

ПРОГНОЗ ЭФФЕКТИВНОЙ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ ЦИРКУЛЯЦИИ ОКЕАНА

© 2021 г. М. А. Сорокин^{а, *}, П. С. Петров^{а, **}, Д. Д. Каплуnenко^а,
А. А. Голов^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: mikhapilot@mail.ru

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

Поступила в редакцию 16.04.2021 г.

После доработки 01.06.2021 г.

Принята к публикации 10.06.2021 г.

Обсуждается возможность использования данных моделирования циркуляции океана для оперативного прогноза эффективных скоростей распространения импульсных акустических сигналов на шельфе и в глубоком океане. Определение и прогнозирование этих скоростей является критически важным для надежной работы систем акустической навигации и дальнометрии, однако протяженность трасс и требования к оперативности прогноза практически исключают использование в этих целях прямых измерений. На примере анализа экспериментальных данных, полученных на акустической трассе протяженностью около 200 км, показано, что гидрологический разрез, построенный вдоль этой трассы с использованием данных модели циркуляции океана NEMO, позволяет с достаточно высокой точностью рассчитать эффективные скорости распространения импульсных акустических сигналов от источника на шельфе в глубоководную часть Японского моря. Используемая нами методика расчета эффективных скоростей основана на адиабатической модовой теории распространения звука на шельфе, а также на том факте, что в глубоководной части трассы групповые скорости мод малых номеров лишь незначительно отличаются друг от друга.

Ключевые слова: шельф—глубокий океан, импульсный сигнал, времена прихода, групповые скорости, акустическая дальнометрия

DOI: 10.31857/S0320791921050087

ВВЕДЕНИЕ

Разработка систем акустической навигации и дальнометрии является одним из наиболее актуальных направлений развития акустики океана [1–3]. В случае гидроакустических навигационных систем большой дальности одна из ключевых проблем, с которой связана обеспечиваемая ими точность определения позиционирования, состоит в неоднородности и нерегулярности волновода, по которому акустический сигнал распространяется от источника к точке приема. Действительно, вариации параметров волновода вдоль трассы приводят к тому, что в различных его сечениях эффективная скорость распространения сигнала меняется, а неопределенность в значениях этих параметров затрудняет ее определение и усреднение вдоль акустической трассы [4–6]. Наиболее сложной задачей определения эффективных скоростей становится в случае, когда источник навигационных сигналов расположен на

шельфе, а их прием осуществляется в глубоком океане [5]. В этом случае при расчете эффективных скоростей необходимо дополнительно учитывать различие физических характеристик волноводов мелкого и глубокого моря, а также наличие переходной области между ними — континентального склона.

Тот факт, что характерные расстояния от источника до точки приема в задачах дальней акустической навигации составляют сотни километров [1, 3–5], а также необходимость оперативного прогнозирования эффективных скоростей, практически полностью исключают использование прямых измерений при их определении. Как будет показано ниже, даже в случае, когда непосредственно в момент проведения эксперимента на трассе выполнено несколько точечных гидрологических зондирований, необходимой информации о вариациях эффективной скорости вдоль трассы недостаточно. По этой причине для про-

гнозирования средней эффективной скорости должны использоваться либо системы глобального моделирования циркуляции океана (с ассимиляцией данных прямых измерений) [1, 3], либо базы данных многолетних гидрологических зондирований [6]. В данной работе мы демонстрируем пример успешного применения первой из упомянутых методик.

Мы рассматриваем эксперимент по распространению звука с шельфа (м. Шульца) в глубоководную часть Японского моря, выполненный в ТОИ ДВО РАН в 2017 г. В работе показано, что эффективные скорости для данного эксперимента могут быть рассчитаны с использованием данных о скорости звука, полученных из модели глобальной циркуляции океана NEMO. Оцененные по этим данным эффективные скорости позволяют рассчитать времена прихода отдельных компонент импульсного сигнала, соответствующих пикам на импульсной характеристике волновода, полученной в эксперименте. Под импульсной характеристикой волновода (ИХВ) в дальнейшем будем понимать импульсный отклик гидрофона на приходы акустической энергии, или модуль взаимной корреляционной функции излученного и принятого сигналов.

Заметим, что подобного рода оценки поля скорости звука, полученные с помощью модели НУСОМ, уже использовались в работах [1, 3] для оценок расстояния до источника путем сопоставления рассчитанной и определенной в эксперименте ИХВ. При этом, однако, как излучение, так и прием осуществлялись в глубоком океане, а волновод для моделирования ИХВ заменялся регулярным с помощью усреднения профилей скорости звука вдоль трассы. В нашем случае задача является значительно более сложной, поскольку рассматривается распространение с шельфа в глубокий океан, и простое повторение алгоритма, описанного в [1], в данном случае не даст сколь-нибудь полезных результатов.

Известно, что акустическая энергия в каждом конкретном сечении волновода переносится с групповыми скоростями модальных компонент импульсного акустического сигнала [4, 5, 7]. По данной причине в случае регулярного волновода времена прихода пиков импульсной характеристики будут строго соответствовать частному расстояния и этих групповых скоростей (например, рассчитанных для центральной частоты сигнала). В случае нерегулярного волновода (в особенности в сценарии “шельф—глубокий океан”) идентичность модальных компонент стирается по мере распространения из-за перераспределения акустической энергии между ними [7] (этот процесс обычно называется взаимодействием мод). Тем не менее, приведенные в настоящей работе качественные рассуждения и количественные оценки

показывают, что пики импульсной характеристики, которые получаются при приеме излученного на шельфе сигнала в глубоком океане, могут быть ассоциированы с усредненными по трассе групповыми скоростями мод малых номеров.

Данная работа посвящена уточненной оценке эффективных скоростей распространения импульсных сигналов (в сравнении с [1, 5]) и организована следующим образом. Во втором разделе мы приводим описание натурального эксперимента, анализу которого будет посвящена оставшаяся часть статьи. В третьем разделе рассмотрена модель волновода для данного эксперимента, построенная с помощью гидрологических данных, полученных из модели циркуляции океана NEMO [8]. Четвертый раздел посвящен описанию методики оценок эффективных скоростей (отдельные ее элементы были представлены в предшествующих наших работах [4, 9]) и ее качественному обоснованию. Наконец, в пятом разделе мы сопоставляем времена прихода, рассчитанные путем использования этих эффективных скоростей, с наблюдаемыми в эксперименте. Данное сопоставление показывает, что изложенная в работе методика в целом позволяет получить адекватное представление об импульсной характеристике рассматриваемого сложного волновода “шельф—глубокий океан”.

