УДК 537.876.23

ПРИБЛИЖЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ АКУСТИКИ В ИССЛЕДОВАНИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПРИДОННОМ ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

*В. Н. Голубев, И. П. Смирнов**

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Приводятся результаты экспериментальных исследований распространения низкочастотных импульсных сигналов в глубоководном районе Индийского океана в условиях волновода, открытого со стороны дна, когда принимаемый на придонный приёмник сигнал приповерхностного источника представляет собой последовательность отражений от дна и поверхности океана. Для обработки данных использована пространственно-временна́я диаграмма, представляющая амплитуды принимаемых импульсов как функции дистанции и относительного времени их прихода. Показано, что, используя простую модель стратифицированного волновода с постоянным дном и приближение геометрической акустики для расчёта поля тонового сигнала, можно добиться хорошего совпадения результатов эксперимента с теоретическими. Это позволяет, в частности, определить эффективную глубину волновода для диапазона частот 5÷40 Гц и оценить характеристики отражающей границы. Полученные результаты могут быть также использованы для прогнозирования параметров низкочастотного сигнала при его распространении в волноводах подобного типа.

ВВЕДЕНИЕ

Акустическое поле в океаническом волноводе определяется целым рядом факторов, таких как физические параметры водной толщи, структура и свойства донных осадков, волнение поверхности, наличие течений, внутренних волн и других неоднородностей, имеющихся на трассе распространения звуковых волн. Существование связи между измеряемыми параметрами акустического поля в некоторой области пространства и свойствами среды вдоль трассы его распространения позволяет, в принципе, решить задачу диагностики таких сложных объектов, как океанический волновод.

Теоретическое рассмотрение акустического поля в слоистых волноводах обычно основывается на формализме лучей или мод [1, 2], использование которого позволяет рассчитывать звуковые поля в волноводе с постоянными во времени параметрами. Реальные волноводы нельзя, строго говоря, считать каналами с постоянными параметрами, и прогнозирование характеристик полей невозможно без использования результатов экспериментального исследования свойств океанических волноводов. Импульсные методы акустического зондирования океана нашли широкое применение в экспериментальных исследованиях распространения акустических сигналов в океанических волноводах. Акустический сигнал распространяется в виде множества лучей, испытывающих рефракцию в жидкости и отражения от границ волновода, что определяющим образом влияет на пространственно-временны́е и энергетические характеристики импульсного акустического низкочастотного сигнала. В многочисленных экспериментах, проведённых, в частности, ИПФ РАН в Мировом океане, показано, что и при зональной структуре поля в звуковом диапазоне частот возможен приём сигналов в области тени [3]. При этом представляет интерес прогнозирование эволюции поля, формируемого донно-поверхностными отражениями, и его энергетических характеристик.

* ismirnov@gmail.com

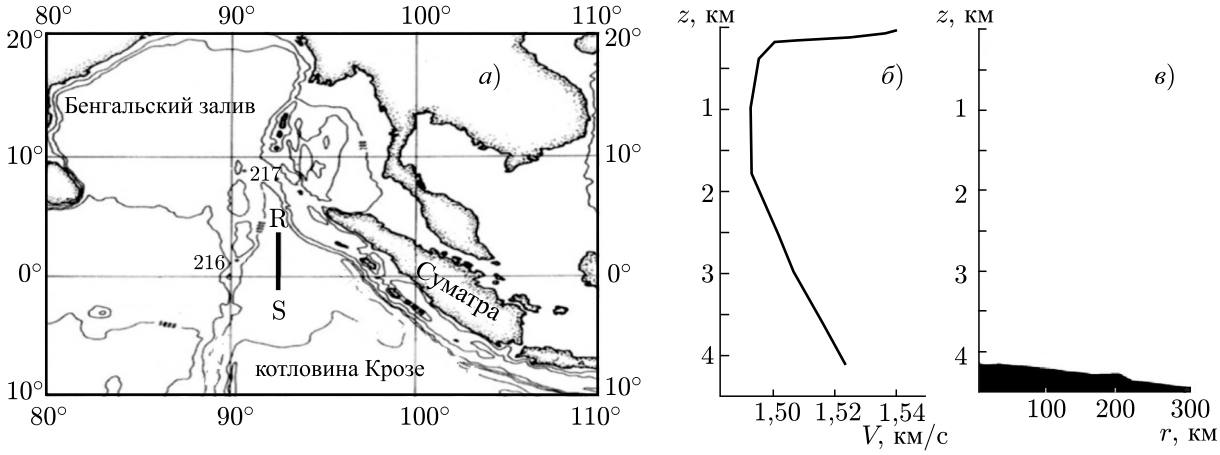

Рис. 1. Район проведения эксперимента: S — источник, R — приёмник (*а*). Профиль скорости звука в волноводе V (*б*) и эхолотный промер глубины z по трассе (*в*)

