

ВЛИЯНИЕ НАКЛОННОГО ДНА НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА

© 2015 г. А. Н. Рутенко, С. Б. Козицкий, Д. С. Манульчев

Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН

690041 Владивосток, ул. Балтийская 43

E-mail: rutenko@poi.dvo.ru

Поступила в редакцию 19.04.2014 г.

Приводятся результаты натуральных измерений акустических полей, формируемых в осенних гидрологических условиях шельфа Японского моря автономным излучателем сигнала ТОН-320Гц, установленным в море глубиной 34 м, и низкочастотным импульсным пневмоизлучателем, опускаемым с борта судна на горизонт 10 м. Прием осуществлялся с помощью гидрофона, установленного на глубине 41 м цифрового радиогидроакустического буя и гидрофона автономного акустического регистратора, опускаемого вместе с автономным гидрологическим зондом с борта дрейфующего судна. Моделирование распространения звука от данных источников проведено с помощью широкоугольного параболического уравнения с учетом упругих свойств пород, слагающих дно, и 3-D модового параболического уравнения в адиабатическом приближении для “жидкого” дна.

Ключевые слова: неоднородный геоакустический волновод, акустические волны на шельфе, моделирование распространения звука на шельфе.

DOI: 10.7868/S0320791915010116

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к распространению звука в неоднородных акустических волноводах, характерных для шельфа, обусловлен влиянием дна и сезонного пикноклина, параметры которого зависят от времени года. Например, в работах [1, 2] показано, как благодаря наклонному дну и сезонному пикноклину, формирующему в водном слое отрицательный градиент в вертикальном распределении скорости звука, образуется придонный звуковой канал, обеспечивающий на кромке шельфа согласованный переход энергии акустических волн из мелководной области шельфа в морской подводный звуковой канал, который может быть расположен на глубине 100–200 м в Японском море [1] и на глубине 800 м вблизи Гавайских островов [2].

При распространении над поднимающимся дном низкочастотных относительно широкополосных импульсных сигналов, с одной стороны, имеет место отсечка водных мод, но, с другой стороны, энергия акустического сигнала концентрируется в сужающемся водном слое. Влияние дна на распространение энергии низкочастотных импульсов ярко выражено в значении групповой скорости распространения водных и особенно водно-донных мод U_n (где U – групповая скорость распространения, n – номер моды), волновое число k_n которых приближается к критическому. Это приводит к “затягиванию” принимаемого

акустического импульса даже на относительно коротких трассах.

В предшествующих работах [3, 4] мы уже представляли некоторые результаты акустических экспериментально-теоретических исследований, проведенных в данном районе шельфа Японского моря, в которых были успешно применены данный измерительный комплекс аппаратуры и программное обеспечение для моделирования распространения сейсмоакустических волн в приближении широкоугольного параболического уравнения. В этих работах исследовались особенности распространения энергии низкочастотных сейсмоакустических волн в неоднородных геоакустических волноводах, характерных для шельфа, в том числе с сухопутными участками. С помощью согласованного с экспериментальными данными численного моделирования показана возможность расширения результатов натуральных измерений на другие гидрологические условия, частоты и трассы распространения.

В данной работе приводятся результаты специальных экспериментально-теоретических исследований, проведенных на шельфе Японского моря в районе полуострова Гамова, целью которых было изучение влияния рельефа дна на распространение поперек шельфа энергии тонального сигнала с частотой 320 Гц и энергии низкочастотных импульсов на равноглубинной (40 м) и с наклонным (уклон равен 0.002) дном трассах протяженностью 7 км.

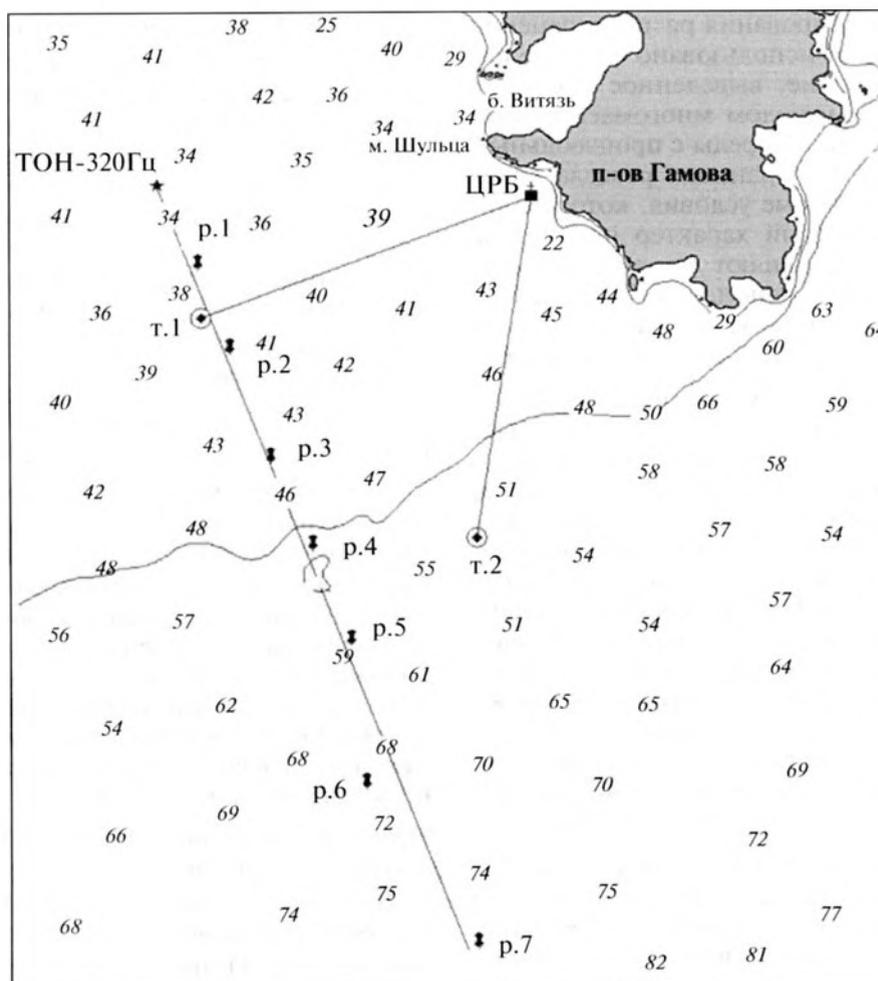


Рис. 1. Карта района с указанием точек излучения ТОН-320Гц, т.1, т.2 и приема р.1, ..., р.7, ЦРБ.

МЕТОДИКА И АППАРАТУРА

На рис. 1 приведена карта района, в котором были проведены акустические эксперименты, результаты которых обсуждаются в данной работе. Акустическая трасса ТОН-320Гц—р.7 сориентирована примерно перпендикулярно шельфу и имеет перепад глубины с 34 до 85 м при протяженности 18 км, т.е. дно имеет средний уклон, равный 0.003. На этой трассе проводились натурные измерения с помощью тонального (320 Гц) автономного резонансного излучателя электромагнитного типа [5], установленного на дне в точке, отмеченной на рис. 1 как ТОН-320Гц. В точках р.1, ..., р.7 акустические измерения проводились с помощью автономного акустического регистратора [6], объединенного с автономным зондом MIDAS CTD +500, опускаемым с борта дрейфующего судна “Малахит”.

На двух акустических трассах протяженностью ≈ 7 км — примерно равноглубинной трассе т.1—ЦРБ (см. рис. 1) и трассе с наклонным дном т.2—ЦРБ, где уклон дна равен 0.002, — исследовалось

распространение энергии низкочастотных акустических импульсов, генерируемых с помощью оригинального пневмоизлучателя [7], опускаемого с борта судна на глубину 10 м. Формируемые им акустические импульсы контролировались с помощью опорного гидрофона, расположенного на горизонте 10 м в 22 м от излучателя. Таким образом, синхронные акустические измерения проводились с помощью гидрофонов двух цифровых радиогидроакустических буев (ЦРБ) [5]: опорного гидрофона на расстоянии 22 м от излучателя и приемного гидрофона ЦРБ (см. рис. 1), установленного в 20 см над дном в море глубиной 41 м.

Численное моделирование распространения тонального акустического сигнала с частотой 320 Гц проводилось с помощью известной программы RAMS [8], основанной на приближении широкоугольных параболических уравнений для водного слоя и упругого дна. Трехмерное распространение тональных и импульсных акустических сигналов моделировалось с помощью оригинальной программы МПУ, разработанной в ТОИ

ДВО РАН. Для моделирования распространения тональных компонент использовано модовое параболическое уравнение, выведенное в статьях [9, 10] обобщенным методом многомасштабных разложений для слоистой среды с произвольным количеством слоев. На границах раздела слоев поставлены интерфейсные условия, которые явно учитывают разрывный характер параметров среды по вертикали, влияют на вид модовых функций и входят в формулы для коэффициентов МПУ. Кроме того, данное уравнение учитывает медленное изменение глубин слоев вдоль трассы.

