АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2001, том 47, № 3, с. 330–335

УДК ???

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГЛОЩАЮЩИХ И РАССЕИВАЮЩИХ СВОЙСТВ ДНА В МЕЛКОМ МОРЕ ПО СПЕКТРАМ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ

© 2001 г. В. А. Григорьев, Б. Г. Кацнельсон, В. Г. Петников*

Воронежский государственный университет
394693 Воронеж, Университетская пл. 1
** Институт общей физики РАН*
117942 Москва, ул. Вавилова 38
E-mail: petnikov@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 29.12.99 г.

В рамках двухкомпонентной модели дна рассматривается распространение звука в мелком море. В качестве параметров, характеризующих дно, рассматривается пористость и коэффициенты поглощения и объемного рассеяния. Донные параметры определяются на основе сравнения частотных спектров (экспериментального и теоретического) принимаемого сигнала от широкополосного источника. Делается вывод о соотношении вкладов различных механизмов потерь (поглощения и рассеяния) в дне в зависимости от частоты звука.

Известна определяющая роль дна в формировании звукового поля точечного (или распределенного) источника в мелком море. По этой причине оказывается возможным связать характеристики дна с наблюдаемыми параметрами акустических сигналов, распространяющихся в мелком море, и, что весьма важно, определить указанные характеристики, сопоставляя измеренные и расчетные акустические данные и используя количественный критерий сравнения. Характеристики дна, отвечающие наилучшему согласию расчета и эксперимента, считаются истинными при условии адекватности выбранной модели мелководного волновода. В этом случае, в качестве исходных данных можно использовать различные массивы, описывающие звуковое поле, например пространственную зависимость интенсивности сигнала, как функцию расстояния до источника в водном слое или горизонтальную интерференционную структуру звукового поля, зависимость интенсивности от глубины или вертикальную интерференционную структуру [1], интерференционную структуру в частотной области при использовании широкополосных сигналов [2–7]. В целом такая методика наряду с другими аналогичными способами оценки параметров неоднородностей подводного звукового канала получила название акустической томографии, основанной на согласованной со средой обработке сигналов [1]. Заметим, что эта методика позволяет определять усредненные по трассе распространения акустические характеристики верхнего слоя осадочных пород в мелком море.

Пример использования подобной методики содержится в работе [5] (ср. также [4, 7]), где в рамках модели однородного жидкого дна определялась частотная зависимость коэффициента $\alpha(f)$, связанного с мнимой частью волнового числа в дне k_1:

$$k_1 = \frac{2\pi f}{c_1}\left(1 + \frac{\alpha}{2}\right), \tag{1}$$

где c_1 скорость звука в дне[1]. При этом предполагалось, что коэффициент α, определяемый потерями звуковой энергии в дне, зависит от частоты феноменологическим образом:

$$\alpha = \alpha_0 (f/f_0)^b \tag{2}$$

(f_0 – некоторое нормирующее значение частоты), а параметры α_0, b определялись на основании сравнения экспериментальной и расчетной интерференционной структуры звукового поля в придонном звуковом канале в частотной области.

Данная работа является продолжением работы [5], здесь предпринята попытка вывести более адекватную с физической точки зрения зависимость $\alpha(f)$, опирающуюся на предположение о структуре дна и роли различных по своей природе механизмов затухания звука. Параметры, определяющие частотную зависимость также предполагается уточнить путем сравнения расчетного звукового поля в водном слое с экспериментальными данными.

В основе нашего подхода лежит следующая модель мелкого моря. Водный слой с плотностью

[1] Заметим, что в этих обозначениях коэффициент затухания звука в дне равен $\beta = 2\,\mathrm{Im}\,k_1$.

