

УДК 542.34

АМПЛИТУДНАЯ И ФАЗОВАЯ СТРУКТУРА НИЗКОЧАСТОТНОГО ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ГЛУБОКОМ ОКЕАНЕ

© 2021 г. С. П. Аксенов^а, Г. Н. Кузнецов^{а, *}

^аИнститут общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия

*e-mail: skbmortex@mail.ru

Поступила в редакцию 05.03.2020 г.

После доработки 05.03.2021 г.

Принята к публикации 23.04.2021 г.

Исследуется распределение в глубоком море звукового давления и градиентов фазы вдоль трасс распространения сигналов в ближней и дальней зонах акустической освещенности, а также в зоне тени. Показано, что характеристики поля, сформированные вытекающими, захваченными и водными модами, существенно различаются. Установлено, что в зонах интерференционных максимумов градиенты фазы гладкие и, по аналогии с мелким морем, могут быть описаны с использованием эффективных фазовой и групповой скоростей. Показано, что характеристики эффективных фазовой и групповой скоростей для вытекающих и захваченных мод при вариации расстояния, глубин приема и излучения, а также частоты звукового давления являются устойчивыми и определяются единственными инвариантными зависимостями от расстояния. Предложены аналитические соотношения для описания этих зависимостей. Установлено, что величины эффективных фазовой и групповой скоростей в зонах с доминирующими водными модами практически равны средней величине скорости звука в воде. Даны рекомендации по применению зависимостей эффективных фазовой и групповой скоростей при пеленговании шумовых источников.

Ключевые слова: глубокий океан, вытекающие, захваченные и водные моды, законы спадания, градиенты фазы, инвариантные значения эффективной фазовой и групповой скорости, несмещенные оценки пеленга

DOI: 10.31857/S0320791921040018

1. ВВЕДЕНИЕ

При исследовании гидроакустических полей в мелком море установлено [1–4], что из-за дисперсионных свойств нормальных волн в волноводе вдоль апертуры антенны формируется неоднородное распределение амплитуды и фазы звукового давления (ЗД). Как следствие, из-за сложения или вычитания однотипных мод формируются зоны интерференционных максимумов и минимумов. При расположении антенны в зоне интерференционных максимумов оказывается возможным “собрать” звуковую энергию и получить несмещенные оценки пеленга, но для этого при сканировании по пространству, особенно при “косых” углах падения волны, необходимо использовать не значения скорости звука в воде (c_0), а эффективную фазовую скорость — ЭФС (c_ϕ^*), величина которой определяется градиентом фазы в зонах интерференционных максимумов [3–5]. Показано также, что в зонах интерференционных минимумов градиенты фазы изменяются непредсказуемым образом, и их величины и знаки зависят от удаленности точки приема от фа-

зового полюса (зоны дислокации) и направления ротации [6–8].

Представляет интерес исследовать аналогичные характеристики и в глубоком море. Ранее в [9, 10] было установлено, что в глубоководных районах существуют зоны, в которых градиенты фазы оказываются достаточно гладкими и могут быть аппроксимированы простыми соотношениями. Изучим эту проблему дополнительно и подробнее. Для этого используем модовое ВКБ-приближение (МКБП), позволяющее достаточно точно рассчитать интерференционные характеристики амплитуды и фазы ЗД, сформированные в результате когерентного сложения однотипных групп мод (вытекающих, захваченных и водных). Отметим, что известный метод МКБП был существенно доработан [11], использованные далее алгоритм и программное обеспечение прошли верификацию и подтвердили возможность адекватных расчетов поля с высокой точностью.

Здесь и далее водными условно названы моды, не взаимодействующие с грунтом и имеющие фазовые скорости меньше придонной скорости звука в воде c_0 , захваченными — моды с фазовыми

скоростями от придонной c_0 до скорости звука в грунте, вытекающими – моды с фазовыми скоростями, равными или превышающими скорость звука в грунте.

Разработанные вычислительный алгоритм и программа обеспечили расчет характеристик полного поля и при необходимости разделение полной суммы всех мод на группы однотипных мод. Это позволило выявить вклад каждого типа мод в суммарный уровень и характеристики фазы ЗД. Как следствие, на заданной частоте при фиксированных горизонтах источника и приемника удалось установить для каждого расстояния r доминирующую группу мод, рассчитать градиенты фаз в различных зонах интерференционных максимумов и минимумов и получить зависимости ЭФС, необходимые для прогноза несмещенных оценок пеленга на источники звука. Эти зависимости рассчитаны для суммарного поля и для каждой группы однотипных мод. Отметим, что структура звукового поля в глубоком море (2.5 км и более) хорошо известна [12, 13]: она характеризуется наличием ближней зоны освещенности, зоны тени и последующих зон конвергенции – дальних зон освещенности. Для их описания широко применяются лучевая [14, 15] или модовая [16] теория, параболическое уравнение, а также МВКБП [17].

2. ЗАВИСИМОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ И РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ МОД ОТ РАССТОЯНИЯ

Для анализа пространственных характеристик ЗД выбран участок Норвежского моря глубиной 3 км в условиях летней и зимней гидрологии (август и февраль, глубоководный звуковой канал с осью на глубине 900–1000 м, см. рис. 1). Принята плоскостойкая модель волновода постоянной глубины, дно – жидкое полупространство с плотностью 2 г/см^3 , скоростью звука $c_1 = 1700 \text{ м/с}$ и потерями, определяемыми отношением $\text{Im}(c_1)/\text{Re}(c_1) = 0.009$.

Протяженность ближней зоны освещенности в глубоком океане при небольшой стратификации приповерхностного слоя воды и для слабо погруженных источников или приемников определяется зоной ллойдовской интерференции – до расстояния $r_L \approx 4z_s z_r / \lambda$ [12, 13], при превышении которого в полупространстве звуковое давление P быстро убывает ($P \sim 1/r^2$), и формируется ярко выраженная зона тени. При сильной стратификации, например, в зимних условиях, прямые лучи могут не взаимодействовать с отраженными и формируются более сложные закономерности. В качестве примера верификации разработан-

ной программы результаты расчета ЗД с использованием разработанного МВКБП были сопоставлены в ближней зоне освещенности с расчетами по двухлучевой модели $P = \exp(ik_1 R_1)/R_1 + \exp[i(k_2 R_2 + \pi)]/R_2$, где P – звуковое давление, R_1 и R_2 – соответственно длина “прямого” и однократно отраженного от свободной поверхности рефрагированного лучей, $k_1 = 2\pi f/\bar{c}_1$ и $k_2 = 2\pi f/c_r$ – волновые числа с подстановкой значений средней скорости звука \bar{c}_1 и \bar{c}_2 на пути “прямого” и отраженного лучей. На рис. 2 видно, что результаты расчета ближнего поля по двум программам для двух частот и двух глубин излучения совпадают и по интерференционной структуре, и по абсолютной величине. При этом на рис. 2а на интервале расстояний 0.15–1.5 км амплитуда ЗД уменьшается на 34 дБ – убывает по закону $1/r^{1.7}$. Отметим, что в нестратифицированной среде закон спада должен иметь вид $1/r^2$ [12, 13]. Различие обусловлено положительной рефракцией в приповерхностном звуковом канале. Видно, что на низкой частоте 45 Гц протяженность зоны ллойдовской

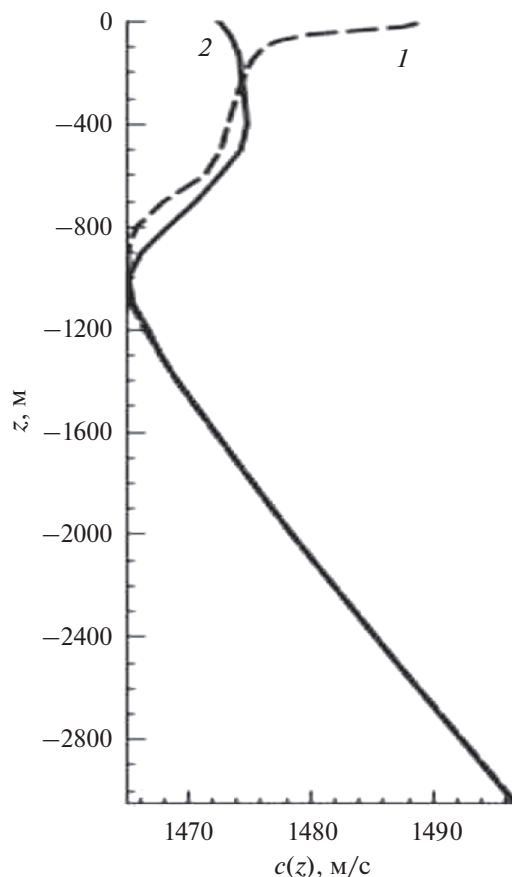


Рис. 1. Вертикальный профиль скорости звука в августе (1) и феврале (2).

