

СПАДАНИЕ СРЕДНЕЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОВОДНЫХ ВОЛНОВОДАХ С НАКЛОННЫМ ДНОМ

© 2019 г. А. А. Луньков^{а, б}, М. А. Шерменева^{а, с, *}

^аИнститут общей физики им. А.М. Прохорова Российской Академии Наук,
ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия

^бМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
ул. 2-я Бауманская 5, Москва, 105005 Россия

^сНациональный исследовательский ядерный университет МИФИ,
Каширское шоссе 31, Москва, 115409 Россия

*e-mail: shermeneva@mail.ru

Поступила в редакцию 04.02.2019 г.

После доработки 10.04.2019 г.

Принята к публикации 07.05.2019 г.

В работе аналитически показано, что для мелководного волновода может существовать “оптимальный” профиль дна, при котором потери энергии с расстоянием будут минимальны при условии фиксированных начальной и конечной глубин и монотонном возрастании глубины. Приведенные аналитические оценки методом нормальных мод подтверждаются численным экспериментом с использованием широкоугольного параболического уравнения. Для “оптимального” профиля исследованы особенности поведения звукового поля, его интенсивность при удалении от источника, а также взаимодействие между модами.

Ключевые слова: акустика мелкого моря, метод параболического уравнения, нормальные волны, наклонное дно

DOI: 10.1134/S0320791919050125

ВВЕДЕНИЕ

Оценка потерь звуковой энергии с расстоянием — важная задача как при установке гидроакустических систем (локация акваторий), так и для оценки границ безопасных зон для морской фауны в районах с активной разработкой шельфа (нефтяные платформы, сейсмическая разведка и т.п.).

Потери при распространении зависят от множества факторов: глубины источника звука, характеристик дна, профиля скорости звука в водном слое, наличия гидродинамических неоднородностей [1] и др. В то же время не последнюю роль в затухании звука с расстоянием играет форма генерального рельефа дна.

Ранее в ряде работ [2–7] были рассмотрены особенности распространения звука в области материкового склона, которые показали возможность “запитки” подводного звукового канала, даже когда излучатель расположен на небольшой глубине. Как следствие, наблюдалось значительное уменьшение затухания звука при дальнем распространении по сравнению со случаем ровного дна. Критически важным здесь являлось наличие типичного для океана градиентного про-

филя скорости звука, который не дает акустическим волнам достигать дна и свободной границы.

В настоящей работе внимание сосредоточено на оценке потерь при распространении в мелководных прибрежных областях глубиной до 50 м. Рассматриваются волноводы с фиксированными длиной r_{\max} , начальной и конечной глубинами H_{\min} и H_{\max} и ставится вопрос о том, какой характер возрастания глубины от значения H_{\min} до значения H_{\max} будет соответствовать минимальным потерям энергии на трассе длиной r_{\max} ($r_{\max} \gg H_{\max}$).

Аналитическая оценка “оптимального” профиля (для случая акустически мягкого дна) проводится на основе теории нормальных волн (мод) [8] и сопоставляется с результатами численного моделирования в рамках подхода, основанного на решении широкоугольного параболического уравнения (программа RAM [9]).

АКУСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МЕЛКОВОДНОГО ВОЛНОВОДА

Схема модельного мелководного волновода показана на рис. 1. Звуковое поле формируется

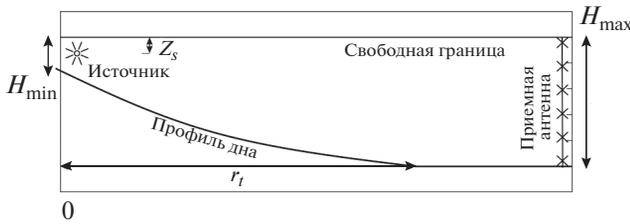


Рис. 1. Геометрия задачи.

одиноким ненаправленным излучателем, расположенным на глубине z_s . Прием сигнала осуществляется на вертикальную антенну, перегораживающую все поперечное сечение волновода. Акустическая трасса направлена в сторону наибольшего возрастания глубины и имеет длину r_{\max} . Выбор других направлений может потребовать учета горизонтальной рефракции акустических волн (см., например, [10]). Аналитические оценки минимума потерь проводятся при условии постоянства скорости звука в воде c как по глубине z , так и по расстоянию r . В численном эксперименте рассмотрены случаи как постоянного, так и градиентного по глубине профиля скорости звука.

Предполагается, что волновод имеет такой профиль дна, что толщина водного слоя является неубывающей функцией расстояния, т.е. глубина моря вдоль акустической трассы может возрастать или оставаться постоянной. Помимо этого, глубина в месте расположения источника звука H_{\min} и глубина в конечной точке акустической трассы H_{\max} предполагаются фиксированными.

Дно является однородным поглощающим полупространством с параметрами: c_b , ρ_b и β_b — скорость звука, плотность и коэффициент поглощения, соответственно. Рассматривается дно двух типов: акустически жесткое, для которого $c_b > c$, и акустически мягкое, для которого $c_b \ll c$. Второй тип главным образом характерен для пресноводных акваторий.

Исходной расчетной величиной при выполнении аналитических оценок и численного моделирования является комплексная амплитуда звукового поля $p(r, z)$. Имея распределение $p(r, z)$ в вертикальной плоскости, можем получить среднюю по глубине интенсивность по формуле:

$$I(r) = \frac{1}{H(r)} \int_0^{H(r)} \frac{|p(r, z)|^2}{2\rho c} dz.$$

Здесь ρ — плотность воды.

В работе результаты расчета $I(r)$ приводятся в логарифмическом масштабе:

$$TL = -10 \lg \frac{I(r)}{I(r_0)}, \quad (1)$$

где r_0 — начальное расстояние (выбирается равным 1 м). Величина TL — потери при распространении.

