АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2003, том 49, № 6, с. 768–777

УДК 534.23

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЗВУКОВЫХ ПОЛЕЙ В ОКЕАНЕ ПРИ ГЛУБОКОВОДНОМ ПРИЕМЕ

© 2003 г. О. П. Галкин, Л. В. Швачко

Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН

117036 Москва, ул. Шверника 4

E-mail: bvp@akin.ru

Поступила в редакцию 15.10.2002 г.

Приводятся результаты исследования угловой и энергетической структуры звукового поля на больших глубинах (880 и 1100 м) при излучении псевдошумового сигнала (диапазон частот 1–4 кГц) в верхних слоях океана под слоем скачка (на горизонте 200 м) в двух районах Мирового океана в условиях существования одноосевого глубоководного звукового канала. Структура поля на больших глубинах сравнивалась со структурой поля, зарегистрированного на горизонте источника. Экспериментальные данные для первых двух зон конвергенции сопоставлялись с результатами расчетов, полученными на основе лучевых представлений. Делается вывод, что в генеральном плане основные закономерности структуры поля на больших глубинах удовлетворительно описываются лучевой теорией, однако пространственное положение зон конвергенции, полученное в опытах, отличается от расчетного. К тому же при более детальном рассмотрения характеристик поля оказывается, что угловая и энергетическая структуры заметным образом отличаются от расчетных значений.

Известно, что основные черты структуры звукового поля, наблюдаемые в океанических волноводах, существенным образом зависят от гидрологических условий региона и от расположения корреспондирующих точек. Для глубоководных районов океана наиболее часто встречающимся типом звукового поля можно считать тот, который формируется в условиях существования одноосевого подводного звукового канала. Для него характерна четко выраженная зональная структура поля с чередованием зон тени и зон конвергенции. Именно в этих условиях, характерных для районов с профилями скорости звука $c(z)$ тропического и субтропического типа, проводилась большая часть натурных исследований угловой и энергетической структуры звуковых полей [1–3]. При этом основной объем экспериментальных материалов был получен при расположении излучателей и приемных систем в верхнем 500-метровом слое волновода. Однако в ряде районов Мирового океана структура звукового поля измерялась и на существенно больших глубинах (от 800 до 2000 м). Отметим, что все эксперименты проводились на научно-исследовательских судах Акустического института с использованием приемно-излучающего комплекса аппаратуры специально, созданного в ЦНИИ "Морфизприбор" под руководством А.М. Дымшица.

Опыты проводились с использованием широкополосных псевдошумовых сигналов. При исследованиях в верхних слоях океана (до нескольких сотен метров) прием осуществлялся как на ненаправленные гидрофоны, так и на две идентичные вертикальные 40-метровые шланговые антенны с внешним диаметром 5 см. Они опускались в воду через расположенные вдоль диаметрали судна шахты, специально сделанные в днище принимающего научно-исследовательского судна. Каждая из антенн содержала 296 гидрофонов, объединенных в 74 фазовых центра. Благодаря неэквидистантному расположению гидрофонов создавалась возможность измерять углы прихода сигналов в вертикальной плоскости в широком (3-октавном) диапазоне частот (0.5–4.0 кГц) практически с одинаковой разрешающей способностью (2–2.5°) за счет использования различных по длине участков антенны. После усиления в специальной батисфере, расположенной в непосредственной близости от верхней части антенны, сигналы от всех 74 фазовых центров передавались на борт приемного судна, где проводилась их регистрация и необходимая обработка. Для исследований угловой структуры звукового поля на больших глубинах дополнительно была изготовлена специальная глубоководная вертикальная антенна в виде 10-метровой жесткой фермы. Она опускалась не через шахты, а с борта судна, на одножильном специально разработанном выскочастотном кабель-тросе. Для передачи многоканальной информации на борт судна использовалась система уплотнения. Для того чтобы можно было сопоставлять угловые структуры поля, одновременно измеренные в верхних слоях океана и на больших глубинах, размещение гидрофонов на жесткой ферме и их число соответствовали центральной части вертикальных шланго-

вых антенн. В этом случае разрешающая угловая способность глубоководной антенны для шумовых сигналов со средней частотой $f_{ср}$ = 3.15 кГц также составляла ~2.5°. Глубоководная антенна использовалась для исследовательских работ на глубинах до 2000 м.

Опыты, описанные ниже, проводились с использованием двух научно-исследовательских судов, находившихся в дрейфе. С излучающего судна на глубину, близкую к 200 метрам, через специальную шахту опускался широкополосный практически ненаправленный источник звука. На приемном судне на глубинах до 600 м сигналы принимались с помощью шланговых антенн, а на больших глубинах – на глубоководную антенну. Измерения проводились при медленном и непрерывном изменении расстояния между корреспондирующими точками за счет движения против дрейфа излучающего судна и свободного дрейфа приемного судна. Контроль дистанции между излучателем и приемными антеннами, а не между судами, как это обычно практикуется во многих океанических экспериментах, проводился ежеминутно с помощью специально разработанного комплекса аппаратуры [4]. Для этого в системе единого (международного) времени к непрерывному псевдошумовому сигналу подмешивались короткие тональные импульсы большой интенсивности. На приемном судне после определения углов прихода сигнала в вертикальной плоскости и времени распространения импульсов по соответствующим лучам вычислялась дистанция до излучателя.

Исследования угловой и энергетической структуры поля на больших глубинах и сопоставление ее с одновременно измеренной структурой поля на глубинах, близких к расположению источника (~200 м), были проведены в различных районах Мирового океана. Максимальные дистанции, на которых производились измерения, соответствовали двум первым зонам конвергенции (~120–130 км). В Средиземном море глубоководный прием осуществлялся на глубине ~1500 м; в Индийском океане: в районе Центральной котловины – на глубине ~1100 м и в Западно-Австралийской котловине – на глубине ~2000 м; в Атлантическом океане: вблизи Канарских островов – на глубине ~1400 м, вблизи островов Зеленого мыса – на глубине ~800 м, а также в ряде других районов.

