

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В ОКЕАНЕ С ТОНКОСТРУКТУРНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

© 2016 г. В. С. Гостев, А. В. Микрюков, О. Е. Попов

ОАО “Концерн “Моринформсистема АГАТ””

АО “Акустический институт им. акад. Н.Н. Андреева”

117036 Москва, ул. Шверника 4

E-mail: olegp@mail.ru

Поступила в редакцию 16.12.2015 г.

Анализируются результаты эксперимента в тропической части Индийского океана с использованием взрывного источника звука. Рассматривается временная структура звуковых сигналов в зонах геометрической тени до расстояний 270 км и схема формирования звукового поля в зоне тени лучами, зеркально отразившимися от горизонтально протяженных слоев тонкой структуры скорости звука. По результатам расчета по волновой программе, реализующей метод псевдодифференциальных параболических уравнений, проводится анализ влияния рассеяния сигналов на тонкоструктурных неоднородностях скорости звука на распределение звукового поля в волноводе. Показано, что формируемое бликами поле в каждой из зон тени порождается регулярным полем и распространяется параллельно с ним, отбирая энергию из регулярного поля в ближней зоне и в каждой последующей зоне конвергенции. Этот механизм вызывает дополнительное уменьшение поля в зонах освещенности, что можно интерпретировать как дополнительное затухание регулярного звукового поля.

Ключевые слова: акустика океана, зоны тени, тонкоструктурные термохалинные неоднородности океана, метод псевдодифференциальных параболических уравнений.

DOI: 10.7868/S0320791916050026

Исследования тонкоструктурных термохалинных неоднородностей океанской среды привели к пониманию того, что океанская среда сильно стратифицирована. В отличие от ранее существовавших представлений о рассеянии звука в океане на мелкомасштабных локально изотропных неоднородностях скорости звука, была предложена модель океанской среды с резко анизотропными горизонтально протяженными неоднородностями тонкой структуры [1].

При рассеянии звука на таких неоднородностях появляется максимум рассеянной энергии не только в направлении распространения звуковой волны, но и в направлении угла зеркального отражения от горизонтально протяженных неоднородностей тонкой структуры.

В результате звук проникает в области, запрещенные геометрической акустикой, в частности, в зоны геометрической тени. Звуковое поле в зоне тени создается, таким образом, благодаря сигналам, не только отраженным от дна, но и зеркально отраженным от слоев с обостренным вертикальным градиентом скорости звука (слои Эпштейна [2]) или резонансно рассеянным на тонкоструктурных дифракционных решетках соответствующего периода по типу дифракции Вульфа–Брэгга. Анализ путей

распространения звука, зеркально отраженного от тонкой структуры, показал, что поле в заданной точке зоны тени в основном формируется лучами, отраженными лишь в отдельных областях пространства, озвученных первичной волной, при наличии каустики первичного поля [3]. Эти области, являясь областями существенного отражения, формируют в зоне тени многолучевую структуру отраженного звукового сигнала, наблюдаемого в эксперименте. В озвученных таким образом зонах тени рассеянная компонента звукового поля может рассматриваться, с одной стороны, как реверберационная помеха, с другой — как источник дополнительной информации при решении гидроакустических задач.

Ранее в работе [4] были проведены исследования сигналов, проникающих в первую зону тени. В работе [5] была рассмотрена схема формирования поля в зоне тени лучами, зеркально отразившимися от горизонтально протяженных слоев тонкой структуры. Показано, что при заданных точках излучения и приема можно подобрать такую глубину залегания слоистой неоднородности, что зеркально отразившиеся от нее лучи образуют каустику в точке приема. Узкий пучок, зеркально отразившийся от такой неоднородности, может давать основной вклад в поле в точке

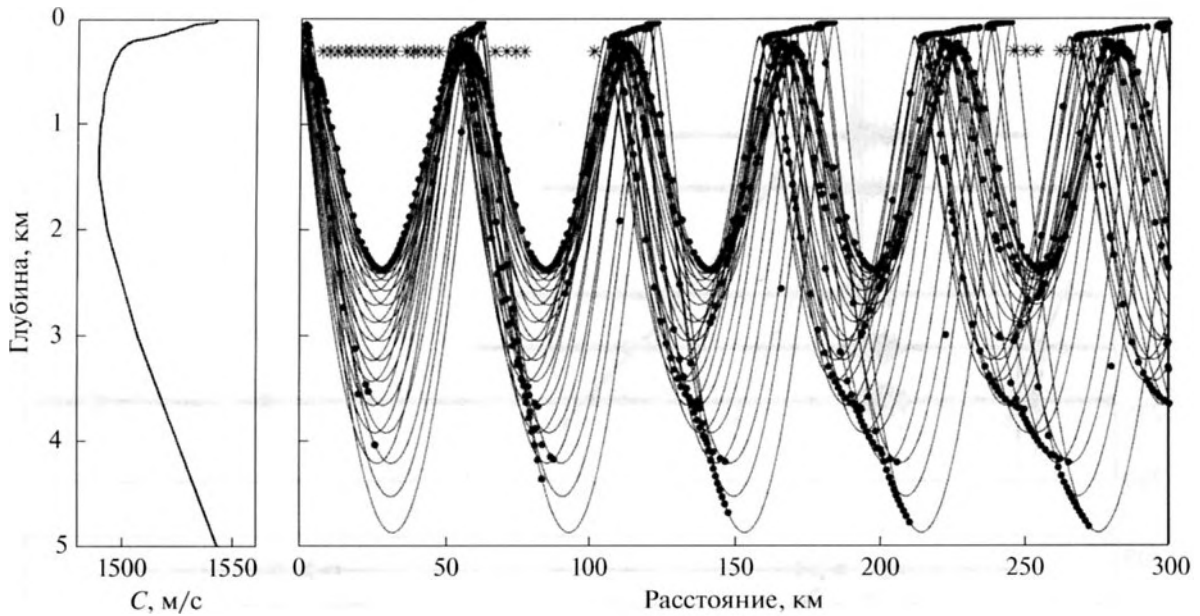


Рис. 1. Профиль скорости звука и лучевая картина звукового поля. Значком * обозначены точки взрывов. Черными точками обозначены места касания лучами каустик.