ЭКСПЕРИМЕНТ И ИМЕЮЩИЕСЯ ГИДРОЛОГИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ

Обсуждаемый в настоящей работе эксперимент был реализован усилиями ТОИ ДВО РАН в сентябре 2017 г. на акустической трассе, представленной на рис. 1а. В 150 м от береговой черты на глубине 34 м был установлен на грунт широкополосный пьезокерамический излучатель, излучавший один раз в минуту сложные фазоманипулированные сигналы (М-последовательности длиной 1023 символа, 4 периода несущей частоты на символ) с центральной частотой 400 Гц. В дальнейшем такой излучатель мы будем называть источником навигационных сигналов (ИНС). Сигналы принимались в глубоководной части Японского моря в четырех точках трассы на удалении около 68, 86, 90 и 198 км от источника.

В настоящей работе мы будем рассматривать только ИХВ, рассчитанные по записям сигналов, принятых в точках № 2 и 5, удаленных от ИНС на 68 и 198 км соответственно.

При проведении эксперимента было выполнено гидрологическое зондирование в пяти точках, одна из которых находится поблизости от точки излучения в мелководной части трассы, а остальные четыре — в точках приема сигналов. Поле скорости звука, представленное на рис. 2, было получено путем интерполяции данных с пяти

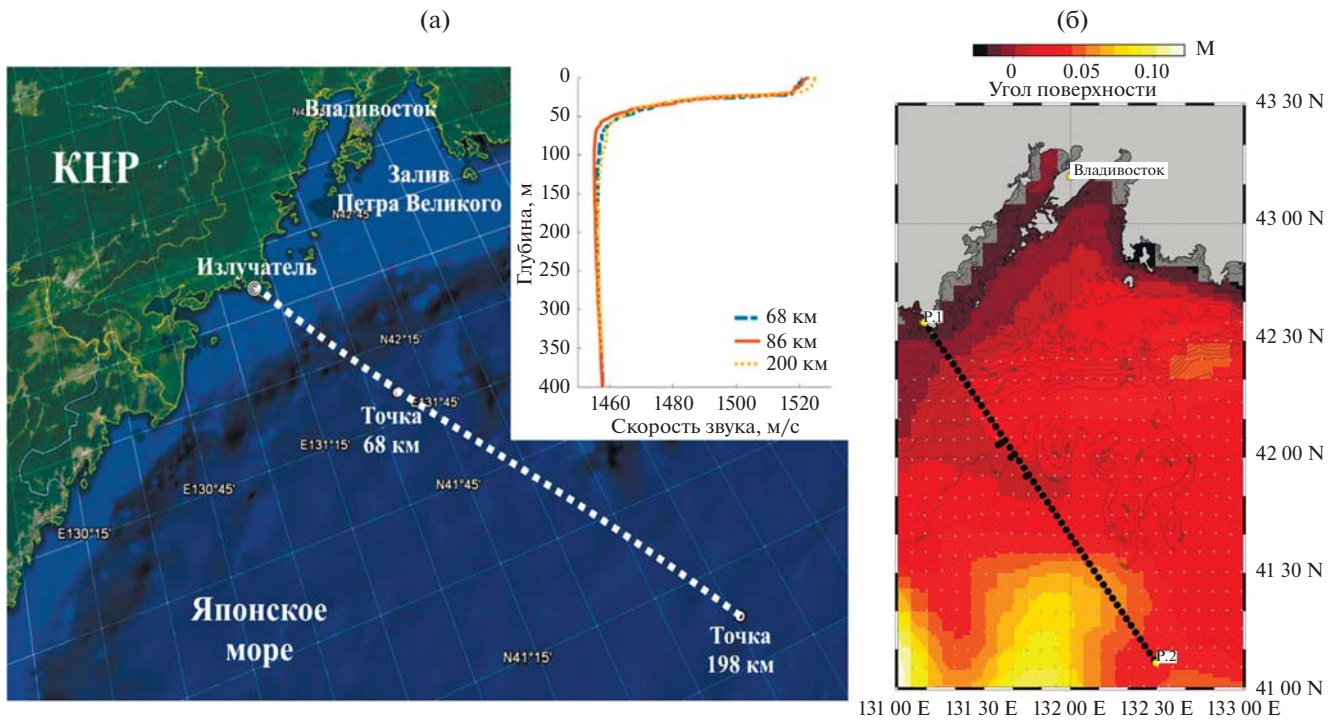


Рис. 1. (а) — Схема эксперимента (2017 г.) по распространению импульсных акустических сигналов от источника на шельфе в глубокий океан (также показаны профили скорости звука на акустической трассе), (б) — альтиметрия поверхности океана в районе эксперимента, полученная с помощью модели NEMO. Цветом представлены значения отклонения поверхности океана относительно геоида. Акустическая трасса представлена последовательностью черных маркеров.

вертикальных разрезов скорости звука (ВРСЗ) на вертикальную плоскость, содержащую акустическую трассу. К сожалению, как будет показано далее, поле скорости звука, показанное на рис. 2, не дает возможности адекватно предсказать эффективные скорости распространения сигналов вдоль рассматриваемой трассы в силу малого пространственного разрешения таких данных и, как следствие, невозможности учесть нерегулярность рассматриваемого волновода.

ПОЛЕ СКОРОСТИ ЗВУКА, ПОСТРОЕННОЕ С ПОМОЩЬЮ МОДЕЛИ NEMO

Как видно из рис. 2, точки зондирования весьма неравномерно распределены по трассе. Так, например, на последних 100 км поле скорости звука, по сути, получается линейной интерполяцией с двух ВРСЗ. Очевидно, что в этом случае между ними может находиться даже крупномасштабная неоднородность (например, синоптический вихрь), которая вовсе не найдет отражения в построенном поле. Влияние подобного рода неоднородностей описано, например, в [9–11]. Очевидно, что единственное зондирование, выполненное на шельфовом участке трассы, также не может дать полного представления об измен-

чивости скорости звука на всей его протяженности. С другой стороны, в реальных условиях функционирования систем акустической навигации можно рассчитывать на прямые измерения ВРСЗ разве что в точках излучения и приема. Таким образом, информация о поле скорости звука на трассе будет еще более скудной.

Наиболее перспективным источником оперативных прогнозов поля скорости звука на акватории, например, целого моря, в настоящее время, по-видимому, являются модели глобальной циркуляции океана. В настоящее время такие модели уже позволяют получать адекватные оценки ВРСЗ с шагом 1/12 градуса по широте и долготе для глобального масштаба [8], и такая точность позволяет обеспечить расстояние между узлами расчетной сетки не более 8 километров. При этом в них с высокой точностью воспроизводятся крупномасштабные неоднородности поля скорости звука, например, обусловленные наличием на рассматриваемой акватории синоптических вихрей [9]. Точность прогнозирования динамики различных гидрофизических полей, обеспечиваемая моделями глобальной циркуляции, сильно зависит от того, насколько они учитывают ассимилируемые в реальном времени данные натуральных измерений (например, данные спутниковой аль-