Наиболее подробно структура поля на больших глубинах исследовалась в Гвианском районе Атлантического океана (около берегов Бразилии) при расположении глубоководной приемной системы вблизи оси подводного звукового канала на глубине 880 м. Профиль скорости звука для этого района изображен на рис. 1 сплошной кривой. Как видно из графика, в районе исследований на глубинах от 50 до 200 м был зарегистрирован слой скачка с большим отрицательным градиентом скорости звука. В гидрологических условиях одноосевого звукового канала характер поля в основном определяется разностью значений скорости звука на горизонтах излучения и приема. Опыт проводился при излучении шумового сигнала в диапазоне частот 1–4 кГц на глубине 200 м и приеме на глубинах 190 м (центр одной из шланговых антенн) и 880 м (центр глубоководной антенны). Как уже отмечалось выше, исследуемая трасса включала в себя две первые зоны конвергенции. В генеральном плане структура звукового поля на обеих глубинах приема вполне удовлетворительно описывается соответствующей лучевой картиной (попутно отметим, что для рассматриваемых частот результаты расчетов звукового поля, выполненных по лучевой и волновой программам, дают практически одинаковые результаты [5–7]). Так, если на горизонте приема 190 м звуковое поле в основном формировалось лучами, заворачивающимися в верхних слоях океана вблизи расположения источника, то на горизонте приема вблизи оси канала (~880 м) оно создавалось сигналами, приходящими под более крутыми углами. Это подтверждается экспериментальной угловой структурой поля водных (пришедших без отражения от границ волновода) сигналов в первой зоне конвергенции, приведенной на рис. 2а, 2б для указанных горизонтов приема соответственно. На графиках по оси абсцисс отложено расстояние r в километрах, по оси ординат – значения углов прихода α в градусах, при-

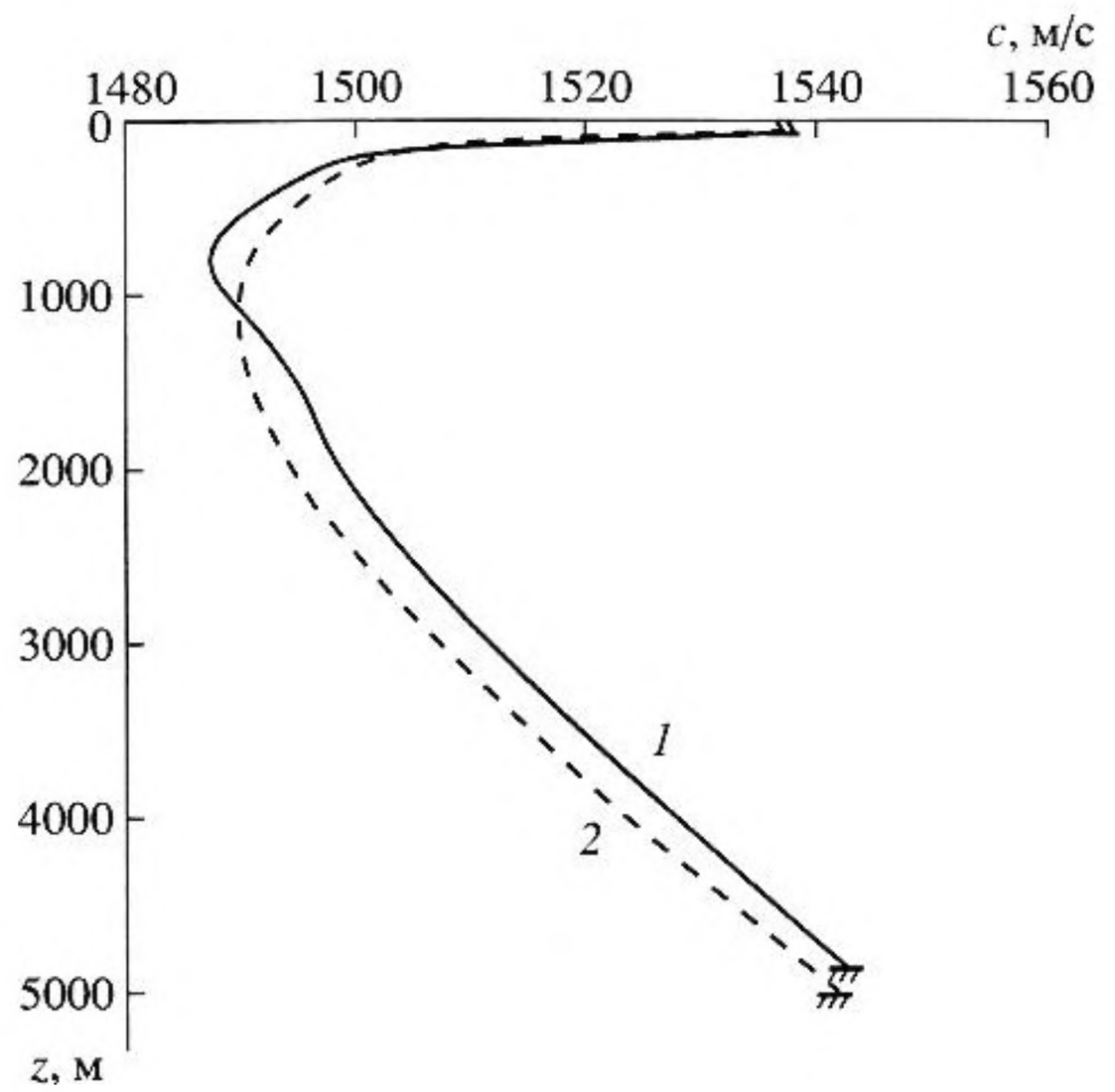

Рис. 1. Профили скорости звука $C(z)$ в районах исследований. *1* – Гвианский район Атлантического океана. *2* – Центральная котловина Индийского океана.

