

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕН ПРИХОДА И ЭФФЕКТИВНЫХ СКОРОСТЕЙ ПРИ ДАЛЬНЕМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ИМПУЛЬСНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ВДОЛЬ КРОМКИ ШЕЛЬФА В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2020 г. П. С. Петров^{а, *}, А. А. Голов^{а, **}, В. В. Безответных^а, А. В. Буренин^а, С. Б. Козицкий^а,
М. А. Сорокин^а, Ю. Н. Моргунов^а

^аФедеральное государственное бюджетное учреждение науки Тихоокеанский океанологический институт
им. В.И. Ильичева ДВО РАН, ул. Балтийская 43, Владивосток, 690041 Россия

*e-mail: petrov@poi.dvo.ru

**e-mail: golov_alexander@inbox.ru

Поступила в редакцию 23.08.2019 г.

После доработки 03.09.2019 г.

Принята к публикации 05.09.2019 г.

Проведен натурный эксперимент на шельфе Японского моря в осенне-летний период, целью которого было определение времен прихода и эффективных скоростей распространения импульсных акустических сигналов вдоль акустической трассы, ориентированной приблизительно вдоль кромки шельфа. В ходе дальнейшего теоретического анализа и моделирования распространения звука в данном эксперименте описана модовая структура акустического поля на трассе и сделаны общие выводы о закономерностях формирования такого поля при распространении звука на расстояния в десятки и сотни километров. На основании этих выводов разработана методика предсказания эффективных скоростей распространения импульсных сигналов на дальние расстояния в мелком море. Данная методика основана на усреднении групповых скоростей первой модальной компоненты сигнала по всей трассе. Показано, что на рассматриваемой трассе длиной около 136 км горизонтальная рефракция является одним из существенных факторов, определяющих характер дисперсии импульсных сигналов, а также дополнительную задержку по сравнению с распространением вдоль геодезических линий поверхности Земли. Сделаны выводы о необходимости учета горизонтальной рефракции в решении задач определения времен прихода на протяженных трассах, а также задач акустической дальнометрии.

Ключевые слова: акустика мелкого моря, импульсный сигнал, времена прихода, межмодовая дисперсия, групповые скорости, горизонтальная рефракция, акустическая дальнометрия

DOI: 10.31857/S0320791920010086

ВВЕДЕНИЕ

Распространение звука в мелком море на дальние дистанции (более 100 км) неизбежно сопровождается проявлениям многих физических эффектов и явлений [1–4], которые необходимо учитывать при моделировании акустических полей, оценке их уровней интенсивности и временной структуры сигналов в точках приема. К числу этих эффектов в первую очередь относятся горизонтальная и вертикальная рефракция звуковых волн [5, 6], обусловленная влиянием гидрологических условий в районе проведения исследований [7, 8], а также рельефом дна на акустической трассе и в ее окрестности [9–11]. Другой важный эффект связан с трансформацией сигнала под влиянием волноводной (межмодовой и внутримодовой) дисперсии [5, 6] и перераспределения энергии

сигнала между отдельными его модальными компонентами (взаимодействия мод). Комбинация всех перечисленных эффектов в совокупности с неопределенностью в значениях многих параметров волновода (в первую очередь, параметров слоев дна) делает практически невозможным точный расчет временных рядов импульсных сигналов в точках приема.

Во многих практических задачах, однако, возникает необходимость оценки импульсных характеристик таких сигналов или некоторых их интегральных характеристик [1–4, 12–14] (время прихода, соответствующее максимальной интенсивности, длительность принимаемого сигнала и т.п.). Оказывается, что некоторые из этих характеристик весьма устойчивы и почти не зависят

от мелкомасштабных вариаций параметров волновода вдоль акустической трассы.

В настоящей работе рассматривается натуральный эксперимент, в ходе которого исследовалось распространение звука на трассе протяженностью около 136 км, ориентированной вдоль кромки континентального шельфа Японского моря. В ходе эксперимента были получены импульсные характеристики данного протяженного геоакустического волновода. В ходе последующей теоретической работы нам удалось получить весьма точные оценки основных параметров этой импульсной характеристики, для чего, однако, потребовалось привлечь несколько различных математических моделей. Результаты работы могут быть использованы на практике, в частности, при разработке систем акустической дальнометрии [12, 14].

Отметим, что настоящее исследование является продолжением работ [1–4, 12, 14], в которых приводятся оценки эффективных скоростей распространения импульсных широкополосных сигналов и их применение к решению задач акустической дальнометрии. В указанных работах исследования выполнялись на акустических трассах, ориентированных вдоль наклона дна и перпендикулярно кромке шельфа (в т.ч. при распространении звука с шельфа в глубокий океан). Теоретическая часть работы основана, в свою очередь, на разработанных нами ранее методах расчета трехмерных звуковых полей в мелком море [10, 15, 16].

Данная работа организована следующим образом. Первые два раздела статьи посвящены описанию эксперимента, проведенного на шельфе Японского моря, и методике оценки импульсных характеристик экспериментальной трассы. Третий раздел посвящен анализу модовой структуры акустического поля на трассе. На основании полученных представлений о модовой структуре в четвертом разделе делаются теоретические оценки эффективных скоростей и времен прихода импульсных сигналов, основанные на двумерной теории распространения звука. В пятом разделе данные оценки уточняются в рамках представлений о горизонтальной рефракции звука в мелком море путем расчета горизонтальных лучей.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные исследования проводились в осенний период, характеризующийся наличием выраженного сезонного термоклина в водном слое на глубинах от 50 до 100 метров. Акустическая трасса была ориентирована приблизительно вдоль кромки шельфа Японского моря, причем глубина в точке излучения (около 35 м) была несколько меньше, чем в среднем по трассе (около 80 м). Мобильный широкополосный пьезо-

зокерамический излучатель при помощи крановой установки свешивался с борта судна, стоявшего на якоре поблизости от мыса Лихачева, и опускался на глубину 30 метров (при этом он оказывался в 5 метрах от морского дна). Раз в три минуты излучался широкополосный фазоманипулированный сигнал с несущей частотой 400 Гц на основе M-последовательности длиной 1023 символа. Более 90% энергии излучаемого сигнала приходилось на полосу частот от 300 до 500 Гц.

В конечной точке трассы, в двадцати километрах от мыса Шульца, с яхты “Светлана” производилась постановка свободно дрейфующего радиогидроакустического буя (РГБ), обеспечивавшего прием излученных сигналов. С целью фиксации положения относительно источника в момент приема сигнальной посылки РГБ был оснащен GPS-приемником. Данные GPS и акустическая информация в реальном времени передавалась по радиоканалу в пункт обработки и записи, расположенный на борту яхты “Светлана”. Временной интервал между моментами излучения и приема сигналов фиксировался с помощью системы единого времени [2, 3].

На рис. 1 представлена общая схема проведения эксперимента и отмечены местоположения точек излучения и приема сигналов. На рис. 2 показан рельеф дна на экспериментальной трассе (по данным батиметрической съемки с помощью эхолота), а также распределение скорости звука в водном слое, полученное по данным точечных измерений, выполненных с помощью STD-зонда в пяти точках трассы, разделяющих ее на четыре сегмента почти одинаковой длины (вертикальные пунктирные линии на рис. 2).

2. ИМПУЛЬСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНОВОДА

Гидрофон РГБ был погружен на глубину 80 метров и принимал сигналы, распространяющиеся вблизи дна. В ходе обработки вычислялась взаимнокорреляционная функция (ВКФ) сигналов, зарегистрированных приемником, и излученной модулированной M-последовательности. Получаемая в результате функция времени представляет собой экспериментальную оценку импульсной характеристики волновода (ИХВ) (при дальнейшем анализе и построении графиков используется модуль этой функции).