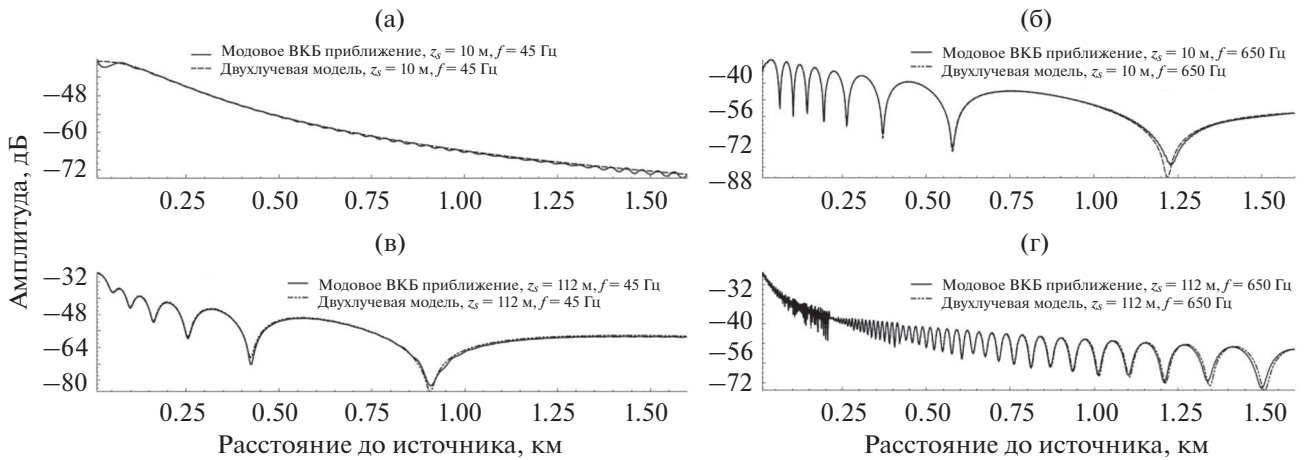


Рис. 2. Зависимости амплитуды ЗД от расстояния при $z_s = 10$ (а, б) и 112 м (в, г), $z_r = 133$ м, $r = 0.01-1.6$ км, февраль. Частота: (а, в) – $f = 45$ Гц, (б, г) – $f = 650$ Гц.