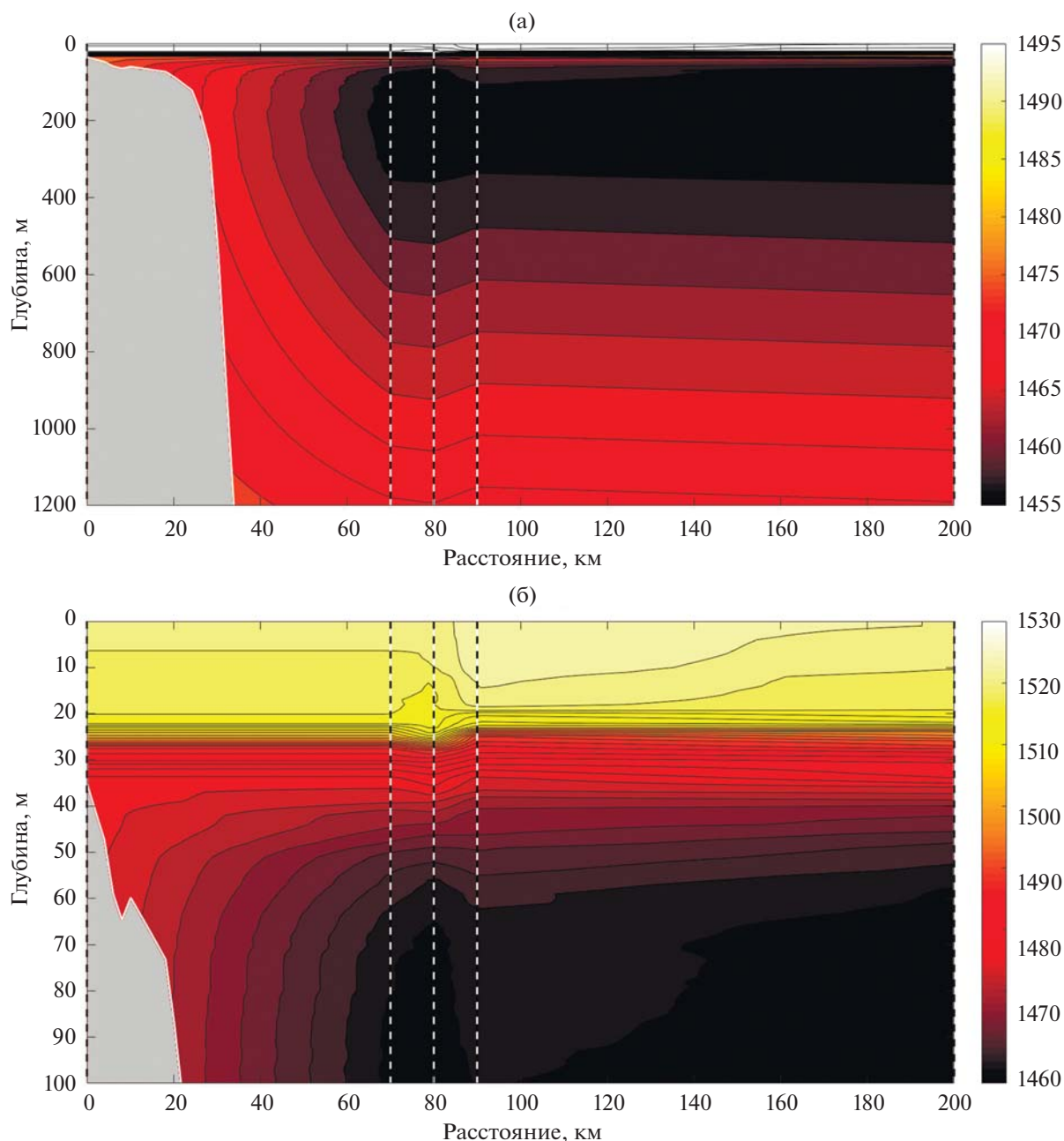


Рис. 2. Гидрологические данные, полученные в эксперименте. Пунктирными линиями обозначены точки, в которых проводились гидрологические измерения. (а) – Изображена глубоководная часть, (б) – мелководная.

симметрии и данные с дрейфующих буев-измерителей).

В настоящее время наиболее часто используемыми в задачах реанализа и прогнозирования состояния водной толщи глобальными моделями циркуляции океана являются HYCOM (Hybrid Coordinate Ocean Model) [12] и NEMO (Nucleus for European Modelling of the Ocean) [8, 13]. Обе эти модели основаны на численном решении уравнений Навье–Стокса, а их основное отличие заключается в структуре координатной сетки по

глубине (как следует из названия, сетка в модели HYCOM является гибридной и использует различные координаты в разных слоях водной толщи). Как было отмечено выше, авторы работ [1, 3] получали гидрологические данные из модели HYCOM, которой обычно пользуются государственные организации США. При выполнении настоящего исследования нами было отдано предпочтение модели NEMO, поскольку полученные с ее помощью оценки ВРСЗ лучше согла-