Из рис. 3 видно, что в течение всего эксперимента в наблюдаемых ИХВ имеется стабильный максимальный первый приход (см. рис. 4а), и лишь в редких случаях акустическая энергия принимаемого сигнала распределяется по группе из трех приходов, максимумы которых разделены временными интервалами в 10–20 миллисекунд

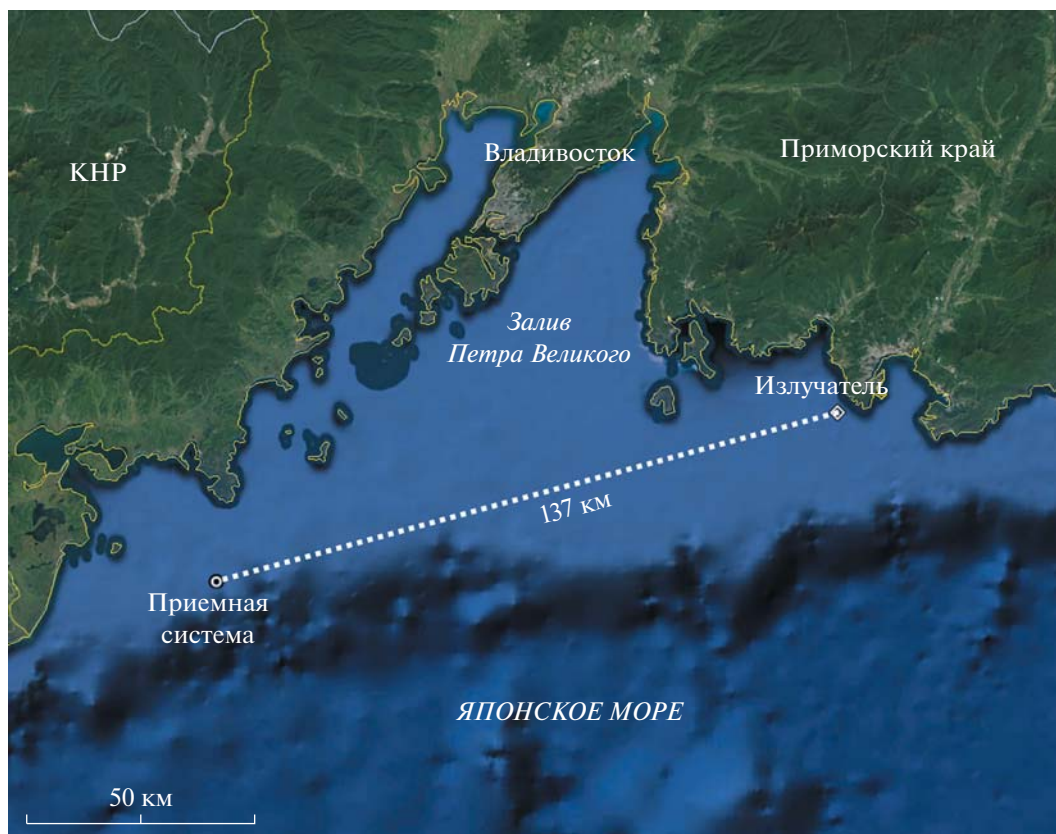


Рис. 1. Общая схема эксперимента

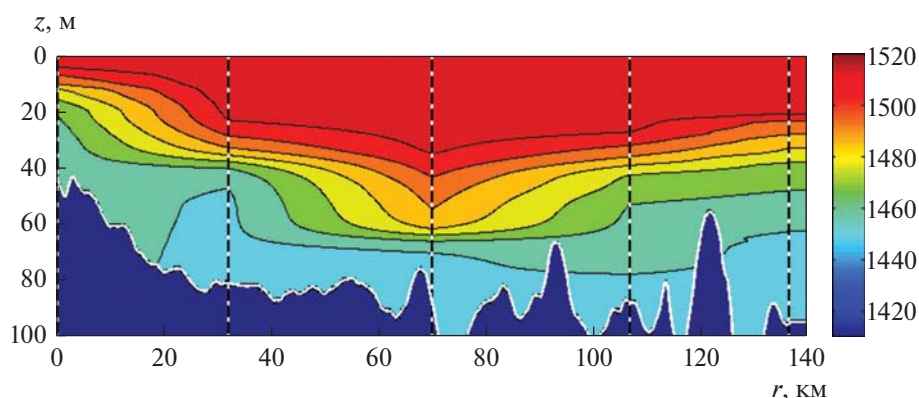


Рис. 2. Рельеф дна вдоль акустической трассы (сплошная линия), а также контурный график распределения скорости звука в водном слое, полученный путем интерполяции данных натуральных измерений, выполненных STD-зондом в точках трассы, отмеченных вертикальными пунктирными линиями.

(рис. 4б). По этой причине в качестве экспериментальной оценки времени распространения i -ой сигнальной посылки принималась величина τ_i^{exp} , вычисляемая как разность времени излучения и времени регистрации максимального пика рассчитанной ИХВ. Используя данные GPS о положении приемника и излучателя и рассчитанные

времена распространения сигналов, можно определить эффективную скорость звука как

$$V_{\text{eff}}(i) = R_{\text{GPS}}^i / \tau_i^{\text{exp}},$$

где R_{GPS}^i — расстояния по данным GPS между источником и приемником в момент регистрации i -ой посылки. Результаты данных расчетов пред-

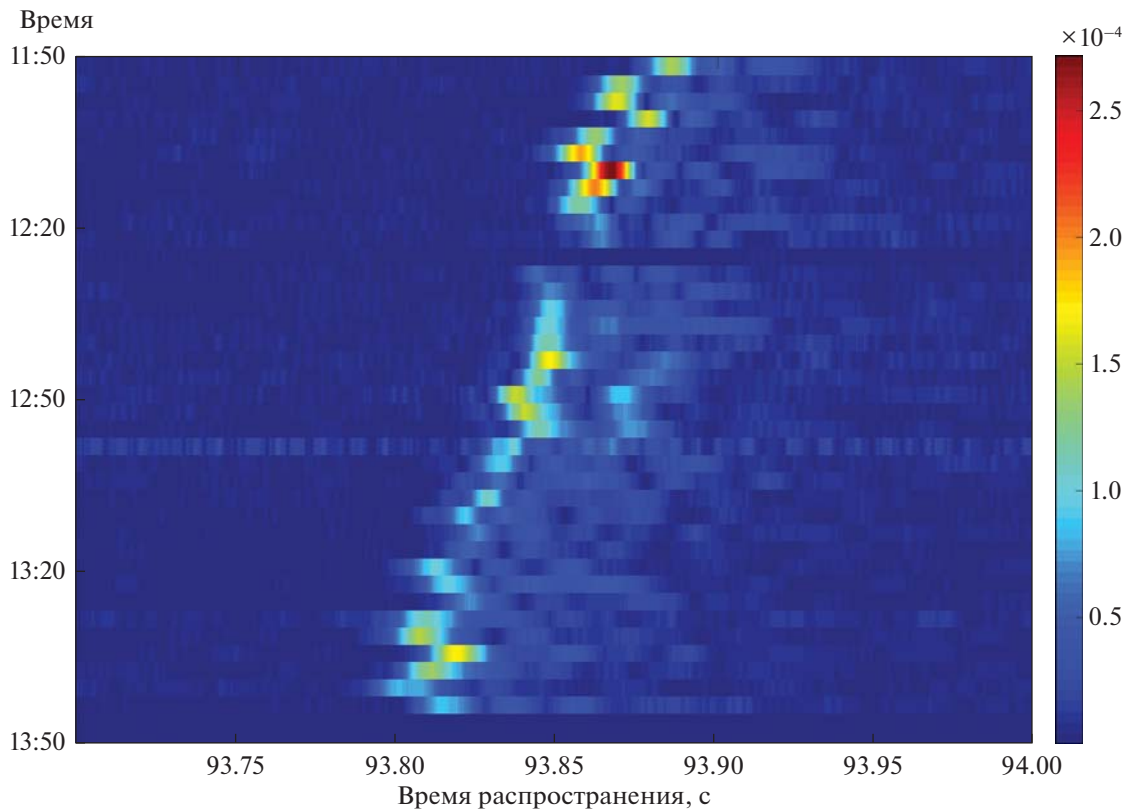


Рис. 3. Импульсные характеристики принятых сигналов.