Вопросы дальнего распространения акустических сигналов, испытывающих многократные отражения от дна и поверхности океана, обсуждались в ряде работ отечественных и зарубежных исследователей [4–7]. Обычно сигнал представляет собой последовательность донных отражений, число которых измеряется десятками для районов океана с глубиной 3–4 км и даже сотнями для мелководных районов. Однако и для глубоководных районов Аравийского моря и Бенгальского залива Индийского океана отмечено распространение импульсных сигналов, сформированных донно-поверхностными отражениями, на расстояния до нескольких сотен километров.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований распространения низкочастотных импульсов в условиях глубоководного волновода, открытого со стороны дна, на расстоянии до 220 км. Построена вспомогательная модель распространения тонового сигнала в рамках лучевого приближения, позволяющая прогнозировать параметры импульсных сигналов в волноводах данного типа, и выполнена оценка акустических характеристик отражающей границы.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В совместной экспедиции ИПФ РАН и Специального конструкторского бюро средств автоматизации морских исследований ДВОЦ РАН были проведены эксперименты по распространению низкочастотных импульсов в экваториальной зоне Индийского океана в районе с глубинами 4 150÷4 350 м между Зондской островной дугой и сопряжённым с ней Зондским жёлобом и Восточно-Индийским подводным хребтом (см. рис. 1*а*). Ложе океана в этом районе покрыто мощными осадочными породами, толщина которых равномерно уменьшается к югу. Профиль скорости звука с минимумом на глубине 1 500 м формирует глубоководный волновод с открытым со стороны дна гидроакустическим каналом распространения.

В качестве источника низкочастотных импульсов был использован стандартный пневматический излучатель(пневмопушка), применяемый при сейсмических исследованиях, с объёмом камеры 15 л при давлении 10 мПа. Излучатель буксировался по прямолинейной траектории с постоянной скоростью 3,3 м/с на глубине 15 м; период излучения был равен 60 с, расстояние между точками излучения соседних импульсов составляло около 200 м. Приём сигналов осуществлялся на одиночный гидрофон автономной донной станции (АДС), размещённой в фиксированной точке на высоте в 5 м от дна; регистратор обеспечивал полосу 5÷50 Гц. Вертикальный профиль скорости звука в точке установки АДС (начало трассы) и батиметрия по трассе приведены на рис. 1*б*, *в*.

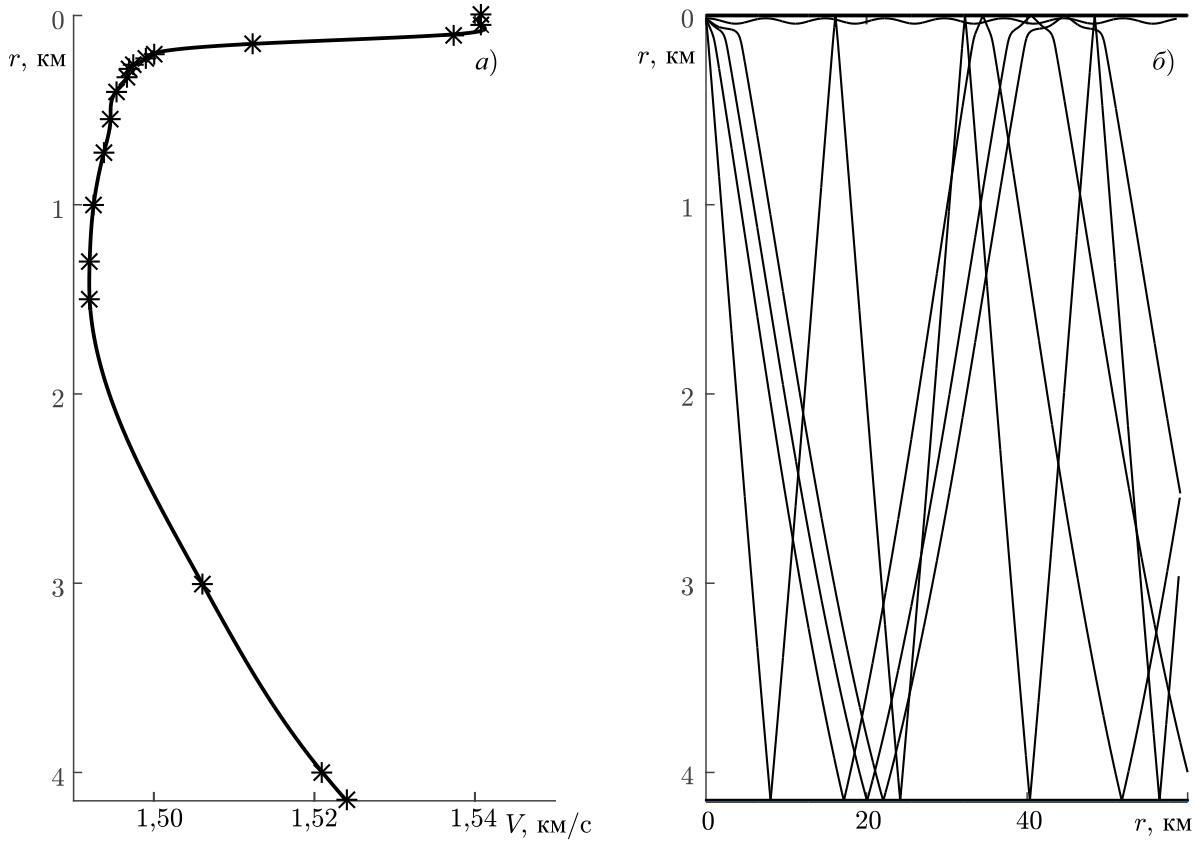

Рис. 2. Аппроксимация экспериментально измеренных значений скорости звука (обозначенных звёздочками) (*а*) и примеры расчёта траекторий лучей (*б*)

Обработка включала построение экспериментальной пространственно-временно́й диаграммы принятых сигналов в интервале расстояний между приёмником и источником $r = 3{,}2 \div 200$ км. Данная диаграмма представляет собой график зависимости амплитуд приходящих импульсов от дистанции и относительного времени прихода импульса. Диаграмма строится посредством временно́го стробирования сигнала так, чтобы начало строба соответствовало реальному времени прихода группы импульсов за вычетом условного времени их распространения по водному лучу $\sqrt{r^2 + H_{\mathrm{R}}^2}\,/c_0$, где $c_0 = 1\,500$ м/с — средняя скорость распространения звука в волноводе, $H_{\mathrm{R}} = 4\,150$ км — глубина океана в точке установки АДС. Такой метод представления импульсных сигналов наглядно демонстрирует как времена прихода многократно отражённых импульсов, так и их интенсивности на различных расстояниях от источника.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ

В данном разделе представлена простая модель, в рамках которой тем не менее удаётся предсказать основные параметры импульсных сигналов, принимаемых в описанном эксперименте.