При наличии плавных возмущений среды комплексная амплитуда $p(r, z)$ может быть представлена в виде суммы взаимодействующих мод [11]:

$$p(r, z) = \sum_m A_m(r) \Psi_m(r, z) = \frac{1}{\sqrt{r}} \sum_m C_m(r) \Psi_m(r, z) \frac{\exp\left(i \int_0^r q_m(r') dr'\right)}{\sqrt{q_m(r)}}, \quad (2)$$

где A_m — модальные амплитуды, C_m — модальные коэффициенты возбуждения, Ψ_m и $\xi_m = q_m + i\gamma_m/2$ — локальные собственные функции и собственные значения (постоянные распространения) задачи Штурма—Луивилля.

Средняя по глубине интенсивность в этом случае принимает вид

$$I(r) = \frac{1}{2\rho c H(r)} \sum_m |A_m(r)|^2. \quad (3)$$

Указанный модовый подход используется для дальнейших аналитических оценок. При численном моделировании распределение $p(r, z)$ рассчитывается путем решения широкоугольного параболического уравнения [9].

В эксперименте (включая численный) выделение мод, т.е. определение амплитуд A_m , осуществляется с помощью вертикальных приемных антенн, перекрывающих все вертикальное поперечное сечение волновода

$$\tilde{A}_m(r) = \int_0^{H(r)} p(r, z) \Psi_m(r, z) dz. \quad (4)$$

Равенство $\tilde{A}_m(r) = A_m(r)$ достигается при устремлении верхнего предела интегрирования к бесконечности. Однако при условии мягкого дна ($c_b \ll c$) точное равенство будет иметь место даже при интегрировании только по водному слою.

ВЫВОД УСЛОВИЯ МИНИМУМА ПОТЕРЬ

С использованием модовой теории определим условия, при которых будет наблюдаться минимум средних потерь TL на выходе акустической трассы на расстоянии r_{\max} . Возьмем волновод с акустически мягким дном ($c_b \ll c$) и постоянной скоростью звука в водной толще. Собственные

функции ψ_m и действительные части собственных значений q_m в таком волноводе имеют вид $\psi_m(r, z) \approx \sqrt{\frac{2}{H(r)}} \sin\left(\frac{\pi m}{H(r)} z\right)$, $q_m(r) \approx \sqrt{k^2 - \frac{\pi^2 m^2}{H^2(r)}}$, $k = \frac{\omega}{c}$ – волновое число в воде.

Сначала рассмотрим ситуацию, когда взаимодействие мод является слабым и справедливо адиабатическое приближение. В этом случае

$$C_m(r) = \sqrt{\frac{2}{H_{\min}}} \sin\left(\frac{\pi m}{H_{\min}} z_s\right) \times \exp\left(-\frac{1}{2} \int_0^r \gamma_m(r') dr'\right). \quad (5)$$

Для мод низших номеров коэффициент затухания может быть записан в явном виде [11]

$$\gamma_m(r') = \frac{s\pi^2 m^2}{k^2 H^3(r')}. \quad (6)$$

Здесь $s = \frac{2\rho_b}{\rho \sqrt{\left(\frac{c}{c_b}\right)^2 - 1}}$. Тогда средняя интенсивность может быть записана как

$$I(r) = \frac{2}{rH_{\min}H(r)} \sum_m \frac{\left|\sin\left(\frac{\pi m}{H_{\min}} z_s\right)\right|^2}{\sqrt{k^2 - \frac{\pi^2 m^2}{H^2(r)}}} \times \exp\left(-\frac{s\pi^2 m^2}{k^2} \int_0^r \frac{1}{H^3(r')} dr'\right). \quad (7)$$

Проанализируем выражение (7) с точки зрения получения максимального значения $I(r)$ на выходе акустической трассы. Во-первых, средняя интенсивность будет зависеть от глубины расположения излучателя z_s и толщины водного слоя в начальной точке трассы H_{\min} . Известно, что для получения максимальных значений средней интенсивности источник должен быть расположен в максимуме первой моды $m = 1$, которая затухает медленнее мод высших номеров. Причем, чем меньше глубина воды в месте расположения источника звука, тем больше будет ее модальный коэффициент возбуждения C_1 .

Из выражения (7) также следует, что в отсутствие межмодового взаимодействия имеется два конкурирующих механизма, определяющих средние потери при распространении звука над наклонным дном. При увеличении глубины, с одной стороны, величина $I(r)$ уменьшается за счет

множителя $\frac{1}{H(r)\sqrt{k^2 - \frac{\pi^2 m^2}{H^2(r)}}$, но, с другой стороны, также будет уменьшаться аргумент экспоненты $1/2 \int_0^r \gamma_m(r') dr'$. Причем второй фактор будет доминировать из-за более сильной зависимости от глубины (выражение (6)).

Таким образом, “оптимальной” акустической трассой с точки зрения дальности распространения при учете указанных выше ограничений на форму профиля дна должна быть трасса, глубина вдоль которой наиболее быстро возрастает до значения H_{\max} , а излучатель находится на глубине максимума первой моды $z_s \approx H_{\min}/2$. Однако при достаточно крутых углах наклона [12, 13] будет происходить перекачка энергии из первой моды в моды более высоких номеров, имеющих больший коэффициент затухания, что будет приводить к дополнительным потерям. Отметим, что вопросы межмодового взаимодействия в волноводах с неровным дном были также недавно рассмотрены в трехмерной постановке в статьях [14, 15].

Из всего вышесказанного следует, что должен существовать такой размер наклонного участка дна r_i , при котором средние потери при распространении будут минимальны.

Здесь следует добавить, что ситуация с различными размерами наклонного участка r_i может быть реализована при рассмотрении разных направлений распространения звука в горизонтальной плоскости в области берегового клина. Если в направлении наибольшего возрастания глубины размер r_i соответствует “оптимальному”, то в других направлениях угол наклона будет меньше и, следовательно, потери возрастут. Конечно, это будет справедливо, только когда в рассматриваемом диапазоне горизонтальных углов и расстояний можно пренебречь горизонтальной рефракцией [10].