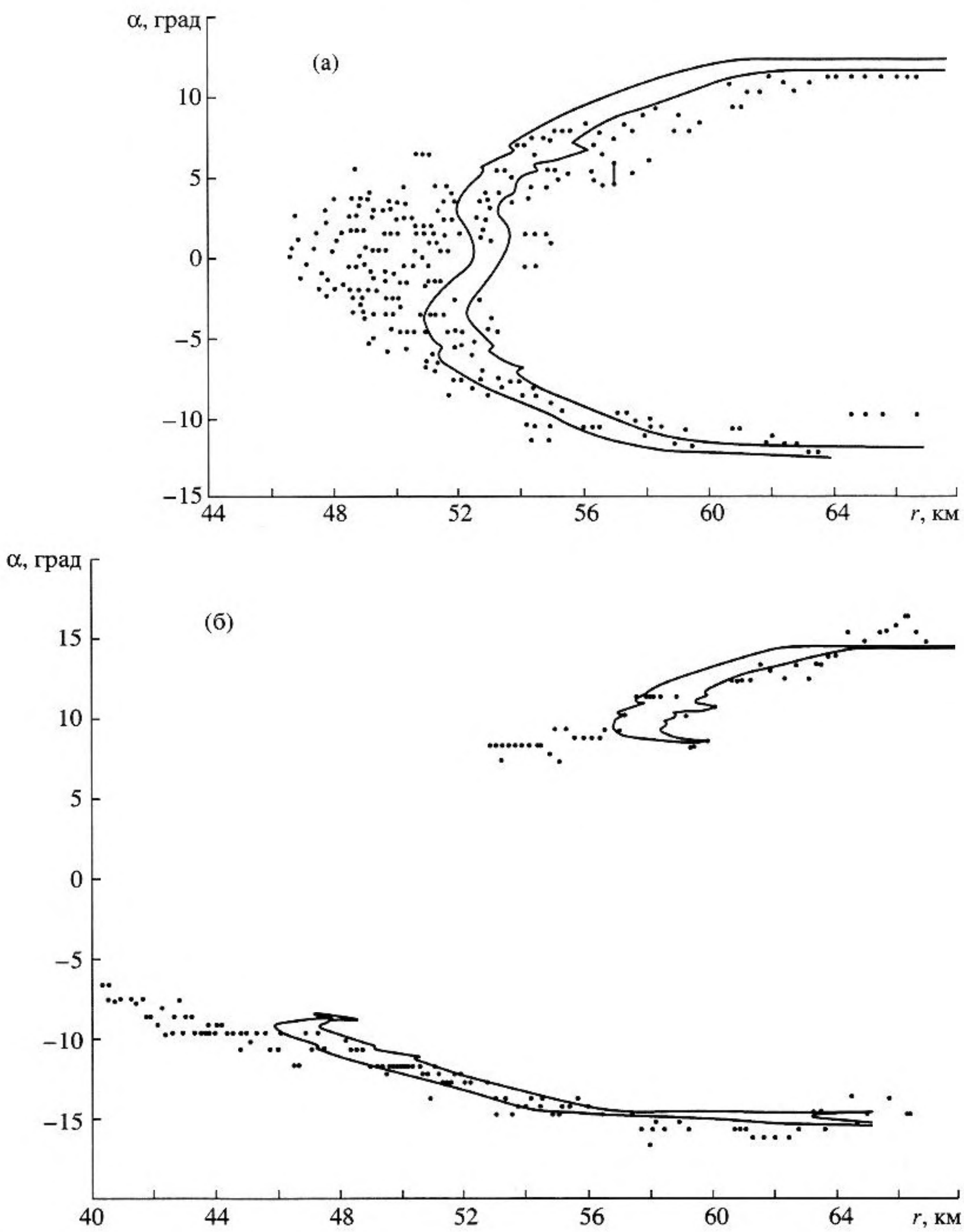

Рис. 2. Угловая структура звукового поля в первой зоне конвергенции. Гвианский район. Горизонт излучения 200 м. а – Горизонт приема 190 м. б – Горизонт приема 880 м.

чем знак "+" соответствует сигналам, приходящим в точку приема сверху, а знак "–" – снизу. Точками на графиках изображены экспериментальные результаты, сплошными линиями – результаты расчета. Как следует из рис. 2а, угловая структура поля на горизонте приема 190 м имеет характерный вид для случая, когда разность скоростей звука на глубинах излучения и приема невелика. Она формируется четырьмя общеизвестными конгруэнциями лучей с углами прихода сигналов, расположенными во всем диапазоне углов от –12.5° до +12.5°, включая и нулевые. На глубине же приема 880 м из-за большой разницы в значениях скорости звука на горизонтах расположения источника и приема ($\Delta c \cong 16.2$ м/с) эти конгруэнции лучей раздвигаются вверх и вниз по оси α в сторону больших (по модулю) значений углов прихода. Это обстоятельство приводит к отсутст-

вию в угловых спектрах сигналов с углами прихода, близкими к нулевому. Согласно расчетной кривой $\alpha(r)$ на рис. 2б, поле, создаваемое водными сигналами вблизи оси звукового канала, формируется двумя четко разделяющимися конгруэнциями лучей с углами прихода $8° \leq |\alpha| \leq 15°$. Следует отметить, что сопоставление экспериментальных и расчетных данных, представленных на рис. 2а, 2б, показывает, что для обоих горизонтов приема экспериментальные точки соответствуют кривым $\alpha(r)$. Однако полученные в опытах точки присутствуют и на расстояниях, предшествующих расчетным границам начала зоны конвергенции. Сигналы, соответствующие этим точкам, зарегистрированы примерно на r = 4–5 км ближе расчетных. Следует, однако, заметить, что первые водные сигналы, регистрируемые в экспериментах, были весьма слабыми – их фактор фокусировки F был близок к 0.01–0.02. Поэтому о величинах несоответствия начала экспериментально полученных и расчетных зон конвергенции по данным графиков рис. 2а, 2б судить не следует.

Сопоставление энергетической структуры поля при ненаправленном приеме на горизонте 190 м и на оси канала (880 м) для псевдошумового сигнала в третьоктавной полосе со средней частотой $f_{ср}$ = 3.15 кГц приведено на рис. 3а, 3б. Там же на рис. 3в для сравнения представлена структура поля на оси канала для сигналов более низкого диапазона частот с $f_{ср}$ = 1.25 кГц. На всех графиках по оси абсцисс отложено расстояние r в км, а по оси ординат – интенсивность сигналов I в дБ, причем за 0 дБ принят уровень при сферическом законе изменения поля на r = 1 км от излучателя. Сплошные толстые линии на графиках соответствуют экспериментальным результатам $I_{эксп}(r)$, тонкие пунктирные – результатам расчета $I_{расч}(r)$, а тонкие штрих-пунктирные линии – уровню сферического закона с учетом пространственного затухания, равного 0.14 дБ/км для f = 3.15 кГц и 0.04 дБ/км для f = 1.25 кГц. Из приведенных данных следует, что экспериментально полученная энергетическая структура суммарного поля на обоих горизонтах приема находится в хорошем согласии с соответствующей экспериментальной угловой структурой рис. 2а, 2б. Действительно, для верхнего горизонта приема зона конвергенции представляет собой один озвученный участок трассы протяженностью 15–16 км, где максимум интенсивности сигнала находится в интервале расстояний от 50 до 52 км. На горизонте приема 880 м зона конвергенции общей протяженностью 22–23 км в соответствии с четко разделяющимися конгруэнциями лучей в угловой структуре состоит из двух частей с повышенной интенсивностью сигналов, разделяемых участком трассы, в котором уровень сигналов заметно ниже. Максимальные величины интенсивности для обоих участков зоны конвергенции меньше, чем в верхних слоях океана. Так, если максимальная величина аномалии распространения для сигналов с $f_{ср}$ = 3.15 кГц на горизонте приема 190 м составляла 23 дБ (рис. 3а), то на горизонте приема 880 м она не превышала 16 дБ. Таким образом, различие в степени фокусировки сигналов на горизонте, близком к горизонту источника, и на оси звукового канала (ΔA_{max}) составляло ~7 дБ.

Энергетическая структура поля $I_{эксп}(r)$ на оси канала для сигналов с $f_{ср}$ = 1.25 кГц (рис. 3в) подтверждает основные черты $I(r)$ для сигналов с $f_{ср}$ = 3.15 кГц. Следует, однако, отметить несколько меньший уровень фокусировки в каустиках (A_{max} = 13–14 дБ и A_{max} = 15 дБ соответственно для первой и второй частей зоны). При этом величина A_{max}, как показывают данные эксперимента, сохраняет примерно ту же величину (~7 дБ). Наблюдаются также некоторые отличия и в тонкой структуре поля, определяемые более плавным характером кривой $I(r)$, в связи с большим периодом интерференции в этом диапазоне частот.