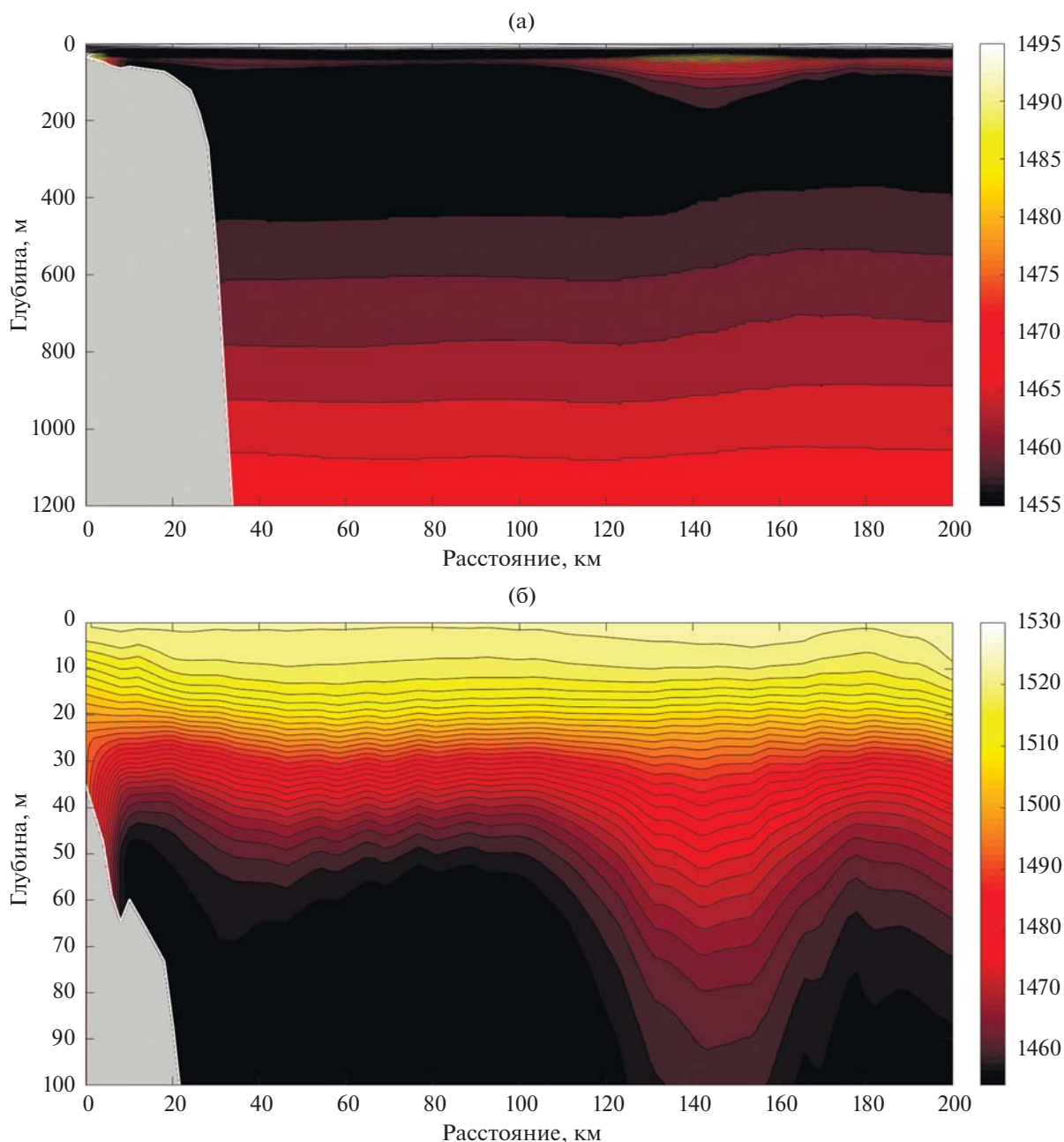


Рис. 3. Поле скорости звука вдоль экспериментальной трассы, представленной на рис. 1, полученное из модели NEMO. (а) – Изображена глубоководная часть, (б) – мелководная.

суются с имеющимися в нашем распоряжении данными натуральных измерений.

Полученное из модели NEMO поле скорости звука в вертикальной плоскости, содержащей рассматриваемую трассу, представлено на рис. 3. Как видно из рис. 3, приблизительно в 140 км от начала трассы имеется крупномасштабная неоднородность поля скорости звука, приводящая к весьма характерному “разбеганию” его изолиний. По-видимому, в данном случае можно говорить о наличии синоптического вихря на отрезке

трассы от 120 до 160 км от ИНС. Очевидно, что этот вихрь не может быть обнаружен нами по имеющимся данным гидрологических зондирований. Альтиметрическая карта поверхности океана, также построенная при помощи модели NEMO (рис. 16), подтверждает это умозаключение. Очевидно, что как сам факт наличия данного вихря на трассе, так и его положение и параметры вряд ли могут быть установлены по среднеточечным данным гидрологических измерений. Разумеется, это лишь один наиболее очевидный

пример уточнения информации о поле скорости звука на рассматриваемой трассе.

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНЫХ СКОРОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОДАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ СИГНАЛА

Используя экспериментальные и модельные гидрологические данные (поля скорости звука в вертикальной плоскости, содержащей трассу), представленные на рис. 2 и 3, можно выполнить оценку эффективных скоростей распространения отдельных модальных компонент импульсных акустических сигналов по следующей методике (см. также [4, 5]).

Для j -ой модальной компоненты звукового поля 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 [7]:

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

Если известны модовые функции ϕ_j и волновые числа $k_j = k_j(r, \omega)$, то групповую скорость в данном сечении волновода можно рассчитать, используя соотношение:

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

Дистанция от источника до приемника вдоль геодезической R_{GPS} и время прихода j -ой модальной компоненты сигнала вдоль трассы t_j связаны следующим интегральным соотношением:

$$t_j = \int_0^{R_{GPS}} \frac{dr}{v_j^g(r)}. \quad (1)$$

Данная формула неудобна как для решения задач акустической дальнометрии (то есть для расчета R_{GPS}), так и для вычисления времен прихода t_j , поскольку искомая величина R_{GPS} находится в верхнем пределе интеграла. Для решения этих задач введем вспомогательную величину

$$v_{eff}(j, f) = \frac{R_{GPS}}{t_j} \quad (2)$$

– эффективную скорость распространения j -ой модальной компоненты. Для удобства ее вычисления разобьем трассу на n сегментов, каждый из которых составляет ε_i от ее длины, т.е. будет выполняться соотношение $(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \dots + \varepsilon_n) = 1$. Если на i -ом сегменте эффективная скорость равна

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

$$v_{eff} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{\varepsilon_i}{v_{eff}^i}}. \quad (3)$$

Вернемся к вычислению эффективной скорости на i -м интервале. Пусть в его начальной ($r = r_i^1$) и конечной ($r = r_i^2$) точках известны профили скорости звука в воде и групповые скорости j -ой моды. Если вычислить интеграл (1) в пределах от r_i^1 до r_i^2 , считая изменение v_j^g на этом интервале линейным, то получим следующее значение эффективной скорости j -ой моды на данном интервале:

$$v_{eff}^i(j, f) = \frac{v_j^g(r_i^2) - v_j^g(r_i^1)}{\ln\left(\frac{v_j^g(r_i^2)}{v_j^g(r_i^1)}\right)}. \quad (4)$$

Стоит отметить, что данные оценки справедливы в предположении изменения групповых скоростей по линейному закону, что вполне корректно в силу большого пространственного разрешения данных оперативного прогноза циркуляции океана. При помощи двух последних формул можно вычислить эффективную скорость вдоль всей акустической трассы и получить теоретическую оценку времени прихода j -й моды, разделив R_{GPS} на полученное значение эффективной скорости:

$$\tau^{th} = \frac{R_{GPS}}{v_{eff}(j, f)}. \quad (5)$$

Заметим, что все приведенные в данном разделе формулы и рассуждения неявным образом предполагают, что модальные компоненты сигнала распространяются независимо друг от друга (то есть в предположении, что перераспределением акустической энергии между модами можно пренебречь). Разумеется, это предположение не является истинным для сложного нерегулярного волновода шельф-глубокий океан, с которым мы имеем дело в рассматриваемом эксперименте. Тем не менее, как будет видно из сопоставления значения τ^{th} и ИХВ, полученных в эксперименте, формулы (2)–(4) соответствуют пикам ИХВ, то есть временам прихода некоторых компонент, на которые разделяется сигнал в процессе распространения. Объяснению данного факта посвящен следующий раздел нашей работы.

Таблица 1. Групповые скорости первых 10 модальных компонент акустического сигнала, рассчитанные для отметок $r = 0$ км (источник), $r = 11.74$ км (середина шельфовой части волновода) и усредненные по мелководной части волновода.