Оценим “оптимальный” размер r_i . В случае межмодового взаимодействия коэффициенты $C_m(r)$ определяются из решения системы M дифференциальных уравнений [11]

$$\frac{dC_m(r)}{dr} = -\frac{\gamma_m(r)}{2} C_m(r) + \sum_n^M b_{mn}(r) C_n(r) \times \sqrt{\frac{q_m(r)}{q_n(r)}} \exp\left(i \int_0^r (q_n(r') - q_m(r')) dr'\right) \quad (8)$$

с начальными условиями $C_m(0) = \psi_m(0, z_s)$. Здесь b_{mn} – коэффициенты межмодового взаимодействия. Отметим, что для соседних мод эти коэффициенты достигают максимальных значений и

могут быть вычислены как $b_{m, m+1} \approx \frac{m}{H(r)} \frac{dH(r)}{dr} \approx -b_{m+1, m}$.

Для получения аналитической оценки r_i будем рассматривать низкочастотное звуковое поле, формируемое только первыми двумя модами, в волноводе с линейным изменением глубины. Предположим, что вблизи источника в звуковом поле доминирует первая мода $m = 1$, т.е. $C_1(0) \gg C_2(0)$. Вследствие взаимодействия с первой модой над наклонным дном будет происходить возбуждение второй моды $m = 2$ и в меньшей степени других мод. Запишем амплитуду второй моды в конце наклонного участка в первом приближении [8, стр. 162]

$$C_2(r_i) \approx C_1(0) \exp\left(-\int_0^{r_i} \frac{\gamma_1(r')}{2} dr'\right) \times \sqrt{\frac{q_2(0)}{q_1(0)}} \frac{1}{b_{21}} \int_0^{r_i} \exp\left(i \int_0^r (q_1(r') - q_2(r')) dr'\right) dr.$$

Здесь $\overline{b_{21}}$ – некоторое среднее значение коэффициента межмодового взаимодействия на обозначенном отрезке. Чтобы на выходе наклонного участка дна амплитуда первой моды была максимальной, что соответствует минимальным потерям, амплитуда второй моды должна стремиться к нулю, т.е.

$$C_2 \rightarrow 0 \text{ или } \int_0^{r_i} \exp\left(i \int_0^r (q_1(r') - q_2(r')) dr'\right) dr \rightarrow 0.$$

Ноль достигается при одновременном выполнении условий

$$\int_0^{r_i} \cos\left(\int_0^r (q_1(r') - q_2(r')) dr'\right) dr \rightarrow 0, \\ \int_0^{r_i} \sin\left(\int_0^r (q_1(r') - q_2(r')) dr'\right) dr \rightarrow 0.$$

Разность собственных значений для волновода с мягким дном можно представить как [11]

$$q_1(r') - q_2(r') \approx \frac{\pi^2 c}{2\omega H^2(r')}.$$

Учитывая, что рассматривается участок дна с линейным изменением глубины

$$H(r') = H_{\min} + \frac{H_{\max} - H_{\min}}{r_i} r',$$

проинтегрируем аргумент функций $\sin()$ и $\cos()$:

$$\int_0^{r_i} \frac{\pi^2 c}{2\omega H^2(r')} dr' = \frac{\pi^2 c}{2\omega H_{\min}^2} \left(\frac{r}{1 + \frac{H_{\max} - H_{\min}}{H_{\min}} r} \right) \approx \frac{\pi^2 c}{\omega H_{\min} (H_{\min} + H_{\max})} r_i,$$

а затем и сами функции

$$\int_0^{r_i} \cos\left(\int_0^r \frac{\pi^2 c}{2\omega H^2(r')} dr'\right) dr \approx \frac{\omega H_{\min} (H_{\min} + H_{\max})}{\pi^2 c} \times \sin\left(\frac{\pi^2 c}{\omega H_{\min} (H_{\min} + H_{\max})} r_i\right) = 0, \\ \int_0^{r_i} \sin\left(\int_0^r \frac{\pi^2 c}{2\omega H^2(r')} dr'\right) dr \approx \frac{\omega H_{\min} (H_{\min} + H_{\max})}{\pi^2 c} \times \left(1 - \cos\left(\frac{\pi^2 c}{\omega H_{\min} (H_{\min} + H_{\max})} r_i\right)\right) = 0.$$

Таким образом, получаем два уравнения:

$$\sin\left(\frac{\pi^2 c}{\omega H_{\min} (H_{\min} + H_{\max})} r_i\right) = 0, \\ \cos\left(\frac{\pi^2 c}{\omega H_{\min} (H_{\min} + H_{\max})} r_i\right) = 1.$$

Тривиальный случай, когда аргументы функций равны нулю, нам не подходит (отвесный участок дна), поэтому запишем условие первого возможного решения (напомним, что ищется минимально возможная длина наклонного участка дна r_i). Тогда

$$\frac{\pi^2 c}{\omega H_{\min} (H_{\min} + H_{\max})} r_i = 2\pi,$$

откуда получаем размер наклонного участка, при котором наблюдаются минимальные потери при распространении TL

$$r_i = \frac{2\omega H_{\min} (H_{\min} + H_{\max})}{\pi c} = \frac{4H_{\min} (H_{\min} + H_{\max})}{\lambda}. \tag{9}$$

Подчеркнем, что полученное выражение (9) справедливо только для двухмодового режима распространения. При большем числе мод (увеличении частоты) простые связи между модальными коэффициентами возбуждения получить не удастся, и для определения r_i необходимо прибегать к аппарату численного моделирования.