Из сопоставления экспериментальных и расчетных энергетических характеристик рис. 3а–3в следует, что по виду кривые $I_{эксп}(r)$ и $I_{расч}(r)$ достаточно похожи, но имеет место заметный сдвиг Δr между ними по расстоянию. Если определять начало зоны конвергенции по быстрому возрастанию интенсивности принимаемых сигналов после того, как их фактор фокусировки превысит единицу, то следует признать, что начало зоны во время опыта по сравнению с данными расчета на обоих горизонтах приема находилось ближе к источнику на величину Δr, равную ~2 км для горизонта приема 190 м и 2.5–3 км для горизонта приема 880 м. В последнем случае величина сдвига Δr была приблизительно одинакова как для начального, так и для конечного участка зоны конвергенции. Таким образом, величина несоответствия между экспериментальным и расчетным началом зоны на оси канала была несколько больше, чем в верхних слоях океана.

Приведенные результаты оценки величины Δr близки к максимальным, зарегистрированным в различных районах океана. Величины несоответствия между экспериментальными и расчетными данными Δr в гидрологических условиях тропического типа $c(z)$ обычно превышали значения Δr в условиях субтропиков.

Поскольку при ненаправленном приеме сигналов в энергетической структуре поля проявляются интерференционные эффекты, особенно на оси канала (рис. 3б, 3в), где число приходящих сигналов несколько меньше, чем на верхнем горизонте приема, представляет интерес сопоставить полученные данные с результатами измерения энергетической структуры поля при направленном при-

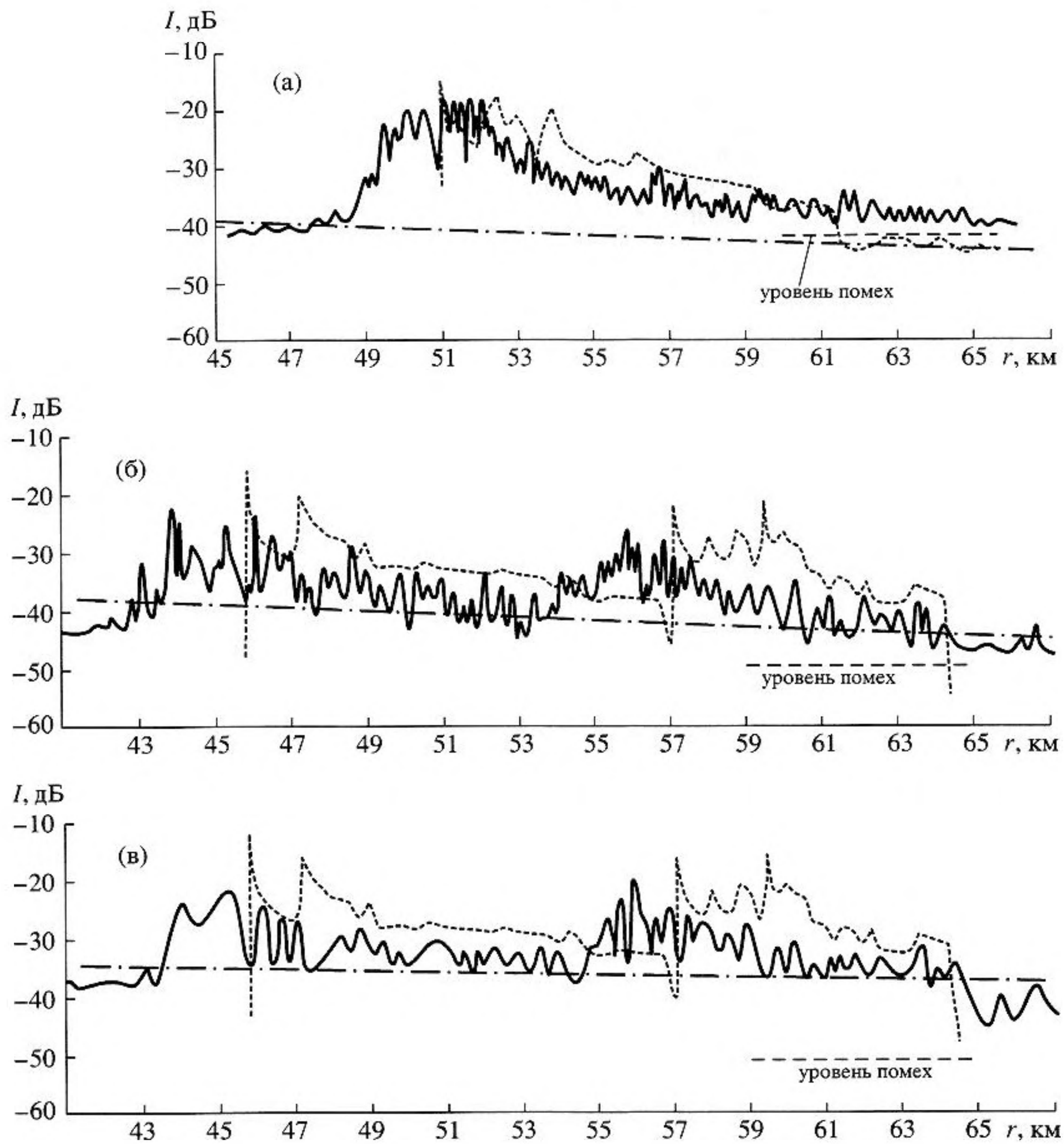

Рис. 3. Энергетическая структура звукового поля при ненаправленном приеме в первой зоне конвергенции (Гвианский район). Горизонт излучения 200 м. а – Горизонт приема 190 м, $f_{ср}$ = 3.15 кГц. б – Горизонт приема 880 м, $f_{ср}$ = 3.15 кГц. в – Горизонт приема 880 м, $f_{ср}$ = 1.25 кГц.

еме в вертикальной плоскости. На рис. 4а приведены значения интенсивности отдельных сигналов $I_\alpha(r)$ с $f_{ср}$ = 3.15 кГц, принятых вблизи оси звукового канала и приходящих в точку приема на протяжении всей первой зоны конвергенции снизу под углами $\alpha = -(8–15)°$ и сверху под углами $\alpha = +(8–15)°$ (соответственно точки и кружочки на графике). Уровень, соответствующий сферическому закону распространения, изображенный на графике тонкой штрих-пунктирной линией, позволяет оценить величину аномалии распространения сигналов, попадающих в лепесток диаграммы направленности шириной ~2.5°. Расчетное начало зоны для сигналов, приходящих снизу, обозначено на графике вертикальной толстой прямой с индексом *1*, а начало и конец зоны для сигналов, приходящих сверху, – прямыми *2* и *3* соответственно. Из приведенных данных рис. 4а ясно, что диапазон расстояний, на котором принимались водные сигналы (от 40 до 69 км), заметно больше расчетного (от 46 до 64 км), т.е. прием сигналов не только начинался раньше, но и заканчивался позже, чем это дает лучевая теория.