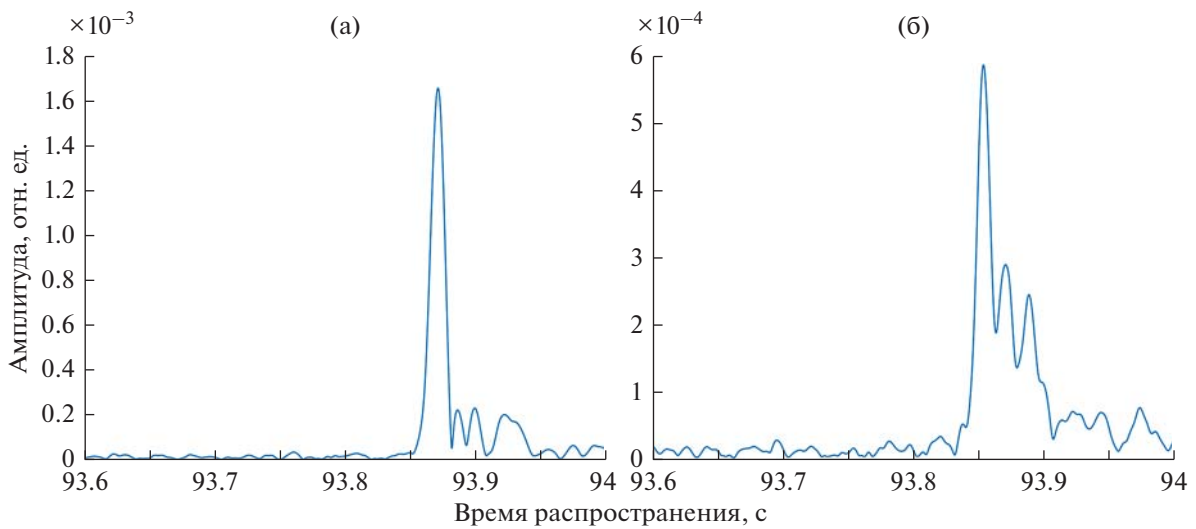


Рис. 4. Примеры импульсных откликов: (а) – для случаев с одним максимальным приходом; (б) – для случаев разделения акустической энергии на три прихода, соотносимых по уровню.

ставлены на рис. 5, из которого видно, что значение $V_{\text{эф}}$ в течение двух часов эксперимента варьируется в очень узком диапазоне значений 1455.16–1455.66 м/с (среднее значение составляет 1455.41 м/с).

Таким образом, несмотря на дрейф РГБ и флуктуации параметров волновода, неизбежно проявляющиеся за такой промежуток времени, оцениваемая в эксперименте эффективная скорость распространения сигналов вдоль рассмат-

риваемой трассы является исключительно устойчивой величиной. Отметим, что правильная теоретическая оценка этой величины является, в частности, ключевым этапом решения задач акустической дальнометрии. Способ получения этой оценки будет подробно рассмотрен в следующих разделах.

Отметим, что прогноз эффективной скорости в первом приближении мы попытались получить, исходя из накопленных в ТОИ ДВО РАН многолетних данных гидрологических измерений, собранных в информационно-справочной системе (ИСС), разработанной в нашем институте. В ИСС входят данные океанографических наблюдений, проведенных в разные годы организациями России, Японии, КНДР, Республики Корея и США. Это данные станций батометрических наблюдений (с разреженной дискретностью по вертикали, которая равна или близка к стандартным горизонтам), а также STD-наблюдения, у которых более высокое разрешение по вертикали. В результирующем океанографическом массиве присутствует информация с 23247 станций, выполненных с 1925 по 2017 гг. на акватории Японского моря.

Необходимо отметить, что одной из задач эксперимента являлась оценка возможности прогнозирования $V_{\text{эф}}$ на произвольных акустических трассах, проходящих вдоль кромки шельфа, на основе данных, полученных из ИСС.

Из массива данных ИСС выбирались минимальные значения скорости звука для станций, сделанных в точках, удаленных от трассы не более чем на 5 км; после этого значения линейно интерполировались вдоль трассы. В итоге было получено значение $V_{\text{эф}} = 1460.2$ м/с, существенно отличающееся от рассчитанного на основе экспериментальных данных. Это свидетельствовало о сложном характере распространения акустических колебаний (многократных переотражениях от дна и поверхности, горизонтальной рефракции и т.д.), для детального анализа которого была проведена оценка модовой структуры поля в образовавшемся волноводе.

3. МОДОВАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ В ВОЛНОВОДЕ

Распространение импульсного звукового сигнала в мелком море обычно сопровождается волноводной дисперсией [6]. При этом он разделяется на отдельные модальные импульсы (компоненты), которые распространяются с групповыми скоростями, соответствующими характерным для данного сигнала частотам звука [5, 6]. Если глубина моря существенно превышает характерные для сигнала длины акустических волн, то межмодовая дисперсия значительно более выражена, чем

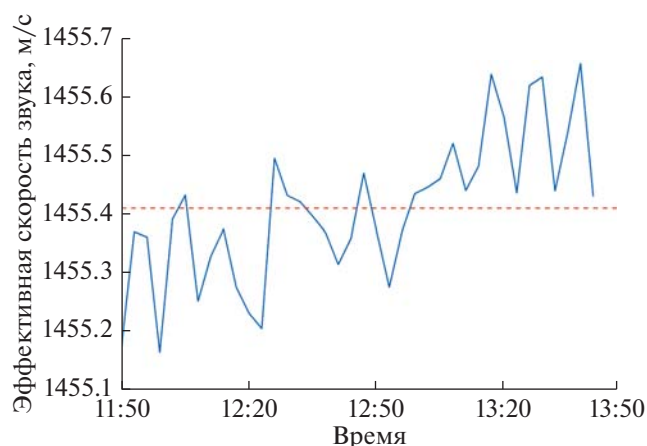


Рис. 5. Рассчитанные значения эффективной скорости для каждого измерения (сплошная линия) и среднее значение эффективной скорости на двухчасовом фрагменте (пунктирная линия).

внутримодовая (именно эта ситуация имеет место в нашем случае, см. ниже).

Для каждой моды и каждой частоты в спектре сигнала характерен некоторый (модальный) коэффициент затухания [6], который зависит от параметров волновода в данной точке трассы. Известно, что этот коэффициент быстро растет с номером моды [6]. По этой причине при распространении сигналов в мелком море на дальние расстояния следует ожидать, что в удаленных от излучателя точках трассы над уровнем шума будут выделяться лишь импульсные компоненты, соответствующие модам малых номеров.