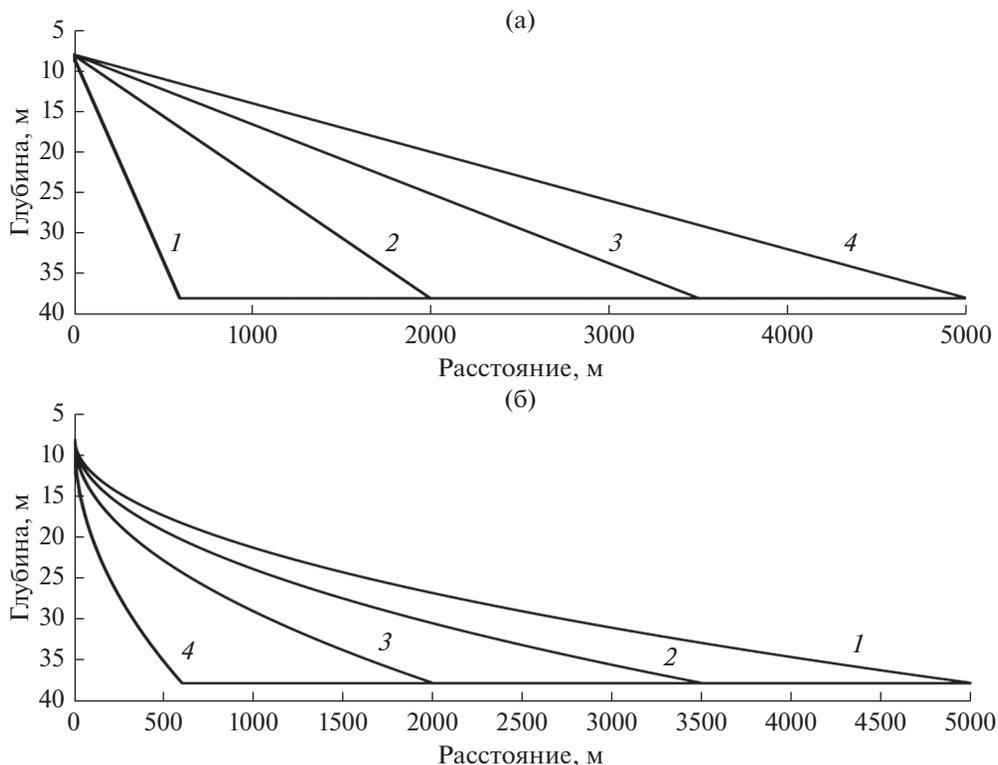


Рис. 2. Профили генерального рельефа дна: (а) – линейный, (б) – параболический.

Подставляя в формулу (9) конкретные данные $H_{\min} = 8$ м, $H_{\max} = 38$ м и длину волны $\lambda = 7.5$ м, отвечающую частоте 200 Гц, для величины r_i имеем значение около 195 м. В следующем пункте будет проведено сравнение этого значения с результатом численного эксперимента. Для указанных геометрических параметров были также рассчитаны лучевые траектории в горизонтальной плоскости, соответствующие первой и второй моде. Анализ этих траекторий показал, что горизонтальной рефракцией при вычислении интенсивности звукового поля можно пренебречь в секторе углов $\pm 45^\circ$ относительно направления наибольшего возрастания глубины. В этом секторе лучевые траектории, отвечающие конкретной моде, не пересекаются и имеют примерно равную густоту. Лучи, вышедшие из источника звука в сторону уменьшения глубины, не учитывались.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ АНАЛИЗ

В рамках численного моделирования рассматривается два типа профилей дна (см. рис. 2):

1) с линейным возрастанием глубины

$$H(r) = \min(H_{\min} + \alpha r, H_{\max}). \quad (10)$$

2) с возрастанием глубины по обратному параболическому закону

$$H(r) = \min\left(\sqrt{H_{\min}^2 + \beta r}, H_{\max}\right). \quad (11)$$

При этом длина наклонного участка дна r_i варьируется в пределах от 0 до r_{\max} . Числовые значения параметров мелководного волновода приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры модельного волновода

Физическая величина	Значение
Длина акустической трассы r_{\max}	5000 м
Скорость звука в воде c	1470 м/с
Плотность воды ρ	1000 кг/м ³
Параметры дна	
Скорость звука c_b	350, 1600 м/с
Плотность ρ_b	1600 кг/м ³
Коэффициент затухания β_b	0.33 дБ/λ
Минимальная глубина H_{\min}	8 м
Максимальная глубина H_{\max}	38 м
Коэффициент α , определяющий профиль дна	От 0.6 до 0.006 (r_i от 50 до 5000 м)
Коэффициент β , определяющий профиль дна	От 27.6 до 0.276 (r_i от 50 до 5000 м)
Параметры излучателя	
Глубина расположения z_s	4 м
Частота излучаемого сигнала f	200, 400, 800 Гц

