервале $[0, \infty]$:

$$\int_0^H \Psi_i^2 dz + \frac{\rho}{\rho_1} \int_H^\infty \Psi_i^2 dz = 1 \quad (7)$$

(ρ_0 и ρ_1 — плотности воды и дна соответственно) и зависят от r как от параметра. $[f(z)]_{z=H}$ обозначает скачок f в точке $z=H$.

Для численного решения задачи (4)–(6) использован метод начальной задачи Коши (метод пристрелки) [5]. Его достоинство состоит в пригодности для неаналитически заданных профилей $c(z)$, в частности измеренных в ходе проведения экспериментов. Численное интегрирование уравнения (4) может быть эффективно проведено по схеме Нумерова [6] в силу линейности первой производной в (4).

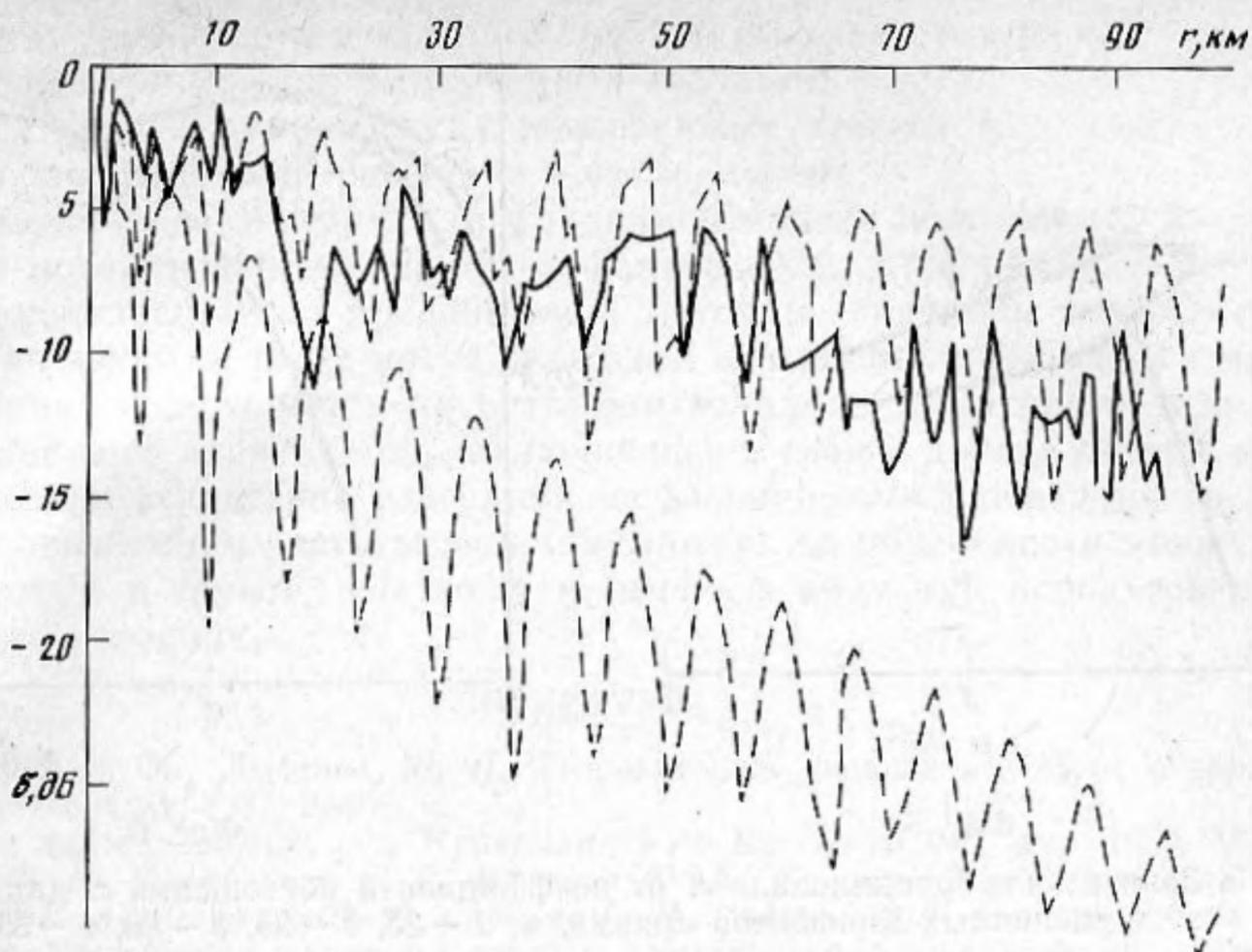
При расчетах удобно величину $\Phi(\xi) = \left[\frac{1}{\rho} \frac{\Psi'}{\Psi} \right]_{z=H}$ считать невяз-