Для иллюстрации этого утверждения мы провели расчет тональной компоненты звукового поля для центральной частоты импульсного сигнала $f_0 = 400$ Гц с помощью широкоугольного параболического уравнения модели RAM [17, 5]. В расчетах были использованы полученные в эксперименте данные о батиметрии вдоль акустической трассы и профили скорости звука, причем в промежуточных точках мы производили линейную интерполяцию по данным двух ближайших к точке гидрологических станций (см. рис. 2). Вдоль всей трассы дно предполагалось однородной средой (бесконечной глубины) с акустическими параметрами $c_b = 1700$ м/с (скорость звука), $\rho_b = 1.7$ г/см³ (плотность), $\beta_b = 0.25$ дБ/длину волны. Отметим, что хотя имеющиеся в нашем распоряжении данные о структуре дна в районе проведения эксперимента не отличаются высокой детализацией, варьирование указанных параметров практически не сказывается на качественных и количественных результатах, полученных в этом и следующих разделах работы (ввиду того, что мы имеем дело, главным образом, с модами малых номеров и

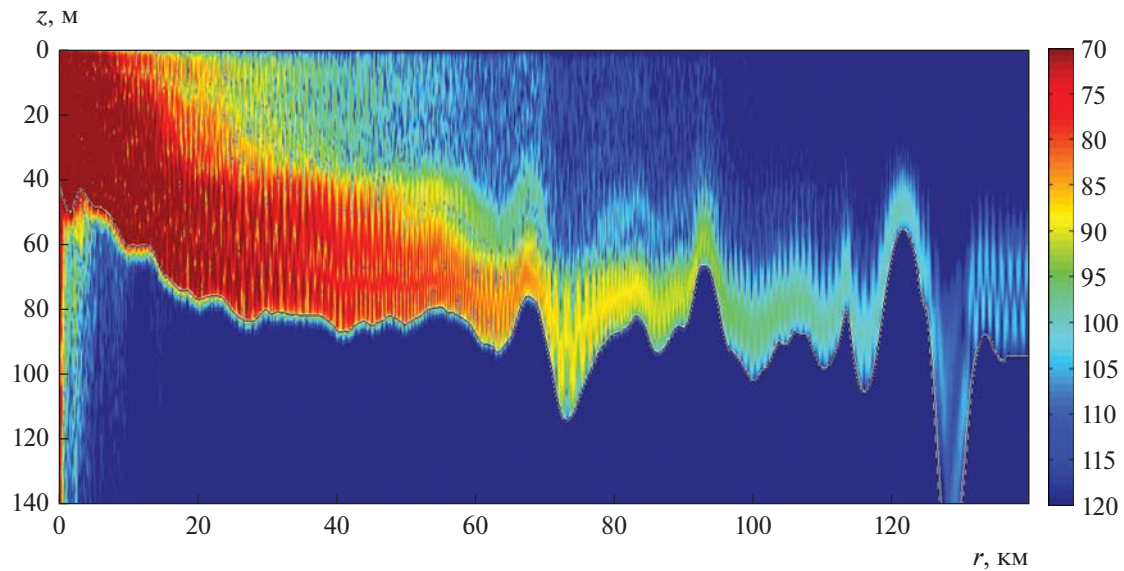


Рис. 6. Звуковое поле (в дБ относительно 1 м), рассчитанное для экспериментальной трассы с помощью метода широкоугольного параболического уравнения для частоты $f_0 = 400$ Гц. Для дистанций более 40 км поле имеет характерную 1–2 модовую структуру.

частотами, для которых влияние параметров дна при данных глубинах весьма незначительно).

Результаты расчета поля $\hat{P} = \hat{P}(f, r, z)$ (где r – удаление от источника, z – глубина, f – частота звука) представлены на рис. 6 в виде контурного графика, на котором хорошо прослеживается одноили двухмодовая интерференционная картина звукового поля на дистанциях $r > 60$ км.

Для количественной оценки вклада различных модальных компонентов в формирование звукового поля данной тональной компоненты на различных удалениях от источника было выполнено разложение вычисленного звукового поля $\hat{P} = \hat{P}(f, r, z)$ по акустическим модам [5, 6], рассчитанным для различных поперечных сечений рассматриваемой трассы с помощью разработанной в ТОИ ДВО РАН программы `ac_modes`. Известно [5, 6], что звуковое поле $\hat{P}(f, r, z)$ в любом поперечном сечении волновода (т.е. при некотором заданном r) допускает разложение

$$\hat{P}(f, r, z) = \sum A_j(r) \phi_j(r, z) \quad (1)$$

по собственным функциям $\phi_j(r, z)$ акустической спектральной задачи вида

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \phi - k^2 \phi \right) = 0, \\ \phi(0) = 0, \quad \phi(H) = 0, \\ \phi|_{z=h+0} = \phi|_{z=h-0}, \\ \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \Big|_{z=h+0} = \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \Big|_{z=h-0}, \end{cases} \quad (2)$$

где $k_j^2 = k_j^2(r)$ – соответствующее собственное значение. Здесь $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота звука, $c = c(r, z)$ – скорость звука, $\rho = \rho(r, z)$ – плотность. В задаче (2) второе и третье уравнения – граничные условия на поверхности океана $z = 0$ и на нижней границе расчетной области $z = H$ соответственно (мы считаем, что H достаточно велико, так что можно пренебречь волнами, отраженными от этой границы). Четвертое и пятое уравнения в (2) выражают условия непрерывности давления и колебательной скорости на границе раздела вода-дно $z = h(r)$ (в волноводе сравнения для данного поперечного сечения реального волновода), при этом $z = h \pm 0$ – точки, находящиеся в дне и воде соответственно в непосредственной близости от границы раздела. Величины $k_j = k_j(r, \omega)$ называются горизонтальными волновыми числами мод. Зависящие от дистанции коэффициенты $A_j(r)$ в разложении (1) называются модовыми амплитудами. Эти коэффициенты могут быть рассчитаны по формуле

$$A_j(r) = \int_0^H \frac{\hat{P}(f, r, z) \phi_j(r, z)}{\rho(z)} dz \quad (3)$$

в силу того факта [5], что модовые функции $\phi_j(r, z)$ образуют полную ортонормированную систему относительно скалярного произведения

$$\langle f, g \rangle = \int_0^H \frac{f(z) g(z)}{\rho(z)} dz,$$

ассоциированного со спектральной задачей (2).

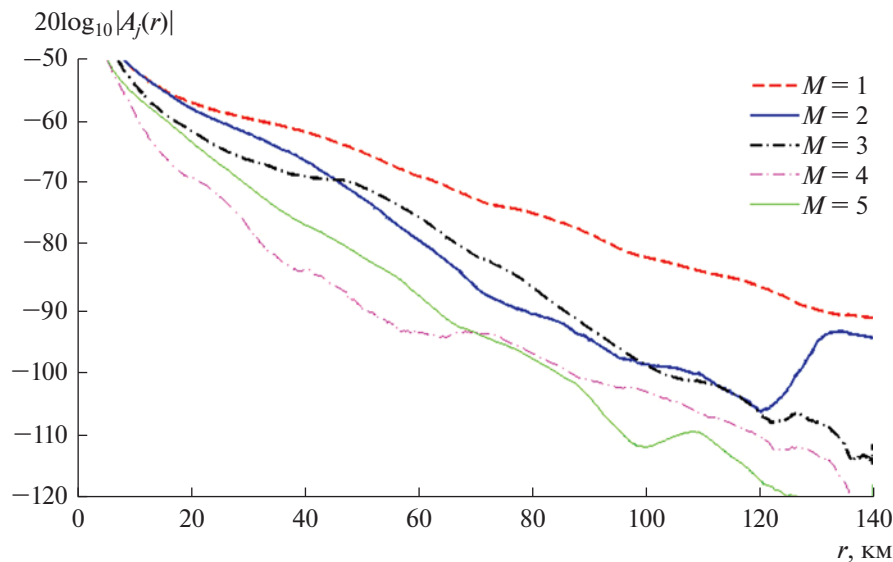


Рис. 7. Модальные амплитуды для разложения звукового поля, представленного на рис. 6, для первых пяти мод (частота $f_0 = 400$ Гц). Видно, что уже на середине трассы интенсивность первой модовой компоненты сигнала превышает интенсивность всех остальных на 10 дБ и более.

Результаты расчета модовых амплитуд по формуле (3) для первых пяти мод (для звукового поля, представленного на рис. 6) показаны на рис. 7 (на графиках амплитуды представлены в логарифмических единицах, подобных децибелам). Рис. 7 показывает, что на расстояниях более 40 км от источника в интерференционной структуре поля доминирует первая мода. Превышение над уровнем второй моды достигает 10 дБ на удалении 60 км и 20 дБ на удалении 120 км. Вклад третьей и более высоких мод исчезающе мал. Интересно отметить, что на отрезке трассы от 120 до 130 км от источника некоторая часть энергии первой моды перекачивается во вторую. По-видимому, это связано с сильным взаимодействием этих мод [5, 6], обусловленным резким убыванием глубины в этой части трассы. При дальнейшем распространении, в связи с наличием потерь, уровень второй модальной компоненты вновь станет пренебрежимо мал по сравнению с уровнем первой.