приема, находящейся в зоне тени, — назовем его “блик”. В работе [6] с помощью этих представлений была проанализирована экспериментальная угловая и временная структура звукового поля в первой зоне тени. Кроме того, в работе [4] был сделан вывод, что таким же образом может озвучиваться не только первая, но и дальние зоны тени, поскольку в каждой зоне конвергенции происходит перекачка звуковой энергии из регулярного поля в поле бликов, озвучивающих следующие за ней зоны тени.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований по проникновению сигналов от взрывного источника звука в зоны тени глубокого океана, с первой до пятой включительно. Эксперимент проводился в тропической зоне Индийского океана на трассе протяженностью 300 км при глубине океана 5 км. Подрывы зарядов весом 2.5 кг осуществлялись на глубине 300 м с идущего на полном ходу судна. Сигналы принимались на одиночный ненаправленный гидрофон на глубине 300 м в частотной полосе 20–2500 Гц и на 20 ненаправленных гидрофонов вертикальной цепочки с центром на глубине 300 м, отстоящих друг от друга на 2 м, в частотной полосе 500–3500 Гц. Прием сигналов на вертикальную цепочку гидрофонов обеспечивал возможность оценки углов прихода отдельных сигналов по их временным задержкам, тем самым повышая надежность их идентификации.

На рис. 1 представлены профиль скорости звука и лучевая картина звукового поля вдоль экспериментальной трассы. Расчет проводился для чи-

сто водных лучей для определения расположения зон освещенности и тени. Звездочками на горизонте 300 м обозначены расстояния, на которых в эксперименте регистрировались сигналы взрывов в зонах тени. Лучевой расчет звукового поля, представленный на рис. 1, демонстрирует ярко выраженную зональность и наличие каустик, что является характерным для тропических районов Мирового океана, отличающихся пространственной стабильностью вертикального профиля скорости звука.

На рис. 2 показаны взрывные сигналы, зарегистрированные в первой, второй и пятой зонах тени в диапазоне частот 500–3500 Гц. Для всех сигналов масштаб по горизонтальной и вертикальной оси постоянен.

Первыми на рис. 2 приходят сигналы ликвиджей, первоначально распространяющиеся в приповерхностном канале. В начале пятой зоны тени (246 км) вместе с ликвиджами приходят водные сигналы. Вслед за ликвиджами приходят сигналы, названные выше бликами, в виде суперпозиции относительно коротких сигналов. Вступления сигналов самых быстрых бликов на рис. 2 приведены к нулю временной шкалы. Далее следуют донные отражения, показанные в первой зоне тени с ограничением по амплитуде. Такая очередность прихода сигналов сохраняется для всех зон тени. Тонкими сплошными линиями показаны расчетные времена опережения ликвиджей, толстыми линиями — запаздывания донных отражений относительно расчетных времен распространения самых быстрых бликов, а штрихо-