Как правило, в работах по моделированию трехмерных акустических полей методом МПУ, как, например, в [11], используется адаптированный вариант уравнения из статьи [12], который выведен методом факторизации оператора Гельмгольца. В нем интерфейсные условия на границах слоев явно не сформулированы и не учитываются. Кроме того, в статье [11] использована линейная фаза, которая не позволяет при моделировании адекватно учитывать изменение параметров среды вдоль трассы. Подход к выводу МПУ на основе метода многомасштабных разложений представляется более корректным математически и в сочетании со слоистой моделью среды гораздо лучше подходит для задач акустики мелкого моря.

Акустические измерения проводились с помощью гидрофонов, прошедших метрологическую поверку, и откалиброванных цифровых измерительно-регистрационных средств, поэтому на рисунках приводятся графики вариаций акустического давления $p(t)$ в паскалях, а графики спектров $G(f)$ – в децибелах относительно $1 \text{ мкПа}^2/\text{Гц}$. При построении оценки спектра измеренного акустического импульса применялось сглаживание по девяти частотам. Таким образом, все оценки спектров импульсных сигналов, представленные в этой статье, имеют 18 степеней свободы. Соответственно, для доверительной вероятности 90% истинное значение спектральной плотности находится в интервале от -2 до $+3$ дБ [13].

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОПЕРЕК ШЕЛЬФА

На рис. 1 видно, что акустическая трасса ТОН-320Гц–р.7 имеет протяженность 18 км и семь точек, в которых проведены измерения вертикального распределения интенсивности $I(z)$ акустического поля, формируемого тональным автономным донным излучателем, установленным в точке ТОН-320Гц. На рис. 2а приведены графики вертикального распределения скорости звука $C_w(z)$ (кривая 1) и интенсивности акустического поля $I(z)$ (кривая 2), экспериментально измеренные в точках р.5, р.6 и р.7, показанных на рис. 1.

На рис. 2б показано пространственное распределение значений функции потерь $TL(f = 320 \text{ Гц}, z, r)$, полученное с помощью модернизированной программы RAMS [8] в модельном геоакустическом волноводе, параметры которого также показаны на рис. 2б.

На рис. 2б видно, что значения этих параметров зависят от z в соответствии с вертикальным градиентом данной физической величины. Поясним это на примере величины скорости распространения продольных волн C_p . На рис. 2б видно, что в слое 0–120 м величина C_p растет от 1620 до 2000 м/с, т.е. имеется градиент, равный 3.17 с^{-1} . В водном слое $C_p = C_w$, а на дне $1620 + 3.17H$ м/с, где H – глубина моря. Глубже горизонта 120 м градиент становится равным 0.57 с^{-1} . Отметим, что коэффициент поглощения α_p для продольных волн в дне до горизонта 120 м имеет отрицательный вертикальный градиент, равный $-0.0004 \text{ дБ}/\lambda \text{ м}^{-1}$, где λ – длина волны, а глубже 120 м градиент становится положительным. Геоакустические параметры пород, слагающих дно, представленные на рис. 2б, подобраны с помощью согласования модельных значений, рассчитанных с помощью программы RAMS и показанных на рис. 2а (кривая 3), с натурными значениями $I^{\text{exp}}(f = 320 \text{ Гц}, r = p, N, z)$ – кривая 2 на рис. 2а.

В работе [4] было показано, что в модельном геоакустическом волноводе, пересекающем б. Витязь (см. рис. 1), при изменениях значений C_p на ± 100 м/с искажалась только интерференционная картина, а при изменениях C_p на ± 200 м/с изменения усредненных значений $TL(f = 52 \text{ Гц}, r)$ достигали 5 дБ.

Интенсивность эквивалентного автономному излучателю модельного точечного источника сигнала ТОН-320Гц была получена с помощью натуральных измерений, проведенных на расстоянии 2 км в точке р.1, и численного моделирования и полагалась равной $I^{\text{mod}}(f = 320 \text{ Гц}, r = 1 \text{ м}) = 168 \text{ дБ}$.

На рис. 3 видно, что уровень акустических шумов от дрейфующего судна “Малахит” с выключенным двигателем на частоте 320 Гц примерно равен 73 дБ, поэтому графики $I^{\text{exp}}(f = 320 \text{ Гц}, z)$, показанные на рис. 2а, не могут опуститься ниже этого значения, а модельный график $I^{\text{mod}}(f = 320 \text{ Гц}, z)$ не имеет такого ограничения, и поэтому при приближении к поверхности моря в точке р.7 значение интенсивности уменьшается до 40 дБ.

Для сравнения на рис. 2а приведены модельные значения $I(f = 320 \text{ Гц}, z)$ (кривые 4), рассчитанные с помощью МПУ для данного геоакустического волновода в приближении 2-D и “жидко-

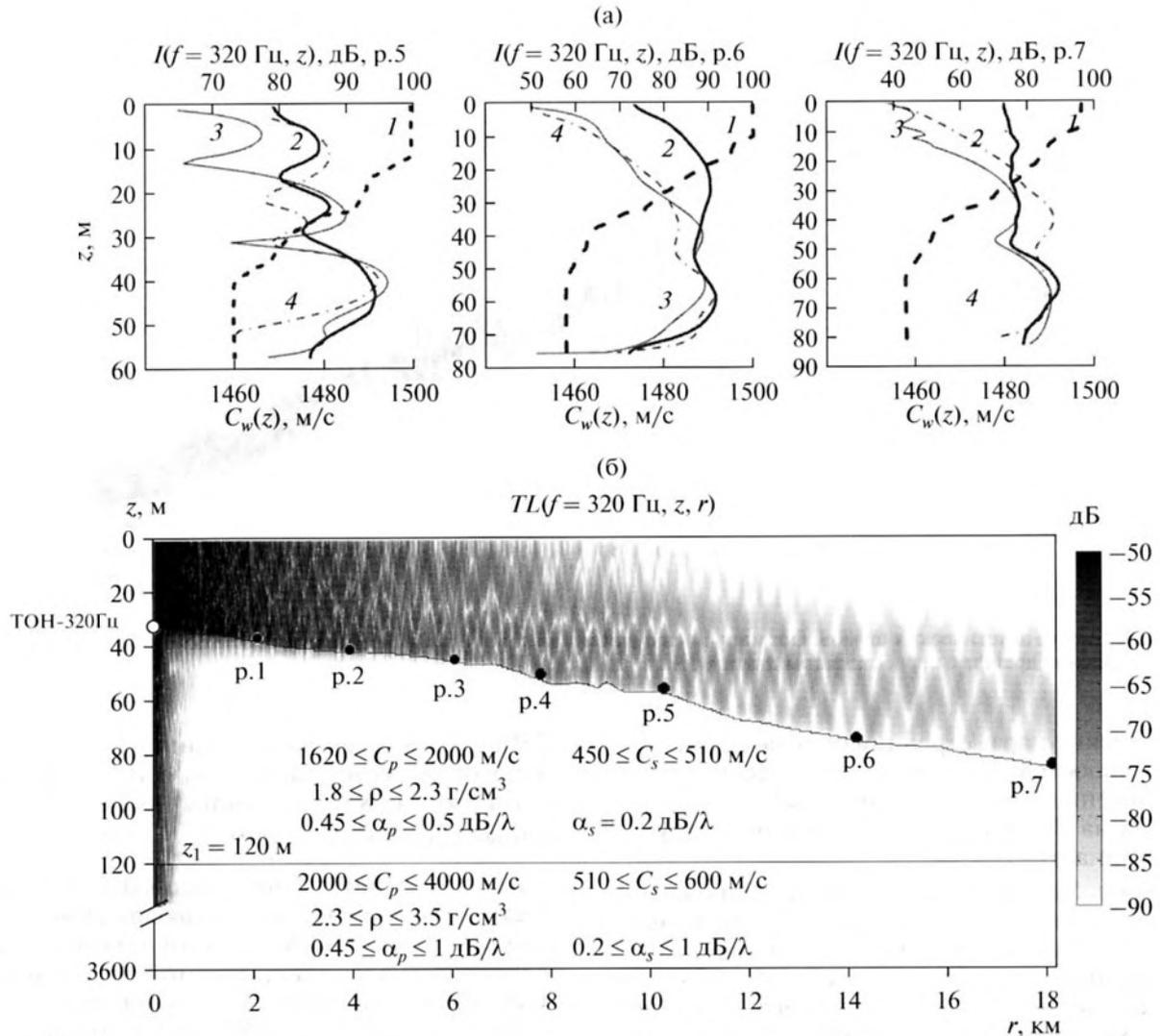


Рис. 2. (а) Вертикальные распределения значений скорости звука $C_w(z)$ (кривые 1), экспериментально измеренной интенсивности акустического поля $I^{exp}(f = 320 \text{ Гц}, z)$ (кривые 2) и интенсивности модельных акустических полей $I^{mod}(f = 320 \text{ Гц}, z)$ (кривые 3 и 4), формируемых эквивалентным точечным источником ТОН-320Гц. (б) Геометрия и акустические параметры модельного геоакустического волновода и пространственное распределение функции потерь $TL(f = 320 \text{ Гц}, z, r)$ для акустического сигнала, генерируемого с частотой 320 Гц в точке ТОН-320Гц.