Рассмотрим волновод постоянной глубины 4 150 м с профилем скорости звука, описываемым кубическим сплайном $c(z)$, аппроксимирующим представленный на рис. 1 экспериментальный профиль (см. рис. 2*а*). В точку S на глубину $z_S = 15$ м поместим ненаправленный точечный источник звука с частотой $f_0 = 40$ Гц (средняя частота полосы пропускания регистратора); ненаправленные гидрофоны расположим вблизи дна на глубине $z_{\mathrm{R}} = 4\,145$ м и расстояниях

$0 \le r_{\mathrm{R}} \le 200$ км от источника.

Дно будем моделировать однородным жидким полупространством с плотностью грунта $\rho_{\mathrm{b}} = 1\,400$ кг/м и скоростью звука $c_{\mathrm{b}} = 2\,000$ м/с. Отметим, что выбор указанных параметров модельного волновода и дна проводился как с учётом априорных сведений об исследуемом районе океана, так и с помощью многократной верификации модели, при которой ставилась цель наилучшего совпадения расчётов с экспериментальными данными (временны́ми диаграммами, зонами распространений и амплитудами импульсов с заданными временами прихода).

Примеры расчёта лучевых траекторий в модельном волноводе приведены на рис. 2*б*. Детальные исследования лучевой картины позволяют сделать следующие выводы.

Приходящие в гидрофоны лучи имеют различную кратность, т. е. число отражений луча от дна. В частности, лучи нулевой кратности — это водные лучи и те лучи, которые выходят только на свободную поверхность. Вследствие рефракции волн в жидкости придонные точки, в которые приходят лучи заданной кратности $k = 0, 1, \ldots$, находятся в зоне $0 < r < r_k$, где $z_S = 0$ — место расположения источника, r_k — некоторая предельная точка, зависящая от кратности. Приближённые значения границ зон, найденные численными расчётами лучей, приведены в табл. 1.

Таблица 1. Приближённые значения границ зон

r_0, км	r_1, км	r_2, км	r_3, км	r_4, км
26	75	125	172	> 220

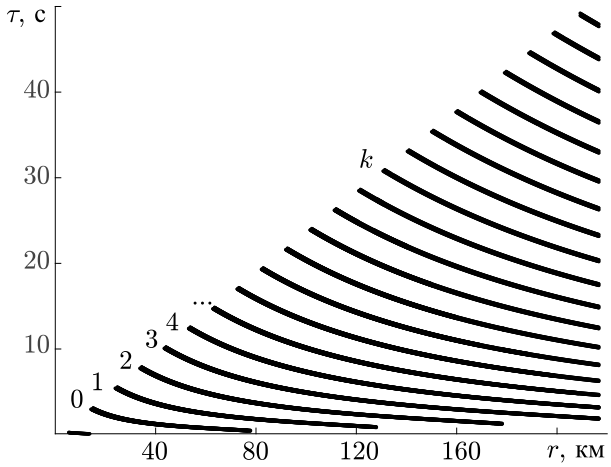

Рис. 3. Графическое представление τr-диаграммы лучей; каждая пронумерованная кривая (связка) располагается в своей зоне и составлена из четырёх (не разрешённых на рисунке) звеньев; протяжённость связки k определяет максимальную зону распространения лучей кратности k; расчётный сектор углов выхода лучей из источника $-41^\circ < \theta < 41^\circ$

Задержки времён прихода лучей $\tau(r) = t(r) - \sqrt{r^2 + H_{\mathrm{R}}^2}\,/c_0$ в точки z_{R} для различных удалённостей r этих точек от источника в виде диаграммы на плоскости τr (τr-диаграмма) показаны на рис. 3. Видно, что диаграмма состоит из семейства звеньев — почти параллельных кривых, каждая из которых имеет конечную протяжённость вдоль оси r. Любое звено целиком помещается в определённую зону и соответствует семейству лучей с идентификатором I_{d} (число точек поворота луча, взятое со знаком угла выхода из источника), причём различным I_{d} отвечают различные звенья [8]. В любом звене лучи имеют одинаковую кратность, однако каждой заданной кратности k отвечает не одно, а сразу четыре звена: два целиком лежащих в зоне k и два — в зоне $k-1$. Звенья располагаются не эквидистантно по оси времени, а группируются в плотные связки — четвёрки звеньев, лежащих в одной и той же зоне. Причиной этого является близость источника и приёмника к границам волновода: при увеличении соответствующих расстояний связки расщепляются, т. е. звенья отдаляются друг от друга.