кой, что эквивалентно правой части в (6) в силу непрерывности $\Psi(z)$ в точке $z=H$. Конкретное представление $\Phi(\xi)$ обусловлено выбранной моделью дна. Так, для представления дна в виде однородного жидкого полупространства

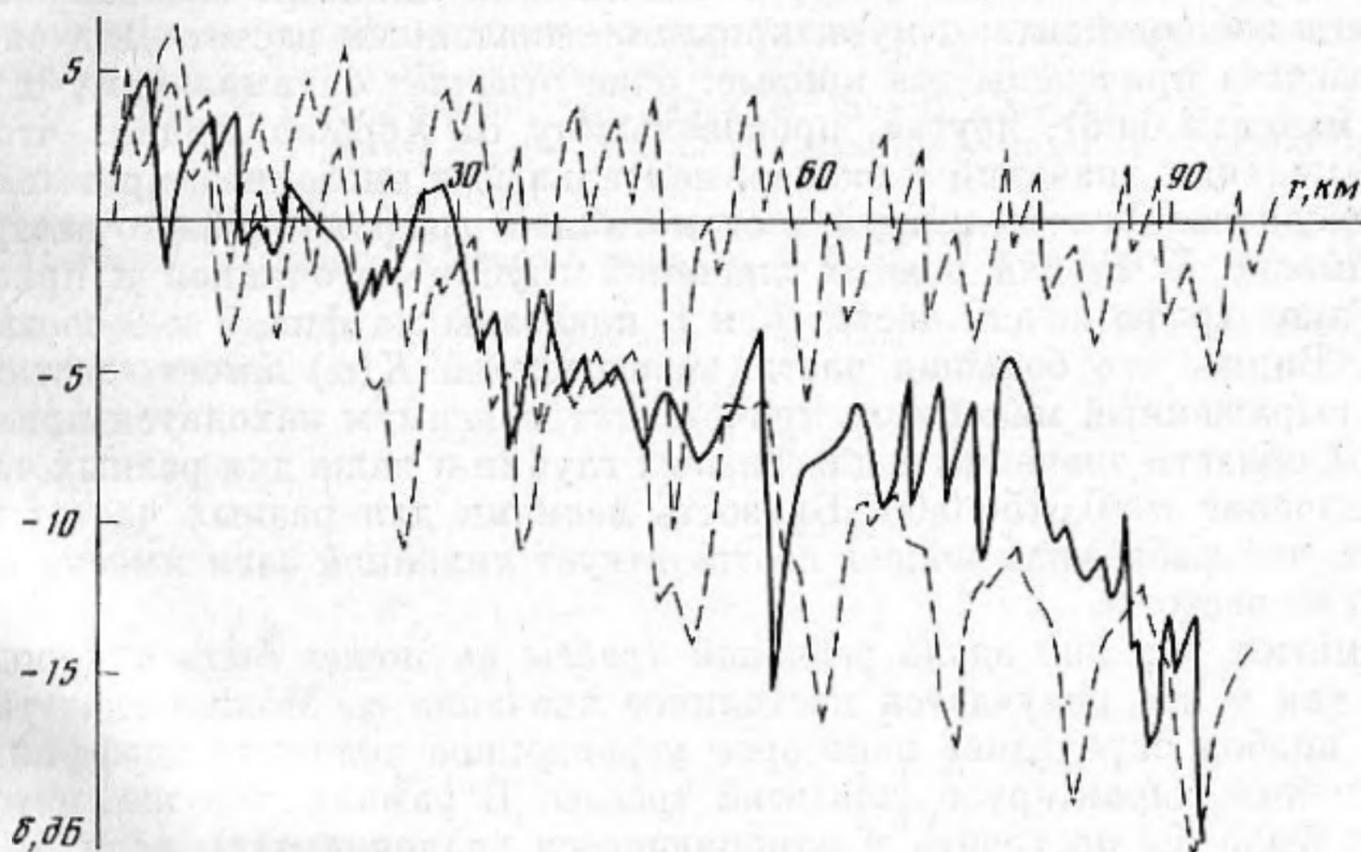
$$\Phi(\xi) = \frac{1}{\rho_0} \frac{\Psi'}{\Psi} \Big|_{z=H-0} + \frac{1}{\rho_1} \sqrt{\xi^2 - \frac{\omega^2}{c_1^2} (1+i\alpha)}, \quad (8)$$