го” дна. В точках р.6 и р.7 модельные значения $I(f = 320 \text{ Гц}, z)$ (кривые 3 и 4) подобны и согласуются по величине, если положить $I^{mod}(f = 320 \text{ Гц}, r = 1 \text{ м}) = 150 \text{ дБ}$, т.е. на 18 дБ меньше, чем при моделировании, проведенном с помощью RAMS. Можно предположить, что увеличение потерь при распространении на шельфе звука с частотой 320 Гц, проведенное с помощью программы RAMS, обусловлено возбуждением в дне поперечных волн, и это согласуется с результатами экспериментальных и модельных исследований потерь при распространении низкочастотного звука, проведенных в этом районе шельфа Японского моря [3].

При согласовании модельных значений функции потерь с экспериментальными относительно произвольной является величина коэффициента поглощения $\alpha_p(z)$, позволяющая учесть отток энергии из распространяющихся продольных волн в поперечные волны. На рис. 4 представлены экспериментальный и три модельных графика значений $I(f = 320 \text{ Гц}, z)$, рассчитанные для эквивалентного точечного источника $I^{mod}(f = 320 \text{ Гц}, r = 1 \text{ м}) = 168 \text{ дБ}$, расположенного в модельном геоакустическом волноводе в точке ТОН-320Гц (см. рис. 2б). На этом рисунке отчетливо видно, что, действительно, при одинаковых значениях

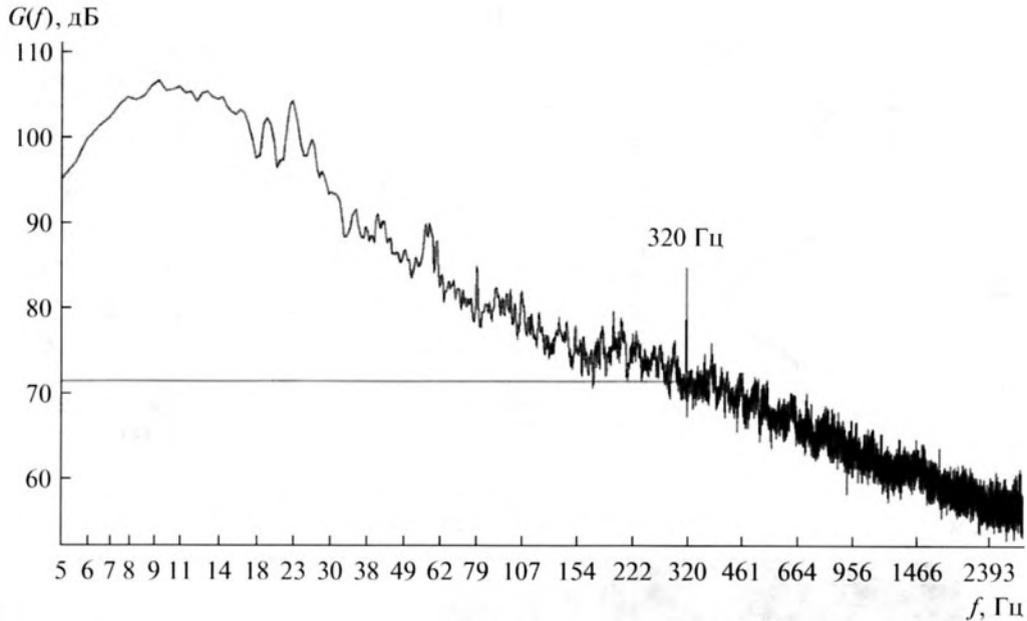


Рис. 3. Спектр акустических шумов, формируемых судном “Малахит” в море глубиной 82 м (около р.7) на горизонте 70 м в режиме дрейфа с неработающим двигателем.

акустических параметров пород, слагающих дно, интенсивность модельных полей, рассчитанных в приближении “жидкого” дна (графики 3 и 4), в среднем на 18 дБ выше, чем с учетом “упругих” свойств дна (график 2).

На рис. 5 приведены результаты гидрологических и акустических измерений, проведенных в четырех точках акустической трассы ТОН-320Гц—р.7, удаленных от излучателя на 2, 4, 6 и 18 км (см. рис. 2б). На этом рисунке видно, что на относительно мелководном (35–40 м) участке акустической трассы толщина приповерхностного, примерно однородного слоя воды со значением скорости звука $C_w \approx 1498$ м/с, равна ≈ 21 м. Толщина сезонного пикноклина с вертикальным градиентом скорости звука -3.4 с $^{-1}$ равна ≈ 10 м. При удалении от берега и увеличении глубины моря толщина однородного приповерхностного слоя уменьшается до 10 м (см. рис. 2а), а толщина слоя сезонного пикноклина увеличивается до 50 м с соответствующим уменьшением в нем вертикального градиента скорости звука до -0.8 с $^{-1}$.

Графики $I^{\text{exp}}(f = 320 \text{ Гц}, z)$, представленные на рис. 2а и 5, а также интерференционная картина модельного акустического поля, формируемого точечным источником звука, расположенным у дна в начале данной акустической трассы, показанная на рис. 2б, качественно и количественно характеризуют эффект “захвата” распространяющейся в сторону Японского моря энергии акустических волн придонным звуковым каналом. На рис. 5 видно, что в точке р.7 глубина моря равна 82 м, максимальная интенсивность сигнала ТОН-

320Гц наблюдается на горизонте 64 м, а согласно гидрологическим измерениям в этой точке глубже горизонта 58 м начинается придонный однородный слой со значением $C_w \approx 1458$ м/с.

Поскольку нам удалось подобрать модель геоакустического волновода, позволяющую с помощью программы RAMS для тонального акустического сигнала, генерируемого у дна в точке ТОН-320Гц, рассчитывать формируемое им на данном участке шельфа Японского моря акустическое поле, параметры которого согласуются с результатами натурных измерений, то представляет интерес сравнить результаты моделирования на акустической трассе, продолженной до материкового склона и далее в Японское море, для летне-осенних и зимних гидрологических условий. При построении пространственного распределения значений $C_w(z, r)$ на таком акустическом профиле мы предположили, что на дистанциях больше 18 км вертикальный профиль $C_w(z)$ сохраняется неизменным до горизонта 90 м, а в слое 90–350 м его значения соответствуют измерениям, представленным в работе [1]. Глубже горизонта 350 м, из-за увеличения плотности, в вертикальном профиле появляется положительный градиент, равный 0.0167 с $^{-1}$. Мы полагаем также, что благодаря зимним конвективным процессам водный слой на шельфе и в море становится примерно однородным со средним значением $C_w = 1460$ м/с. На рис. 6 представлены соответствующие этим моделям вертикальные распределения $C_w(z)$.

Результаты расчетов пространственных значений функции потерь $TL(f = 320 \text{ Гц}, z, r)$ для распределений $C_w(z)$, показанных на рис. 6, представлены на рис. 7. На рис. 7а видно, что в летне-осенних гидрологических условиях энергия звука частотой 320 Гц, генерируемая у берега в море глубиной 34 м, из-за вырождения при распространении в придонном звуковом канале акустических мод высоких номеров согласованно переходит в морской подводный звуковой канал и обеспечивает относительно однородное его освещение. В зимних гидрологических условиях энергия акустических волн на шельфе распространяется во всем водном слое и, соответственно, до кромки шельфа с меньшими потерями доходит значительно более богатый модовый состав акустических волн, и в этом случае, согласно рис. 7б, в море формируются обширные (30 км) приповерхностные зоны “тени” и конвергенции.

Таким образом, в летне-осенних гидрологических условиях, несмотря на значительные потери при распространении на шельфе, энергия акустических волн, генерируемая у берега, благодаря согласованному переходу низших акустических мод из придонного звукового канала в морской подводный канал сохраняет модовый состав, и это обеспечивает сохранение формы низкочастотных акустических импульсов при их дальнейшем распространении в Японском море [1, 14].