Очевидно, что звенья τr-диаграммы можно пронумеровать по значениям I_{d}, а связки звеньев — по номерам зон, в которых они располагаются. Анализ показывает, что связка номера k состоит из звеньев с номерами $I_{\mathrm{d}} = -2k, 2k+1, -2k-1, 2k+2$, которые перечислены здесь, в соответствии с их расположением на τr-диаграмме, от нижнего к верхним. При этом на двух нижних звеньях располагаются лучи кратности k, а на двух верхних — лучи кратности $k+1$ (см. табл. 2). Заметим, что в нашем случае сдвиги звеньев по оси времени внутри связок существенно (на

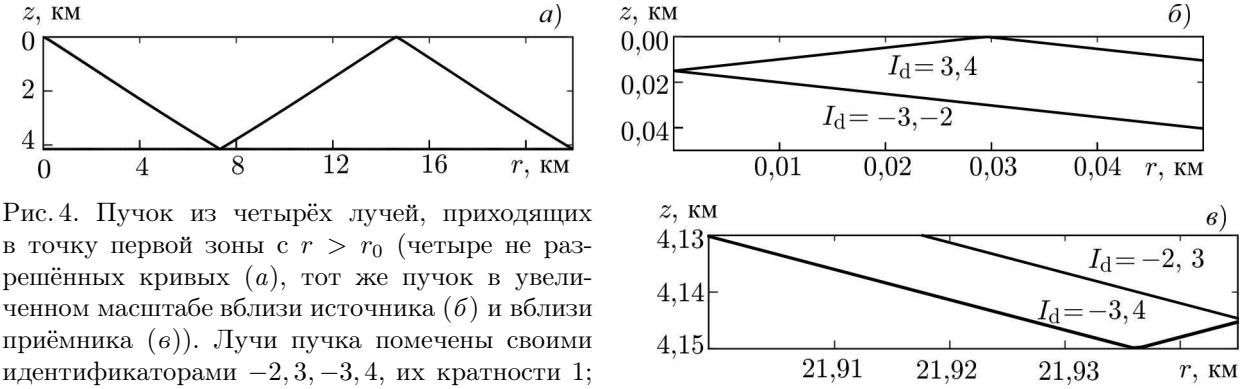

Рис. 4. Пучок из четырёх лучей, приходящих в точку первой зоны с $r > r_0$ (четыре не разрешённых кривых ($а$), тот же пучок в увеличенном масштабе вблизи источника ($б$) и вблизи приёмника ($в$)). Лучи пучка помечены своими идентификаторами $-2, 3, -3, 4$, их кратности 1; 1; 2 и 2 соответственно

Таблица 2. Структура отдельной связки с номером k

Номера лучей	Кратности лучей
$-2k$	k
$2k+1$	k
$-2k-1$	$k+1$
$2k+2$	$k+1$

порядки) меньше сдвигов связок друг относительно друга.

В точку, расположенную на отрезке $r_{k-1} \le r \le r_k$, $k = 1, 2, \ldots$, приходят лучи кратности k и выше. В частности, на дистанциях $r > r_0$ поле формируется исключительно отражёнными от дна лучами. Задержки времён прихода лучей образуют монотонную последовательность

$$\left\{\tau_{-2k}^{(k)} < \tau_{2k+1}^{(k)} < \tau_{-2k-1}^{(k+1)} < \tau_{2k+2}^{(k+1)}\right\} < \left\{\tau_{-2k-2}^{(k+1)} < \cdots < \tau_{2k+4}^{(k+2)}\right\} < \{\ldots\}\ldots,$$

где $\tau_{I_d}^{(m)}$ — задержка времени прихода луча кратности m с идентификатором I_d; фигурные скобки объединяют четвёрки близких между собой времён.

Траектории собственных лучей, приходящих в придонную точку с $r \in (r_0, r_1)$, приведены на рис. 4.

Задержки времён прихода лучей любой связки во всей зоне монотонно убывают с ростом r и близки между собой для всех звеньев (см. рис. 5$а$). В свою очередь, интенсивности (квадраты модулей комплексных амплитуд) лучей немонотонно зависят от r: они имеют участок роста в начале зоны, медленно спадают на среднем её участке и быстро уменьшаются в конце зоны (см. рис. 5$б$). Рост интенсивности на начальном участке связан с увеличением при возрастании r угла падения луча на дно вплоть до угла полного отражения, когда интенсивность достигает максимума. На этом участке интенсивности лучей с одинаковыми кратностями близки между собой, но существенно различны для лучей с различными кратностями, убывая с ростом кратности; на среднем и конечном участках зоны интенсивности всех лучей связки практически одинаковы. Максимум интенсивности достигается в некоторой зависящей от номера звена связки критической точке $0 < r_m^{(cr)} < r_k$, поскольку лучи данного звена, начиная с этой точки наблюдения, испытывают на пути к ней полное внутреннее отражение. Падение интенсивности на участках зоны, расположенных дальше критической точки, объясняется ростом расходимости лучей, причём этот рост резко ускоряется в конце зоны, что и вызывает быстрое уменьшение интенсивности.

Критические точки, в которых интенсивности достигают максимума, близки между собой для всех звеньев связки (не разрешаются на рис. 5$б$, как и соответствующие кривые на рис. 5$а$), монотонно удаляются от источника с ростом номера связки, а сами эти максимумы монотонно убывают. Это связано с тем, что лучи с бóльшими номерами связок (как имеющие более длинные траектории) приходят в одинаковые точки приёма под меньшими углами падения, но с бóльшими расходимостями.