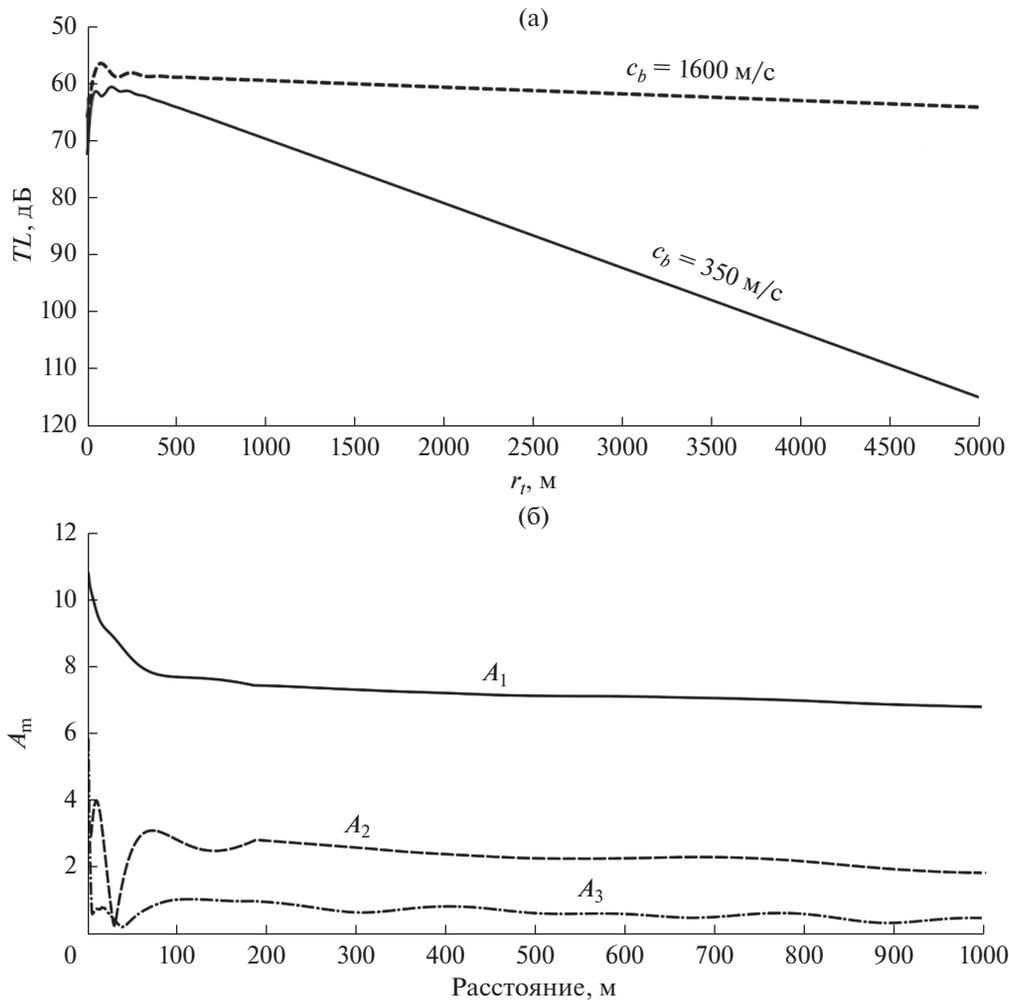


Рис. 3. Профиль дна линейный, частота 200 Гц. (а) – Зависимость $TL(r_l)$: сплошная линия и пунктир соответствуют скоростям звука в дне $c_b = 350$ и $c_b = 1600$ м/с соответственно, (б) – модальное распределение при $c_b = 350$ м/с.

При помощи компьютерного кода RAM найдем зависимость потерь при распространении TL на выходе акустической трассы от горизонтального размера наклонного участка дна r_l в различных условиях. Вначале приведем результаты расчета для частоты 200 Гц. На рис. 3а и 4а показаны зависимости $TL(r_l)$ для линейного и параболического профилей и для двух скоростей звука в дне. Результаты для двух типов профилей оказываются сходными: на всех кривых можно наблюдать ярко выраженные глобальные максимумы, отвечающие минимуму потерь, а следовательно, и “оптимальному” размеру наклонного участка. Причем для линейного профиля и мягкого дна полученное значение (≈ 185 м) близко к тому, которое было найдено аналитически (≈ 195 м) с помощью формулы (9). Для мягкого дна приведен также результат модовой фильтрации с использо-

ванием формулы (4), – рис. 3б и 4б. Заметим (см. рис. 3б и 4б), что после значительных колебаний в области наклонного дна амплитуда второй моды действительно держится около минимальных значений. Такое предположение было положено в основу вывода формулы (9).

На рис. 5 приведены зависимости $TL(r_l)$ для частот 200, 400 и 800 Гц. Видно, что с увеличением частоты максимум зависимостей смещается вправо. Это также следует из формулы (9), которая предсказывает качественное поведение максимума зависимости $TL(r_l)$ даже когда звуковое поле формируется большим числом мод. Также отметим, что для мягкого дна потери могут меняться в очень широких пределах (~ 50 дБ для частоты 200 Гц) в зависимости от профиля нижней границы волновода, чего не наблюдается для жесткого дна. В первую очередь это обусловлено

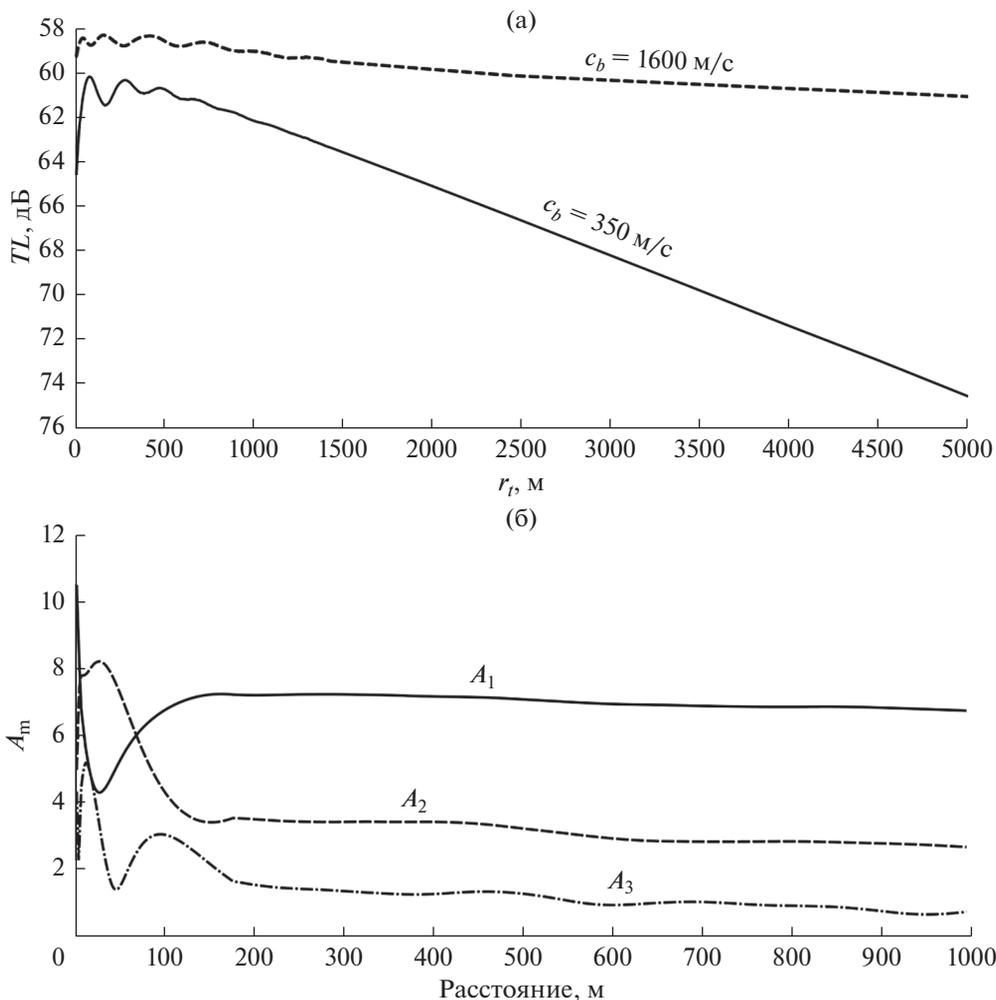


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для параболического профиля.