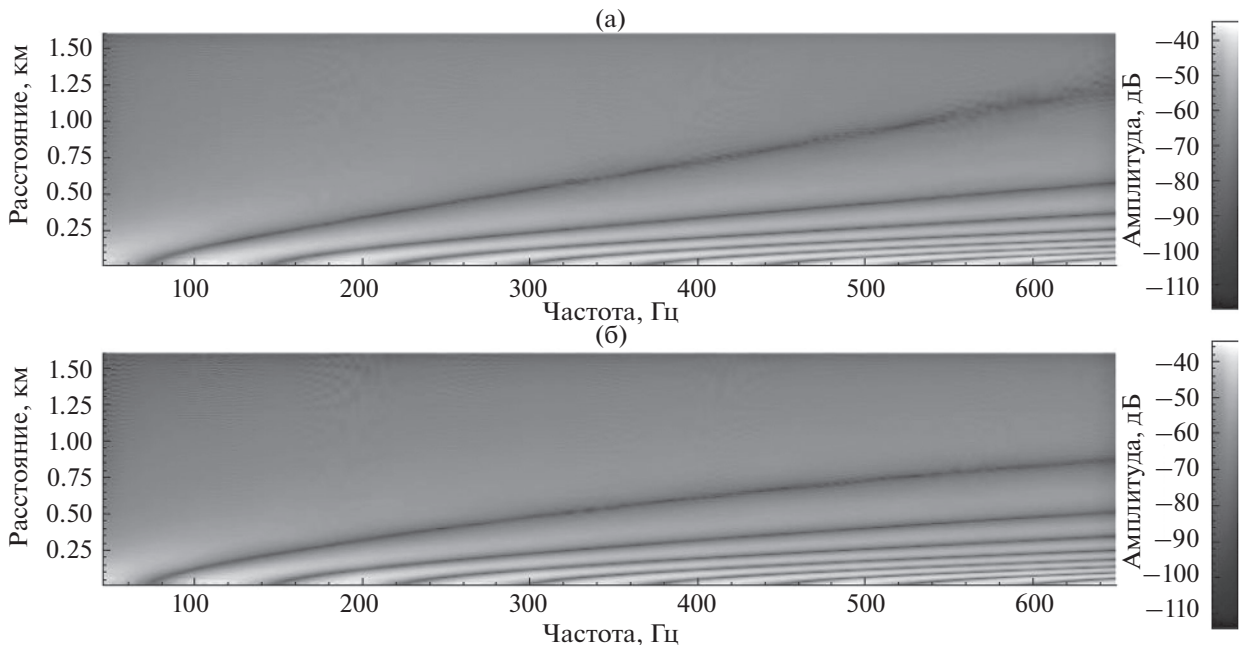


Рис. 3. Зависимость амплитуды ЗД от расстояния и частоты при $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ м, $r = 0.01-1.6$ км, $f = 45-650$ Гц. (а) – Февраль, (б) – август.

интерференции мала – $r_L \approx 0.15$ км, и разница между ллойдовской интерференцией в зимних (рис. 3а) и летних (рис. 3б) условиях на низких частотах незаметна. Но хорошо видно, что с ростом частоты протяженность зоны последнего интерференционного максимума при зимнем профиле скорости звука становится больше, чем при летнем. В этом проявляется влияние приповерхностного звукового канала при зимней гидрологии.

В среднем, протяженность ближней зоны освещенности при увеличении глубин излучателя или приемника возрастает, а при понижении частоты (увеличении длины волны) – уменьшается.

На рис. 4 представлено спадание амплитуд суммарного ЗД и амплитуд суммы выделенных водных мод в летних условиях (август) на частоте 330 Гц при глубинах источника $z_s = 10$ и 112 м в интервале расстояний $r = 0.3-168$ км. Кривые 2, 4, 6 смещены на 45 дБ вниз, чтобы не было наложения графиков. Как и следовало ожидать, водные моды, убывая по цилиндрическому закону, фокусируются и доминируют в дальних зонах освещенности. Видно также, что с увеличением расстояния и глубины излучения ширина дальних зон освещенности увеличивается.

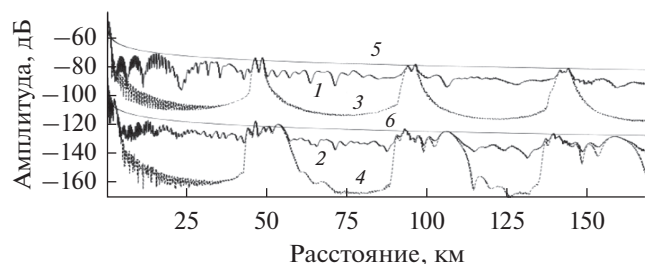


Рис. 4. Зависимости амплитуды ЗД (кривые 1, 2) и вклад водных мод (кривые 3, 4); $z_s = 10$ (1, 3) и 112 м (2, 4); цилиндрическое спадание (5, 6); $f = 330$ Гц, $z_r = 133$ м.

На рис. 5 представлены зависимости от расстояния амплитуды ЗД и выделенных компонент ЗД, образованных тремя группами однотипных мод на частоте 330 Гц при глубине источника $z_s = 10$ м, глубине приемника $z_r = 133$ м и расстояниях $r = 0.1-60$ км.

Из рис. 5 следует, что законы спада для вытекающих, захваченных и водных мод существенно различаются. В связи с большой мнимой частью горизонтальных волновых чисел вытекающие моды при увеличении расстояния быстро убывают, но в первой зоне тени на расстояниях до 12–15 км они вносят основной вклад (две первые группы максимумов сформированы вытекающими модами).

Водные моды вносят основной вклад только в ближней и дальней зонах освещенности, а на остальных участках с большим превышением (на 25–30 дБ) доминируют вытекающие (на малых расстояниях) или захваченные моды. При этом амплитуды отдельных водных мод достаточно велики, но противофазное суммирование этих мод в зонах тени с учетом набега разности фаз приводит к их взаимному подавлению. Захваченные моды, как и водные, спадают практически по цилиндрическому закону, но с дополнительным затуханием из-за потерь в дне. Для них характерно, как и в мелком море, увеличение периода пространственной интерференции при увеличении расстояния или при понижении частоты.