4. РАСЧЕТ ГРУППОВЫХ СКОРОСТЕЙ МОД И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ВРЕМЕН ПРИХОДА

Напомним, что для j -ой модальной компоненты звукового поля $A_j(r)\phi_j(r, z)$ (в разложении (1)) распространение акустической энергии в горизонтальном направлении в данной точке трассы r происходит с групповой скоростью данной моды в данном поперечном сечении, которая может быть вычислена по формуле [5, 6]

$$v_j^g(f) = \frac{d\omega}{dk_j}. \quad (4)$$

Если известны модовые функции $\phi_j(r, z)$ и волновые числа $k_j = k_j(r)$, то групповую скорость $v_j^g(r)$ в данном сечении волновода можно рассчитать, используя соотношение [5]

$$\frac{1}{v_j^g(r)} = \frac{\omega}{k_j} \int_0^H \frac{(\phi_j(z))^2}{\rho(z)c^2(z)} dz. \quad (5)$$

Дистанция от источника до приемника вдоль геодезической R_{GPS} и время распространения j -ой модальной компоненты сигнала вдоль трассы t_j (в рамках двумерной теории распространения звука) связаны следующим интегральным соотношением

$$t_j = \int_0^{R_{GPS}} \frac{dr}{v_j^g(r)}. \quad (6)$$

Формула (6) является точной, если пренебречь горизонтальной рефракцией звука в океане. Тем не менее, она неудобна для практических вычислений, в т.ч., например, для решения задач акустической дальнометрии, т.к. величина R_{GPS} , которую в этом случае требуется оценить, находится в верхнем пределе интеграла. Поэтому мы вводим величину

$$v_{\text{eff}}(j, f) = \frac{R_{GPS}}{t_j}, \quad (7)$$

которую будем называть эффективной скоростью распространения j -ой модальной компоненты вдоль данной трассы. Если трасса состоит из n сегментов, каждый из которых составляет часть ε_i от ее длины (так что $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \dots + \varepsilon_n = 1$), причем

Таблица 1. Эффективные скорости распространения сигналов $v_{\text{eff}}(j, f)$ (в м/с), вычисленные по формулам (8), (9) для $f = 300, 400, 500$ Гц и $j = 1, 2, 3$, а также наблюдаемые в эксперименте. При расчете используется разбиение трассы на 4 сегмента точками гидрологических измерений

$f, \text{ Гц}$	j		
	1	2	3
300	1455.9	1453.0	1453.7
400	1456.1	1454.1	1451.8
500	1456.1	1454.8	1452.6
Эксперимент		1455.4	

на i -ом сегменте эффективная скорость равна v_{eff}^i , то эффективная скорость на всей трассе может быть найдена по формуле:

$$v_{\text{eff}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{\varepsilon_i}{v_{\text{eff}}^i}}. \quad (8)$$

Предположим теперь, что в начальной $r = r_i^{(1)}$ и конечной $r = r_i^{(2)}$ точках некоторого сегмента трассы известны профили скорости звука в воде и найдены групповые скорости j -ой моды $v_j^g(r_i^{(1)})$ и $v_j^g(r_i^{(2)})$ соответственно. Предполагая, что изменение групповой скорости данной моды внутри сегмента можно считать линейным, вычислим интеграл (6) в пределах от r_i^1 до r_i^2 . Тогда получим следующее значение эффективной скорости (для j -ой моды) на данном интервале:

$$v_{\text{eff}}^j(j, f) = \frac{v_j^g(r_i^{(2)}) - v_j^g(r_i^{(1)})}{\ln \left(\frac{v_j^g(r_i^{(2)})}{v_j^g(r_i^{(1)})} \right)}. \quad (9)$$

Подчеркнем еще раз, что эффективная скорость зависит от модальной компоненты сигнала (номера моды j), а также от частоты звука f . Последняя зависимость, однако, может быть весьма слабой, если толщина водного слоя намного больше длины волны.

Комбинируя формулы (8) и (9), легко вычислить эффективную скорость звука для протяженной трассы, на которой имеется несколько гидрологических станций (включая начальную и конечную точки), разбивающих ее на сегменты. Из общих соображений, подтвержденных результатами расчетов, представленными на рис. 6 и 7, при дальнем распространении в мелком море следует ожидать, что в точке приема будет фиксироваться только модальный импульс, соответствующий $j = 1$ (во всяком случае, его интенсивность будет существенно выше, чем у прочих модальных компонент сигнала). В табл. 1 представлены

результаты расчета эффективных скоростей для частот $f = 300, 400, 500$ Гц и номеров мод $j = 1, 2, 3$ по формулам (8) и (9), а также эффективные скорости, рассчитанные по данным натурального эксперимента. Из табл. 1 видно, что групповые скорости каждой моды в отдельности слабо зависят от частоты (в гораздо большей степени они зависят от номера моды). Видно также, что именно групповые скорости первой моды в наибольшей степени соответствуют эффективной скорости распространения сигнала в эксперименте.

Среднее время прихода сигнала в эксперименте, определяемое по максимуму импульсной характеристики, получаемой в ходе корреляционной обработки, составило $\tau^{\text{exp}} = 93.8841$ с. Теоретическая оценка этой величины для отдельных модальных компонент может быть получена по формуле $\tau^{\text{th}}(j, f) = \frac{R_{\text{GPS}}}{v_{\text{eff}}(j, f)}$. Ошибку при этом можно

оценить, вычисляя $\Delta\tau(j, f) = \tau^{\text{th}}(j, f) - \tau^{\text{exp}}$. Величины этой задержки для различных мод на частотах $f = 300, 400, 500$ Гц представлены в табл. 2 (значения даны в миллисекундах). Отрицательные значения задержки в первом столбце таблицы указывают на тот факт, что теоретическая оценка времени распространения первой моды меньше времени распространения, наблюдаемого в эксперименте. Из табл. 2 видно, что идентифицируемые по импульсным характеристикам приходы действительно хорошо согласуются с временами распространения, рассчитанными по групповым скоростям первой моды волновода мелкого моря (которые мы считаем линейно изменяющимися между точками гидрологических измерений).

Для многих практических задач описанный выше метод оценки эффективных скоростей является в достаточной степени точным. Для некоторых акваторий, имеющих особое значение в таких задачах, целесообразно составлять сезонные карты значений групповых скоростей первой моды (по-видимому, эта величина имеет относительно низкую пространственно-временную изменчивость “в среднем”, см. оценку ниже). Ниже, однако, будет предложен ряд уточнений к опи-

Таблица 2. Ошибки теоретических оценок времен распространения сигнала $\Delta\tau(j, f) = \tau^{\text{th}}(j, f) - \tau^{\text{exp}}$ (в миллисекундах) (по сравнению с данными эксперимента). В расчетах использовались теоретические оценки групповых скоростей из табл. 1

f , Гц	j		
	1	2	3
300	-29.4	158.1	108.5
400	-41.3	88.3	233.3
500	-46.7	37.4	185.4

Таблица 3. Эффективные скорости распространения сигналов $v_{\text{eff}}(j, f)$ (в м/с), вычисленные по формулам (8), (9) для $f = 300, 400, 500$ Гц и $j = 1, 2, 3$, а также наблюдаемые в эксперименте. При расчете используется равномерное разбиение трассы на сегменты длиной 500 м. В отличие от эффективных скоростей, приведенных в табл. 1, данные в этой таблице учитывают вариации глубины между точками гидрологических измерений

f , Гц	j		
	1	2	3
300	1456.1	1456.2	1456.7
400	1456.2	1455.6	1456.6
500	1456.2	1455.5	1456.2
Эксперимент		1455.4	

санной методике, которые позволят уменьшить невязки теоретических и экспериментальных оценок эффективных скоростей и времен распространения.