отсутствием угла полного внутреннего отражения при скоростях звука в дне меньших, чем в воде, что приводит к сильному затуханию даже низших мод. С увеличением частоты, по мере уменьшения коэффициентов затухания мод ($\gamma_m \sim 1/\omega^2$), этот эффект становится менее выражен.

На рис. 6 приведены зависимости $TL(r_i)$ для частот 200, 400 и 800 Гц для случая, когда профиль скорости звука имеет сильный отрицательный градиент в области термоклина (рис. 6в). Видно, что и при таких условиях может существовать “оптимальный” размер наклонного участка дна.

Следует обратить внимание на то, что все приведенные на рис. 3–6 зависимости потерь TL от размера наклонного участка r_i носят осциллирующий характер вплоть до значения $r_i \approx 1500$ м, которое соответствует углу наклона клина около 1° . Наличие осцилляций свидетельствует о перекачке энергии между различными волноводными мо-

дами. Таким образом, для расчета звукового поля при углах клина больше 1° учет взаимодействия мод необходим. Данная оценка согласуется с результатами, полученными ранее в работах [12, 13].

Отметим также, что изменение направления акустической трассы в горизонтальной плоскости от 0 до 45° относительно линии наибольшего возрастания глубины (в этом диапазоне углов горизонтальная рефракция выражена слабо) соответствует увеличению размера наклонного участка дна r_i в 1.4 раза. При таком повороте средние потери увеличиваются незначительно – до 2 дБ.

Вернемся к случаю постоянной по глубине скорости звука и рассмотрим более подробно зависимость TL от частоты в диапазоне от 200 до 800 Гц для наклонного участка r_i , отвечающего минимуму потерь на частоте 400 Гц. Из рис. 7 следует, что спектр средних потерь не является монотонным, и в нем наблюдается характерная мо-

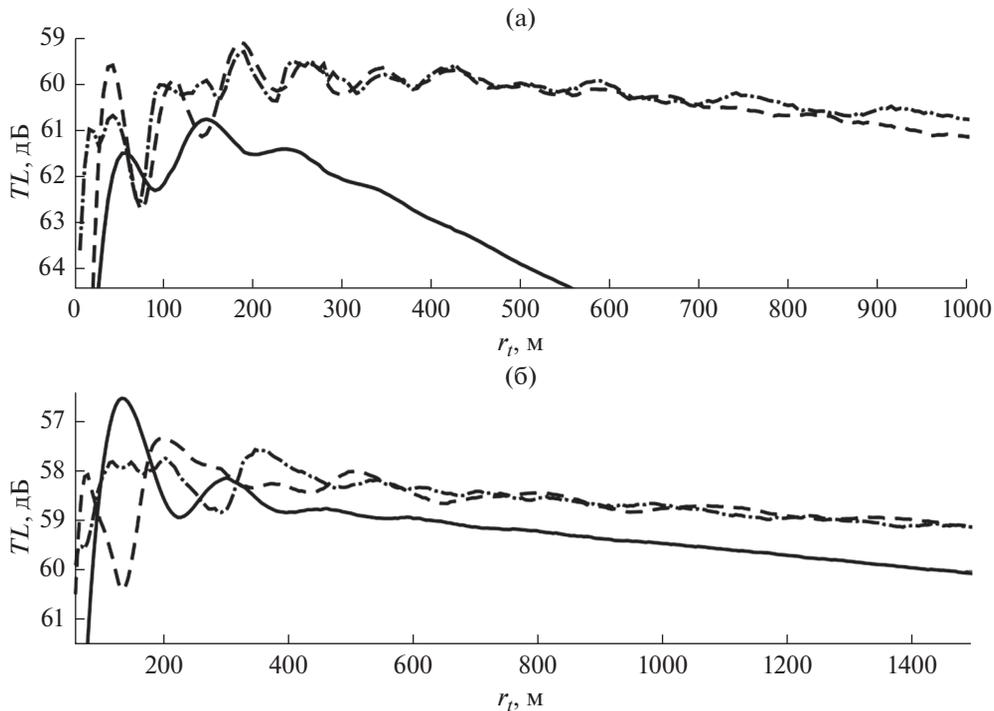


Рис. 5. Зависимости $TL(r)$ для частот 200 Гц (сплошная линия), 400 Гц (крупный пунктир) и 800 Гц (штрихпунктир) для линейного профиля дна при постоянной скорости звука в водном слое. (а) – $c_b = 350$ м/с, (б) – $c_b = 1600$ м/с.

дуляция, обусловленная межмодовым взаимодействием. Глубина модуляции составляет около 2 дБ. Подобные вариации в спектре средней интенсивности могут служить индикатором межмодового взаимодействия в натурном эксперименте [16].

Представленные выше результаты относятся к акустической трассе фиксированной протяженности r_{\max} . Выясним, как будет вести себя величина TL по мере приближения излучателя к приемной антенне. Будем полагать, что глубина источника при перемещении остается неизменной z_s . На рис. 8 изображены зависимости TL от горизонтальной координаты излучателя относительно начальной точки при различных условиях. Заметим, что по мере приближения источника к приемной антенне потери сначала возрастают (кривая идет вниз), а по достижении конца наклонного участка снова начинают уменьшаться (кривая идет вверх). Таким образом, на выходе акустической трассы равные уровни средней интенсивности могут быть получены для источников, находящихся на существенно разных расстояниях от приемной системы. Разность расстояний достигает нескольких километров. Причиной такого поведения потерь является резкое изменение коэффициента возбуждения первой моды C_1 в на-