где c_1 , α — соответственно скорость звука и коэффициент поглощения в дне, а $\Psi(z)$ — численное решение (4) на $[0, H]$. Для более сложных слоистых моделей дна имеются точные или приближенные представления $\Phi(\xi)$ [7]. Комплексная функция $\Phi(\xi)$ является аналитической [7] и для нахождения ее нулей можно применить как общие численные методы решений нелинейных трансцендентных уравнений [8], так и более удобные методы Ньютона и секущих, обобщенные на комплексный случай. Для получения начальных приближений $\xi_n^{(0)}$ для n -й моды можно использовать ВКБ-приближение.

Отметим один существенный момент указанной методики. В силу высокой плотности спектра собственных значений ξ_i некоторую трудность представляет собой локализация собственных значений и контроль за приближением ξ_i в процессе итераций. В нашем случае этот контроль



Фиг. 3. Кривые зависимости относительной интенсивности звука от расстояния по трассе для частоты f_1 и глубины приема $H_2=70$ м при различных коэффициентах поглощения в дне α

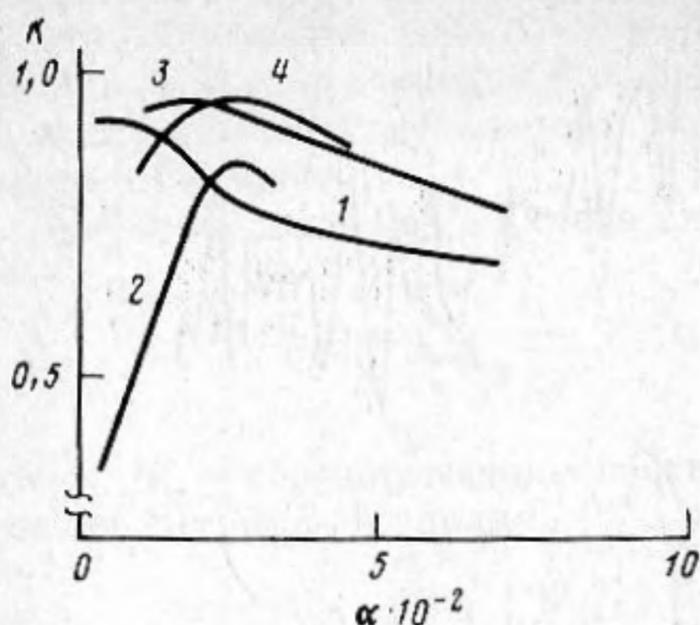


Фиг. 4. То же, что на фиг. 3

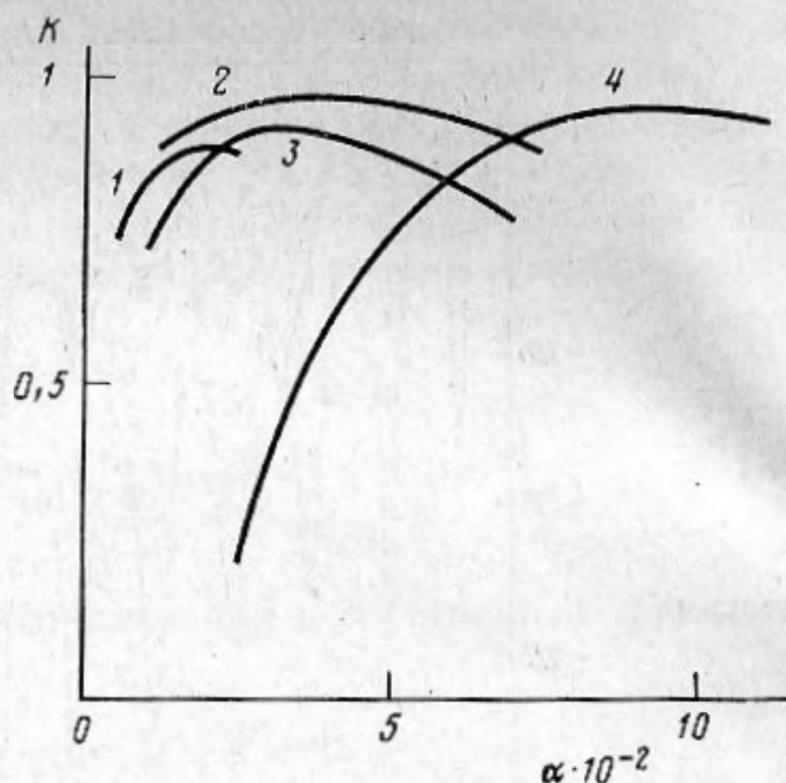
осуществляется на основе осцилляционной теоремы Штурма [9]. Если упорядочить собственные значения ξ_l по убыванию, то собственная функция $\Psi_l(z)$ будет иметь l нулей, не считая первого в точке $z=0$. При наличии поглощения задача становится комплексной и осцилляционная теорема не применима (нули находятся на комплексной плоскости). Однако с учетом вида нормировки можно ожидать выполнения правила числа нулей для вещественной части $\Psi_l(z)$, по крайней мере для малых значений поглощения. Как показали расчеты, это правило соблюдается по крайней мере до значения параметра $\alpha \sim 0,1$ при частотах рассчитываемого сигнала $f \leq 500$ Гц и глубине волновода $H \leq 300$ м.