Хотя выполненная ранее оценка эффективной скорости по формулам (8) и (9) полностью учитывает всю имеющуюся информацию о гидрологических условиях на акустической трассе, в ней не учитываются неоднородности батиметрии между каждой парой гидрологических станций. Эти неоднородности можно учесть, если разбить трассу на существенно большее количество сегментов, имеющих равную длину (например, 0.5 км). В этом случае будут использованы уточненные зависимости $v_j^g(r)$, и формула (8) станет фактически эквивалентна интегральному соотношению (6).

На рис. 8 представлены зависимости $v_j^g(r)$ для первых трех мод, рассчитанные с шагом 500 м вдоль всей трассы (для частоты $f_0 = 400$ Гц). Из рисунка видно, что колебания групповых скоростей повторяют вариации батиметрии (это явление заслуживает дополнительного исследования, которое будет выполнено нами в дальнейших работах). При этом, однако, значение групповой скорости первой моды почти постоянно (и равно приблизительно 1455 м/с) в широком диапазоне значений r , и лишь две подводные горы на расстояниях около 90 и 120 км от источника вызывают узкие пики этой величины.

Устойчивость групповой скорости первой моды к малым вариациям батиметрии является важным для дальнейшего фактом. Выполним теперь расчет эффективных скоростей распространения модальных компонент импульсов, используя описанное выше разбиение трассы на мелкие сегменты. Результаты такого расчета представлены в табл. 3, а соответствующие теоретические оценки времен прихода модальных компонент показаны в табл. 4. Видно, что значения в первом столбце табл. 3 почти не отличаются от соответствующих значений в табл. 1. Таким образом, еще раз подтверждается слабая зависимость эффективных скоростей первой модальной компоненты от разбиения трассы на сегменты, ведь в первом случае их было 4, а во втором около 280. В то же время эффективные скорости распространения второй и третьей модальных компонент сигнала сильно зависят от выбора разбиения (причины этого ясны из рис. 8).

Отметим также, что отрицательные значения всех уточненных задержек в табл. 4 показывают, что, очевидно, имеется некоторый до сих пор неучтенный нами эффект, приводящий к тому, что теоретические скорости распространения модальных компонент импульсного сигнала оказываются несколько больше, чем наблюдаемые в эксперименте. Тем не менее, для многих практических задач оценки времен (или дальностей), получаемые по эффективной скорости первой модальной компоненты, очевидно, являются достаточно точными (так, ошибка в определении

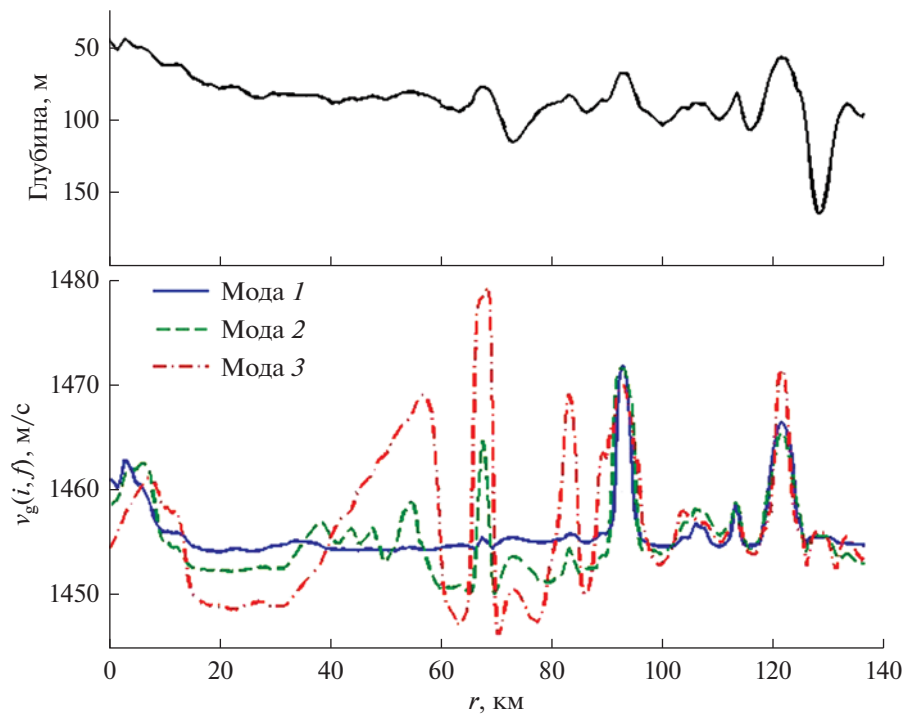


Рис. 8. Значения групповых скоростей $v_j^g(r)$ на различных участках трассы для мод с номерами $j = 1, 2, 3$ на частоте $f_0 = 400$ Гц и рельеф дна вдоль акустической трассы. Видно, что изменения групповых скоростей в значительной мере коррелируют с вариациями глубины, однако для первой моды ($j = 1$) эти вариации наименее выражены.

дистанции в данном случае составила бы не более 75 м при длине трассы в 136 км).

5. УЧЕТ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ РЕФРАКЦИИ ЗВУКА: ДЛИНЫ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ЛУЧЕЙ

Как было отмечено в предыдущем разделе, отрицательность всех значений относительных задержек в табл. 4 указывает на то, что в эксперименте обнаруживается некоторое явление, ввиду которого модальные компоненты импульсного сигнала движутся со сниженной скоростью (относительно наших теоретических оценок) либо проходят расстояния, превышающие длину геодезической линии, соединяющей источник и

приемник. Учитывая тот факт, что экспериментальная трасса ориентирована вдоль кромки шельфа и почти ортогонально градиенту глубины, в данном случае естественно ожидать проявление горизонтальной рефракции звука [5–11], т.е. искривления лучевых траекторий в горизонтальной плоскости под влиянием неоднородностей батиметрии.

Известно, в частности, что в случае распространения звука поперек наклона дна в идеальном клине проекции лучей на горизонтальную плоскость имеют форму гипербол [10], которые имеют большую длину, чем прямая (точнее, геодезическая) линия, соединяющая источник и приемник. Таким образом, можно ожидать, что в

Таблица 4. Ошибки теоретических оценок времен распространения сигнала $\Delta\tau(j, f) = \tau^{th}(j, f) - \tau^{exp}$ (в миллисекундах) (по сравнению с данными эксперимента). В расчетах использовались теоретические оценки групповых скоростей из табл. 3. Таким образом, здесь представлены уточненные значения по сравнению с приведенными в табл. 2 (однако, как и в табл. 2, здесь не учтена горизонтальная рефракция звука)

$f, \text{ Гц}$	j		
	1	2	3
300	-45.5	-51.0	-80.0
400	-47.1	-10.6	-78.9
500	-49.6	-3.7	-52.2

нашем случае модальные компоненты сигнала проходят большие дистанции, чем расстояние от источника до приемника R_{GPS} , рассчитываемое как длина геодезической (по данным GPS).

Хотя в нашем случае волновод является существенно более сложным (в связи с неоднородным полем скорости звука и вариациями батиметрии вдоль трассы), соответствующие модам горизонтальные лучи, как будет показано ниже, все еще схожи с гиперболами. Теория горизонтальных лучей, соответствующих вертикальным модам, берет свое начало из работы [18] (см. также [5, 6]). В этом разделе мы кратко излагаем основные ее положения для удобства читателя.