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭНЕРГИИ АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА НАД ГОРИЗОНТАЛЬНЫМ И НАКЛОННЫМ ДНОМ

На рис. 8 показаны профили дна и распределение $C_w(z, r)$ на примерно равноглубинной акустической трассе т.1—ЦРБ и трассе т.2—ЦРБ с наклонным дном. Эти трассы имеют протяженность 7 км и на них исследовалось распространение энергии низкочастотных акустических импульсов, генерируемых в точках т.1 и т.2 с помощью пневмоизлучателя [7], свешенного с борта судна на горизонт 10 м. Прием акустических сигналов осуществлялся на расстоянии 22 м от излучателя с помощью опорного гидрофона, свешенного на горизонт 10 м с борта судна, а в точке, показанной на рис. 1 как ЦРБ, стационарные измерения вариаций акустического давления проводились гидрофоном, установленным на расстоянии 20 см от дна. Результаты этих измерений после преобразования в цифровой код передавались на береговой пост по радиотелеметрическим каналам и синхронно вводились в ЭВМ.

На рис. 9 приведен пример спектрального анализа измеренных в экспериментах импульсных акустических сигналов.

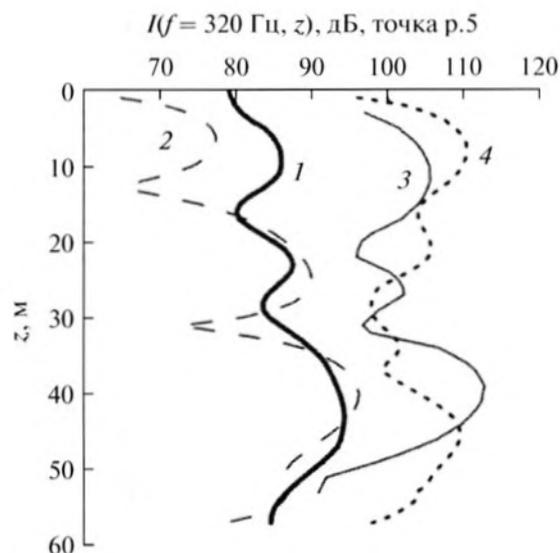


Рис. 4. Вертикальные распределения экспериментально измеренной интенсивности акустического поля $I^{\text{exp}}(f = 320 \text{ Гц}, z)$ в точке р.5 (см. рис. 2б) (кривая 1) и интенсивности модельных акустических полей $I^{\text{mod}}(f = 320 \text{ Гц}, z)$, рассчитанных с помощью программы RAMS [8] (график 2), программы RAM [12] (график 3) и программы МПУ (график 4) для эквивалентного точечного источника $I^{\text{mod}}(f = 320 \text{ Гц}, r = 1 \text{ м}) = 168 \text{ дБ}$, расположенного в точке ТОН-320Гц.

На рис. 9а видно, что амплитуда вариаций акустического давления, измеренных опорным гидрофоном на расстоянии 22 м от излучателя, превышает 300 Па. Графики спектров опорного сигнала при излучении в точках т.1 и т.2 на основных энергонесущих частотах лежат в пределах доверительных интервалов, хотя глубина моря в т.1 была равна 41 м, а в т.2 — 56 м. В спектрах хорошо выражены пики мощности на частоте 62 и 115 Гц. При распространении над наклонным дном трассы т.2—ЦРБ акустический импульс практически сохранил форму как во времени, так и в графике спектра. На равноглубинной трассе т.1—ЦРБ, во-первых, относительные потери при распространении примерно на 9 дБ больше, чем на трассе т.2—ЦРБ, и во-вторых, отчетливо выражено “затягивание” импульса во временной области. Для правильного физического понимания данного явления воспользуемся численным моделированием, основанном на приближении невзаимодействующих вертикальных мод и параболическом уравнении в горизонтальной плоскости [9, 10, 15].

Для моделирования распространения импульсов мы используем подход на основе быстрого преобразования Фурье (БПФ), позволяющего представить импульс в виде суммы тональных компонент, распространение которых моделиру-

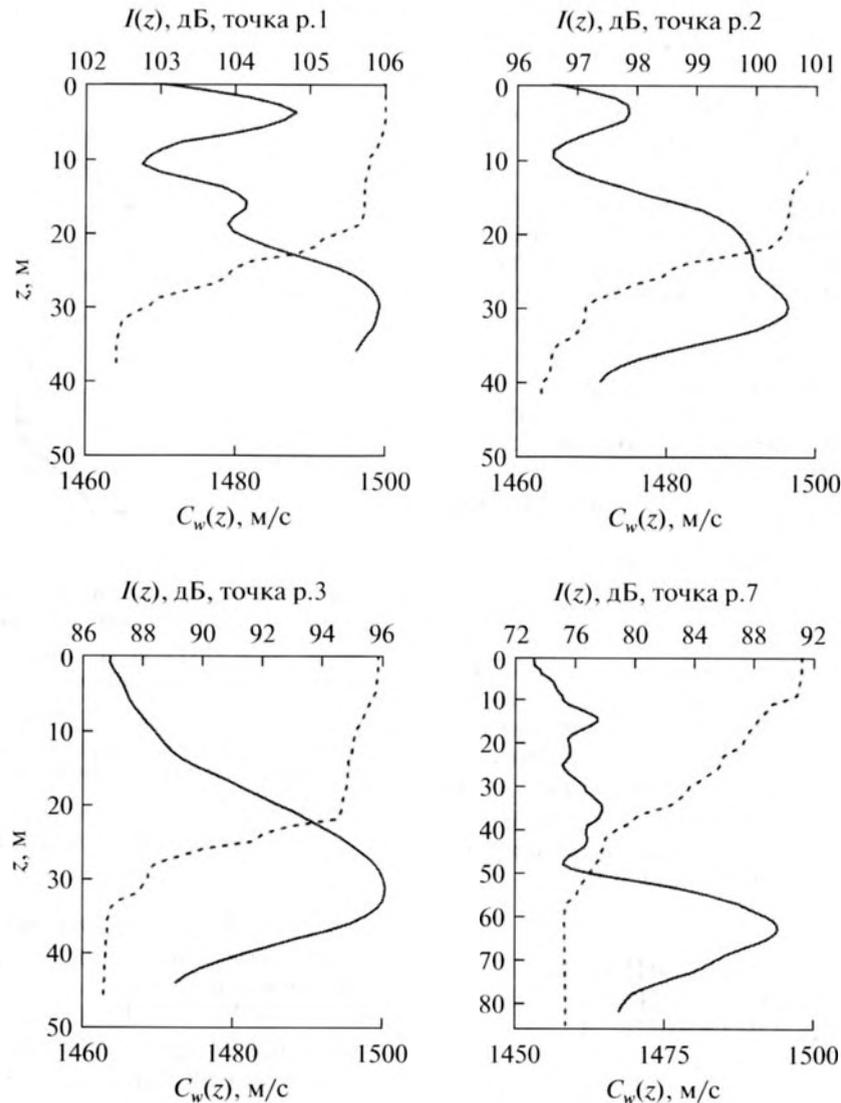


Рис. 5. Вертикальные распределения значений скорости звука $C_w(z)$ (штриховая линия) и экспериментально измеренной интенсивности акустического поля $I^{\text{exp}}(f = 320 \text{ Гц}, z)$ (сплошная линия), формируемого на акустической трассе ТОН-320Гц–р.7 стационарным излучателем.

ется в приближении модового параболического уравнения (МПУ). В этом случае амплитуда каждой из тональных компонент вычисляется при помощи МПУ в точке приемника, и затем итоговый импульсный сигнал собирается из тональных компонент при помощи обратного БПФ.

На основе этого подхода в ТОИ ДВО РАН при поддержке компании “Эксон Нефтегаз Лимитед” создан программный комплекс для моделирования распространения акустических импульсов в трехмерном море с использованием имеющихся натурных данных. Особенность этих данных состоит в том, что неизвестна форма и амплитуда импульса непосредственно вблизи (на расстоянии 1 м) от точечного источника, а есть запись сигнала опорного гидрофона, который располо-

жен в нашем случае на расстоянии 22 м от источника. Поэтому возник вопрос, каким образом задавать начальные условия для МПУ, исходя из данных опорного гидрофона.