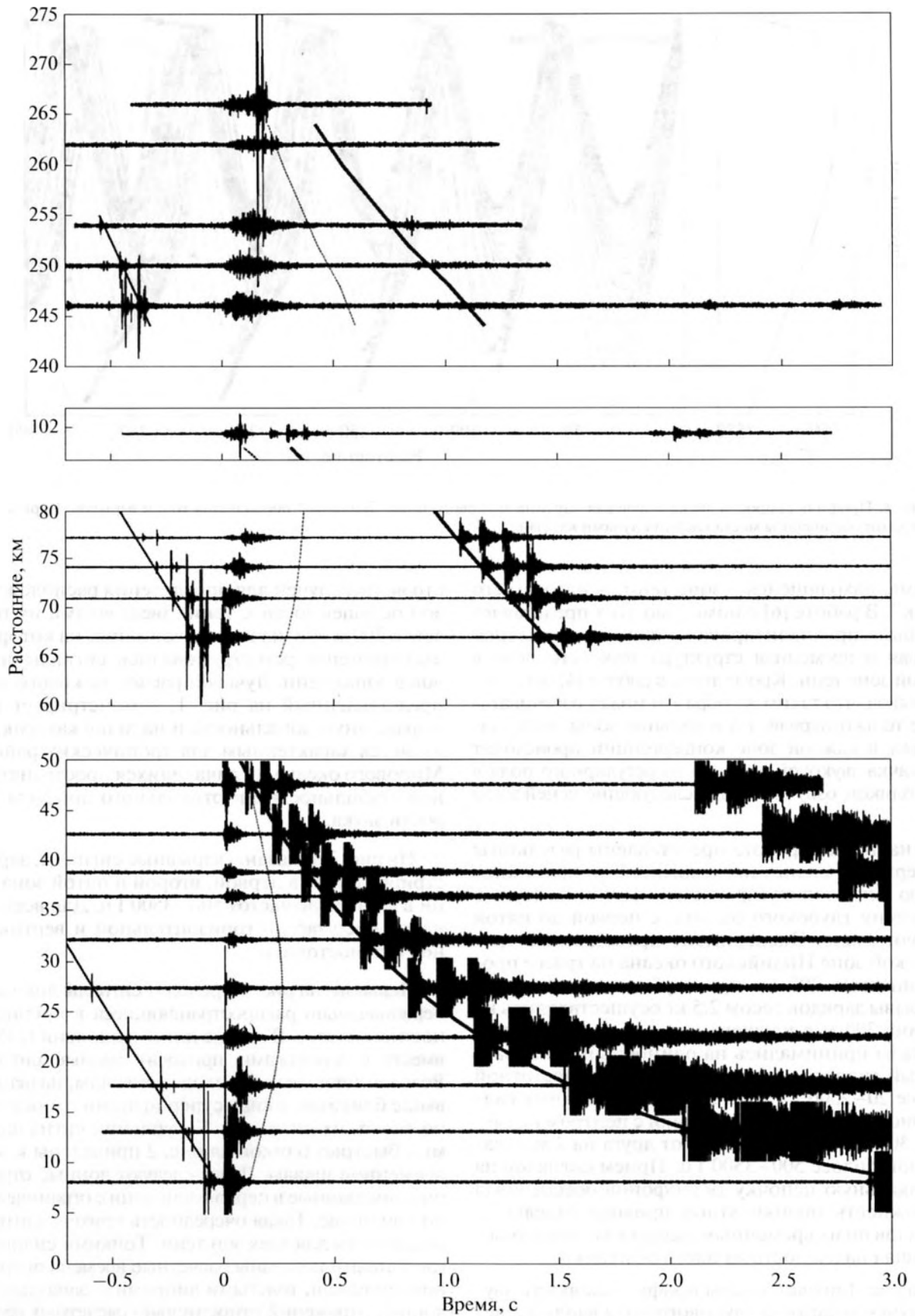


Рис. 2. Взрывные сигналы, зарегистрированные в первой, второй и пятой зоне тени в диапазоне частот 500–3500 Гц.

вой кривой — расчетная длительность бликов (относительно нуля).

Можно отметить, что экспериментально зарегистрированный уровень сигналов бликов примерно одинаков во всех зонах тени. В то же время, уровень донных отражений существенно уменьшается и в пятой зоне тени едва проявляется на фоне естественных шумов. На рис. 2 видно, что при подходе ко второй (102 км) и пятой (266 км) зонам конвергенции появляется прямой водный сигнал, на который накладываются блики, обуславливающие предреверберацию прямого сигнала [4]. Экспериментальные результаты в пятой зоне тени подробно рассмотрены в работе [7].

Ликиджи и донные отражения достаточно просто идентифицируются как по форме, так и путем сравнения с лучевыми расчетами времен их распространения [4]. Форма бликов представляет собой некий реверберационный сигнал и резко отличается по форме как от ликиджей, имеющих простую структуру и состоящих из ударной волны и пульсации, так и от сигналов донных отражений, содержащих три или четыре дискретных прихода в зависимости от соотношения глубин излучения и приема.

Для расчета и анализа временной структуры бликов в заданной точке приема необходимо рассматривать все возможные варианты их формирования зеркально отраженными от слоистых неоднородностей сигналами. В первой зоне тени блики формируются звуком, зеркально отразившимся от слоистых неоднородностей вверх и приходящим в приемную точку сверху и снизу. Во всех последующих зонах тени блики формируются звуком, отразившимся от слоистых неоднородностей вверх и приходящим в заданную точку сверху и снизу, а также звуком, отразившимся вниз и также приходящим в заданную точку сверху и снизу.

Далее при анализе будет использован следующий принцип сокращенного обозначения семейств лучей, образующих блики: первая буква — лучи выходят из источника вниз (Н) или вверх (В); вторая буква — лучи отражаются от неоднородностей вниз (Н) или вверх (В); третья буква — лучи приходят в точку приема снизу (Н) или сверху (В).

Для нахождения траекторий лучей, отразившихся от тонкоструктурных неоднородностей и попавших в точку приема, был применен следующий алгоритм. Рассмотрим простейший случай равенства горизонтов излучения и приема. На первом этапе для каждого вышедшего из источника луча рассчитывается полный цикл луча D и два полуцикла — верхний D_s и нижний D_b :

$$D = D_s + D_b.$$

Для заданного расстояния между источником и приемником r и рассчитанных D_s и D_b вычисляется расстояние R , на котором луч, попадающий в

заданную точку приема, зеркально отражается от тонкоструктурной неоднородности (R_b для лучей приходящих в приемник сверху и R_n для лучей приходящих в приемник снизу). Затем траектория этого же луча рассчитывается до расстояния R и определяется глубина луча z на этом расстоянии. Для семейств лучей ВВВ, НВН и точки приема, находящейся в первой зоне тени на глубине, равной глубине излучателя, расстояние R для всех лучей будет равно $r/2$ (траектории лучей симметричны относительно вертикали, проходящей через точку R). Рассчитывая траекторию луча до точки R , можно получить зависимость глубин точек отражения от угла выхода луча из источника и времени распространения. Для семейств лучей ВВН и НВВ в первой зоне тени расстояние R будет определяться по формулам $R_n = (r + D_s)/2$ и $R_b = (r - D_s)/2$ соответственно. Рассчитывая траекторию луча до этого расстояния, получаем зависимость глубин отражения и времен распространения от угла выхода для данных семейств. В общем случае расстояние R , на котором луч, попадающий в заданную точку приема в зоне тени, зеркально отражается от тонкоструктурной неоднородности, можно рассчитать для всех приведенных выше семейств лучей по следующим формулам:

$$\begin{aligned} \text{ВВВ} \quad R_b &= LD + dr/2, \\ \text{ВВН} \quad R_n &= R_b + D_s/2, \\ \text{НВВ} \quad R_b &= LD + (dr - D_s)/2, \\ \text{НВН} \quad R_n &= R_b + D_s/2, \\ \text{ВНВ} \quad R_b &= LD - (D - dr)/2, \\ \text{ВНН} \quad R_n &= R_b + D_s/2, \\ \text{ННВ} \quad R_b &= (L - 1)D + (D_s + dr)/2, \quad L \neq 0, \\ \text{ННН} \quad R_n &= R_b + D_s/2, \end{aligned} \quad (1)$$

где $dr = r - ND$ — разность между расстоянием, на котором находится точка приема, и расстоянием, на котором укладывается число полных циклов луча (N — число полных циклов); $L = 0, 1, 2, \dots$ — номер зоны конвергенции, в которой луч испытывает зеркальное отражение от слоистых структур, $L < N$ ($L = 0$ — ближняя зона). Формулы справедливы для глубокой зоны тени, когда число полных циклов одинаково для всех лучей.