При распространении звука в трехмерном волноводе мелкого моря звуковое поле каждой тональной компоненты сигнала может быть представлено в виде разложения (1), где модовые амплитуды A_j зависят уже от двух горизонтальных координат x, y , $A_j = A_j(x, y)$, и удовлетворяют (в адиабатическом приближении) двумерному уравнению Гельмгольца вида

$$\frac{\partial^2 A_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_j}{\partial y^2} + k_j^2 A_j = 0. \quad (10)$$

Равенство (10) называют иногда уравнением горизонтальной рефракции [5]. Поскольку волновое число $k_j = k_j(x, y)$ является медленно меняющейся функцией x, y , решение (10) удобно искать методом параболического уравнения или с помощью лучевой теории, т.е. в виде $A_j \approx \bar{A}_j \exp(i\theta(x, y)/\epsilon)$, где ϵ есть малый параметр, а функция $\theta(x, y)$ называется эйконалом и может быть найдена из уравнения Гамильтона–Якоби вида

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\theta}{\partial y}\right)^2 = k_j^2.$$

Вводя обозначения $P = \frac{\partial\theta}{\partial x}$, $Q = \frac{\partial\theta}{\partial y}$, можно записать связанную с этим уравнением систему Гамильтона

$$x_s = \frac{P}{k_j}, \quad y_s = \frac{Q}{k_j}, \quad P_s = \frac{\partial k_j}{\partial x}, \quad Q_s = \frac{\partial k_j}{\partial y}, \quad (11)$$

из которой и определяются траектории горизонтальных лучей, соответствующих вертикальной моде с номером j (нижний индекс s означает производную по параметру луча). Так как выполняется соотношение $(x_s)^2 + (y_s)^2 = 1$, то s — это натуральный параметр луча.

Если известны функции $k_j = k_j(x, y)$ (которые могут быть вычислены путем решения спектральной задачи), то горизонтальные лучи можно найти, численно решая систему (11), например,

методом Рунге–Кутты. При этом в качестве начального условия используется $x(0) = 0$, $y(0) = 0$, $P(0) = k_j \cos \alpha$, $Q(0) = k_j \sin \alpha$, где α — начальный угол скольжения луча относительно оси x . Поскольку нас интересует не расчет акустического поля, а установление траектории распространения звука от источника к приемнику в горизонтальной плоскости, то необходимо решить задачу стрельбы, т.е. выбора значения α таким образом, чтобы вышедший из источника луч попал в точку приема (такой луч называется собственным).

Результат решения этой задачи представлен на рис. 9, где сплошными линиями показаны горизонтальные лучи для первой вертикальной моды ($j = 1$), пунктирными линиями — лучи для $j = 2$ и штрих-пунктирной линией — лучи для $j = 3$, при этом собственные лучи изображены жирными линиями (расчеты проведены для частоты $f_0 = 400$ Гц). После нахождения этих лучей были также рассчитаны их длины, которые превышают расстояние от источника до приемника по геодезической на $\Delta R_1 = 106$ м, $\Delta R_2 = 365$ м и $\Delta R_3 = 444$ м для первой, второй и третьей мод соответственно (эти значения соответствуют частоте 400 Гц, значения для частот 300 и 500 Гц приведены в табл. 5). Важно отметить, что моды меньших номеров всегда в меньшей степени подвержены влиянию горизонтальной рефракции, что и подтверждают наши расчеты. Даже для трассы протяженностью 136 км поправка за счет горизонтальной рефракции составляет всего около 100 м для первой моды, по модальной компоненте которой и идентифицируется приход импульсного сигнала в эксперименте. Другой особенностью горизонтальных лучей является то, что (в соответствии с (11)) их траектории зависят от частоты звука [6]. По этой причине горизонтальная рефракция является дополнительным физическим механизмом, ответственным за дисперсию импульсных сигналов в мелком море. Действительно, хотя групповые скорости одной и той же моды на частотах в полосе от 300 до 500 Гц почти не отличаются, дополнительные расстояния $\Delta R_j = \Delta R_j(f)$, проходимые лучами (по сравнению с геодезической), сильно зависят от частоты (см. табл. 5).

Учитывая теперь удлинения лучевых траекторий и рассчитывая теоретические времена прихода по формуле

$$\tau^{\text{th}}(j, f) = \frac{R_{\text{GPS}} + \Delta R_j(f)}{v_{\text{eff}}(j, f)}. \quad (12)$$

(т.е. используя длины собственных горизонтальных лучей вместо длины геодезической, соединяющей источник и приемник), мы получим значения задержек $\Delta\tau(j, f)$, представленные в табл. 6. Видно, что дисперсия, вызванная горизонтальной рефракцией, в нашем случае приводит к то-

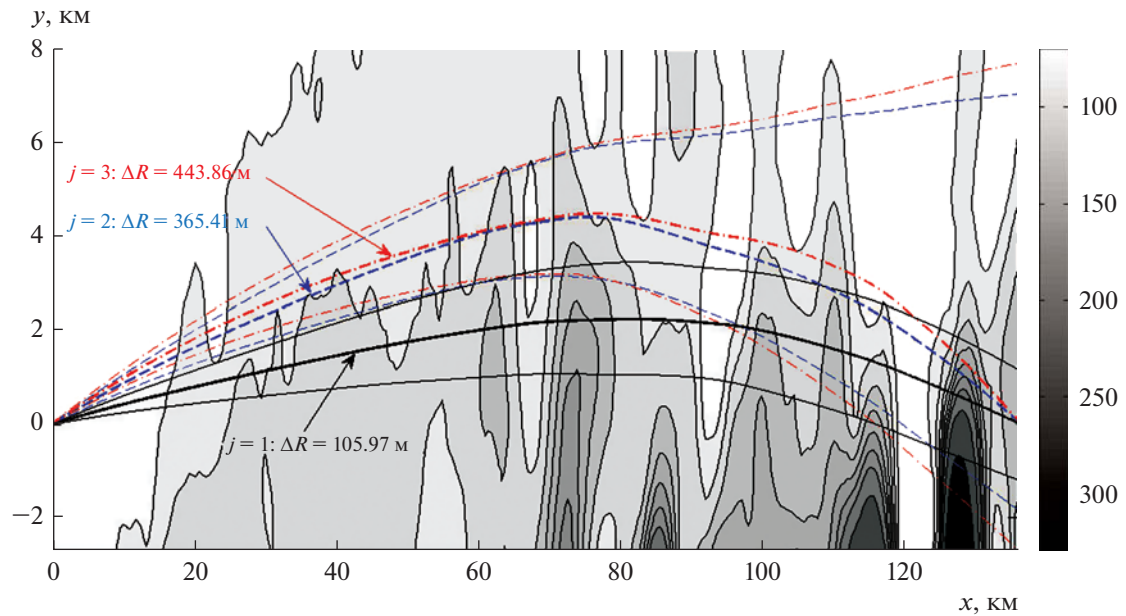


Рис. 9. Лучи первых трех мод на частоте 400 Гц. Видно, что длина луча первой моды превышает длину трассы на 105.97 метров. При этом сам луч выходит из источника под углом $\alpha = 2.56^\circ$. Аналогичные данные приведены на рисунке для 2-й и 3-й мод.

му, что первая модальная компонента сигнала в полосе частот от 300 до 500 Гц должна удлиниться приблизительно до 67 мс (что хорошо согласуется с экспериментальными данными), причем расхождение времени прихода главного максимума (частота 400 Гц, 1 мода) с наблюдаемым в эксперименте составляет всего около 26 мс.

Как следует из представленных здесь результатов расчетов, модальные компоненты для $j = 2, 3$ должны отставать от главного максимума (соответствующего $j = 1$) приблизительно на 200 мс. В принимаемых в эксперименте сигналах этих компонент не наблюдается, и дисперсия на рассматриваемой трассе, главным образом, обусловлена горизонтальной рефракцией звука.

Хотя точность предсказания времен прихода с учетом горизонтальной рефракции оказывается уже очень высокой, тот факт, что все значения в первом столбце табл. 6 имеют один знак, указывает на присутствие в эксперименте других неучтен-

ных нами факторов. Среди них можно отметить, например, погрешность определения положений источника и приемника, находившихся на значительной глубине, по данным спутникового позиционирования (связанные, в частности, с тем, что тросы подвеса этих устройств могли отклоняться от вертикали под влиянием течений). Кроме того, при расчетах мы определяли $v_{\text{eff}}(j, f)$ на основе данных гидрологических измерений и батиметрии на трассе, в то время как лучи несколько отклонялись от нее под влиянием горизонтальной рефракции.