ρ и профилем скорости звука $c(z)$ лежит на полупространстве, заполненном осадками (рис. 1). Эти осадки представляют собой двухкомпонентную среду – вода плюс минеральные частицы. Основным параметром, которым мы будем характеризовать осадки, является пористость κ, представляющая собой отношение объема, занятого морской водой, ко всему объему рассматриваемого образца грунта. В рамках упрощенной модели, которую мы и будем использовать для морских осадков, геоакустические параметры донных осадков выражаются через значения пористости. Именно для скорости распространения продольных волн и плотности в дне $c_1\rho_1$ можно привести формулы, удовлетворительно описывающие эти величины [8]:

$$c_1 = c_H(1.631 - 1.78\kappa + 1.2\kappa^2),$$
$$\rho_1 = \rho_H(2.604 - 1.606\kappa), \quad (3)$$

где c_H, ρ_H – соответственно скорость звука и плотность воды вблизи поверхности дна. Рассмотрим теперь потери при распространении звука в осадках, которые описываются либо безразмерным коэффициентом α, либо коэффициентом β, имеющим размерность обратной длины. Основная идея данной работы состоит в выделении двух основных механизмов, ответственных, по нашему мнению, за затухание звука в дне. Первый – это потери, обусловленные поглощением (переходом энергии звука в тепло); мы будем обозначать вклад этого механизма коэффициентом α_a (соответственно β_a), и второй – рассеяние на объемных неоднородностях – определяется коэффициентом потерь α_v (соответственно β_v). В этом случае энергия звука уходит из пучка по разным направлениям.

Коэффициент β_a в грунтах мелководных районов, как показывают эксперименты, в широком диапазоне частот 10 Гц–1МГц пропорционален частоте f звука, $\beta_a = \beta_{af} f$, что соответствует постоянному значению параметра α_a, который связан с отнесенным к частоте коэффициентом поглощения β_{af} соотношением $\alpha_a = \frac{c_1[\text{км/с}]}{27.3}\beta_{af}$ [дБ/км Гц]). Согласно работам [8], [9], β_{af} определяется полуэмпирическими выражениями

$$\beta_{af}\left[\frac{\text{дБ}}{\text{км Гц}}\right] = \begin{cases} 0.2747 + 0.527\kappa, & 0 < \kappa < 0.472 \\ 4.903 - 1.7688\kappa, & 0.472 < \kappa < 0.52, \\ 3.3232 - 4.89\kappa, & 0.52 < \kappa < 0.65, \\ 0.7602 - 1.487\kappa + 0.78\kappa^2, & 0.65 < \kappa < 0.9. \end{cases} \quad (4)$$

Этот механизм может быть представлен, в основном, как результат трения между частицами.

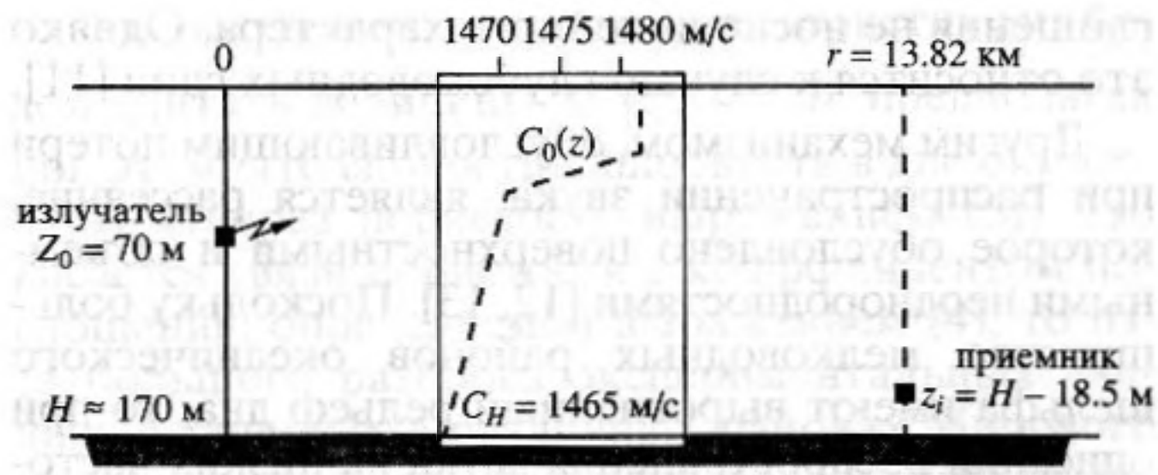

Рис. 1. Модель мелководного волновода и условия эксперимента.