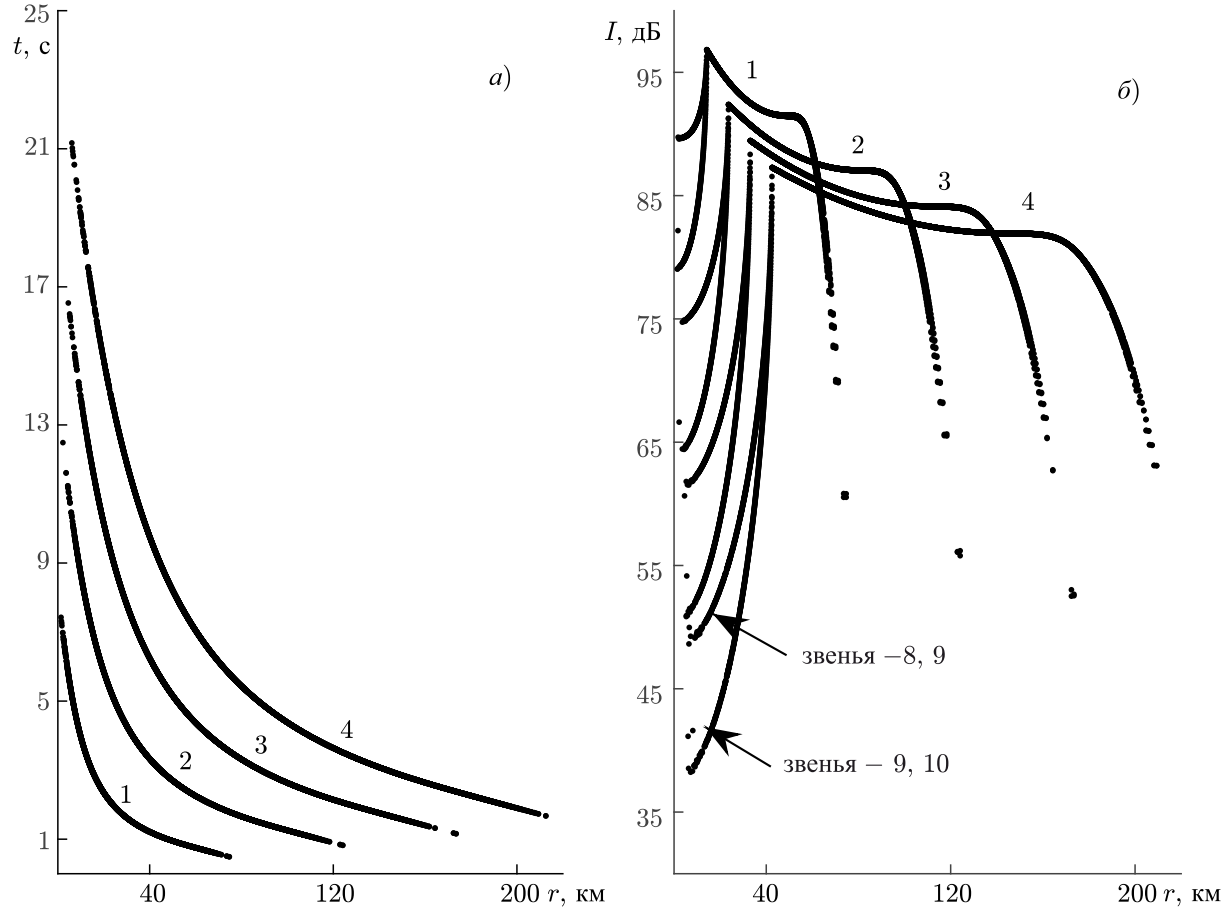

Рис. 5. Задержки времён прихода лучей для связок 1–4 (*а*) и соответствующие интенсивности I лучей (*б*). Номера связок указаны возле кривых

Положение критической точки $r_{\mathrm{m}}^{(\mathrm{cr})}$ полностью определяется отношением скоростей звука $n = c(H_{\mathrm{R}})/c_{\mathrm{b}}$ и может быть найдено из соотношения $\sin\theta_{\mathrm{m}} = n$, где θ_{m} — угол падения луча на дно [2]. И наоборот, зная критические точки и рассчитывая углы падения лучей на дно, можно оценить скорость звука в дне. Для этого достаточно ограничиться расчётом лишь для одного произвольного звена, однако, если критические точки известны с ошибками, то поведение расчётов для нескольких звеньев и связок может существенно уменьшить дисперсию оценки.

Рассчитаем далее суммарные поля, которые лучи одной связки приносят в точки приёма. Интенсивности суммарных полей будут зависеть от способа суммирования. В качестве иллюстрации на рис. 6 представлены интенсивности суммарных полей, приносимых в точку приёма лучами второй связки, рассчитанные по следующим схемам:

1) некогерентной схеме, когда складывались интенсивности отдельных лучей связки:

$$I_{\mathrm{uncoh}} = |\hat{A}_{-4}|^2 + |\hat{A}_5|^2 + |\hat{A}_{-5}|^2 + |\hat{A}_6|^2;$$

2) когерентной схеме, когда складываются комплексные амплитуды лучей и затем вычисляется интенсивность суммарного поля:

$$I_{\mathrm{coh}} = |\hat{A}_{-4} + \hat{A}_5 + \hat{A}_{-5} + \hat{A}_6|^2;$$

3) частично когерентной схеме, когда лучи одинаковых кратностей (2 и 3) суммировались