Водные моды анализируются на рис. 6а и 6б, на которых хорошо видна разница между интерференционными картинками в дальних зонах освещенности в условиях зимы и лета. При зимнем профиле скорости звука в дальних зонах освещенности много светлых горизонтальных участков, соответствующих максимумам амплитуды ЗД, тогда как при летнем профиле таких участков два, но они имеют большую протяженность и четко локализованы. Видно также, что на низких частотах эффект фокусировки звуковой энергии водных мод отсутствует вплоть до 100 и

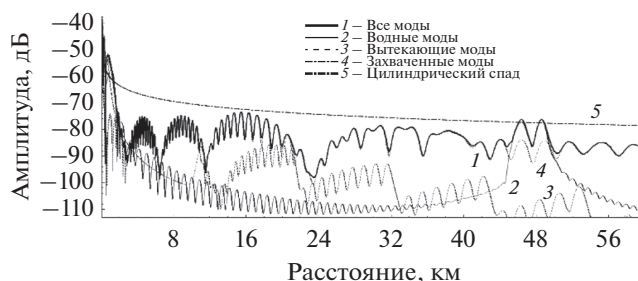


Рис. 5. ЗД (1) и составляющие (2–4), $f = 330$ Гц, $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ м, $r = 0.1-60$ км, август.

160 Гц – зимой и летом соответственно. Иными словами, зоны конвергенции на низких частотах практически не формируются.

3. ЛОКАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОЙ СТРУКТУРЫ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ НА РАЗНЫХ ЧАСТОТАХ

На рис. 7–12 представлены зависимости амплитуды ЗД от расстояния r при летней гидрологии на частотах 50, 190 и 330 Гц (нижние части рисунков), а также кривые эффективной фазовой скорости c_ϕ^* (верхние части рисунков). Расчеты ЭФС выполнены, как и в мелком море, с использованием горизонтального градиента фазы $\partial\phi/\partial r$ по формуле $c_\phi^* = 2\pi f / (\partial\phi/\partial r)$, но для оценки ЭФС можно использовать аналитические зависимости $k^* = \sum_l p_l^2 k_l / \sum_l p_l^2$ или $c^* = \sum_l p_l^2 c_l / \sum_l p_l^2$, где k^* – средневзвешенное волновое число, k_l – горизонтальная проекция волнового вектора, p_l – амплитуда l -й нормальной волны, c^* – средневзвешенная фазовая скорость нормальных волн и c_l – фазовая скорость l -й нормальной волны [3, 4, 10]. Результаты расчета ЭФС по трем формулам практически совпадают, если в двух последних формулах в сумму включить группу конкретных мод, формирующих текущий интерференционный максимум. Это особенно справедливо для захваченных мод.

Видно, что, как и в мелком море, если строить графики ЭФС, перемещаясь вдоль оси расстояний с одинаковым мелким шагом, то в минимумах ЗД из-за скачков градиента фазы будем наблюдать значительные случайные выбросы значений ЭФС – в сторону как увеличения, так и уменьшения (см. рис. 7). Ординаты точек ЭФС рассчитаны с помощью замены производной $\partial\phi/\partial r$ отношением конечных разностей $\Delta\phi/\Delta r$ при $\Delta r = \lambda/5$, где λ – длина волны. Знаки градиентов и, соответственно, знаки вариации ЭФС