При глубине излучения, не равной глубине приема, на первом этапе расчета луча следует определить еще один параметр — разность расстояний, на которых луч пересекает горизонты излучения и приема.

Рассмотрим картину формирования бликов в первой зоне тени на расстоянии 10 км от излучателя (глубина излучения и приема — 300 м). На рис. 3 показаны семейства лучей НВВ и ВВН.

Кроме этих двух семейств лучей в первой зоне тени есть еще два — ВВВ и НВН. Эти семейства

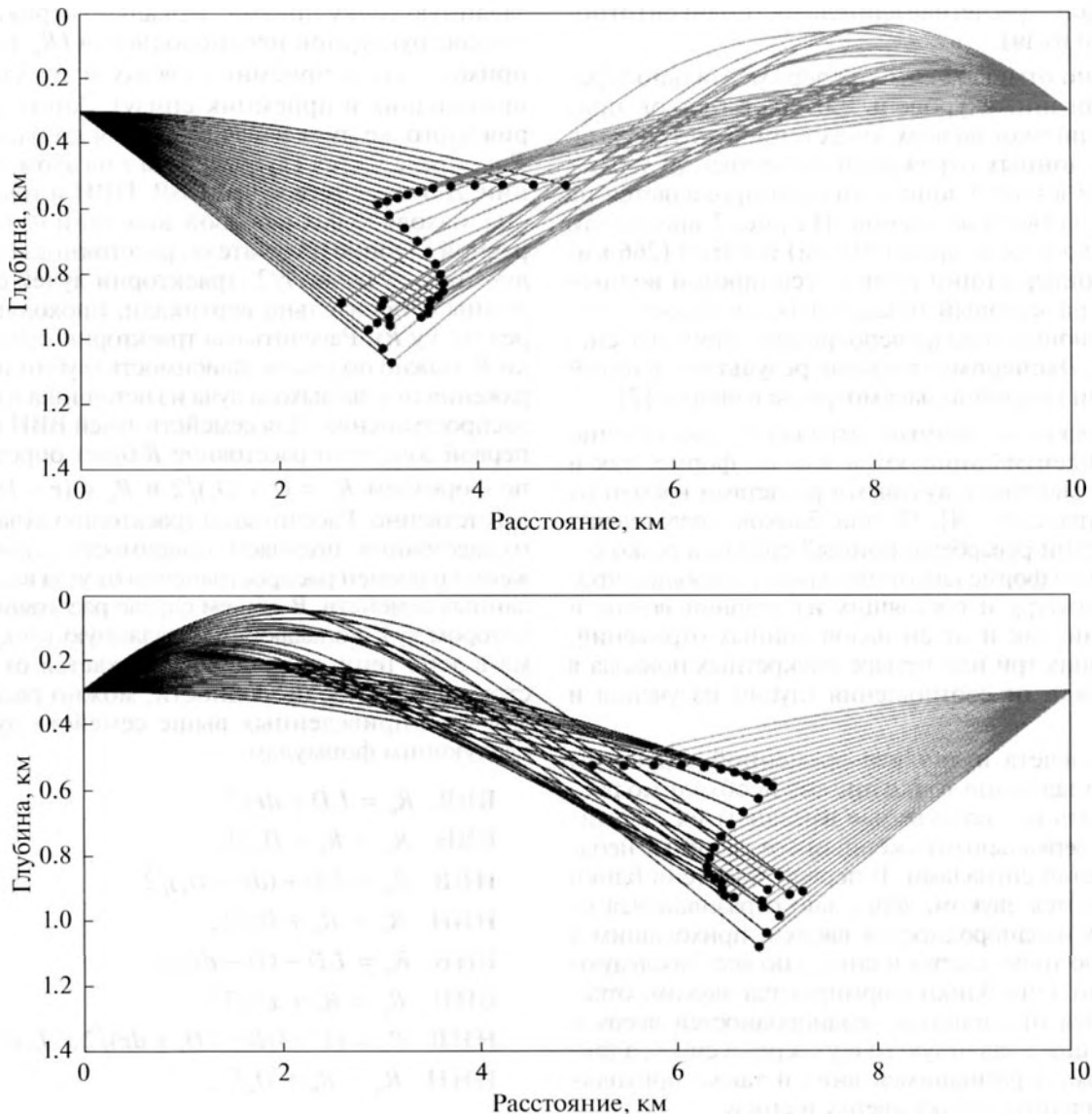


Рис. 3. Лучи, отразившиеся от слоистых неоднородностей и попадающие в заданную точку приема на расстоянии 10 км (глубина 300 м): сверху – НВВ, внизу – ВВН.

будут симметричны, и все точки отражений будут лежать на вертикали, находящейся на расстоянии 5 км от источника.

На рис. 4 показаны глубины точек зеркального отражения для лучей в первой зоне тени, попадающих в заданную точку на расстоянии 10 км для всех обсуждаемых выше четырех семейств, в зависимости от угла выхода из источника и времени распространения звука по соответствующим лучам. Кривые глубин отражения имеют локальные экстремумы, которые соответствуют локальным экстремумам времен распространения звука для рассматриваемых лучевых траекторий. Эти области локальных экстремумов глубин являются областями существенного отражения для заданной

точки приема, откуда отраженный звук будет приходить в точку приема в виде пучка лучей, находящихся в фазе друг с другом, и создавать блик в зоне тени. Максимальная длительность суммарного сигнала бликов будет определяться временным разбросом локальных экстремумов времен распространения для всех семейств лучей.