чальной точке трассы: при изменении толщины водного слоя с 8 до 38 метров и фиксированной глубине источника 4 м величина C_1 снижается примерно в 7 раз. Как и ранее, наиболее сильный эффект достигается для акустически мягкого дна.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе аналитически и в рамках численного эксперимента продемонстрирована возможность существования такого размера наклонного участка дна, при котором потери энергии при распространении звука будут минимальны при условии, что глубина волновода в начальной и конечной точках фиксирована и по трассе меняется монотонно. Для маломодового режима распространения звука и линейного профиля акустически мягкого дна аналитическая оценка этого размера, полученная методом нормальных волн, совпала с модельной оценкой методом широкоугольного параболического уравнения. Обнаружено, что наиболее сильные вариации средней по глубине интенсивности звукового поля в зависимости от профиля нижней границы волновода наблюдаются для акустически мягкого дна. Несмотря на то, что для случая акустически жесткого дна и при наличии градиентного профиля скорости звука аналитические оценки не получены в явном виде,

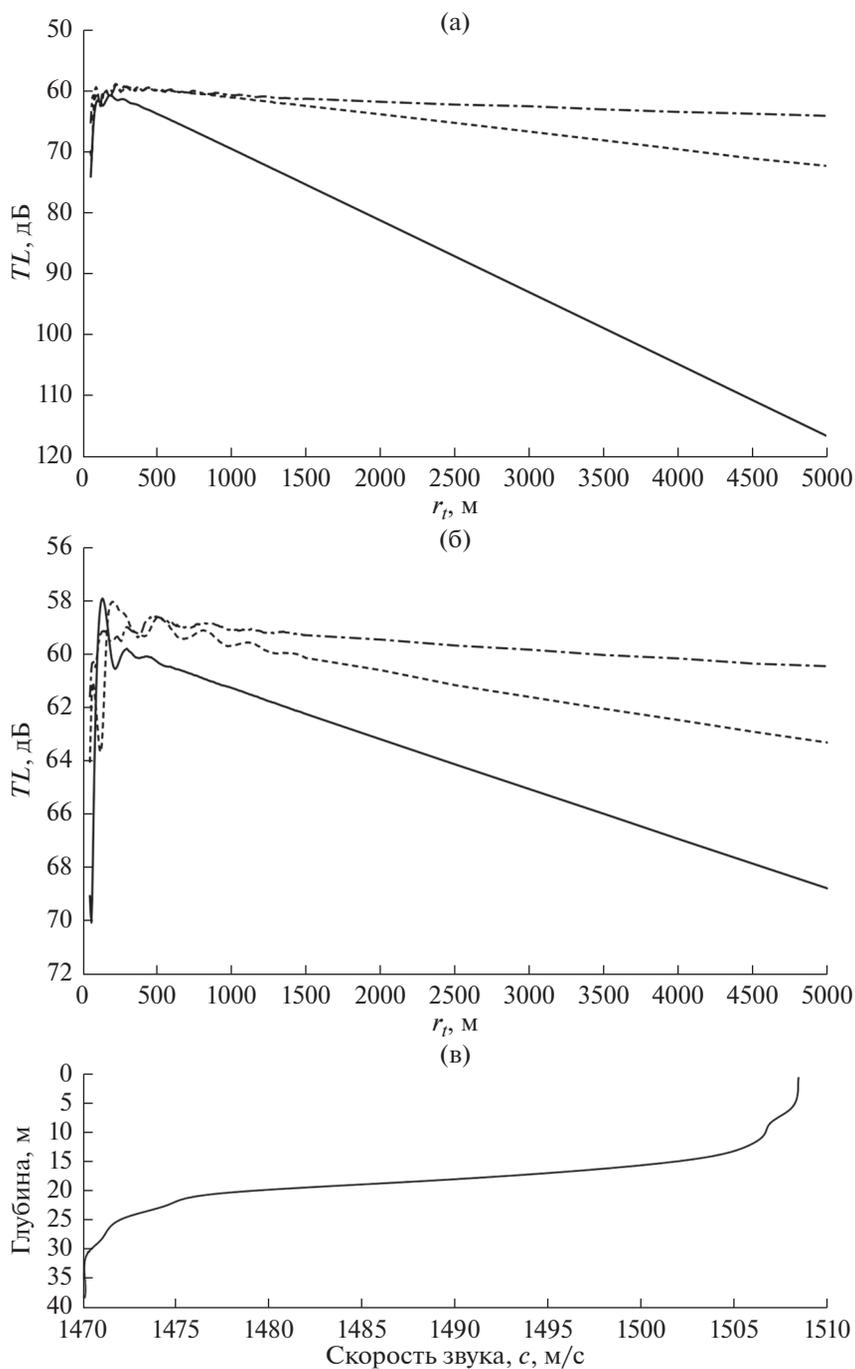


Рис. 6. (а, б) – То же, что на рис. 5 для переменной по глубине скорости звука, (в) – профиль скорости звука.

оптимальный профиль дна можно оценить методом численного моделирования, и само утверждение о наличии максимума в уровне принятого сигнала (как функции длины наклонного участка) остается верным.

Приведенные оценки “оптимального” размера r_t допускают обобщение на случай, когда после наклонного участка, где заметно проявление

межмодового взаимодействия, следует участок не с постоянной глубиной, а также наклонный, при распространении над которым справедливо адиабатическое приближение (наклон менее 1°).

Полученные результаты могут быть использованы для определения линий уровня шумового воздействия [17], а также при выборе оптимального расположения излучающих гидроакустиче-

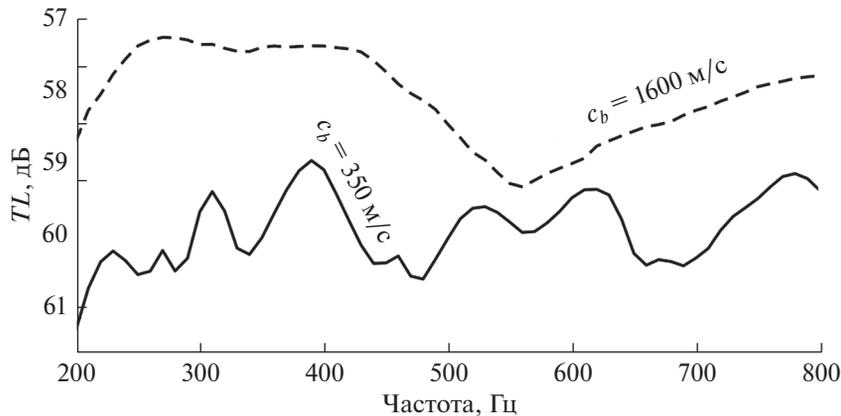


Рис. 7. Зависимости $TL(f)$, пунктир соответствует жесткому дну ($c_b = 1600$ м/с), сплошная линия – мягкому ($c_b = 350$ м/с), для наклонных профилей дна с r_f , равным 215 (при $c_b = 350$ м/с) и 195 м (при $c_b = 1600$ м/с), что соответствует минимуму TL на частоте 400 Гц.