В данной работе при задании начальных условий предполагается, что форма импульсного сигнала не меняется на расстоянии 22 м, а меняется только его амплитуда. Тогда при задании начальных условий для МПУ в виде аппроксимации точечного источника в самом источнике можно задать тот же импульс, что дает запись опорного гидрофона, но умноженный на специально подобранный множитель. Он подбирается так, чтобы при моделировании распространения импульса от источника до точки расположения опорного гидрофона амплитуда этого импульса соответ-

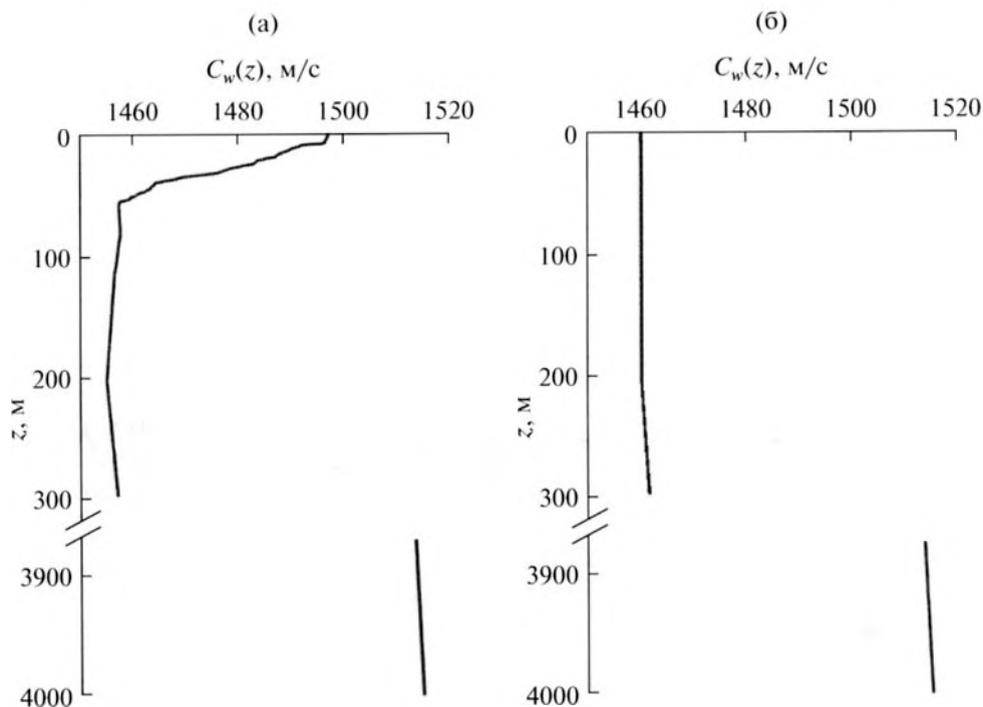


Рис. 6. Модельные вертикальные распределения значений скорости звука $C_w(z)$ для (а) летне-осенних и (б) зимних гидрологических условий.

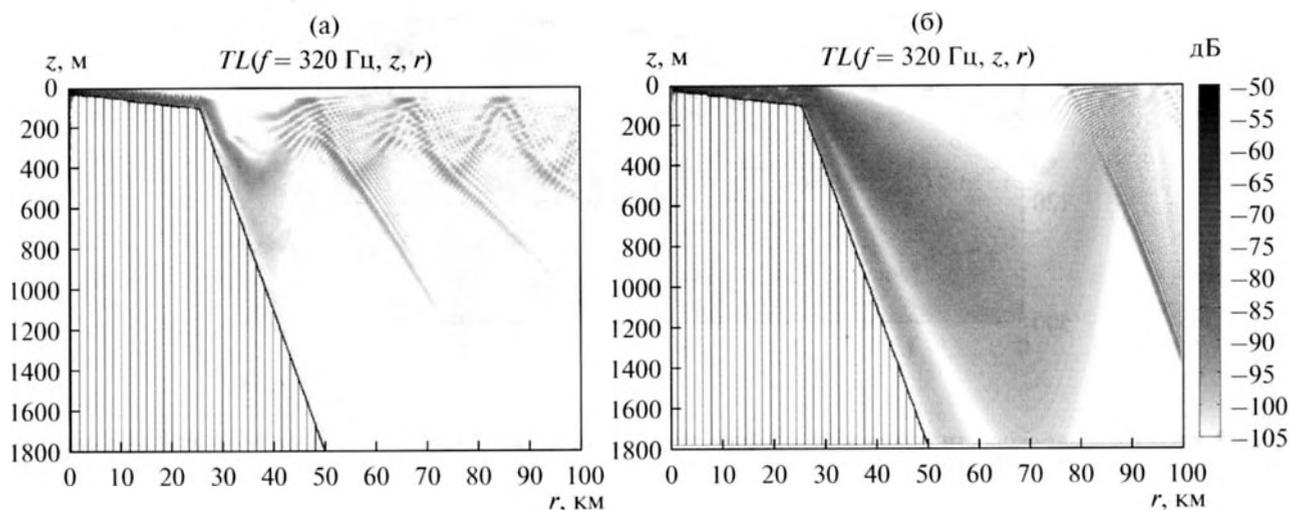


Рис. 7. Модельное распределение значений функции потерь для акустического поля, формируемого тональным источником, расположенным у дна в мелководной области шельфа, в (а) летне-осенних и (б) зимних гидрологических условиях.

ствовала амплитуде опорного сигнала. В наших численных экспериментах, опирающихся на результаты натурных измерений, этот множитель оказался равным 16.

Одной из проблем, которую пришлось решать при создании программного комплекса, оказалась проблема ускорения вычислений. Учитывая то, что импульсный сигнал разлагается обычно на

более чем сотню тональных компонент, а каждая из тональных компонент, особенно высокочастотных, может подразумевать десятки распространяющихся мод, общее время моделирования распространения импульса для протяженных трасс может оказаться большим – часы и даже сутки. Решение этой проблемы возможно двумя способами. Первый способ предполагает опти-

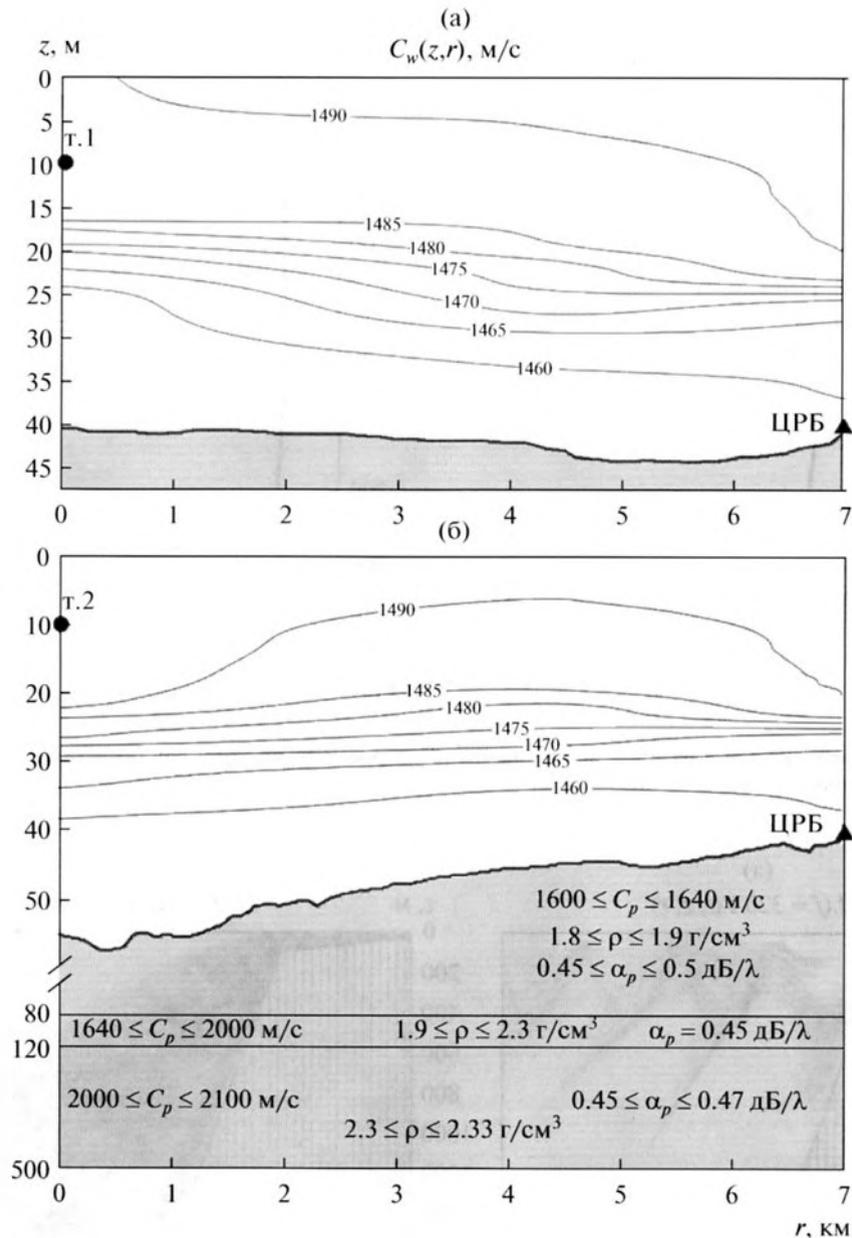


Рис. 8. Распределение скорости звука в воде, профиль дна и акустические параметры пород, слагающих дно на акустических трассах (а) т.1—ЦРБ и (б) т.2—ЦРБ.