В работе [5] было показано, что приемник, находящийся в зоне тени, принимает звук, распространяющийся по отдельным семействам лучей, зеркально отраженных от слоистых структур и формирующих каустики в точке приема. Это обстоятельство проиллюстрировано на рис. 5, который наглядно показывает физический смысл локальных экстремумов на рис. 4. На этом рисунке

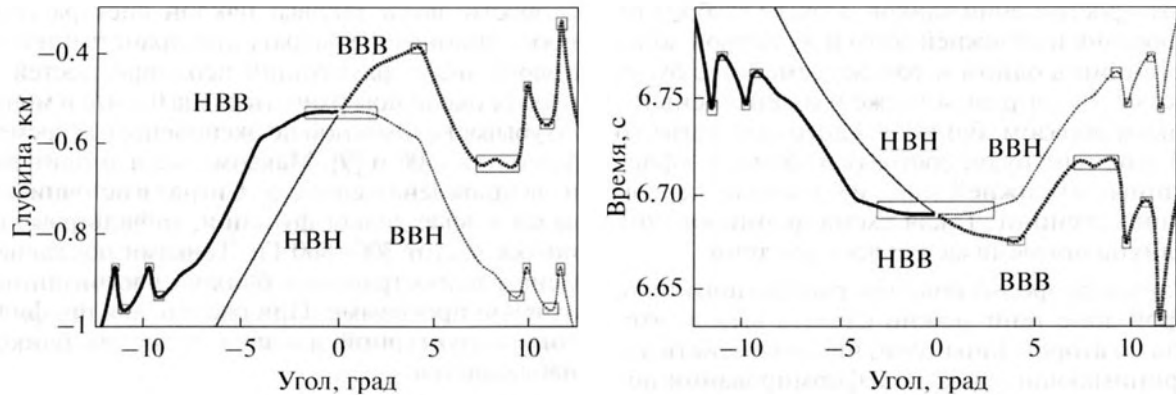


Рис. 4. Зависимость глубин точек зеркального отражения лучей, приходящих в точку приема (слева) и зависимость времен распространения звука для лучей, приходящих в точку приема (справа), от угла выхода из источника. Прямоугольниками выделены локальные экстремумы.

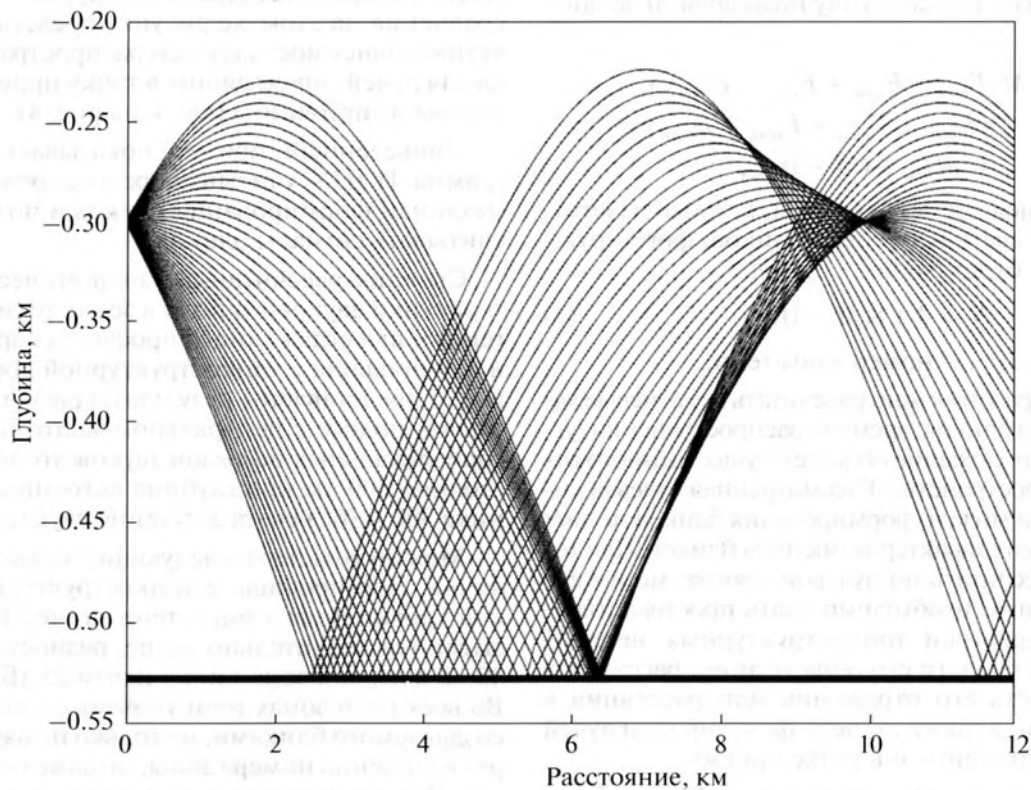


Рис. 5. Лучи с углами выхода из источника от -1° до $+1^\circ$, отразившиеся от протяженной неоднородности на глубине 528 м.

показаны лучи, отразившиеся от протяженной неоднородности на глубине 528 м (наиболее значимый экстремум для углов выхода $-1^\circ \dots +1^\circ$ (семейства HBВ и BBН, показанные на рис. 3). Видно, что приемник на глубине 300 м и расстоянии 10 км находится на пересечении каустик, образованных пучками лучей с малыми углами выхода, которые фокусируются в этой точке и соответствуют приходом бликов сверху и снизу.

Во второй зоне тени наряду с бликами, сформированными лучами из ближней зоны при отражении от слоистых неоднородностей вверх (четыре семейства), появляются блики, сформированные системой лучей из первой зоны конвергенции (восемь семейств). Из них четыре семейства лучей отражаются от слоистых неоднородностей вверх (HBВ, HBН, BBВ и BBН) и четыре вниз. В плоско-слоистой модели среды, которой мы пользуемся,

время распространения бликов, а также глубина их формирования из ближней зоны и из первой зоны конвергенции в одном и том же семействе будут одинаковы. Будут равны также и их интенсивности. Таким образом, блики каждого семейства во второй зоне тени будут состоять из бликов, сформированных в ближней зоне, и бликов из первой зоны конвергенции. Такая схема формирования поля бликов применима для всех зон тени.