Номер моды j	Групповая скорость, м/с									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$R = 11.74$ км	1455.6	1454.6	1455.0	1460.3	1467.0	1468.8	1458.4	1443.2	1427.2	1409.9
$R = [0...20]$ км	1456.0	1455.4	1455.1	1460.2	1464.3	1458.9	1452.7	1443.6	1427.4	1410.1

ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДИКИ: ИЗМЕНЕНИЕ МОДОВОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ ВДОЛЬ ТРАССЫ

Акустический волновод, схема которого представлена на рис. 2, 3, можно условно разделить на три части, каждая из которых характеризуется различной физикой распространения акустических волн. Начальный – шельфовый – участок трассы имеет протяженность около 20 км. Глубина вдоль этого участка меняется от 35 до 120 м, углы наклона дна не превышают 1 градуса (средний угол наклона по всему участку составляет всего 0.2 градуса). По этой причине распространение звука на этом участке происходит почти адиабатически [7, 14], и лишь малая часть акустической энергии j -ой модальной компоненты сигнала, генерируемой источником, после прохождения этого участка окажется перераспределенной между другими модами. С другой стороны, на этом участке групповые скорости различных водных мод различаются достаточно сильно (см. табл. 1, где средние значения этой величины рассчитаны для всего мелководного участка и для некоторой точки, близкой к его середине). Так, например, разница в скоростях первой и десятой мод на центральной частоте импульсного сигнала составляет около 35 м/с, а первой и пятой – около 10 м/с (причем зависимость групповой скорости от номера моды не является монотонной).

Вторая (относительно короткая – не более 5 км) часть рассматриваемой трассы соответствует переходному волноводу континентального склона, который характеризуется углами наклона дна от 2 до 10 градусов. Глубина на этом участке меняется от 120 до 300 м, а акустическая энергия претерпевает быстрое перераспределение между модами (наши оценки показывают, что в обмене участвуют моды с номерами 1–20) [7, 14, 15]. Так, например, большая часть энергии первой моды (полученной при ее возбуждении источником) к концу этого участка оказывается распределенной между модами с номерами 5 и 6. Именно на этом участке происходит оползневый (по терминологии Тапперта [16]) переход акустической энергии из придонного волновода мелкого моря в подводный звуковой канал (ПЗК) глубокого океана (во время проведения данного эксперимента ПЗК находился на глубине около 150 м). Таким образом, мож-

но ожидать, что после интенсивного взаимодействия мод на свале в ПЗК глубоководной части трассы попадают несколько отделенных друг от друга по времени компонент импульсного сигнала (ввиду того, что вдоль шельфа они переносились в основном теми же модами, которые изначально были возбуждены источником звука), каждая из которых соответствует уже не отдельной моде, а некоторому набору из первых двадцати мод ПЗК.

Третий – наиболее протяженный – участок трассы (удаления от 25 до 200 км от источника) характеризуется распространением звука в ПЗК глубокого океана. Как было отмечено ранее, при этом основная часть энергии переносится акустическими модами с номерами 1–20 (которым соответствуют бриллюэновские углы, не превышающие 5 градусов), причем групповые скорости этих мод очень слабо различаются между собой. Так, например, различия в скоростях 1 и 10 мод составляют всего 0.5 м/с. По этой причине попавшие в ПЗК компоненты сигнала при распространении по крайней мере на несколько сотен километров все еще будут отделены друг от друга приблизительно так же, как в момент выхода с континентального склона.

Заметим еще, что и ПЗК глубокого океана, вообще говоря, не является регулярным волноводом, и потому внутри каждой (многомодовой) компоненты сигнала энергия будет постоянно перераспределяться между модами, например, ввиду рассеяния на внутренних волнах [17] или прохождения через синоптические вихри [9–11].

Следует также отметить, что групповые скорости первых 15–20 мод ПЗК весьма близки значению скорости звука на его оси (см. работу [5], где представлено качественное и количественное обоснование этого факта). По этой причине для расчета эффективных скоростей в глубоководной части для всех компонент с достаточной для многих задач точностью можно брать скорости на оси ПЗК в данном сечении волновода.

ВРЕМЕНА ПРИХОДА КОМПОНЕНТ СИГНАЛА: СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Нашей целью в данном разделе является сопоставление импульсной характеристики волново-