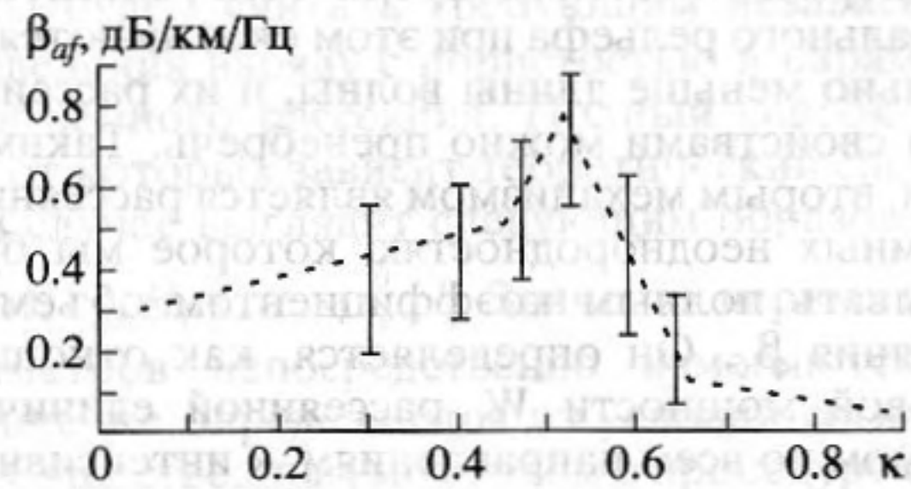

Рис. 2. Зависимость отнесенного к частоте коэффициента поглощения звука в осадках, как функция пористости для различных районов мирового океана. На рисунке показаны значения разброса параметров.

Увеличение частоты звука означает, что каждая трущаяся частица совершает теперь больше колебаний в единицу времени, что дает пропорциональность потерь частоте. На рис. 2 показана зависимость коэффициента поглощения β_{af} от пористости согласно эмпирической формуле (4). На этом же рисунке показан разброс результатов измерений β_{af} в различных районах Мирового океана.

Заметим, что в теории водонасыщенных пористых сред [9, 10] помимо потерь, вызванных трением между частицами, рассматривается также механизм поглощения, обусловленный движением поровой жидкости относительно скелета грунта. При этом возникает сила вязкого трения, препятствующая относительному движению жидкой и твердой фаз, что также приводит к диссипации энергии волны и превращению ее в тепло. На низких частотах указанный механизм должен приводить к квадратичной зависимости коэффициента поглощения от частоты [10]. Однако измерения, проводимые на осадках континентального шельфа, показывают относительную малость вклада этого механизма в потери. Следует указать еще на один механизм потерь в высокопористых осадках (суспензиях), где частицы не контактируют друг с другом, а удерживаются на расстоянии силами электрохимической природы. При этом трение между частицами отсутствует, в результате чего частотная зависимость коэффициента по-

глощения не носит линейного характера. Однако это относится к случаю глубоководных глин [11].

Другим механизмом, обусловливающим потери при распространении звука, является рассеяние, которое обусловлено поверхностными и объемными неоднородностями [12, 13]. Поскольку большинство мелководных районов океанического шельфа имеют выровненный рельеф дна, то при описании распространения звука на низких частотах (<100 Гц) достаточно учесть только генеральное изменение глубины вдоль акустической трассы, которое, как правило, бывает известно. Размеры поверхностных неоднородностей относительно генерального рельефа при этом оказываются значительно меньше длины волны, и их рассеивающими свойствами можно пренебречь. Таким образом, вторым механизмом является рассеяние на объемных неоднородностях, которое мы будем описывать полным коэффициентом объемного рассеяния β_v. Он определяется, как отношение звуковой мощности W, рассеянной единичным объемом по всем направлениям, к интенсивности I_0 падающей плоской волны, т.е.