мизацию вычислительных программ с использованием более совершенных, быстрых алгоритмов; второй способ сводится к непосредственной оптимизации кода на языке программирования. В рамках первого подхода был существенно оптимизирован метод вычисления собственных чисел мод и модовых функций по трассе. Применяемый для этого достаточно быстрый метод обратной итерации [16] был дополнен методом экстраполяции Рундсона произвольного порядка [17]. Тесты показали, что обычная точность вычисления собственных чисел без экстраполяции Рундсона составляет около 10^{-6} , с экстраполяцией Рунд-

сона 1-го порядка она достигает 10^{-10} , а 2-го порядка — 10^{-12} . Использование более крупного шага сетки по вертикали вместе с экстраполяцией Рундсона позволяет ускорить вычисления без ощутимой потери точности. Непосредственно МПУ вычисляется с применением хорошо зарекомендовавшей себя классической схемы Кранка—Николсона. При программной реализации этой схемы применяется способ организации данных в компьютерной памяти, позволяющий чаще использовать процессорный кэш и ускоряющий вычисления за счет более быстрого обращения к памяти. Таким образом, при моделиро-

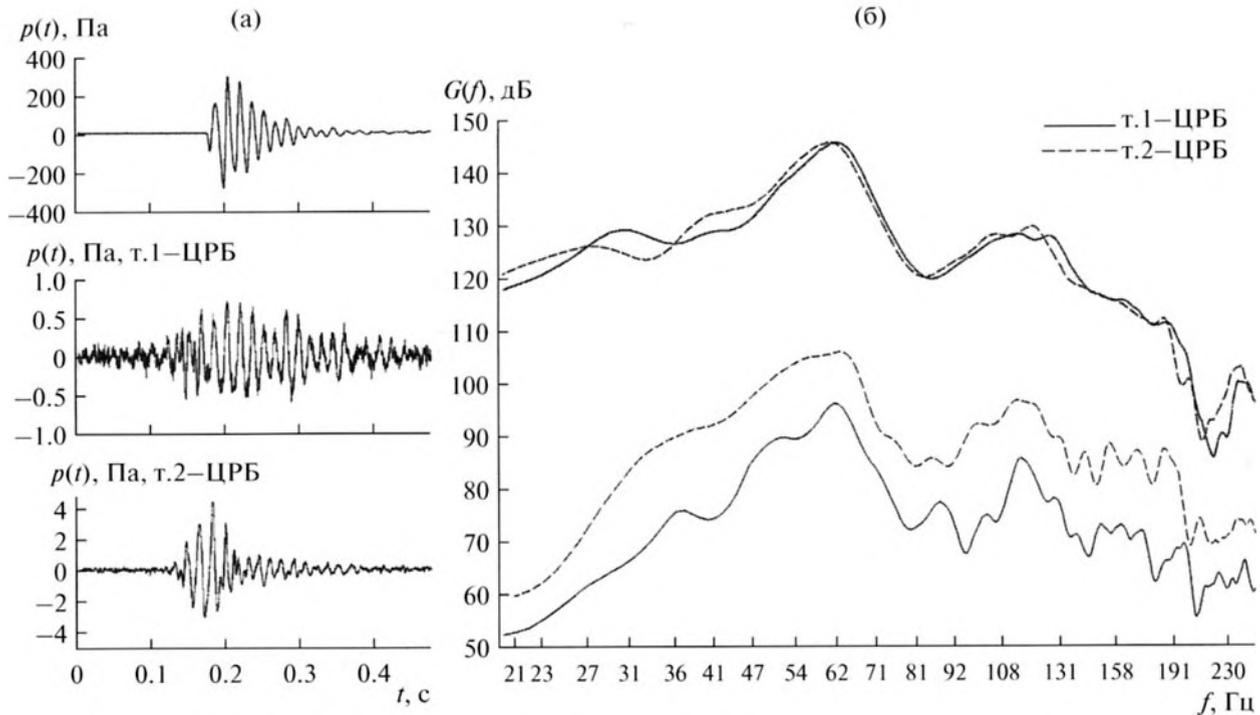


Рис. 9. (а) Вариации акустического давления $p(t)$, измеренные опорным гидрофоном (верхний рисунок) в т.1 и гидрофоном ЦРБ для двух точек излучения т.1 и т.2 (два нижних графика). (б) Оценки спектров $G(f)$ опорных сигналов (два верхних графика), измеренных в точке т.1 (сплошная линия) и в точке т.2 (пунктирная линия), и спектры соответствующих им акустических импульсов, измеренных ЦРБ (два нижних графика).

вании каждой из тональных компонент сначала вычисляются собственные числа и функции по всей трассе для данной частотной компоненты, далее вычисляются коэффициенты параболического уравнения и, наконец, производится вычисление потерь на распространение при помощи МПУ в точке приемника импульса. Каждый из трех шагов этого процесса был оптимизирован.

Хотя основные результаты статьи получены в приближении жидкого дна, в последнюю версию программы добавлена возможность учета упругих свойств дна. За основу взята статья [18], где сдвиговой модуль упругости полагается равным малому параметру, что дает возможность аналитически предсказать упругое поведение дна в рамках простой модели. В этом случае показано, что все величины выражаются через акустическое давление. В результате получается такое же МПУ, как и для чисто акустического случая, но с добавленными членами, отвечающими за влияние упругого дна.

При моделировании распространения импульсного сигнала на трассах т.1–ЦРБ и т.2–ЦРБ (см. рис. 8) ширина расчетной области (по оси Y) бралась равной 100 м. Источник звука располагался в точке с координатами $Y=0$ м, $X=0$ м и $Z=10$ м. Подобранная сетка $dx=2$ м, $dy=dz=1$ м обеспечила оптимальное соотношение качества и

скорости вычислений. В данном случае модельный геоакустический волновод был двухмерным, поскольку рельеф и параметры дна не изменялись вдоль оси Y .

Модельные геоакустические волноводы, показанные на рис. 26 и 86, имеют одинаковые значения акустических параметров, характеризующих донный слой, в дне на глубине 120 м, а также их равные градиенты при дальнейшем увеличении глубины. Однако, если при моделировании акустической трассы ТОН-320Гц–р.7 до глубины 120 м градиент скорости звука продольных волн брался равным 3.16 с^{-1} , то для трасс т.1–ЦРБ и т.2–ЦРБ в программе МПУ был введен дополнительный градиент 0.5 с^{-1} до глубины 80 м и 9 с^{-1} до 120 м. Введение слабого градиента в верхней толще дна позволило согласовать разность времени прихода первой и второй моды в точку ЦРБ в модельном волноводе с данными эксперимента.

На рис. 10 для визуального сравнения приведены графики экспериментальных (рис. 10а) и модельных (рис. 10б) акустических импульсов и их спектров для трассы распространения т.1–ЦРБ протяженностью 6922 м согласно данным GPS. Графики оценок спектров представлены для двух временных интервалов измеренных и модельных вариаций акустического давления (кривые 1 и 2). Моделирование распространения аку-