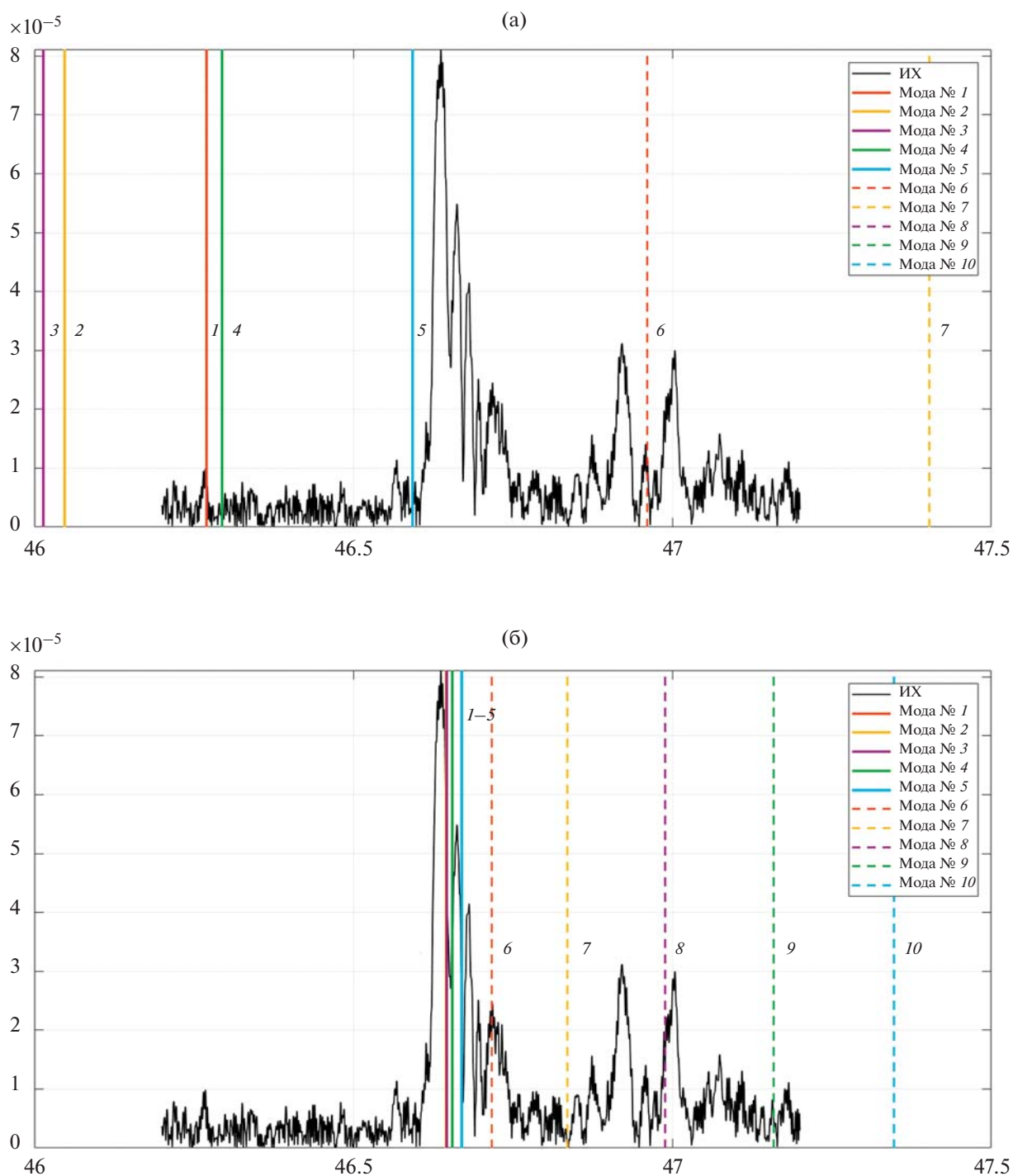


Рис. 4. Импульсная характеристика волновода, полученная в эксперименте, и времена прихода (вертикальные линии с номерами), соответствующие групповым скоростям различных мод, усредненным по трассе от ИНС до точки 68 км, рассчитанным с использованием (а) – данных натуральных гидрологических зондирований и (б) – данных прогноза модели NEMO.

да, определенной в эксперименте, с оценками времен прихода отдельных компонент сигнала, выполненных по формуле (5) на рассматриваемой трассе. Результаты такого сравнения представлены на

рис. 4 и 5 для точек приема на расстояниях 68 и 198 км от источника соответственно (график с рис. 4 для поля скорости звука, построенного по модели NEMO, на рис. 6 показан более подробно).

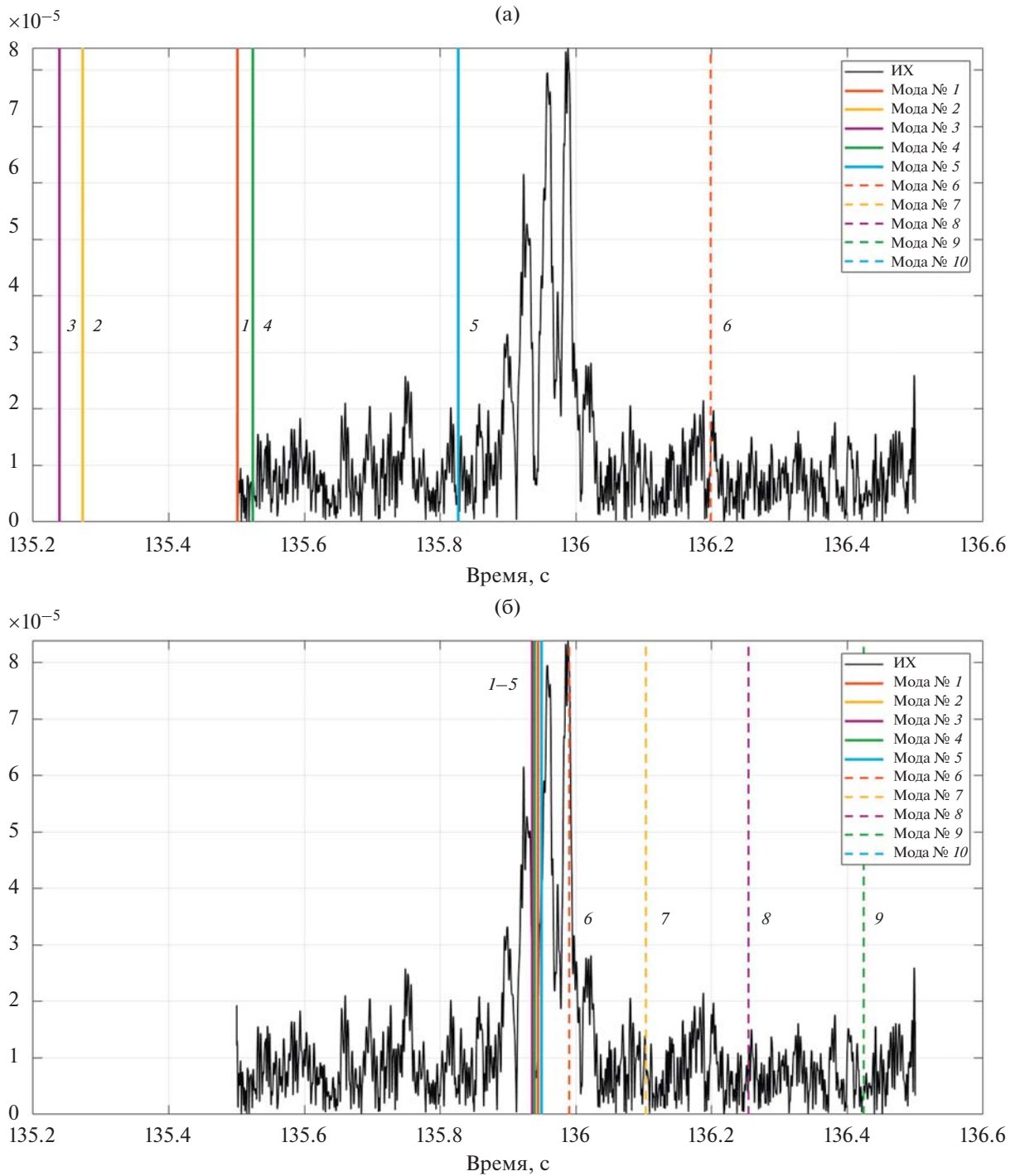


Рис. 5. Импульсная характеристика волновода, полученная в эксперименте, и времена прихода (вертикальные линии с номерами), соответствующие групповым скоростям различных мод, усредненным по всей трассе (от ИНС до точки 198 км), рассчитанным с использованием (а) – данных натуральных гидрологических зондирований и (б) – данных прогноза модели NEMO.

Видно, что для обеих точек приема групповые скорости, рассчитанные с использованием гидрологического разреза из модели NEMO, обеспечивают существенно лучшее согласие структур приходов с наблюдаемыми в эксперименте.

В обеих точках времена прихода, рассчитанные по групповым скоростям 1–6 мод образуют плотную группу, которую можно связать с центральным пиком ИХВ. Как видно из рис. 4, соответствующего точке приема, удаленной на 68 км от

Таблица 2. Групповые скорости первых 20 модальных компонент акустического сигнала, рассчитанные для отметки $r = 123.07$ км (середина глубоководной части волновода) и усредненные по глубоководной части волновода.