$$\beta_v = \frac{W}{I_0}. \tag{5}$$

Для объемных неоднородностей различных масштабов можно получить [14, 15], что полный коэффициент объемного рассеяния зависит от частоты степенным образом с показателем, изменяющимся от четвертой степени до второй в зависимости от характерных размеров неоднородностей. Это значит, что для неоднородностей сравнимых с длиной волны должна наблюдаться промежуточная частотная зависимость: $\beta_v \sim f^{2\text{–}4}$. Суммарный эффект рассеяния от всех неоднородностей мы будем приближенно описывать степенной зависимостью $\beta_v \sim f^b$ или

$$\beta_v = \frac{2\pi\alpha_v}{c_1} f, \tag{6}$$

где α_v – зависящий от частоты удельный коэффициент объемного рассеяния; который может быть представлен в виде аналогичном (2): $\alpha_v = \alpha_v^0 (f/f_0)^{b-1}$, $b = 2\text{–}4$. По близости величины b к тому или иному числу можно качественно судить о масштабах неоднородностей, вносящих наибольший вклад в потери за счет объемного рассеяния звука. Величина α_v характеризует мощность рассеянного по всем направлениям поля (отнесенная к единичному объему, к единичной интенсивности падающей волны и к одному герцу). Конкретные значения параметров α_v^0 и b полагаются такими, чтобы выражение (6) наилучшим образом описывало частотную зависимость сигнала в исследуемом диапазоне. При этом для одного и того же дна, но для различных частотных диапазонов, параметры α_v^0 и b будут, вообще говоря, различными, так как вариация полосы частот меняет соотношения между размерами неоднородностей и длинами звуковых волн, что влечет за собой изменение характеристик рассеяния.

Итак, предполагая, что потери в дне обусловлены в основном двумя указанными механизмами, будем иметь соответствующую частотную зависимость для коэффициента затухания

$$\alpha = \alpha_a + \alpha_v = \alpha_a + \alpha_v^0 (f/f_0)^{b-1}. \tag{7}$$

Оценим далее значения коэффициентов, входящих в формулу (7), сравнивая расчетные и экспериментальную интерференционную структуру звукового поля в частотной области. При расчетах будем опираться на следующее известное соотношение для звукового поля в волноводе в точке с координатами (r, z), создаваемое тональным источником, находящимся в точке $(0, z_0)$:

$$u(r, z; f) \approx -A\sqrt{\frac{i}{8\pi}} \sum_n \psi_n(z_0)\psi_n(z) \frac{\exp(i\xi_n r)}{\sqrt{\xi_n r}}, \tag{8}$$

где комплексный коэффициент A характеризует спектральную мощность $W(f)$ и начальную фазу излучателя. $|A| = \sqrt{8\pi\rho c(z_0) W(f)}$, $\psi_n(z)$ и ξ_n – собственные функции и значения ($\mathrm{Re}\{\xi_n\} > 0$; $\mathrm{Im}\{\xi_n\} > 0$) задачи Штурма–Лиувилля

$$\begin{cases} \left[\dfrac{d^2}{dz^2} + \left(\dfrac{2\pi f}{c(z)}\right)^2 - \xi_n^2\right]\psi_n(z) = 0; \\ \psi_n(0) = 0; \quad \psi_n(H) + \dfrac{m}{\sqrt{\xi_n^2 - k_1^2}} \dfrac{d\psi_n(z)}{dz}\Big|_{z=H} = 0. \end{cases} \tag{9}$$

Здесь $m = \rho_1/\rho_H$. Заметим, частотная зависимость принимаемого сигнала в формуле (8) определяется всеми членами, входящими в правую часть уравнения, так как от частоты зависят собственные функции и собственные значения. Используя соотношение (8) при фиксированном положении источника и приемника и считая, что собственные функции и собственные значения зависят от частоты как от параметра для нашей модели дна, рассчитывался набор зависимостей $|u(r, z; f)|^{(\text{теор})}$, т.е. определялась интерференционная структура звукового поля в частотной области при различных значениях коэффициентов в формуле (7). При этих расчетах использовалась зависимость $c(z)$, измеренная в эксперименте.