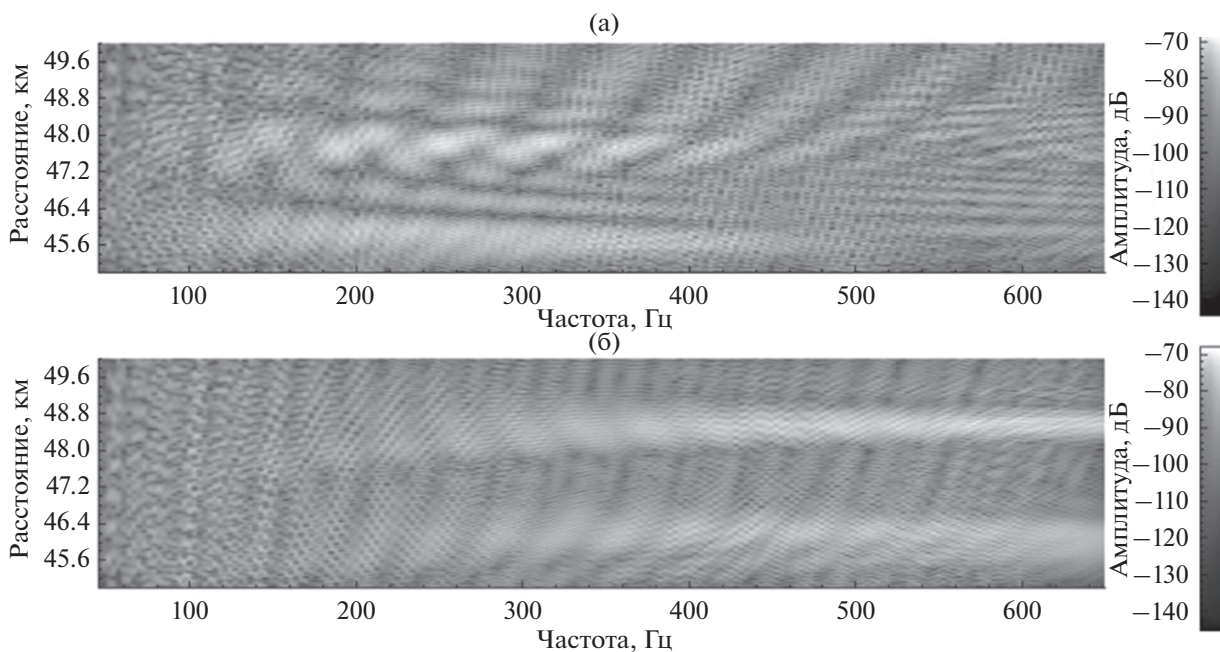


Рис. 6. Зависимость амплитуды ЗД от расстояния и частоты в дальней зоне освещенности при $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ м, $r = 45-50$ км, $f = 45-650$ Гц. (а) – Февраль, (б) – август.

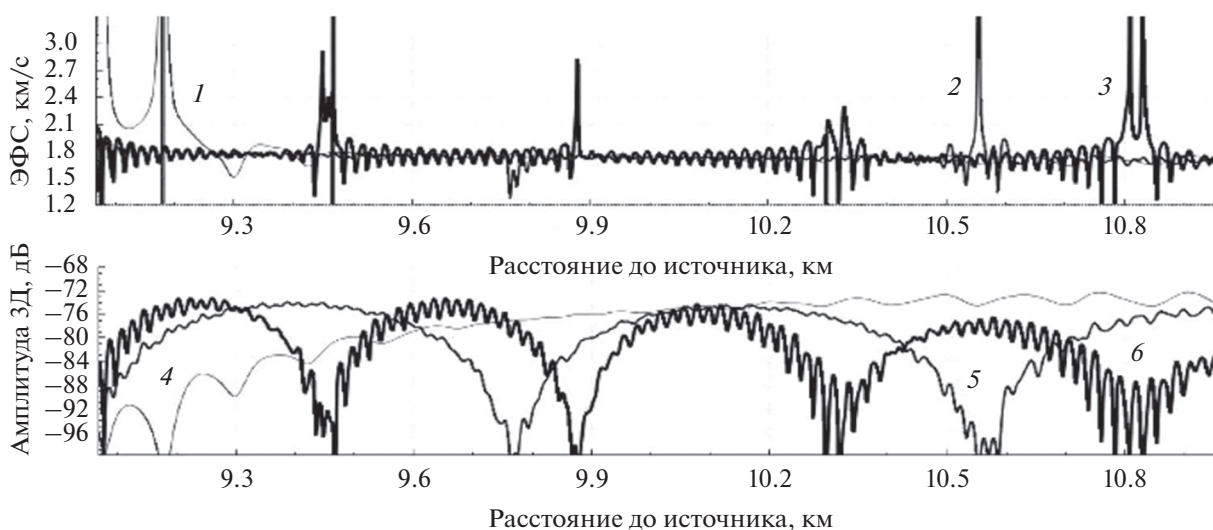


Рис. 7. Зависимости ЭФС (кривые 1–3) и амплитуды ЗД (кривые 4–6) от расстояния на частотах 50 (1, 4), 190 (2, 5) и 330 Гц (3, 6), $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ м, $r = 9-11$ км.

определяются глубиной и протяженностью зоны минимума, определяемой близостью дислокаций и направлением ротации вокруг особой точки [7, 8, 10, 18]. Поэтому на рис. 8а сравниваются амплитуды ЗД и величины ЭФС, вычисленные и построенные в зонах произвольных локальных интерференционных максимумов, а на рис. 8б и последующих рисунках – в зонах доминирующих интерференционных максимумов, где значения

ЭФС наиболее устойчивы и могут быть использованы при решении различных практических задач, например, для обнаружения и пеленгования.