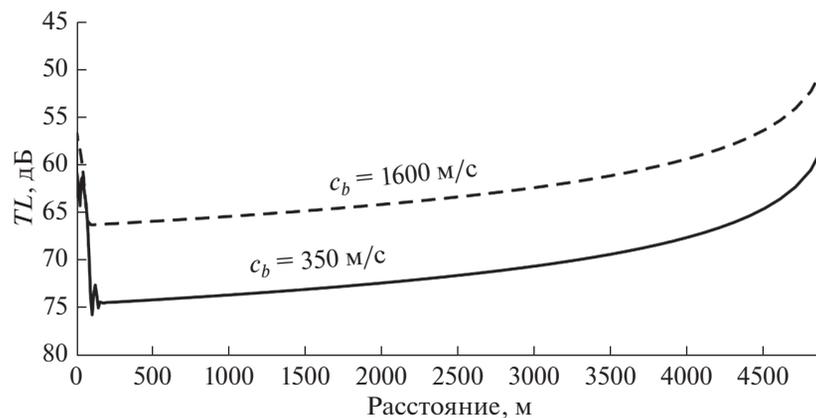


Рис. 8. Зависимости $TL(r)$ при приближении излучателя к приемной антенне, $f = 200$ Гц, пунктир соответствует жесткому дну ($c_b = 1600$ м/с), сплошная линия – мягкому ($c_b = 350$ м/с), для профилей дна с r_f , соответствующему минимуму TL .

ских систем, работающих в мелководных прибрежных областях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 16-32-60194, и программы президиума РАН № 5 “Фотонные технологии в зондировании неоднородных сред и биообъектов”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Луньков А.А., Петников В.Г. Влияние случайных гидродинамических неоднородностей на затухание низкочастотного звука в мелком море // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 3. С. 364–372.
2. Koch R.A., Rutherford S.R., Payne S.G. Slope propagation: Mechanisms and parameter sensitivities // J. Acoust. Soc. Am. 1983. V. 74. № 1. P. 210–218.
3. Dosso E.S., Chapman N.R. Measurements and modeling of downslope acoustic propagation loss over a continental slope // J. Acoust. Soc. Am. 1987. V. 81. № 2. P. 258–268.
4. Tappert F.D., Spiesberger J.L., Wolfson M.A. Study of a novel range-dependent propagation effect with application to the axial injection of signals from the Kaneohe source // J. Acoust. Soc. Am. 2002. V. 111. № 2. P. 757–762.
5. Рутенко А.Н., Козицкий Н.Б., Манульчев Д.С. Влияние наклонного дна на распространение звука // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 1. С. 76–89.
6. Spindel R.C., Na J., Dahl P.H., Oh S., Eggen C., Kim Y.G., Akulichev V.A., Morgunov Y.N. Acoustic Tomography for Monitoring the Sea of Japan: A Pilot Experiment // IEEE J. Oceanic Eng. 2003. V. 28. № 2. P. 297–302.
7. Акуличев В.А., Безответных В.В., Буренин А.В., Войтенко Е.А., Моргунов Ю.Н. Эксперимент по оценке влияния вертикального профиля скорости звука в точке излучения на шельфе на формирование импульсной характеристики в глубоком море // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 1. С. 51–52.

8. *Бреховских Л.М., Годин О.А.* Акустика неоднородных сред. Т. 2: Звуковые поля в слоистых и трехмерно-неоднородных средах. М.: Наука, 2009. 426 с.
9. *Collins M.D., Westwood E.K.* A higher-order energy-conserving parabolic equation for range dependent ocean depth, sound speed, and density // *J. Acoust. Soc. Am.* 1991. V. 89. № 3. P. 1068–1075.
10. *Tang J., Петров П.С., Piao S., Козицкий С.Б.* К вопросу о методе изображений в задаче о распространении звука в клине в акустике океана: некоторые исправления и дополнения // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 2. С. 228–240.
11. *Katsnelson B., Petnikov V., Lynch J.* Fundamentals of Shallow Water Acoustics. N.Y.: Springer, 2012. 540 p.
12. *McDaniel S.T.* Mode coupling due to interaction with the seabed // *J. Acoust. Soc. Am.* 1982. V. 72. № 3. P. 916–923.
13. *Буренков С.В.* Аналитическое моделирование взаимодействия мод, распространяющихся над наклонным дном // *Акуст. журн.* 1989. Т. 35. № 1. С. 19–24.
14. *Панкова Ю.И.* Звуковое поле в гидроакустическом волноводе с неровным жестким дном // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63. № 1. С. 50–58.
15. *Trofimov M.Yu., Kozitskiy S.B., Zakharenko A.D.* A mode parabolic equation method in the case of the resonant mode interaction // *Wave Motion.* 2015. V. 58. P. 42–52.
16. *Grigorev V.A., Katsnelson B.G., Lynch J.F.* Bottom attenuation estimation using sound intensity fluctuations due to mode coupling by nonlinear internal waves in shallow water // *J. Acoust. Soc. Am.* 2016. V. 140. № 5. P. 3980–3994.
17. *Рутенко А.Н., Гаврилевский А.В., Путов В.Ф., Соловьев А.А., Манульчев Д.С.* Мониторинг антропогенных шумов на шельфе о. Сахалин во время сейсморазведочных исследований // *Акуст. журн.* 2016. Т. 62. № 3. С. 348–362.