Так же как в работе [5] в качестве экспериментальной зависимости $|u(r, z; f)|^{(\text{экспер})}$ использовалась интерференционная структура звукового поля, измеренная в эксперименте на стационарной трассе в Баренцевом море. Напомним основные параметры эксперимента. Зондирование

проводилось с помощью излучателя поршневого типа, возбуждающего широкополосные импульсные сигналы с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) в полосе 25–95 Гц. Длительность каждого сигнала составляла 40 с. Глубина погружения излучателя составляла 70 м. Прием сигналов осуществлялся на одиночный гидрофон, находящийся на глубине 151.5 м. Расстояние между источником и приемником составляло 13.82 км. Глубина моря слабо менялась по трассе и была равна $H \approx 170$ м. Согласно данным параметрического эхолота "Parasound", верхний слой донных осадков вдоль стационарной трассы был практически однородным до предельных глубин эхолотирования $\cong 40$ м. Заметим, что, исходя из этих ограниченных по глубине данных, и была высказана гипотеза о квазиоднородном морском дне (двухкомпонентной среде), которая легла в основу используемой в данной работе модели волновода. Авторы не располагают детальными сведениями о геологической структуре дна непосредственно вдоль стационарной трассы. Использование же геологических данных, полученных в других районах Баренцева моря не оправдано, ввиду их сильной изменчивости. Основным результатом эксперимента, используемым в этой работе, являлся спектр принятого сигнала, усредненный в полосе 5 Гц. Именно этот спектр и представлял собой интерференционную структуру звукового поля в частотной области в точке наблюдения $|u(r, z; f)|^{(\text{экспер})}$. Заметим, что после усреднения спектр сигнала не зависел от времени, т.е. не менялся от импульса к импульсу в течение всего времени измерения. Другими словами, полученная таким образом усредненная интерференционная структура не зависела от флуктуаций параметров волновода, обусловленных мезомасштабной изменчивостью среды (приливами, внутренними волнами) и могла быть использована для определения интересующих акустических характеристик морского дна. По этой причине расчетные зависимости $|u(r, z; f)|^{(\text{теор})}$ также усреднялись в полосе 5 Гц.

В роли критерия сравнения было использовано среднеквадратичное отклонение σ теоретической зависимости от экспериментальной. Пусть имеем экспериментальный $|u|_i^{(\text{экспер})}$ и теоретический $|u|_i^{(\text{теор})}$ спектры, представляющие собой M частотных отсчетов модуля звукового поля: $|u|_i = |u(r, z; f_i)|$; $i = 1, \ldots, M$. Тогда

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^{M} (|u|_i^{(\text{экспер})} - |u|_i^{(\text{теор})})^2}. \qquad (10)$$

Минимум σ (в идеале 0) соответствует наилучшему выбору модели дна, параметры которой мы и будем считать соответствующими реальности.

В качестве неизвестных характеристик дна будем считать величины κ, α_a, α_v^0, b, предполагая при этом, что скорость и плотность в дне определяются через пористость выражением (3). Что касается связи пористости с коэффициентом поглощения, определяемой выражением (4), то из-за большого разброса экспериментальных данных, собранных в различных районах Мирового океана (рис. 2), рассчитанное поглощение по усредненной формуле (4) может сильно отличаться от реальных данных, соответствующих конкретному району. Поэтому коэффициент поглощения α_a мы будем считать требующим независимого определения наряду с пористостью и параметрами объемного рассеяния. Полный список величин, от которых зависит теоретический спектр, в этом случае выглядит следующим образом: z_0, z, r, $c_0(z)$, c_H, H, κ, α_a, α_v^0, b. Значения первых шести параметров непосредственно измеряются, последние же определяются из условий согласования. Существенным моментом в процедуре согласования, используемой в данной работе, является различный характер влияния изменения отдельных параметров на спектр. Например, изменение пористости κ приводит к сдвигу спектральной картины, как целого, по частоте. Оставшиеся параметры (α_a, α_v^0, b) влияют, главным образом, только на энергетические характеристики спектра и не влияют на его сдвиг по частоте. Таким образом, на первом этапе ищется значение пористости так, чтобы интерференционные максимумы теоретических спектров совпадали по частоте с соответствующими максимумами в эксперименте. Учитывая область реалистичных значений, искомое значение пористости грунта лежит в пределах 0.3–0.4.