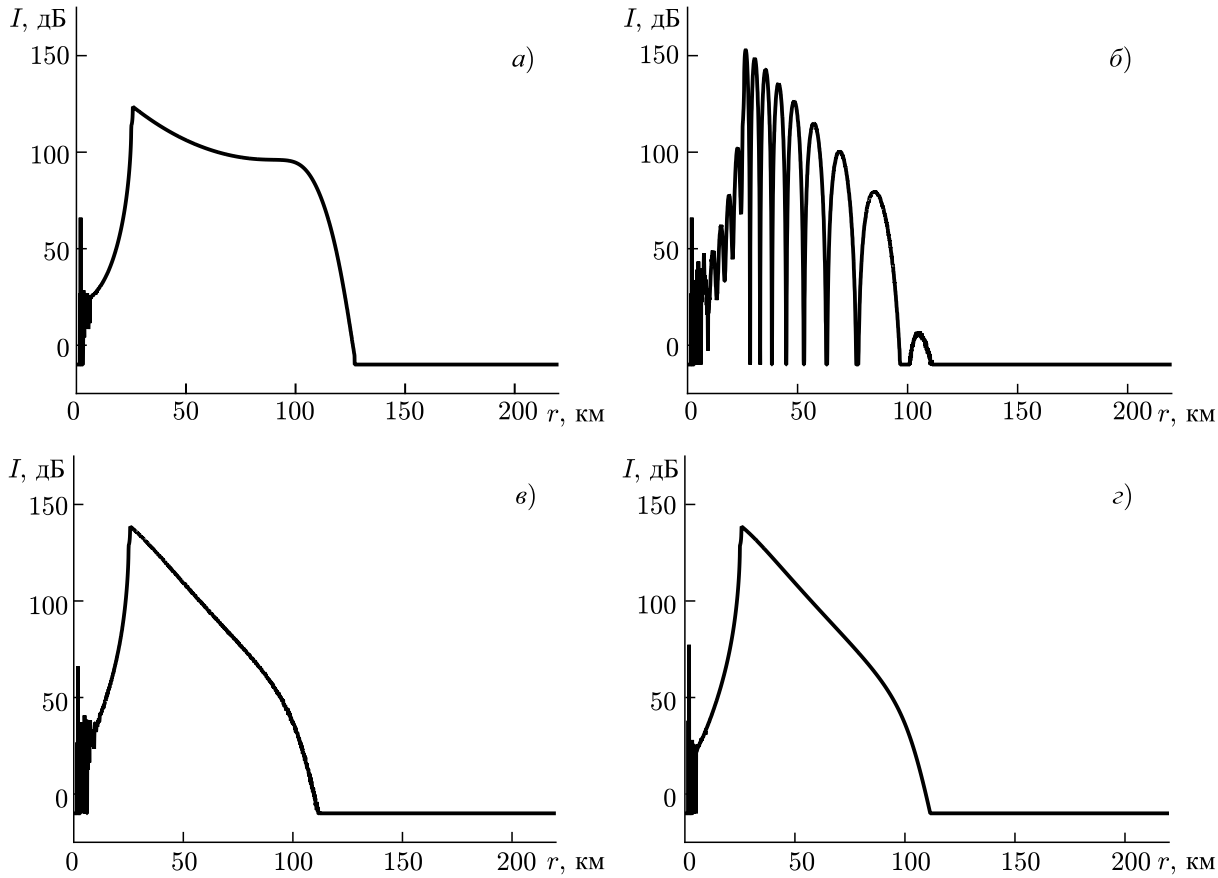

Рис. 6. Интенсивность I суммарных полей лучей второй связки: некогерентная схема ($а$), когерентная схема ($б$), частично когерентная схема ($в$) и приближение с использованием диаграммы направленности источника ($г$)

между собой когерентно, а затем складывались интенсивности суммарных полей:

$$I_{\mathrm{pcoh}} = |\hat{A}_{-4} + \hat{A}_5|^2 + |\hat{A}_{-5} + \hat{A}_6|^2.$$

Здесь $\hat{A}_m$ — комплексная амплитуда луча с идентификатором m.

Практически совпадающий с последним вариантом результат получается также при введении диаграммы направленности источника $k(\theta) = 2\sin(k_0 z_S \sin\theta)$, $k_0 = 2\pi f_0/c_0$ (θ — угол выхода луча из источника), учитывающей влияние мнимого источника, расположенного в точке $-z_S$; при этом берутся только лучи с отрицательным I_{d} и их суммирование проводится некогерентно:

$$I = |k(\theta_{-4})\hat{A}_{-4}|^2 + |k(\theta_{-5})\hat{A}_{-5}|^2.$$

Совпадение связано с тем, что расстояние между прямым и мнимым источниками $2\,|z_S|$ м не превосходит длины волны $\lambda_0 = c_0/f_0 \approx 40$ м; при удалении источника от поверхности приближение, связанное с введением диаграммы направленности, теряет точность.

3. ВЕРИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ

Сравним данные эксперимента, описанного в разделе 1, с результатами расчётов для модели, предложенной в разделе 2. Интерпретируем проведённый эксперимент в рамках приближения

геометрической акустики и модели волновода (см. раздел 2). Регистрируемый в эксперименте импульсный сигнал приходил на АДС в виде четвёрок импульсов, которые можно ассоциировать с импульсами, распространяющимися по четырём лучам различных связок. Времена прихода отдельных импульсов совпадали с временами прихода лучей, амплитуды (слабо зависящие от частоты) были пропорциональны амплитудам соответствующих лучей, а конечные импульсы являлись результатами интерференции указанных четвёрок. Таким образом, в рамках используемого приближения можно рассчитывать на то, что модель правильно описывает времена прихода импульсов и амплитудные характеристики принимаемых сигналов.