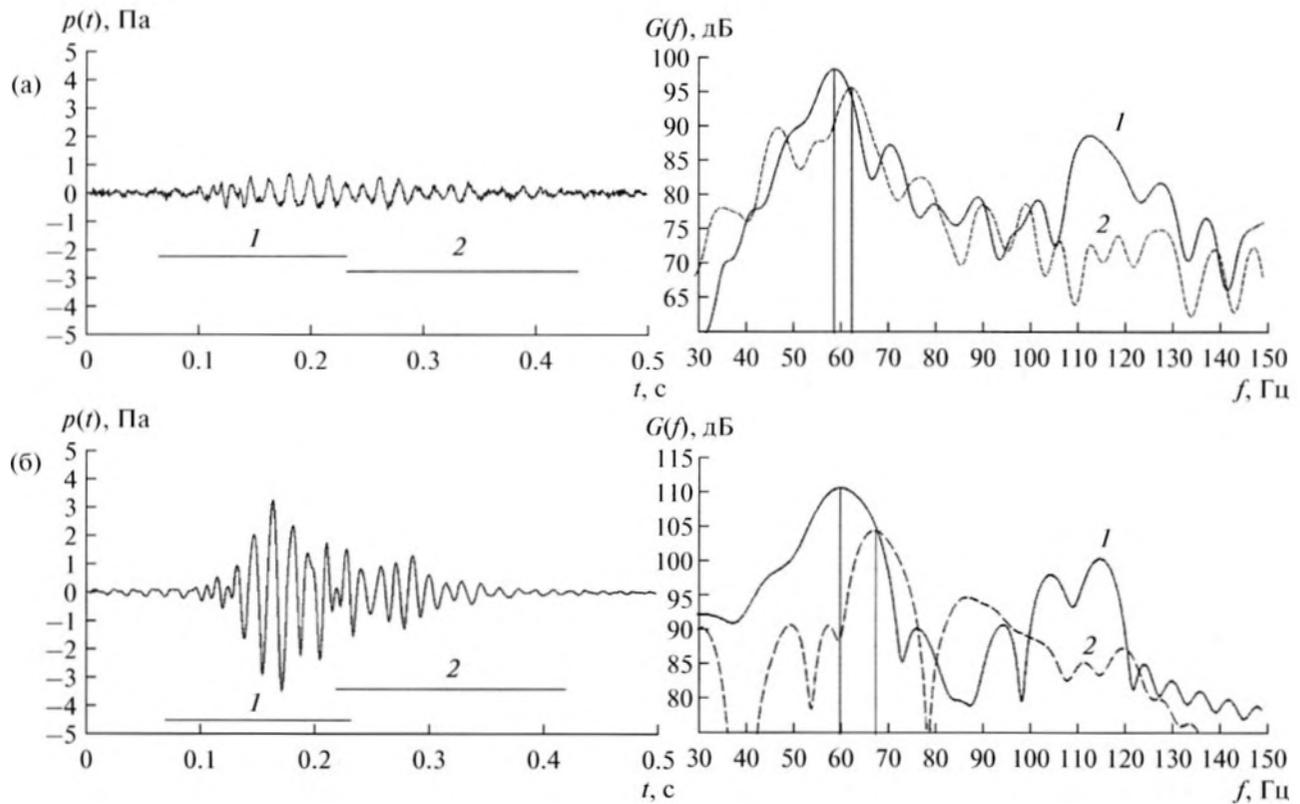


Рис. 10. Вариации акустического давления $p(t)$ и оценка их спектров $G(f)$ на соответствующих временных интервалах (а) экспериментального и (б) модельного импульсов на акустической трассе т.1–ЦРБ.

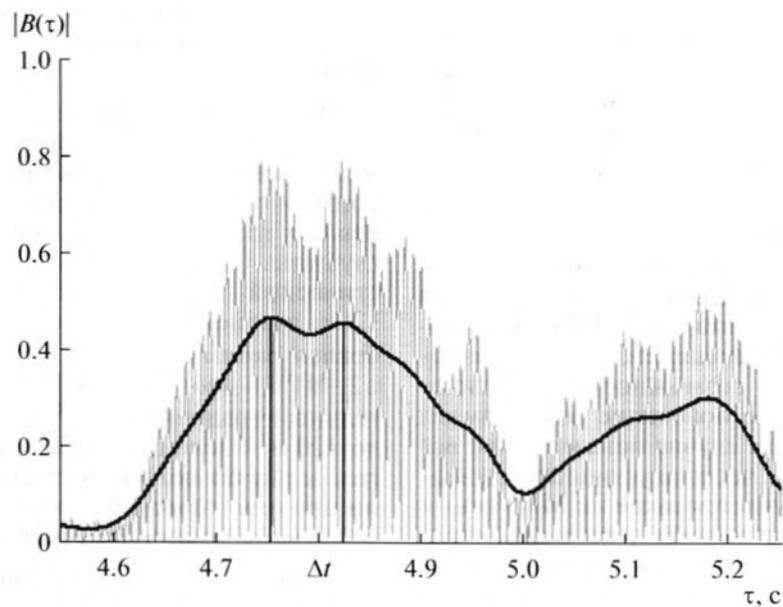


Рис. 11. Результаты взаимного корреляционного анализа опорного сигнала с сигналом, принятым в точке ЦРБ на трассе т.1–ЦРБ.

стического импульса проведено с помощью МПУ для геоакустического волновода с геометриче-

скими и акустическими параметрами, показанными на рис. 8.

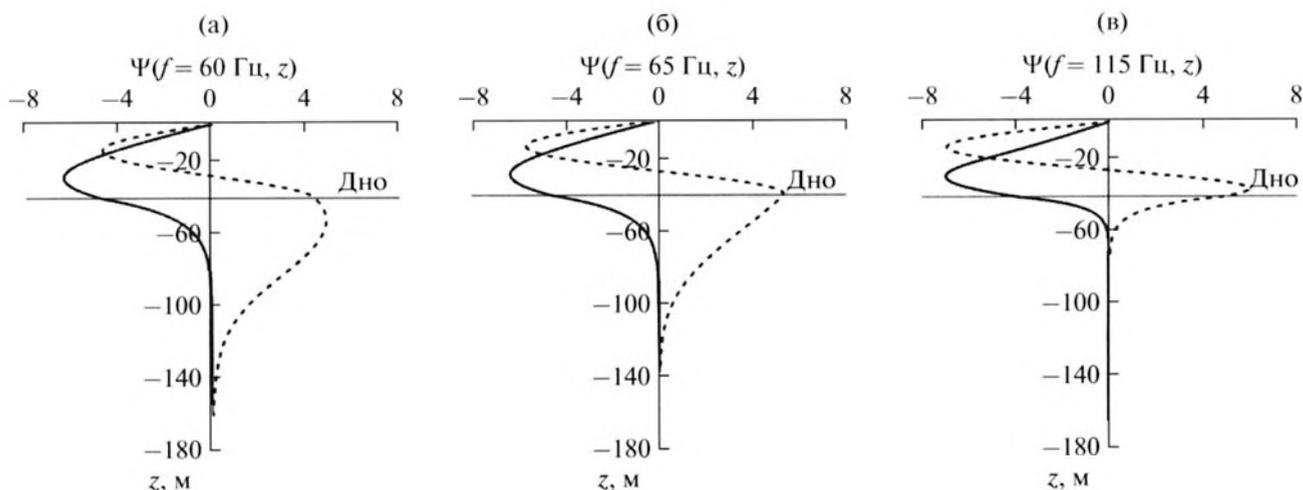


Рис. 12. Модовые функции (первые моды показаны сплошной линией) на равноглубинной модельной геоакустической трассе т.1—ЦРБ для звука с частотой (а) 60 Гц, (б) 65 Гц и (в) 115 Гц.

Результаты взаимного корреляционного анализа опорного и измеренного в точке ЦРБ сигналов, проведенного по методике, описанной в работе [4], представлены на рис. 11. На этом рисунке видно, что время распространения импульса вдоль трассы т.1—ЦРБ протяженностью 6922 м равно 4.754 с, соответственно средняя скорость распространения энергии данного импульса равна 1456 м/с.

Спектральный анализ показал (см. рис. 10а), что на первом интервале в спектре измеренного акустического сигнала хорошо выражены пики мощности на частотах 60 и 115 Гц, а на интервале 2 — один пик на частоте 64 Гц.

На рис. 12 приведены волновые функции, рассчитанные для модельного геоакустического волновода сравнения, соответствующего трассе т.1—ЦРБ для звука с частотой 60, 65 и 115 Гц.

На этом рисунке видно, что энергия звука с частотой 60 Гц переносится в водном слое только одной модой с групповой скоростью $U_1(f = 60 \text{ Гц}) = 1454 \text{ м/с}$. Энергия звука с частотой 64 Гц (пик мощности в спектре акустического сигнала, измеренного на интервале 2) переносится первой и второй модами. На рис. 12 видно, что волновая функция второй моды максимальна у дна, и поэтому дно еще оказывает существенное влияние на ее распространение, тем не менее, $U_2(f = 64 \text{ Гц}) = 1421 \text{ м/с}$.

Таким образом, отмеченный на рис. 11 временной интервал Δt между 1 и 2 пиками в функции модуля взаимной корреляции, равный 0.07 с, примерно равен разности прихода акустической энергии, распространившейся вдоль данной трассы с групповой скоростью первой моды звука с частотой 60 Гц и второй моды звука с частотой 64 Гц. Для этих сигналов $\Delta t^{\text{Mod}} = 0.11 \text{ с}$.

Результаты моделирования распространения акустического импульса, проведенного по представленной выше методике для геоакустического волновода, показанного на рис. 8б, приведены на рис. 13.

На основании результатов натуральных измерений и численного моделирования, представленных на рис. 10 и 13, можно констатировать, что для предложенной геоакустической модели пород, слагающих дно, с помощью МПУ удалось добиться хорошего согласования модельных расчетов с экспериментальными данными. Трасса т.1—ЦРБ имеет среднюю глубину, равную 41 м, и с учетом реальной гидрологии и подобранных акустических параметров дна частота отсечки второй моды составила примерно 64 Гц. Из графиков спектра излученного сигнала, показанного на рис. 9б, видно, что на этой частоте происходит большая закачка энергии в геоакустический волновод. На частоте, равной частоте среза, максимум второй моды находится у дна (см. рис. 12б), в то время как первая мода является водной, вследствие чего разность групповых скоростей составила 33 м/с по вычислениям программы МПУ. В случае больших глубин, где первая и вторая моды возбуждаются в водном слое, для их разделения требовалось бы большие дистанции, поскольку разность групповых скоростей мод была бы незначительной. При распространении импульса по трассе т.1—ЦРБ временное расхождение первой и второй моды составило 0.11 с согласно оценкам групповых скоростей мод в программе МПУ и 0.07 с по расчету взаимной корреляционной функции (рис. 11).