Следующим этапом является поиск оптимальных параметров затухания. В соответствии с предыдущими расчетами [5], которые качественно указывают на преобладание объемного рассеяния на мелкомасштабных неоднородностях, оптимальное значение показателя степени ищется в области $b \sim 4$ совместно с определением, путем перебора значений, коэффициентов α_a и α_v^0. Коэффициент A также выбирался из условия минимума σ при каждой комбинации параметров. (В связи с недостаточной точностью абсолютной калибровки источника звука значение коэффициента A при проведении эксперимента не было точно известно).

Как показывают расчеты, наилучшее совпадение теории и эксперимента наблюдалось в полосе 28–70 Гц[2] при эффективном значении пористости равном 0.3. Это соответствует, согласно эмпири-

[2] Добиться хорошего соответствия эксперимента и расчета удалось лишь в этой полосе.

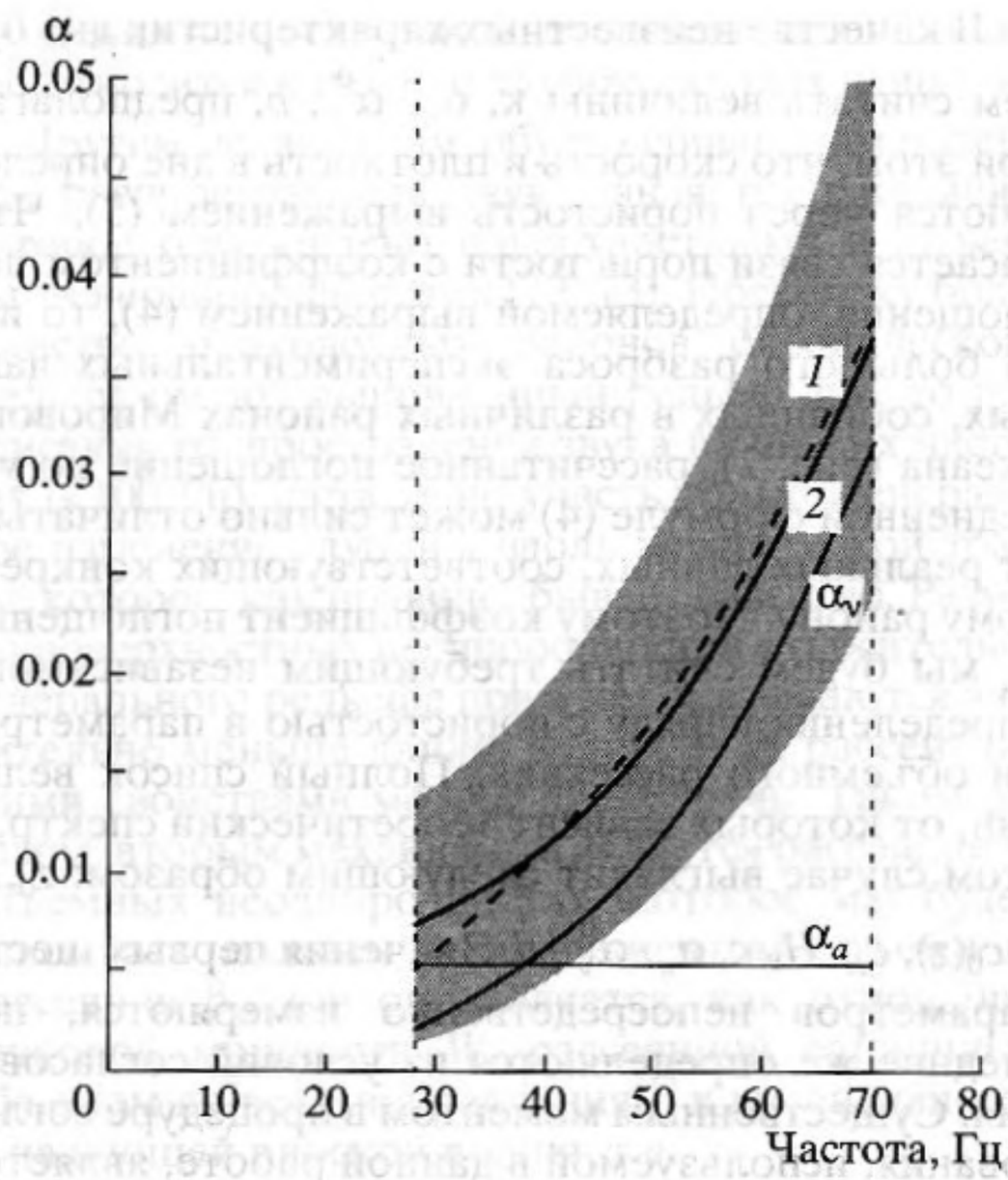

Рис. 3. Частотные зависимости коэффициентов потерь α. Кривая *1* (пунктир) соответствует результату работы [5] $\alpha = 2.8 \times 10^{-6} f^{2.24}$, без разделения механизмов потерь; кривая *2* (жирная линия) – общие потери по результатам данной работы $\alpha = \alpha_a + \alpha_v$. Сплошными тонкими линиями показаны также зависимости коэффициентов поглощения α_a и рассеяния α_v, серым цветом обозначена область разброса значений, обусловленных флуктуациями экспериментальных спектров.

ческим формулам (1) и (2), относительной плотности грунта $\rho_1/\rho_H = 2.1$ и скорости звука в дне $c_1 = 1765$ м/с. Удельные коэффициенты поглощения α_a и объемного рассеяния α_v, получились равными $\alpha_a = 0.005$; $\alpha_v = 9.3 \times 10^{-8} f^3$; или $\alpha = 0.005 + 9.3 \times 10^{-8} f^3$ где f – частота в Гц. Зависимости (α_a, α_v, α) изображены на рис. 3. Там же показаны границы разброса значений параметра α, обусловленные случайными флуктуациями принимаемых спектров.

Приведенные кривые демонстрируют сходство результатов по определению частотной зависимости коэффициента затухания, получаемых на основе методики данной работы и работы [5]. Кроме этого, можно сделать некоторые выводы относительно механизмов потерь в дне, в частности из рис. 3 видно, что на частотах меньше 40 Гц общие потери в дне обусловлены в основном поглощением, на частотах больше 40 Гц преобладает фактор объемного рассеяния.