Графики ЭФС в верхней части рис. 8 характеризуются наличием общей для всех частот универсальной кривой, близкой к гиперболе. Отклонения значений ЭФС от этой гладкой кривой соответствуют малым уровням отдельных максимумов ЗД в нижней части рисунка: это видно,

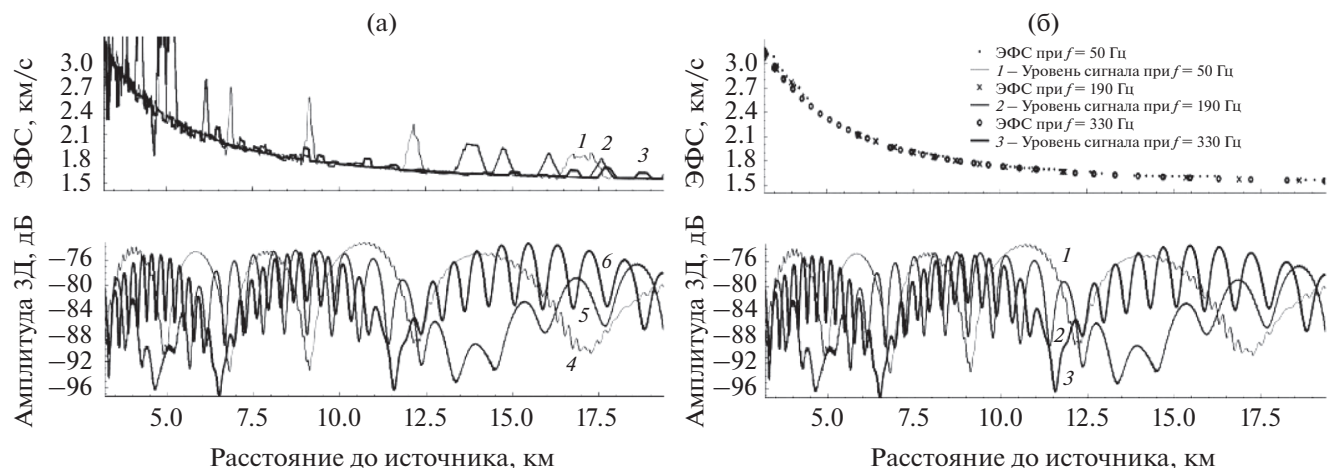


Рис. 8. Зависимости ЭФС в интерференционном максимуме (кривые 1–3) и амплитуды ЗД (кривые 4–6) от расстояния на частотах 50 (1, 4), 190 (2, 5) и 330 Гц (3, 6), $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ м, $r = 3–20$ км.

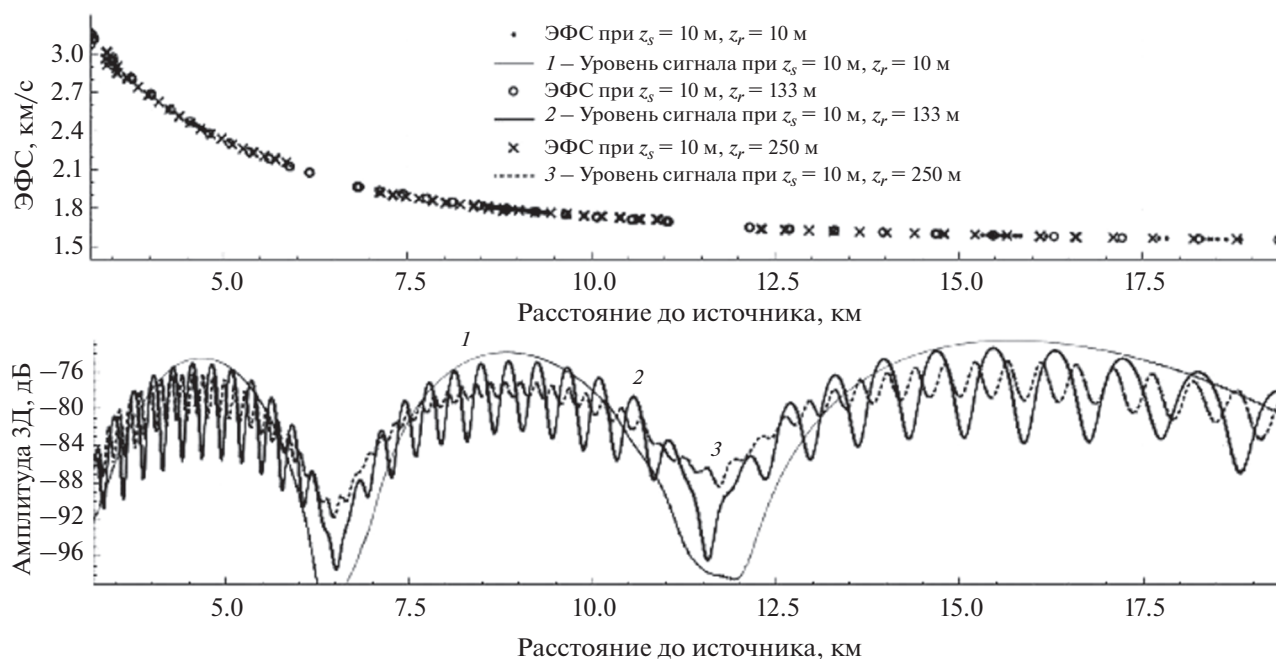


Рис. 9. ЭФС и ЗД, $f = 330$ Гц, $z_s = 10$ м, $z_r = 10, 133$ и 250 м (кривые 1, 2 и 3), $r = 3–20$ км.