Изложенная методика нахождения спектра нормальных волн реализована в программе расчета звукового поля для горизонтально-неоднородных трасс (подробнее см. [3]).

Результаты эксперимента и теоретических расчетов для некоторых значений коэффициента α показаны на фиг. 3, 4. Там же указаны значе-



Фиг. 5



Фиг. 6

Фиг. 5. Зависимость функционала K от коэффициента поглощения α для частоты f_1 и различных горизонтов приема, м: 1 — 25, 2 — 95, 3 — 80, 4 — 65

Фиг. 6. Зависимость функционала K от коэффициента поглощения α для частоты f_2 и различных горизонтов приема, м: 1 — 125, 2 — 95, 3 — 80, 4 — 65

ния коэффициента K . На фигурах сплошными линиями изображены результаты эксперимента, а пунктирными — численный расчет. Для численного расчета приведены две кривые: одна отвечает оптимальному α (когда K максимально), другая произвольному α . Хорошо видно, что для неоптимальных значений α экспериментальные и численные кривые сильно расходятся. По этим и другим аналогичным графикам можно построить зависимости $K(\alpha)$ для разных значений глубин источников и приемников. Такие графики для частот f_1 и f_2 показаны на фиг. 5 и 6 соответственно. Видно, что большая часть зависимостей $K(\alpha)$ имеет достаточно четко выраженный максимум, причем этот максимум находится примерно в одной области значений α для разных глубин и даже для разных частот. Это значение $\alpha \approx 0,015-0,03$. Близость величин для разных частот показывает, что выбранная модель соответствует линейной зависимости поглощения от частоты.