Наиболее интересный участок рис. 4а, соответствующий начальному интервалу расстояний при входе в зону, более подробно представлен на рис. 4б. На нем интенсивность сигналов при направленном приеме (кривая $I_\alpha(r)$ с индексом *2*) со-

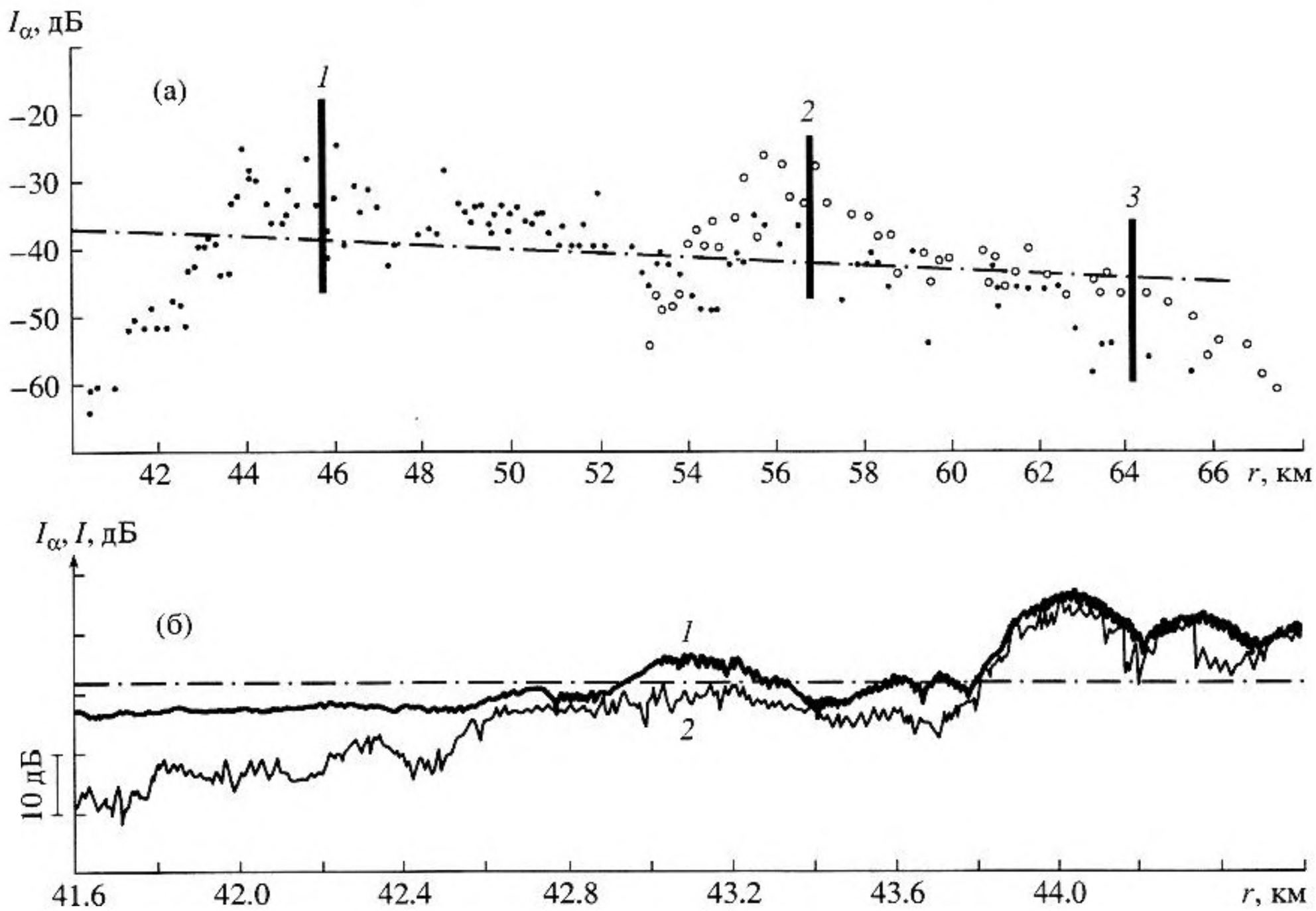

Рис. 4. Энергетическая структура поля вблизи оси подводного звукового канала в первой зоне конвергенции (Гвианский район). Горизонт излучения 200 м. Горизонт приема 880 м, $f_{ср}$ = 3.15 кГц. а – Изменения интенсивности сигналов при направленном приеме на протяжении всей зоны. б – Изменения интенсивности сигналов при ненаправленном (*1*) и направленном (*2*) приеме при входе в зону.

поставлена с интенсивностью поля при ненаправленном приеме (кривая $I(r)$ с индексом *1*). Видно, что характер кривых, начиная с расстояния ~42.6 км, практически одинаков. Максимального значения интенсивность поля на дистанциях, представленных на рис. 4б, при обоих видах приема достигает на расстоянии 44 км. При этом максимальная величина аномалии распространения при направленном приеме фактически не отличается от уровня принимаемых сигналов при ненаправленном приеме.

Рассмотрим результаты исследований структуры поля во второй зоне конвергенции. На рис. 5 представлены экспериментальные и расчетные данные для приема сигналов на глубине оси звукового канала (~880 м). На рис. 5а приведена зависимость угловой структуры поля водных сигналов от расстояния $\alpha(r)$ для псевдошумового сигнала с $f_{ср}$ = 3.15 кГц (точки – эксперимент, линии – расчет), а на рис. 5б, 5в – энергетическая структура поля при ненаправленном приеме для сигналов соответственно с $f_{ср}$ = 3.15 кГц и с $f_{ср}$ = = 1.25 кГц (сплошная линия – эксперимент, пунктирная – расчет). Видно, что для угловой структуры поля характерны те же основные черты, отмеченные при обсуждении результатов, полученных в первой зоне. Во-первых, сигналы приходят с углами скольжения, удовлетворительно соответствующими расчету, а, во-вторых, сохраняется тот же диапазон углов, в котором сигналы отсутствуют. Основное же отличие заключается в большей степени несоответствия экспериментального и расчетного положения начала зоны конвергенции. Так, если величина этого сдвига в первой зоне составляла 2.5–3 км, то во второй она увеличилась до ~3–3.5 км для первой части зоны и до ~4–4.5 км во второй ее части.