Сразу отметим, что рассчитанные в модели границы зон (см. табл. 1) оказались несколько занижены по сравнению с экспериментально наблюдавшимися расстояниями прихода групп импульсов. Причиной этого могут явиться не учтённые в модели изменения реального волновода вдоль трассы распространения: вариации скорости звука и глубины.

На рис. 7 экспериментальная пространственно-временна́я диаграмма совмещена со смещённой на 1с вниз τr-диаграммой (рис. 3) для проверки правильности вычисления времён прихода лучей. Видно, что в рамках предложенной модели удаётся добиться удовлетворительного совпадения экспериментальных и расчётных времён вплоть до лучей, испытывающих до десятка донных отражений. При бóльших числах отражений ошибка может достигать нескольких секунд, возможные причины этого отмечены выше.

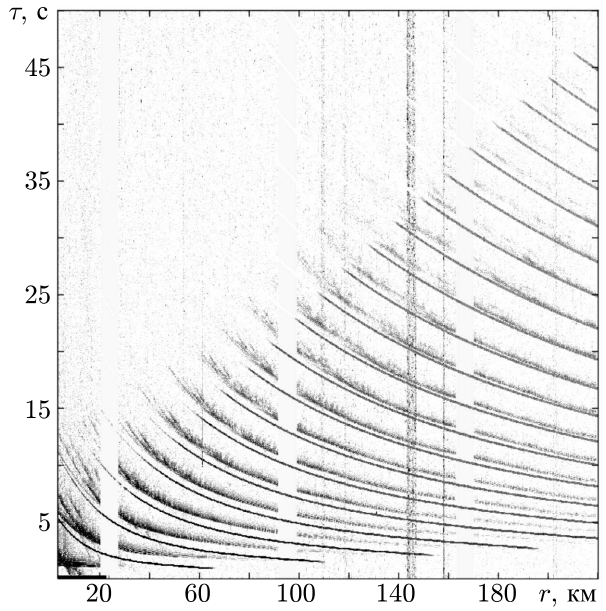

Рис. 7. Наложение расчётной τr-диаграммы (тонкие чёрные линии) на пространственно-временну́ю диаграмму (серые точки); разрывы графиков соответствуют временам отсутствия экспериментальных данных (технические перерывы в работе АДС)

Заметим, что положения левых границ звеньев τr-диаграммы определяются угловыми размерами пучка лучей, используемого для расчёта диаграммы, и потому могут выбираться произвольно.

На рис. 8 экспериментально измеренные интенсивности (квадраты амплитуд) суммарных четвёрок импульсов сравниваются с рассчитанными в рамках модели интенсивностями лучей из соответствующих связок (от нулевой до 5-й включительно). Видно, что теоретические кривые дают верное качественное и числовое представление экспериментальных зависимостей, существенное отличие (до 1÷10 дБ) имеет место только в начале нулевой зоны, областях переходов к полному внутреннему отражению лучей и на концах зон. Причиной отличий, помимо перечисленных выше недостатков модели, могут быть также экспериментальные ошибки измерения интенсивностей (выход за пределы динамического диапазона), а также ошибки вычисления полей методом геометрической акустики в случае низких частот. Суммирование лучей проводилось по описанной в разделе 3 частично-когерентной схеме (см. рис. 6), дающей наилучшее в сравнении с другими методами согласие теоретических и экспериментальных данных.

Для совмещения экспериментальных кривых $I^{(k)}_{\rm exp} = 101\lg(|A^{(k)}_{\rm exp}|^2/10)$, $k = 0\div5$, с расчётными последние преобразовывались по правилу

$$I^{(k)} = \max\big\{\max\big[101\lg(I^{(k)}_{\rm pcoh}/10) + I_1, I_1\big]I_2\big\},$$