Заметим, что дно вдоль реальной трассы не может быть однородным, тогда как у нас получается постоянное значение α . Можно сказать, что такой подбор определяет некоторое усредненное значение коэффициента поглощения, характерное для всей трассы. В рамках той же методики можно было бы построить и изменяющееся значение $\alpha(r)$, если по мере увеличения r , определяющего верхний предел интегрирования в (8), каждый раз решать «вариационную» задачу по определению оптимального значения α .

Анализ коэффициентов поглощения для различных грунтов, проведенный в работе [3], указывает, что полученное значение $\alpha = 0,15-0,03$ близко к коэффициенту поглощения для осадков типа песок-гравий.

Предложенный в работе критерий близости экспериментальной и теоретической зависимостей не является единственно возможным. По-видимому, можно работать и с другими выражениями для нормы разности двух функций, выбор которых может быть обусловлен различными соображениями.

В работе проводился подбор одного параметра — коэффициента поглощения звука в дне α . Естественно, возможна оптимизация функционала K варьированием нескольких неизвестных параметров дна (если появляются особенности, требующие введения новых параметров для их объяснения). Например, при немонотонной частотной зависимости параметров сигнала можно предположить наличие сложной структуры дна и ввести новый параметр — толщину слоя осадков.

В нашем случае есть основания считать результаты подбора α вполне достоверными, так как при полученном значении α функционал K максимизируется сразу на нескольких независимых кривых $\delta(r)$, отвечающих разным расположениям приемника в эксперименте.

В заключение отметим, что при заданной модели волновода и без учета состояния поверхности океана (этот фактор остался за рамками рассмотрения) определяемые по предлагаемой методике значения коэффициента поглощения звука в дне α могут оказаться завышенными. Дело в том, что в этом случае определяется не истинная величина поглощения в грунте, а эффективное ее значение $\alpha_{\text{эф}}$, включающее в себя и другие потери, в том числе и потери вследствие рассеяния на взволнованной поверхности. Очевидно, с повышением частоты величина потерь на поверхности может превысить потери в грунте, что следует иметь в виду при использовании в конкретных условиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 264 с.
2. Акустика дна океана/Под ред. Купермана У. и Енсена Ф. М.: Мир, 1984. 454 с.
3. *Бункин Ф. В., Кацнельсон Б. Г., Кравцов Ю. А., Кулапин Л. Г., Петников В. Г., Ривелис Е. А., Резников В. М., Сабиров О. И., Сиденко А. В.* О возможности определения поглощения в дне по данным акустического зондирования: Препринт № 5. ИОФ АН СССР, 1988, 30 с.
4. *Кацнельсон Б. Г., Кравцов Ю. А., Кузькин В. М. и др.* Упрощенная Теория распространения звука в мелком море // Тр. ФИАН. 1984. Т. 156. С. 42-55.
5. *Завадский В. Ю.* Вычисление полей в открытых областях и волноводах. М.: Наука, 1972. 558 с.
6. Современные численные методы решения обыкновенных дифференциальных уравнений/Под ред. Холла Дж., Уатта Дж. М.: Мир, 1974. 312 с.
7. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1957. 501 с.
8. *Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К.* Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980. 280 с.
9. *Титчмарм Э. Ч.* Разложения по собственным функциям, связанные с дифференциальными уравнениями второго порядка. Т. 1. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16.II.1988