Расчетная энергетическая структура поля во второй зоне конвергенции заметно больше отличается от экспериментальной, чем структура поля в первой зоне. Это подтверждают приведенные на рис. 5б, 5в зависимости $I(r)$, полученные при ненаправленном приеме для обоих диапазонов частот, а также изменения с расстоянием $I_\alpha(r)$ при направленном приеме для f = 3.15 кГц, представленные на рис. 5б различными значками. На нем точками изображены сигналы, зарегистрированные в начале зоны конвергенции (они пришли в точку приема снизу), а кружочками – сигналы во второй части зоны, пришедшие в точку приема сверху. Из представленных зависимостей следует, что энергетическая структура поля во второй зо-

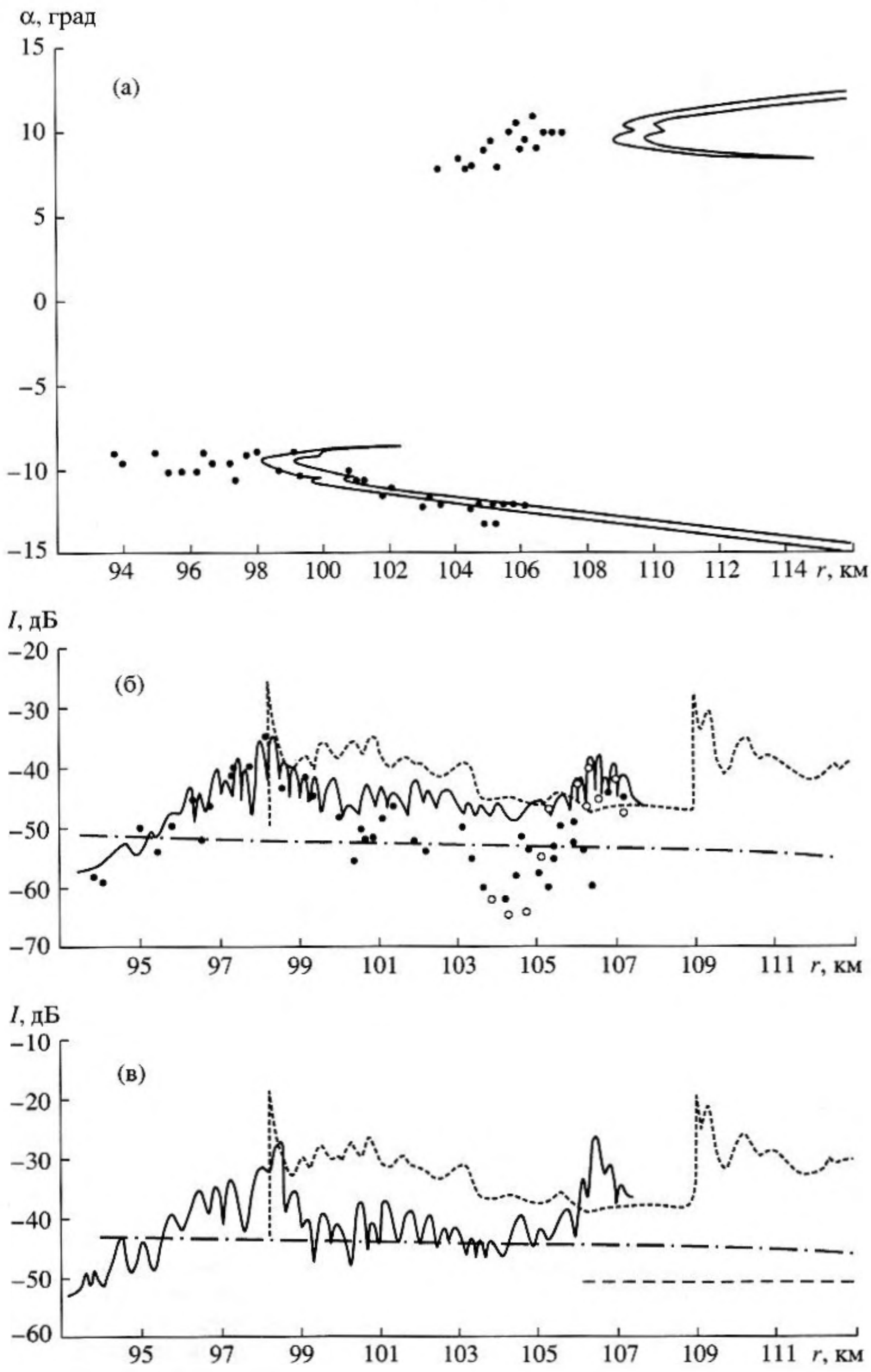

Рис. 5. Структура звукового поля во второй зоне конвергенции (Гвианский район). Горизонт излучения 200 м. Горизонт приема 880 м. а – Угловая структура, $f_{ср}$ = 3.15 кГц. б – Энергетическая структура при ненаправленном (сплошная линия) и направленном (значки) приеме, $f_{ср}$ = 3.15 кГц. в – Энергетическая структура при ненаправленном приеме, $f_{ср}$ = 1.25 кГц.

не конвергенции, так же, как и в первой, состоит из двух частей, разделенных интервалом расстояний с пониженным уровнем интенсивности. Особенно рельефно это проявляется в зависимости $I_\alpha(r)$ при направленном приеме, когда величина аномалии распространения (A) вблизи середины зоны на $r \cong 104$ км достигала значений –(10–12) дБ. В то же время при ненаправленном приеме на этих

же дистанциях (в основном за счет сигналов, отраженных от дна) величина аномалии распространения для $f_{ср}$ = 3.15 кГц повышалась до +5 дБ, а для сигналов с $f_{ср}$ = 1.25 кГц она была несколько меньше (A = ~0 дБ). Во всем представленном на графиках диапазоне расстояний максимальные значения аномалии распространения (A_{max}) при ненаправленном приеме сигналов с $f_{ср}$ = = 3.15 кГц достигали величины +16 дБ (в начале зоны конвергенции) и +15 дБ (в конце зоны). Аналогичные данные для сигналов с $f_{ср}$ = 1.25 кГц составляют примерно +16 и +17 дБ. При направленном приеме для сигналов с $f_{ср}$ = 3.15 кГц (рис. 5б) A_{max} была либо равна максимальной аномалии распространения при ненаправленном приеме (1-я часть зоны), либо отличалась от нее крайне мало – не более 1–2 дБ (2-я часть зоны конвергенции). По результатам исследований во второй зоне конвергенции на глубине приема 190 м, которые не представлены в статье, различие в степени фокусировки сигналов вблизи горизонта излучения (200 м) и вблизи оси канала (880 м) составляет ΔA_{max} = ~(7–8) дБ. Таким образом величина ΔA_{max} для обеих зон конвергенции практически одинакова.