Отметим, что расчет функций $k_j = k_j(x, y)$, играющих роль индекса рефракции для горизонтальных лучей, предполагает наличие информации о рельефе дна во всей расчетной области (детальной карты глубины). Данная карта была получена нами путем извлечения батиметрических данных из базы SRTM (Shuttle Radar Topog-

Таблица 5. Удлинение дистанции $\Delta R_j = \Delta R_j(f)$ (в м), которую проходят сигналы по пути от источника в приемник, вызванное искривлением горизонтальных лучей, соответствующих модам с номерами $j = 1, 2, 3$ на частотах $f = 300, 400, 500$ Гц

f , Гц	j		
	1	2	3
300	173	389	520
400	106	365	444
500	82	347	392

Таблица 6. Ошибки теоретических оценок времен распространения сигнала $\Delta\tau(j, f) = \tau^{\text{th}}(j, f) - \tau^{\text{exp}}$ (в миллисекундах) (по сравнению с данными эксперимента). При расчетах использована формула (12), учитывающая удлинения дистанции из табл. 5, вызванные горизонтальной рефракцией, и, таким образом, уточняющая результаты, приведенные в табл. 4

f , Гц	j		
	1	2	3
300	73.3	216.1	276.9
400	25.7	240.1	225.9
500	6.7	234.7	217.0

graphy Mission) Национального авиакосмического агентства США (NASA). При расчетах также были использованы полученные в эксперименте профили скорости звука (поле скорости звука считалось независимым от поперечной к трассе горизонтальной координаты y , что очевидным образом продиктовано пространственными масштабами задачи).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В настоящей работе изложена методика определения эффективных скоростей распространения импульсных акустических сигналов в волноводах мелкого моря. Эти эффективные скорости могут быть использованы для прогнозирования времен распространения импульсных сигналов (при известной дистанции от источника до приемника), либо при определении дальности от источника до приемника акустическими средствами (при наличии временной синхронизации передающего и приемного устройств).

Показано, что в первом приближении эффективная скорость может быть оценена через усредненные по трассе групповые скорости первой моды на центральной частоте излучаемого сигнала. Вкладом высших мод на протяженных трассах (десятки и сотни километров) можно пренебречь, и главный максимум ИХВ будет ассоциирован с первой модальной компонентой сигнала. Принципиальная важность этих фактов состоит в том, что при разработке систем акустического позиционирования и дальнометрии на практике вместо целого профиля скорости звука в точке с данными географическими координатами достаточно знать всего одну скалярную величину. Кроме того, как показывает рис. 8, эта величина является наиболее устойчивой (к вариациям различных параметров) характеристикой различных поперечных сечений волновода. Тот факт, что горизонтальное волновое число первой моды и его производные (в частности, групповая скорость рассчитывается через его производную по частоте) наименее изменчивы под влиянием флуктуаций батиметрии, имеет строгое математическое обоснование. Та-

ким образом, опираясь на групповую скорость первой моды, можно получить надежные и устойчивые теоретические оценки эффективных скоростей распространения импульсных сигналов.

Важным эффектом, который нужно иметь в виду при расчете времен распространения и дистанций с использованием рассчитанных по указанной методике эффективных скоростей, является горизонтальная рефракция звука. С одной стороны, горизонтальные лучи мод низших номеров (в особенности первой) наименее подвержены горизонтальной рефракции, и увеличение расстояния, проходимого сигналом, в нашем случае составило всего лишь 100 м для трассы протяженностью 136 км, ориентированной наилучшим для проявления этого эффекта образом (вдоль кромки шельфа). Для систем дальнометрии, например, такие трассы являются скорее исключительными, чем типичными (так как в типичном случае источник должен находиться у берега, а приемник – в глубоководном районе), и на практике влияние горизонтальной рефракции чаще всего будет еще меньшим. С другой стороны, в условиях практически полного отсутствия межмодовой дисперсии (ввиду отсутствия модальных компонент высших мод) и слабо выраженной зависимости групповой скорости первой моды от частоты горизонтальная рефракция становится основной причиной увеличения протяженности носителя ИХВ во временной области, т.е. фактически основным механизмом внутримодовой дисперсии. Этот интересный физический результат нашей работы следует принимать во внимание при оценке распыливания импульсных сигналов с расстоянием.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данное исследование выполнено при финансовой поддержке Программы РАН “Новые вызовы климатической системы Земли”, проект № 18-1-004. Работа также поддержана грантами РФФИ № 18-05-00057_а и № 18-35-20081_мол_а_вед.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Моргунов Ю.Н., Голов А.А., Буренин А.В., Петров П.С.* Исследования пространственно-временной структуры акустического поля, формируемого в глубоком море источником широкополосных импульсных сигналов, расположенным на шельфе Японского моря // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 5. С. 641–649.
2. *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.
3. *Моргунов Ю.Н., Безответных В.В., Буренин А.В., Войтенко Е.А.* Исследование влияния гидрологических условий на распространение псевдослучайных сигналов из шельфа в глубокое море // *Акуст. журн.* 2016. Т. 62. № 3. С. 341–347.
4. *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 Engineering.* 2003. V. 28. № 2. P. 297–302.
5. *Jensen F.B., Porter M.B., Kuperman W.A., Schmidt H.* Computational ocean acoustics. New-York, Springer, 2011.
6. *Katsnelson B.G., Petnikov V.G., Lynch J.F.* Fundamentals of Shallow Water Acoustics. New-York, Springer, 2012.
7. *Badiey M., Katsnelson B.G., Lin Y.-T., Lynch J.F.* Acoustic multipath arrivals in the horizontal plane due to approaching nonlinear internal waves // *J. Acoust. Soc. Am.* 2010. V.129. № 4. P. EL141–EL147.
8. *Badiey M., Katsnelson B.G., Lynch J.F., Pereselkov S., Siegmann W.L.* Measurement and modeling of three-dimensional sound intensity variations due to shallow-water internal waves // *J. Acoust. Soc. Am.* 2005. V. 117. № 2. P. 613–625.
9. *Кацнельсон Б.Г., Мальчихин А.Ю.* Пространственно-временная интерференция звукового поля в горизонтальной плоскости в области берегового склона // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. № 3. С. 330–337.
10. *Петров П.С., Сергеев С.А., Толченников А.А.* Об использовании асимптотических формул на основе модифицированного канонического оператора Маслова при моделировании распространения импульсных акустических сигналов в трехмерных волноводах мелкого моря // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 6. С. 799–807.
11. *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.
12. *Акуличев В.А., Безответных В.В., Моргунов Ю.Н., Половинка Ю.А.* Применение псевдослучайных сигналов для подводной дальнометрии на шельфе // *Доклады Акад. наук.* 2010. Т. 432. № 4. С. 541–543.
13. *Рутенко А.Н., Боровой Д.И., Гриценко В.А., Петров П.С., Ущиповский В.Г.* Акустический мониторинг и результаты исследований распространения сейсморазведочных импульсов в прибрежную зону // *Акуст. журн.* 2012. Т. 57. № 3. С. 356–369.
14. *Моргунов Ю.Н., Безответных В.В., Буренин А.В., Войтенко Е.А., Голов А.А.* Экспериментальное тестирование технологии высокоточной подводной акустической дальнометрии // *Акуст. журн.* 2018. Т.64. № 2. С. 191–196.
15. *Trofimov M.Y., Zakharenko A.D., Kozitskiy S.B.* Mode Gaussian beam tracing // *Computer Physics Communications.* 2016. V. 207. P. 179–185.
16. *Petrov P.S., Prants S.V., Petrova T.N.* Analytical lie-algebraic solution of a 3d sound propagation problem in the ocean // *Physics Letters A.* 2017. V. 381. 1921–1925.
17. *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.
18. *Burridge R., Weinberg H.* Horizontal rays and vertical modes // В сборнике “Wave propagation and underwater acoustics”. Springer, 1977. С. 86–152.