На примере формирования рассеянного поля во второй зоне тени можно сделать вывод, что, начиная со второй зоны тени, число семейств лучей, принимающих участие в формировании поля бликов в данной зоне, будет каждый раз возрастать на восемь.

Средняя энергия, озвучивающая из зоны конвергенции последующую за ней зону тени, в каждом из семейств лучей будет $E_{ввв}$, $E_{ввн}$ и т.д. Тогда общая энергия бликов, озвучивающая M -ю зону тени, будет

$$E = M(E_{ввв} + E_{ввн} + E_{нвв} + E_{нвн}) + (M - 1)(E_{внв} + E_{внн} + E_{ннв} + E_{ннн}) = ME_{в} + (M - 1)E_{н},$$

т.е. общее число семейств лучей, каждый из которых может давать несколько бликов, формирующих сигнал, будет равно

$$N = 4 + 8(M - 1), \quad (2)$$

где $M = 1, 2, 3, \dots$ – номер зоны тени.

Таким образом можно рассчитать все лучевые характеристики бликов: времена распространения, углы прихода, положение областей существенного отражения в пространстве. Рассмотренная лучевая кинематическая модель формирования бликов не дает энергетических характеристик поля бликов. Для того чтобы рассчитать по лучевой программе интенсивность блика, необходимо знать пространственные характеристики тонкоструктурных неоднородностей в области его образования, рассчитать интенсивность его отражения или рассеяния в этой области, а также степень фокусировки лучей в области отражения и в точке приема.

Для расчета интенсивности поля бликов была использована программа К.В. Авилова [8], реализующая метод псевдодифференциальных параболических уравнений (ПДПУ). Программа ПДПУ позволяет учитывать рассмотренный механизм формирования бликов при распространении звука в океане и получать энергетические характеристики как регулярного, так и рассеянного поля.

На рис. 6 сверху представлены результаты расчета по программе ПДПУ сигнала в первой зоне тени на расстоянии 10 км для плоскостной модели для профиля рис. 1 с введением тонкоструктурной добавки при глубине источника и приемника 300 м. Параметры тонкоструктурной добавки

скорости звука таковы: наклон спектра обратно пропорционален квадрату пространственного волнового числа флуктуаций неоднородностей, дисперсия около поверхности равна 0.1 м/с и монотонно убывает с глубиной по экспоненте с декрементом затухания 1500 м [9]. Максимальная амплитуда сигнала приведена к единице. Сигнал в источнике задавался в виде дельта-функции, отфильтрованной в полосе частот 300–800 Гц. Точками показаны времена распространения бликов, рассчитанные по лучевой программе. При расчете для профиля без тонкоструктурной добавки сигналов бликов не наблюдается.

На рис. 6 внизу приведена расчетная зависимость угловой структуры звукового поля от времени в виде полутонковой картины. Картина получена моделированием сканирования по углу в вертикальной плоскости антенной высотой 80 м, центр которой находился на глубине 300 м. Для сравнения на этом же рисунке представлена расчетная зависимость времен распространения звука для лучей, приходящих в точку приема, от угла выхода из источника (как и на рис. 4).

Приведенный пример показывает, что программа ПДПУ учитывает рассмотренный выше механизм формирования бликов и позволяет рассчитывать сигналы бликов.

Сравним рассчитанные энергетические характеристики звукового поля в зонах тени и конвергенции для сглаженного профиля скорости звука и для профиля с тонкоструктурной добавкой. На рис. 7 представлены результаты расчета в 1/3-октавной полосе с центральной частотой в 1000 Гц горизонтальных разрезов звукового поля до расстояния 300 км при глубине источника и приемника 300 м (без учета затухания звука).

Можно отметить следующие характерные отличия. Для профиля с тонкоструктурной добавкой уровни поля в зонах тени за счет бликов оказываются значительно выше, разность достигает 40 дБ в первой зоне тени и почти 25 дБ во второй. Во всех пяти зонах тени уровень звукового поля, создаваемого бликами, не только не падает по мере увеличения номера зоны, но даже немного растет. Это происходит в том числе и потому, что ослабление рассеянного поля в зонах тени по цилиндрическому закону оказывается скомпенсированным перекачкой энергии из регулярного поля в поле бликов, причем число семейств лучей, дающих блики каждой следующей зоне, возрастает на восемь.

Оценим приблизительно изменение интенсивности сигнала, сформированного бликами, с ростом номера зоны тени. Будем считать, что число бликов прямо пропорционально числу семейств лучей, интенсивность всех бликов в точке приема одинакова и сигналы бликов складываются энергетически. Расстояние до середины зоны тени с

номером M примерно равно $25 + 60(M - 1)$ км. Тогда, с учетом роста числа семейств лучей (2) и ослабления рассеянного поля в зонах тени по цилиндрическому закону, интенсивность суммарного сигнала бликов в зоне тени будет прямо пропорциональна следующей величине W :

$$W = \frac{4 + 8(M - 1)}{25 + 60(M - 1)}. \quad (3)$$

Рассчитанные по (3) отношения величин W , равные отношению интенсивностей суммарных сигналов бликов в $(M - 1)$ -й и M -й зонах тени, близки к единице: для 1 и 2 зоны это 1.13, для 2 и 3 зоны — 1.02, для 3 и 4 зоны — 1.01 и для 4 и 5 зоны — 1.005.

Кроме этого, следует отметить, что перекачка звуковой энергии из регулярного поля в поле бликов приводит к понижению максимальных уровней поля в зонах конвергенции. Причем, по мере роста номера зоны, разность уровня звукового поля, рассчитанного для сглаженного профиля скорости звука и для профиля с тонкоструктурной добавкой, растет.