Результаты по изучению структуры звукового поля на больших глубинах, полученных в Гвианском районе, целесообразно сопоставить с результатами исследований характеристик поля в Центральной котловине Индийского океана. Опыты проводились по той же методике с использованием того же комплекса аппаратуры. Район исследований характеризовался профилем $c(z)$ тропического типа, изображенным на рис. 1 пунктирной линией. Как видно из рис. 1, в приповерхностном слое (до ~200 м) профили $c(z)$ для Гвианского района и акватории Центральной котловины фактически совпадают, к тому же отрицательные градиенты скорости звука в обоих случаях очень близки друг к другу. Отличия в профилях проявляются в более глубоких слоях, непосредственно за слоем скачка. Ось звукового канала в Индийском океане расположена примерно на 200 м ниже, чем в Гвианском районе. Градиенты скорости звука на глубинах более 2500 м практически одинаковы, хотя абсолютные значения $c(z)$ заметно отличаются [8].

Результаты исследования структуры звукового поля в первой зоне конвергенции в Центральной котловине Индийского океана для источника, расположенного на горизонте 200 м, при глубине приема 1100 м приведены на рис. 6. Первый из графиков (рис. 6а) соответствует угловой структуре поля, полученной для псевдошумового сигнала с $f_{ср}$ = 3.15 кГц, два других – энергетической структуре поля при ненаправленном приеме для сигналов с $f_{ср}$ = 3.15 кГц (рис. 6б) и $f_{ср}$ = 1.25 кГц (рис. 6в). Как уже отмечалось выше, характер угловой структуры поля при расположении корреспондирующих точек на различных горизонтах во многом определяется разностью значений скорости звука Δc на глубинах источника и приемника. Для условий Индийского океана величина Δc была равна ~12.5 м/с в отличие от $\Delta c \cong 16.2$ м/с для условий опыта в Гвианском районе. Это определило и некоторые различия в угловых структурах звукового поля. Так, согласно рис. 6а конгруэнции лучей, формирующие первую и вторую часть зоны конвергенции, характеризовались минимальными углами прихода не 8°, а 7° ($7° \le |\alpha| \le 15°$), что привело к несколько меньшему угловому сектору отсутствия сигналов, чем в предыдущем опыте. Первая зона конвергенции в Индийском океане, состоящая, как и в Гвианском районе, из двух частей, была расположена примерно на 2 км дальше от источника звука. Вторая часть зоны (сформированная сигналами, приходящими сверху) находилась заметно дальше от ее первой части (сформированной сигналами, приходящими снизу), чем в предыдущем эксперименте (14 и 11 км соответственно). Как следует из рис. 6а, экспериментальные данные удовлетворительно совпадают с расчетными зависимостями углов прихода сигналов от расстояния $\alpha(r)$. Однако и в этом районе работ первые, хотя и довольно слабые, водные сигналы регистрировались уже за несколько километров до расчетного начала зоны конвергенции. Что касается энергетических характеристик поля (см. рис. 6б, 6в), то экспериментальные зависимости интенсивности суммарного поля от дистанции $I(r)$ для обоих диапазонов частот имеют практически ту же структуру, что и в Гвианском районе исследований: зона четко разделена на две части областью пониженной интенсивности. Однако максимальные значения уровня звукового поля оказались значительно выше, чем в предыдущем районе работ. Согласно графикам рис. 6б, 6в на глубине приема 1100 м в первой и второй частях зоны конвергенции максимальная величина аномалии распространения достигала соответственно +22 и +19 дБ для сигналов с $f_{ср}$ = 3.15 кГц, а для сигналов с $f_{ср}$ = 1.25 кГц – +20 и +17 дБ, что существенно выше, чем в Гвианском районе. Повышенная интенсивность сигналов была зарегистрирована и на горизонте приема 200 м, равном горизонту излучения. Максимальные значения аномалии распространения A_{max} при ненаправленном приеме составили 26 дБ для сигналов с $f_{ср}$ = 3.15 кГц и 24 дБ для сигналов с $f_{ср}$ = 1.25 кГц. И в этом районе исследований различие в максимальных значениях аномалии распространения на горизонте 200 м и на глубине 1100 м составило $\Delta A \cong 7$ дБ (во второй части зоны).

В этом районе соответствие экспериментальной и расчетной энергетической структуры поля оказалось существенно лучшим, чем в предыду-