Номер моды j	Групповая скорость, м/с									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$R = 123.07$ км	1455.4	1455.6	1455.6	1455.6	1455.5	1455.4	1455.4	1455.4	1455.4	1455.4
$R = [50...200]$ км	1455.2	1455.3	1455.4	1455.4	1455.5	1455.6	1455.6	1455.6	1455.6	1455.7
Номер моды j	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
$R = 123.07$ км	1455.4	1455.4	1455.5	1455.6	1455.6	1455.7	1455.8	1455.9	1455.9	1460.0
$R = [50...200]$ км	1455.7	1455.8	1455.8	1455.9	1455.9	1456.0	1456.1	1456.2	1456.3	1456.4

источника, компоненты мод 7–10 соответствуют нескольким поздним приходам малой интенсивности, следующим за основными пиками. На расстоянии 198 км (рис. 5) от источника эти приходы уже теряются на фоне шумов, однако структура группы основных пиков ИХВ остается той же, что и для точки приема, удаленной от источника на 68 км.

В целом отметим, что поле скорости звука, построенное по модельным данным, позволяет адекватно предсказать структуру приходов в импульсной характеристике принимаемого сигнала (как абсолютные значения времен, так и их разделение во времени друг относительно друга).

Как видно из рис. 4а и 5а, интерполяция разрозненных данных натурных гидрологических зондирований на всю трассу не позволяет спрогнозировать ни правильную структуру приходов, ни абсолютные значения соответствующих времен. В этом случае компоненты, соответствующие мелководным модам 1–5, не формируют единой группы и оказываются распределенными по достаточно большому временному интервалу. В силу этого не представляется возможным ассоциировать какие-либо пики импульсной характеристики с акустическими модами, поскольку имеющиеся погрешности порядка 100 миллисекунд не позволяют однозначно отождествить тео-

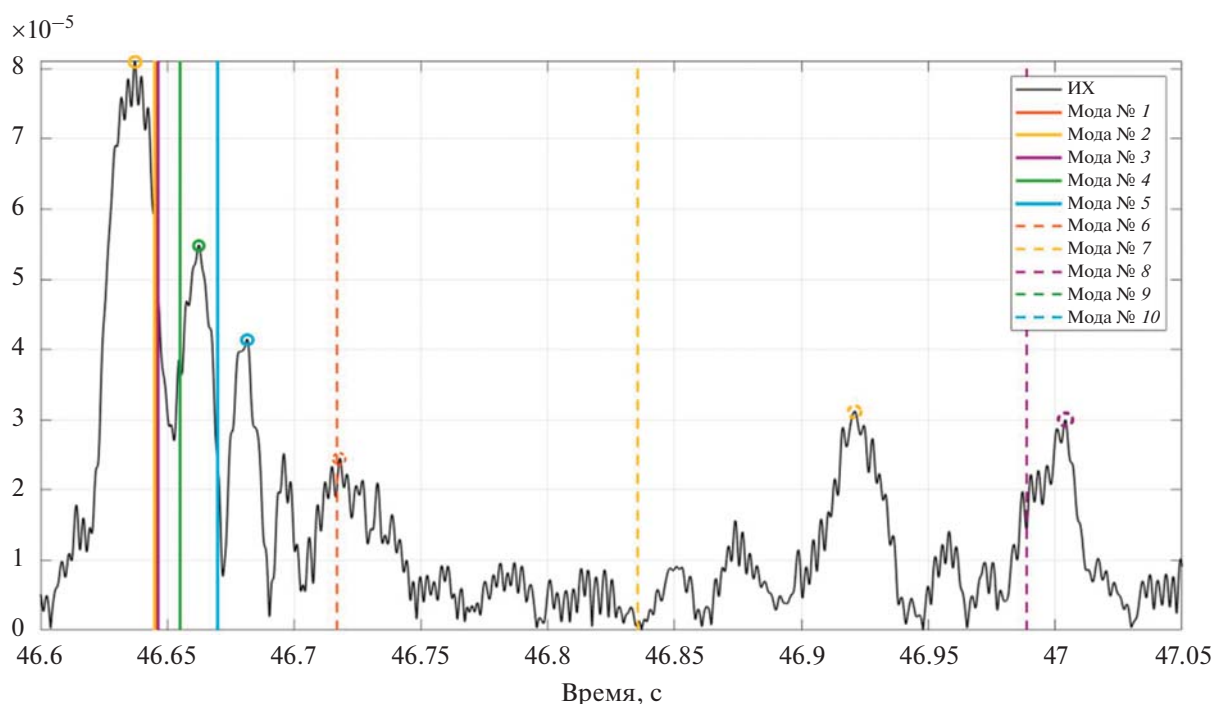


Рис. 6. Импульсная характеристика волновода и групповые скорости различных мод, усредненные по трассе от ИНС до точки 68 км, рассчитанные при помощи данных прогноза модели NEMO (см. рис. 3). Пунктирными кругами обозначены пики ИХВ, ассоциированные с модальной компонентой того же цвета.

Таблица 3. Усредненные по трассе групповые скорости первых 8 модальных компонент сигнала для точки приема (расчет выполнен по формулам (3) и (4)), удаленной на 68 км от излучателя, и эффективные скорости отдельных компонент сигнала в эксперименте, рассчитанные по пикам ИХВ

Номера мод j (групп мод)	1–3	4	5	6	7	8
V_{imp} , м/с	1457.5	1456.5	1456.1	1455.0	1448.7	1446.1
V_{gr} , м/с	1457.3	1456.9	1456.5	1455.0	1451.4	1446.6

Таблица 4. Разность времен прихода 8 компонент сигнала, теоретически рассчитанных по формуле (5), и времен прихода соответствующих ближайшим к ним пикам ИХВ

Номера мод j (групп мод)	1–3	4	5	6	7	8
Разность τ , мс	8	7	12	1	86	15

ретически рассчитанные времена прихода с теми или иными приходами акустической энергии.