Численное значение удельного коэффициента поглощения в более привычных единицах составляет $\beta_{af} \approx 0.1$ дБ/км Гц. Это значение существенно меньше, чем рассчитанное по эмпирической формуле (4) (0.4 дБ/км Гц), хотя и находится, в общем, в пределах разброса данных. Заметим, что другие методы определения коэффициента затухания, например, по усредненной кривой спадания интенсивности звукового поля с расстоянием [16] или путем непосредственного измерения образцов грунта в лаборатории, приводят к таким же заниженным значениям по сравнению с эмпирической формулой (4). Объяснение этого факта, вероятно, связано со спецификой грунтов данной акватории, представленных в основном высокопористой глиной вперемешку с камнями. В результате, средняя пористость из-за наличия твердых включений оказывается небольшой (~0.3), а поглощение определяется преимущественно глинистым заполнителем, т.е. характеризуется значениями, соответствующими поглощению при пористости 0.7–0.9. Обратившись к рис. 2, можно заключить, что для бассейна Баренцева моря коэффициенты поглощения для грунтов с пористостью ~0.3 (тонкая глина с каменными вкраплениями) и с пористостью ~0.8 (однородная глина, ил) должны примерно совпадать и равняться ~0.1 дБ/км/Гц. Как видно из того же рисунка, разброс экспериментальных данных при к ~ 0.3 действительно обнаруживает у самой нижней границы подобные значения, что подтверждает приведенные выше рассуждения. Вместе с этим сильное отличие минимальных значений поглощения от среднего коэффициента поглощения при пористости 0.3 демонстрирует, по нашему мнению, особенности структуры грунта Баренцева моря, тогда как для других районов Мирового океана в целом при пористости 0.3 более типичны грунты, представленные крупнозернистыми песками. При этом поглощение звука в 3–5 раз больше по отношению к однородным глинистым грунтам или в данном случае по отношению к неоднородным грунтам баренцевоморского типа. В целом результаты работы свидетельствуют, по нашему мнению, в пользу применения двухкомпонентной модели дна для описания распространения звука в ряде районов Баренцева моря.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты 97-05-64878 и 99-02-17671.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г.* Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. 191 с.
2. *Eller A.I., Gershfeld D.A.* Low-frequency acoustic response of shallow water duct // J. Acoust. Soc. Amer. 1985. V. 78. № 2. P. 622–631.
3. *Smith P.W. Jr.* Low-frequency rolloff in the response of shallow water channels // J. Acoust. Soc. Amer. 1986. V. 79. № 1. P. 71–75.
4. *Zhou J.X., Zhang X.Z., Rogers P.H., Jarzynski J.* Geoacoustic parameters in a stratified sea bottom from shallow water acooustic propagation // J. Acoust. Soc. Amer. 1987. V. 82. № 6. P. 2068–2074.

5. *Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г.* Частотная зависимость эффективного коэффициента поглощения звука в дне Баренцева моря // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 5. С. 712–714.
6. *Jensen F.B., Kuperman W.A.* Optimum frequency of propagation im shallow water environment // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 73. № 3. P. 813–819.
7. *Hall M.V.* Inversion of explosive shallow water transmission loss data to obtain acoustic seabed models / ICA/ASA'98 Proceedings, Seattle, 1998. P. 1635–1636.
8. *Эйкал Т.* Акустические характеристики морского дна // Акустика морских осадков: Пер. с англ. / Под ред. Хэмптона Л. М.: Мир, 1977. С. 407–437.
9. *Hamilton E.L.* Sound attenuation as a function of depth in the sea floor // J. Acoust. Soc. Amer. 1976. V. 59. № 3. P. 528–535.
10. *Biot M.A.* Theory of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low-frequency range // J. Acoust. Soc. Amer. 1956. V. 28. № 1. P. 168–178.
11. *Смид Д.Т.* Акустические и механические свойства морских осадков // Акустика морских осадков. Пер. с англ. / Под ред. Хэмптона Л. М.: Мир, 1977. С. 47–65.
12. *Лысанов Ю.П.* О геоакустической модели верхнего слоя осадков в мелких морях // Докл. АН СССР. 1980. Т. 251. № 3. С. 714–716.
13. *Ивакин А.Н., Лысанов Ю.П.* Определение некоторых параметров морских осадков по данным акустического зондирования // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 6. С. 807–809.
14. *Чупров С.Д., Швачко Р.Ф.* Звуковое поле в океане с учетом случайных неоднородностей среды / В кн. Акустика океана. Под ред. Бреховских Л.М. М.: Наука, 1974. С. 559–614.
15. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 264 с.
16. *Бункин Ф.В., Кацнельсон Б.Г., Кравцов Ю.А. и др.* Усреднение оценки поглощения звука в океанических волноводах малой глубины // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 1. С. 1–7.

Determination of the Absorbing and Scattering Properties of the Sea Floor in a Shallow Water Environment by the Spectra of Wide-Band Signals

V. A. Grigor'ev, B. G. Katsnel'son, and V. G. Petnikov

Sound propagation in a shallow sea is considered within the framework of the two-component model of the sea floor. The porosity and the coefficients of absorption and volume scattering are treated as the parameters characterizing the sea floor. These parameters are determined on the basis of the comparison between the experimental and theoretical frequency spectra of a signal received from a wide-band source. A conclusion is made about the relative contributions of different mechanisms of losses (absorption or scattering) in the sea floor at different sound frequencies.