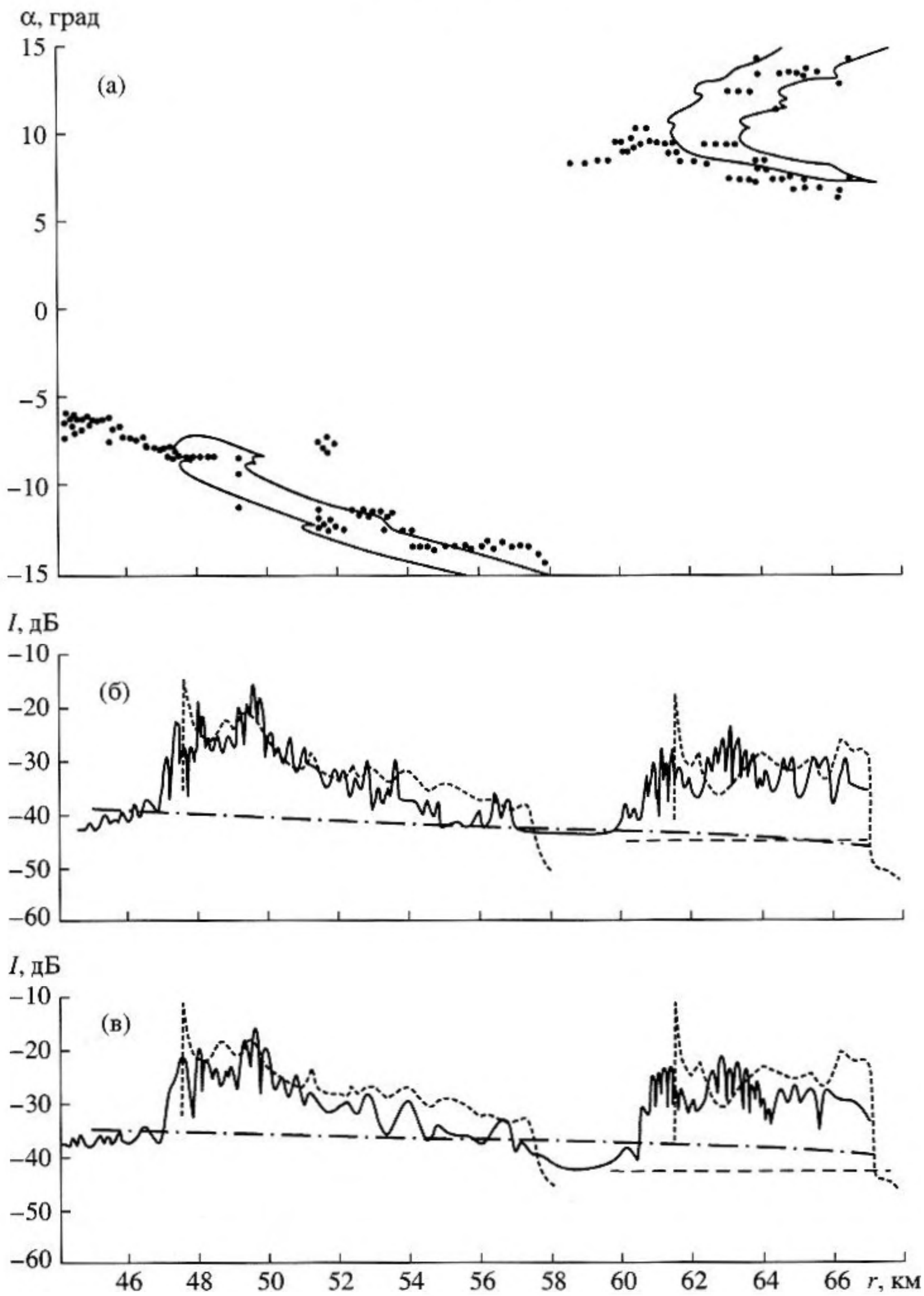

Рис. 6. Структура звукового поля в первой зоне конвергенции (Центральная котловина Индийского океана). Горизонт излучения 200 м. Горизонт приема 1100 м. а – Угловая структура, $f_{ср}$ = 3.15 кГц. б – Энергетическая структура при ненаправленном приеме, $f_{ср}$ = 3.15 кГц. в – Энергетическая структура при ненаправленном приеме, $f_{ср}$ = 1.25 кГц.

щем. Это видно из графиков рис. 6б, 6в, где экспериментальные данные (сплошная линия) и результаты расчета (пунктир) близки как по форме зависимости $I(r)$, так и по общему уровню принимаемых сигналов практически на протяжении всей зоны конвергенции. Сдвиг начала зоны к источнику относительно рассчитанного положения был в Индийском океане был значительно меньше, чем в Гвианском районе, и составлял всего ~0.8 км для $f_{ср}$ = 3.15 кГц и ~0.6 км для $f_{ср}$ = = 1.25 кГц.

Такие величины несоответствия экспериментальных и теоретических данных о положении начала первой зоны конвергенции на больших глубинах являются минимальными из всех результатов, полученных в районах исследований, указанных в начале статьи. Отметим, что все расчеты характеристик звуковых полей проводились

с учетом кривизны Земли [1], что позволяет несколько приблизить расчетное местоположение зон конвергенции к источнику звука.

Резюмируя изложенное выше, можно сделать следующие выводы.

Угловая и энергетическая структура звукового поля в диапазоне частот 1–4 кГц, полученная при экспериментальных исследованиях в различных районах Мирового океана (Средиземное море, центральные и южные районы Атлантического океана, Центральная и Западно-Австралийская котловина Индийского океана), при приеме на больших глубинах (от 800 до 2000 м) и при излучении псевдошумового сигнала в верхних слоях океана (190–200 м) в генеральном плане соответствует основным лучевым закономерностям распространения звука в условиях одноосевого звукового канала.

Степень фокусировки сигналов в зонах конвергенции при глубоководном приеме (от 14 до 22 дБ) заметно меньше, чем степень фокусировки звука при приеме вблизи горизонта излучения (22–26 дБ); обычно разность величин максимальных аномалий распространения в зонах конвергенции на горизонтах приема, близких к горизонту излучения, и на значительно больших глубинах составляет примерно 5–7 дБ.

Конкретные характеристики угловой и энергетической структуры поля в большой степени зависят от разности скоростей звука на горизонтах изучения и приема, определяющей как величину углового сектора отсутствия сигналов (распространяющихся без отражения от границ волновода) вокруг нулевого угла прихода сигналов, так и протяженность области с пониженным уровнем интенсивности, разделяющую зоны конвергенции на две части.

Зоны конвергенции в реальных условиях океана расположены ближе к источнику звука, чем должно быть по расчетам, даже при учете кривизны Земли (первая зона на 0.6–2.5 км); тонкие элементы структуры звукового поля, в частности, угловой спектр и изменения интенсивности поля вдоль зоны конвергенции, полученные в экспериментах, заметным образом отличаются от соответствующих расчетных параметров, причем степень несоответствия их при глубоководном приеме оказывается несколько большей, чем для верхних слоев океана.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 00-02-17694 и № 00-15-98496).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Галкин О.П.* О структуре звукового поля в океане // Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982. С. 92–106.
2. *Галкин О.П., Швачко Л.В., Харченко Е.А., Комиссарова Н.Н., Дымшиц А.М.* Особенности угловой и энергетической структуры звукового поля в океанических зонах конвергенции //Акустика в океане. М.: Наука. 1992. С. 114–127.
3. *Галкин О.П., Харченко Е.А., Швачко Л.В.* Структура акустического поля в океана на различных частотах звукового диапазона // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 3. С. 325–335.
4. *Веденеев А.Е., Галкин О.П., Рогожкин И.С., Филиппов Л.М.* Акустический метод измерения расстояния между исследовательскими судами в открытом океане // Вопр. судостроения. Сер. Акустика. 1982. № 15. С. 122–125.
5. *Bongiovanni K.P., Siegmann.* Convergence zone feature dependence on ocean temperature structure // J. Acoust. Soc. Amer. 1996. V. 100. № 5. P. 3033–3041.
6. *Авилов К.В., Галкин О.П., Ленец А.Е., Попов О.Е., Швачко Л.В.* Сравнение экспериментальной структуры звукового поля в глубоком океане с результатами расчета по лучевой и волновой программам // Акустика океана. Доклады 9-й школы-семинара акад. Л.М. Бреховских. М.: ГЕОС, 2002. С. 37–40.
7. *Fromm D.M., Collins M.D., Norton G.V.* High-frequency propagation modeling with the parabolic equation // J. Acoust. Soc. Amer. 2000. V. 108. № 5. Pt. 2. P. 2562.A.
8. *Степанов В.Н.* Мировой океан. Динамика и свойства вод. М.: Знание, 1974.

Investigation of the Sound Field Structure in the Ocean with a Deep-Water Reception

O. P. Galkin and L. V. Shvachko

The results of studying the angular and energy structures of a sound field at great depths (880 and 1100 m) with the emission of pseudonoise signals (a frequency range of 1–4 kHz) in the upper layers of the ocean below the velocline (at a depth of 200 m) are presented. The results refer to two ocean regions characterized by the presence of a single-axis deep-water sound channel. The sound field structure at great depths is compared with that recorded at the source depth. The experimental data for the first two convergence zones are compared with the calculations by the ray method. A conclusion is made that, on the whole, the basic regularities of the field structure at great depths are adequately described by the ray theory. However, the spatial positions of the convergence zones observed in the experiment differ from those predicted by the ray calculations. Moreover, a closer examination of the field characteristics shows that the parameters of the angular and energy structures noticeably deviate from the calculated values.