Рассмотрим теперь более подробно график, показанный на рис. 4б (см. также рис. 6). Как видно, теоретические времена прихода (5), рассчитанные по усредненным по трассе групповым скоростям отдельных мод (формулы (3)–(4)), можно ассоциировать с отдельными пиками импульсной характеристики, которые выделены на графике пунктирными кругами, при этом их цвет соответствует цветам ассоциируемых с ними пиков модальных компонент. Сравнение усредненных по трассе групповых скоростей и эффективных скоростей отдельных компонент сигнала, полученных по временам прихода, соответствующих пикам ИХВ, приведено в табл. 3. Разности между теоретически рассчитанными временами прихода модальных компонент сигнала и координатами ближайших пиков импульсной характеристики приведены в табл. 4. Видно, что теоретически рассчитанные групповые скорости модальных компонент хорошо согласуются с ассоциированными с ними пиками экспериментальной ИХВ, и среднее расхождение между ними составляет около 21 миллисекунды. При этом ширина автокорреляционной функции использованных в эксперименте М-последовательностей составляет 10 миллисекунд, и, таким образом, разделение пиков ИХВ, отстоящих друг от друга на половину этой величины, уже не представляется возможным даже теоретически. Следовательно, можно заключить, что теоретические оценки времен прихода отдельных компонент сигнала, выполненные путем усреднения групповых скоростей отдельных мод по трассе, достаточно хорошо согласуются с пиками ИХВ, наблюдаемыми в эксперименте (расхождения сопоставимы с погрешностью используемой методики).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе обсуждается распространение импульсных акустических сигналов, излучаемых источником на шельфе и принимаемых в ПЗК глубокого океана. Показано, что в процессе распространения сигнал разделяется на несколько отдельных компонент, которые в мелководной части трассы соответствуют модам, возбуждаемым источником. В ПЗК глубокого океана все эти компоненты (в результате интенсивного взаимодействия мод на континентальном склоне) уже оказываются составленными из некоторого набора мод с номерами 1–20. При этом различия между групповыми скоростями 1–20 мод в ПЗК на 1–2 порядка меньше, чем различия между групповыми скоростями 1–10 мод на шельфе. Следовательно, при распространении еще как минимум на несколько сотен километров в волноводе глубокого океана сигнал будет состоять из компонент, относительные задержки которых соответствуют относительным задержкам модальных компонент сигнала на выходе с шельфового участка трассы. Данное рассуждение обосновывает использование формул (3) и (4) для расчета эффективных скоростей распространения отдельных компонент импульсного сигнала в волноводе шельф–глубокий океан. Хотя эти формулы изначально подразумевают адиабатический характер распространения, оказывается, что они применимы и для трассы, на которой имеется относительно короткий участок с сильным взаимодействием мод. Необходимо, однако, еще раз подчеркнуть, что в нашем случае компоненты, времена прихода которых определяются по этим формулам, уже оказываются состоящими из многих мод (распространяющихся в ПЗК с близкими групповыми скоростями).

Насколько нам известно, в настоящей работе адекватные оценки эффективных скоростей распространения сигналов с шельфа в глубокий океан впервые выполнены с использованием поля скорости звука, полученного из модели глобальной циркуляции океана (нами использована модель NEMO). Заметим, что в недавних работах [1] американскими коллегами в аналогичных целях были использованы данные из модели NUCOM, однако в их случае и излучение, и прием навигационных сигналов осуществлялось в волноводе глубокого океана, который в рамках требуемой

точности можно было даже считать регулярным (что на практике было реализовано усреднением ВРСЗ вдоль трассы). В этом смысле наш положительный опыт является обобщением опыта авторов [1] на более сложный сценарий распространения.

Нам представляется, что именно модели глобальной циркуляции океана, которые в последние годы обнаруживают значительный прогресс в возможностях предсказания качественного поведения и количественных характеристик океанской среды, являются наиболее перспективным источником данных для оперативного прогнозирования эффективных скоростей распространения сигналов, необходимых для решения задач акустической дальнометрии и акустической навигации.

В заключение отметим, что множественность пиков ИХВ обычно считается одной из основных сложностей, возникающих при решении задач акустической дальнометрии и акустической навигации. Действительно, при алгоритмизации процедуры определения дальности до источника желательно явным образом указать, по какому именно пику ИХВ следует фиксировать время прихода. Описанная нами методика определения эффективных скоростей может упростить задачу сопоставления теоретически рассчитанных времен прихода данным пикам.

Данная работа выполнена в рамках тем гос. задания ТОИ ДВО РАН (регистрационные номера АААА-А17-117030110034-7 и АААА-А20-120031890011-8).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wu M., Barmin M., Andrew R., Weichman P., White A., Lavelly E., Dzieciuch M., Mercer J., Worcester P., Ritzwoller M. Deep water acoustic range estimation based on an ocean general circulation model: Application to PhilSea10 data // *J. Acoust. Soc. Am.* 2019. V. 146. P. 4754–4773.
2. Моргунов Ю.Н., Голов А.А., Каменев С.И., Матвиенко Ю.В. Средства и методы гидролого-акустического обеспечения высокоточного позиционирования подводных объектов на больших дальностях // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 6. С. 793–798.
3. Mikhalevsky P., Sperry B., Woolfe K., Dzieciuch M., Worcester P. Deep ocean long range underwater navigation // *J. Acoust. Soc. Am.* 2020. V. 147. P. 2365–2382.
4. Петров П.С., Голов А.А., Безответных В.В., Буренин А.В., Козицкий С.Б., Сорокин М.А., Моргунов Ю.Н. Экспериментальное и теоретическое исследование времен прихода и эффективных скоростей при дальнем распространения импульсных акустических сигналов вдоль кромки шельфа в мелком море // *Акуст. журн.* 2020. Т. 66. № 1. С. 20–33.
5. Моргунов Ю.Н., Голов А.А., Буренин А.В., Петров П.С. Исследование 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.
6. Моргунов Ю.Н., Голов А.А., Лучин В.А., Дубина В.А. Методология применения океанологических данных для высокоточной обсервации подводных объектов на большой дальности // *Подводные исследования и робототехника.* 2018. № 2(26). С. 49–54.
7. Jensen F., Kuperman W., Porter M., Schmidt H. *Computational ocean acoustics* // Springer, New-York et al., 2011. 772 p.
8. Madec G. NEMO ocean engine. Note du Pole de modélisation Version 3.6 27 // Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France. 2016. P. 1288–1619.
9. Сорокин М.А., Петров П.С., Каплуненко Д.Д., Степанов Д.В., Моргунов Ю.Н. Исследование влияния синоптических вихрей на точность решения задач акустической дальнометрии // *Подводные исследования и робототехника.* 2020. № 4(34). С. 53–60.
10. Буренин А.В., Акуличев В.А., Моргунов Ю.Н., Лобанов В.Б., Ладыченко С.Ю. Особенности распространения импульсных псевдослучайных сигналов из шельфа в глубокое море при наличии на акустической трассе вихревого образования // *Докл. Акад. наук.* 2017. Т. 475. № 5. С. 584–587.
11. Макаров Д.В., Коньков Л.Е., Петров П.С. Влияние океанических синоптических вихрей на длительность модовых акустических импульсов // *Изв. ВУЗов. Радиофизика.* 2016. Т. 59. № 7. С. 638–654.
12. Bleck R. An oceanic general circulation model framed in hybrid isopycnic-Cartesian coordinates // *Ocean Modelling.* 2002. V. 4. № 1. P. 55–88.
13. Madec G., Imbard M. A global ocean mesh to overcome the north pole singularity // *Climate Dynamics.* 1996. V. 12. P. 381–388.
14. Katsnelson B.G., Petnikov V.G., Lynch J.F. *Fundamentals of Shallow Water Acoustics.* Springer Science & Business Media, 2012.
15. Гулин О.Э. К расчетам низкочастотных акустических полей в нерегулярных волноводах при наличии сильного обратного рассеяния // *Акуст. журн.* 2008. Т. 54. № 4. С. 575–586.
16. Tappert F.D., Spiessberger 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. P. 757–762.
17. Makarov D.V., Kon'kov L.E., Uleysky M. Yu., Petrov P.S. Wave chaos in a randomly inhomogeneous waveguide: Spectral analysis of the finite-range evolution operator // *Phys. Rev. E.* 2013. V. 87. № 1. P. 012911.