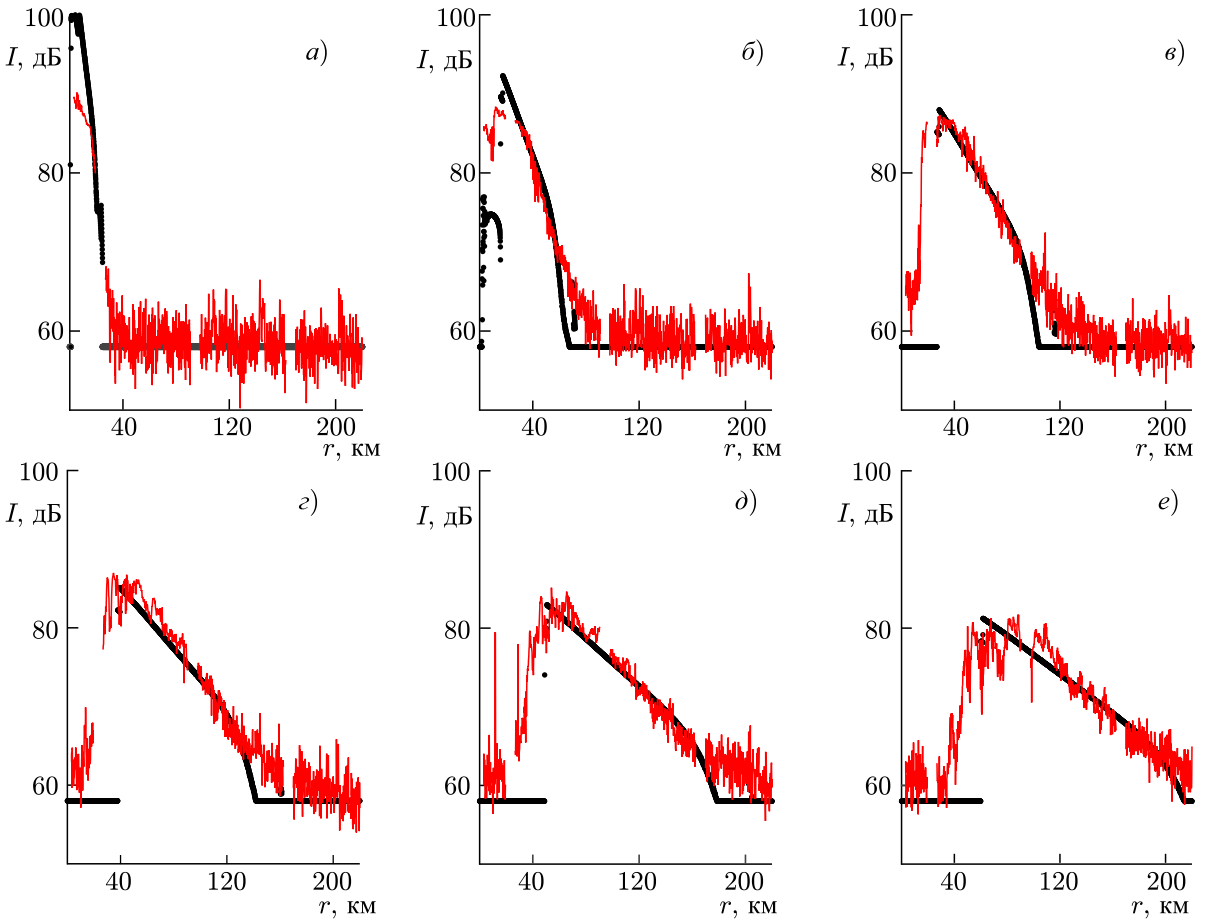

Рис. 8. Результат наложения экспериментальных и расчётных (чёрные и красные соответственно) интенсивностей для связок лучей с номерами 0–5 (*а–е* соответственно)

где $I_1 = -13$, $I_2 = 58$ — единые для всех связок нормировочные постоянные, позволяющие выровнять смещения кривых и избавиться от ухода теоретических кривых в бесконечность.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённое в работе моделирование распространения импульсных сигналов в выбранном районе глубоководного океана показало, что приближение геометрической акустики позволяет удовлетворительно предсказать как временну́ю, так и амплитудную структуру низкочастотных сигналов. При сравнении теоретических результатов с данными, полученными в эксперименте, установлено, что наилучшее предсказание амплитуд достигается при частично-когерентном суммировании полей, приходящих по отдельным лучам. В этом случае лучи, испытывающие одинаковое число донных отражений, суммируются между собой когерентно, а результаты таких суммирований складываются друг с другом некогерентно, что можно интерпретировать как разрушение взаимной когерентности полей при их отражениях от независимых участков дна.

Моделирование подтверждает предположение о том, что основным механизмом, приводящим к распространению сигналов на больши́е расстояния, является полное внутреннее отражение волн от дна. Дистанции, на которых происходят скачки амплитуд сигналов различной кратности, позволяют получить при моделировании достоверные оценки параметров дна, а размеры зон,

в которые приходят эти сигналы, свидетельствуют о правильности оценок градиента скорости звука в волноводе.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ИПФ РАН по теме 0035–2014–0022 «Разработка радиофизических методов исследования океана».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Толстой И., Клей К. С. Акустика океана. М.: Мир, 1969. 301 с.
2. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. 370 с.
3. Орлов Е. Ф., Шаронов Г. А. Интерференция звуковых волн в океане. Владивосток: Дальнаука, 1998. 196 с.
4. Вадов Р. А. // Акуст. журн. 2003. Т. 49, № 6. С. 751.
5. Микрюков А. В., Попов О. Е. // Акуст. журн. 1996. Т. 42, № 5. С. 672.
6. Голубев В. Н., Лобанов В. Н., Шаронов Г. А. // Акустика океана. Докл. XII школы-семинара им. акад. Л. М. Бреховских, совмещённой с XXI сессией Российского акуст. общества. 2–5 июня 2009 г., Москва. М.: ГЕОС, 2009. С. 55.
7. Студеничник Н. В. // Акуст. журн. 2002. Т. 48, № 4. С. 539.
8. Смирнов И. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, № 2. С. 85.

Поступила в редакцию 17 октября 2017 г.; принята в печать 31 января 2018 г.

GEOMETRICAL-ACOUSTICS APPROXIMATION IN THE STUDY OF THE LOW-FREQUENCY PULSE PROPAGATION IN THE NEAR-BOTTOM OCEANIC WAVEGUIDE

V. N. Golubev and I. P. Smirnov

We present the results of experimental studies of propagation of the low-frequency impulse signals in the deepwater region of the Indian Ocean under the conditions of a waveguide, which is open from the bottom side when the signal from a near-surface source received by the near-bottom receiver is a sequence of reflections from the bottom and the ocean surface. The spatiotemporal diagram showing the received-pulse amplitudes as functions of distance and the relative time of their arrival is used for the data processing. It is shown that using a simple model of a stratified waveguide with the constant bottom and the geometric-optics approximation for calculating the tone-signal field one can achieve good agreement between the experimental and theoretical results. In particular, this allows one to determine the effective waveguide depth for the frequency range 5–40 Hz and estimate the reflecting-boundary characteristics. The obtained results can also be used for predicting the low-frequency parameters of the signal propagating in the waveguides of this kind.