Таким образом, рассмотренный в работе эффект для равноглубинной трассы с малой протяженностью, достаточной для разделения модовой структуры, позволяет корректно подобрать не

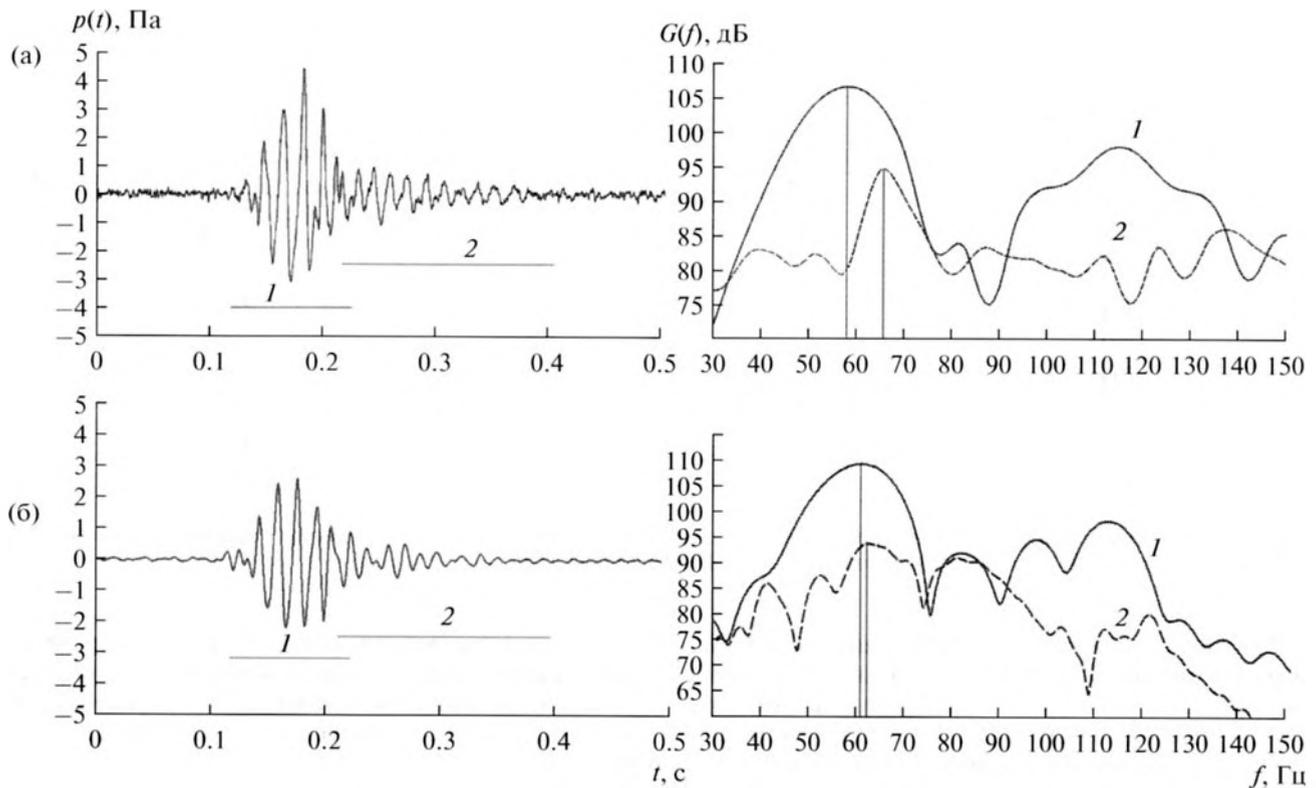


Рис. 13. Вариации акустического давления $p(t)$ и оценка их спектров $G(f)$ на соответствующих временных интервалах (а) экспериментального и (б) модельного импульсов на акустической трассе т.2–ЦРБ.

только значения акустических параметров пород на дне, но и оценить их вертикальные градиенты.

Основные результаты данной работы:

1. Показано, что в летне-осенних гидрологических условиях энергия акустических волн, генерируемых на шельфе у берега, концентрируется в придонном звуковом канале в низших модах, которые согласованно переходят на кромке шельфа в морской подводный канал, и это обеспечивает сохранение формы низкочастотных акустических импульсов при их дальнейшем распространении в Японском море [1, 14].

2. В зимних гидрологических условиях энергия акустических волн на шельфе распространяется до кромки шельфа во всем водном слое, с большим числом мод и с меньшими потерями, чем в летне-осенний период, но при этом в море формируются обширные (30 км) приповерхностные зоны “тени” и конвергенции.

3. Разрабатываемый в ТОИ ДВО РАН метод численного моделирования распространения акустических импульсов в 3-D геоакустических волноводах, основанный на приближениях модового параболического уравнения [9, 10, 15] и модели упругого дна Чепмена–Година [18], позволяет адекватно экспериментальным данным моделировать распространение низкочастотных импульсов, а на равноглубинных трассах позволяет корректно

подбирать значения акустических параметров пород на дне и их вертикальные градиенты.

В заключение авторы выражают благодарность С.В. Борисову, Д.Г. Ковзелью, А.А. Соловьеву, П.С. Петрову и В.Г. Ущиповскому за участие в натурных и модельных экспериментах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (12-05-33022 мол_а_вед) и компании “Эксон Нефтегаз Лимитед”, контракт № A2294237DY1000.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Безответных В.В., Буренин А.В., Моргунов Ю.Н., Половинка Ю.А. Экспериментальные исследования особенностей распространения импульсных сигналов из шельфа в глубокое море // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 3. С. 374–380.
2. 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.
3. Рутенко А.Н., Манульчев Д.С., Соловьев А.А. Исследование распространения энергии низкочастотных акустических и сейсмических волн на шельфе // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 3. С. 363–377.
4. Рутенко А.Н., Манульчев Д.С. Распространение низкочастотных волн через м. Шульца // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 4. С. 384–395.

5. Борисов С.В., Гриценко А.В., Ковзель Д.Г., Лихачев В.В., Коротченко Р.А., Круглов В.М., Пенкин С.И., Рутенко А.Н. Аппаратурный комплекс для акустико-гидрофизических исследований на шельфе и результаты его применения в натуральных экспериментах // Вестник ДВО РАН. 2003. № 2. С. 16–29.
6. Борисов С.В., Ковзель Д.Г., Рутенко А.Н., Ущиповский В.Г. Автономная гидроакустическая станция с радиоканалом для акустических измерений на шельфе // Приборы и техника эксперимента. 2008. № 5. С. 132–137.
7. Экологический генератор отпугивающих звуков. Пат. RU 2447658 С2. Российская федерация / Гореликов А.И. – 2010126403/13; заявлено 28.06.2010; опубликовано 20.04.2012.
8. Collins M.D. A split-step Pade solution for the parabolic equation method // J. Acoust. Soc. Am. 1993. V. 93. P. 1736–1742.
9. Трофимов М.Ю. Узкоугольные параболические уравнения адиабатического распространения звука одной моды в горизонтально-неоднородном мелком море // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 5. С. 647–652.
10. Трофимов М.Ю. Широкоугольные модовые параболические уравнения // Акуст. журн. 2002. Т. 48. № 6. С. 274–278.
11. Badiou M., Katsnelson B., Lynch J., Peresilov S., Siegmund W. Measurement and modeling of 3-D sound intensity variations due to shallow water internal waves // J. Acoust. Soc. Am. 2005. V. 117. № 2. P. 613–625.
12. Collins M.D. The adiabatic mode parabolic equation // J. Acoust. Soc. Am. 1993. V. 94. № 4. P. 2269–2278.
13. Макс Ж. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях. Т. 2. М.: Мир, 1983. 256 с.
14. 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. Ocean. Engin., 2003. V. 28. № 2. P. 297–302.
15. Petrov P.S., Trofimov M.Yu., Zakharenko A.D. Mode parabolic equations for the modeling of three-dimensional sound propagation effects in shallow water // Proceedings of the 11th European Conference on Underwater Acoustics. 2–6 July, 2012, GB Edinburgh. P. 53–60.
16. Уилкинсон Дж., Райни К. Справочник алгоритмов на языке АЛГОЛ. Линейная алгебра. Пер. с англ. под ред. Толчеева Ю.И. М.: Машиностроение, 1976. 389 с.
17. Марчук Г.И., Шайдуров В.В. Повышение точности решений разностных схем. М.: Наука, 1979. 319 с.
18. Chapman D.M.F., Godin O.A. Dispersion of interface waves in sediments with power-law shear speed profiles // J. Acoust. Soc. Am. 2001. V. 110. № 4. P. 1890–1907.