Для зон конвергенции с первой по пятую — рис. 7 (см. врезки с детальным строением поля в зонах) — были рассчитаны разности максимальных значений интенсивности для сглаженного профиля скорости звука и для профиля с тонкоструктурной добавкой: 0.38, 0.48, 1.4, 2.57 и 3.38 дБ соответственно. Эти разности можно интерпретировать как дополнительное затухание около 0.0084 дБ/км на центральной частоте расчета 1000 Гц, что составляет около 20% от традиционного затухания на данной частоте (в среднем, по разным оценкам, около 0.04 дБ/км).

Расчетные отношения интенсивностей в зоне освещенности и в зоне тени близки к наблюдаемым в эксперименте [7]. Таким образом, можно считать, что предложенные параметры тонкоструктурной добавки при расчете по программе ПДПУ К.В. Авилова позволяют достаточно точно предсказать энергетические характеристики наблюдаемых в эксперименте бликов.

Подводя итоги, можно сказать следующее. Наличие в профиле скорости звука тонкоструктурной составляющей обуславливает появление в зоне тени бликов — сигналов, зеркально отразившихся от тонкоструктурных неоднородностей скорости звука. Рассмотренная выше кинематическая модель проникновения звука в зону тени позволяет однозначно рассчитывать для заданной точки пространства время распространения и углы приходов данных сигналов, а также указывать локализованную область их отражения. Сигналами, отразившимися от горизонтально протяженных слоев тонкой структуры поля скорости звука, засвечиваются не только первая, но и дальние зоны тени, в частности, в рассмотренном примере — пятая зона тени. Наличие тонкострук-

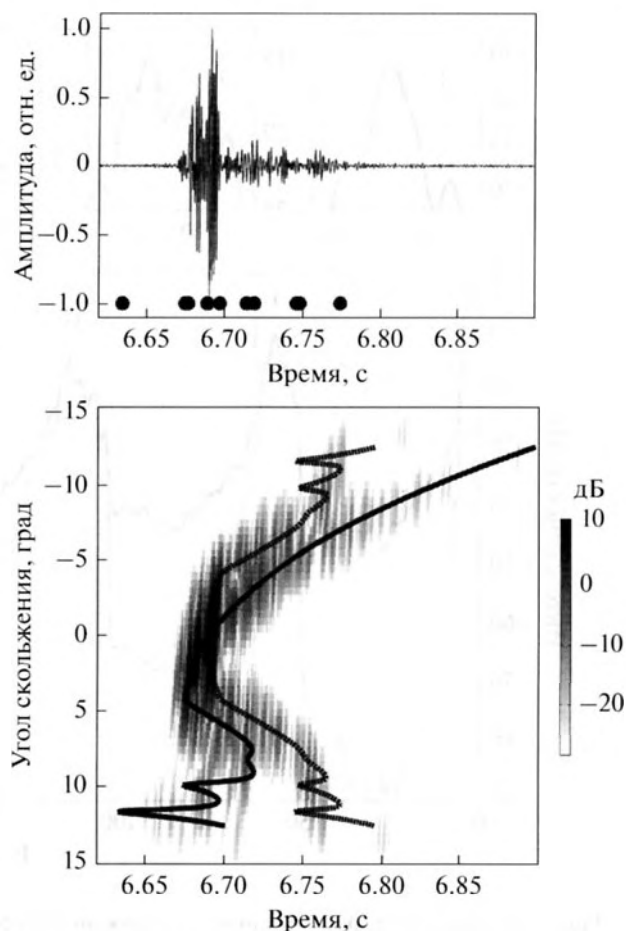


Рис. 6. Вверху: сигнал бликов, рассчитанный по волновой программе ПДПУ в первой зоне тени на расстоянии 10 км для профиля с тонкоструктурной добавкой. Точками показаны времена распространения бликов, рассчитанные по лучевой программе. Внизу: полутональная картина зависимости угловой структуры звукового поля от времени. Линиями показана зависимость времен распространения звука для лучей, приходящих в точку приема, от угла выхода из источника.

турных неоднородностей приводит к появлению в звуковом сигнале реверберационной составляющей бликовой природы. В экспериментах это может проявляться в частичном зашумлении водных сигналов (предреверберация, реверберация), в пространственных пульсациях звукового поля в областях перехода от зоны тени к зоне конвергенции [3], которые можно объяснить интерференцией отдельных бликов.

Формируемое бликами поле в каждой из зон тени порождается регулярным полем и распространяется параллельно с ним, отбирая энергию из регулярного поля в ближней зоне и в каждой последующей зоне конвергенции. Этот механизм вызывает дополнительное уменьшение поля в зонах освещенности, что можно интерпретировать

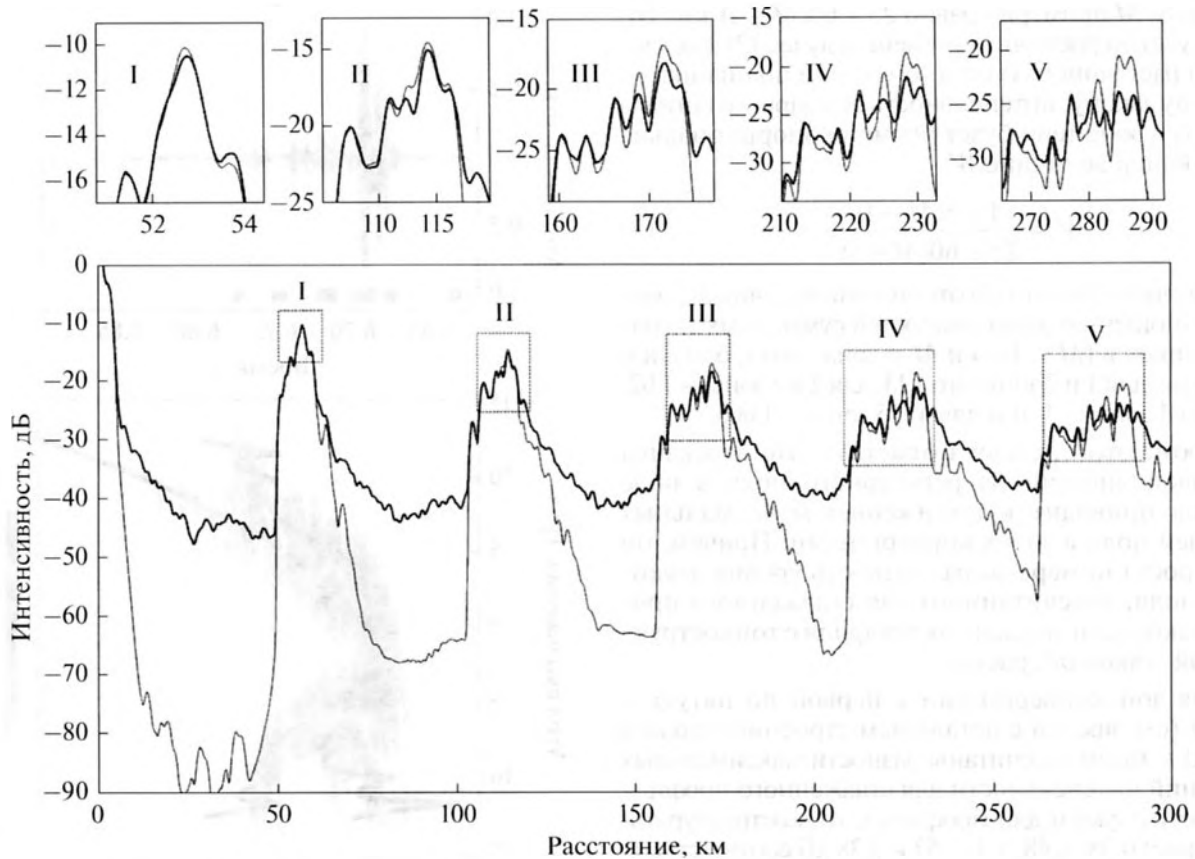


Рис. 7. Звуковое поле, рассчитанное для сглаженного профиля скорости звука (тонкая кривая) и для профиля с тонкоструктурной добавкой (жирная кривая). На врезках показано детальное строение поля в зонах конвергенции (I–V).

как дополнительное затухание регулярного звукового поля. С ростом номера зоны рассеянное поле в зоне тени может стать доминирующим по сравнению с донными отражениями. Волновая программа К.В. Авилова ПДПУ позволяет автоматически учитывать рассмотренный механизм формирования бликов при распространении звука в океане, а также рассчитывать энергетические характеристики как регулярного, так и рассеянного поля.

Проводя детальные экспериментальные исследования поля бликов в зонах тени, можно получить важную информацию о характеристиках тонкоструктурной стратификации в океане, распределении тонкоструктурных неоднородностей по глубине, их спектральному составу и временной изменчивости.

Все вышеизложенное рассмотрено в рамках модели плоскостойкой среды, в которой лучевая интерпретация формирования поля бликов может быть проведена достаточно просто. В случае пространственной изменчивости профиля скорости звука по трассе распространения такая наглядная интерпретация затруднительна. Тем не менее, можно полагать, что и в случае относи-

тельно слабой изменчивости профиля скорости звука по трассе распространения как регулярное поле, так и поле бликов будут одинаково подстраиваться под изменения профиля скорости звука по мере их распространения, и механизм образования бликов в принципе останется таким же. Экспериментальные данные, полученные в рассматриваемом районе океана, свидетельствуют о высокой стабильности поля скорости звука по трассе распространения (что характерно для тропических районов Мирового океана) и, соответственно, о возможности применения модели плоскостойкой среды в этом случае.

Авторы выражают признательность К.В. Авилу за предоставление его программы для проведения расчетов. Работа выполнена при поддержке РФФИ 13-05-00268 и 15-52-40003.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гостев В.С., Швачко Р.Ф. Экспериментальные исследования звуковых сигналов, наблюдаемых в зоне геометрической тени в океане // ДАН СССР. 1985. Т. 282. № 5. С. 1082–1085.

2. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
3. *Гостев В.С., Неклюдов В.И., Чупров С.Д., Швачко Л.В., Швачко Р.Ф.* О засветке зоны тени / Акустика океанской среды. М.: Наука, 1989. С. 88–97.
4. *Гостев В.С., Носова Л.Н., Швачко Р.Ф.* Исследование звукового поля взрывного сигнала в зонах геометрической тени глубокого океана // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 2. С. 201–205.
5. *Гостев В.С., Швачко Р.Ф.* Многолучевая структура звукового поля, проникающего в зоны тени в океане с тонкоструктурными неоднородностями / Акустика океана. Доклады 9-й школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2002. С. 120–123.
6. *Буренков С.В., Гостев В.С., Князева Н.И., Наумов С.С., Швачко Р.Ф.* Исследование тонкой временной и угловой структуры звукового поля в зоне тени методом спектрометрии временных задержек // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 2. С. 336–338.
7. *Гостев В.С., Микрюков А.В., Попов О.Е., Швачко Р.Ф.* Звуковое поле взрывного источника в дальних зонах тени / Акустика океана. Доклады 14-й школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2013. С. 41–44.
8. *Авилов К.В.* Псевдодифференциальные параболические уравнения распространения звука в океане, плавно неоднородном по горизонтали, и их численные решения // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 1. С. 5–12.
9. *Гостев В.С., Попов О.Е., Швачко Р.Ф.* Компьютерное моделирование звуковых полей в океане с тонкоструктурными неоднородностями // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 6. С. 778–784.