например, из сопоставления кривых 1 и 4 на частоте 50 Гц, кривых 2 и 5 на частоте 190 Гц, кривых 3 и 6 на частоте 330 Гц.

На рис. 8б представлены те же зависимости, но ЭФС рассчитаны только в зонах доминирующих интерференционных максимумов (кривые 1, 2 и 3 соответствуют частотам 50, 190 и 330 Гц). Видно, что при выборе значений ЭФС только в доминирующих максимумах эта общая кривая принимает действительно универсальный вид, общий для всех частот [19].

4. ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНОЙ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ И АМПЛИТУДЫ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ ОТ РАССТОЯНИЯ ПРИ РАЗЛИЧАЮЩИХСЯ ГЛУБИНАХ И ТИПАХ МОД

Зафиксируем горизонт излучения на глубине 10 м, а глубину приема будем увеличивать от 10 до 250 м (рис. 9). И в этом случае значения ЭФС в доминирующих максимумах ЗД попадают на кривую, показанную в верхней части рис. 8б.

Если задать горизонт излучения 112 м (рис. 10а), то и в этом случае при увеличении глубины прие-

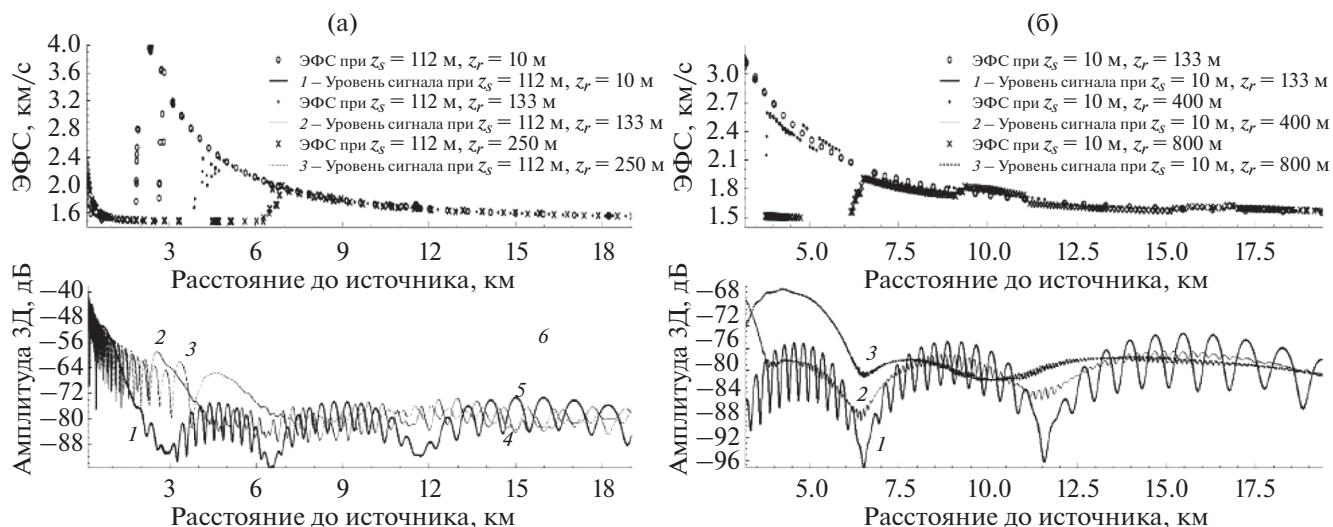


Рис. 10. Зависимости ЭФС и ЗД от расстояния на частоте $f = 330$ Гц. (а) – ЭФС и амплитуда ЗД для, $z_s = 112$ м, $z_r = 10, 133$ и 250 м (кривые 1, 2 и 3), $r = 0.1–20$ км. (б) – То же, но для $z_s = 10$ м, $z_r = 133, 400$ и 800 м, $r = 3–20$ км.

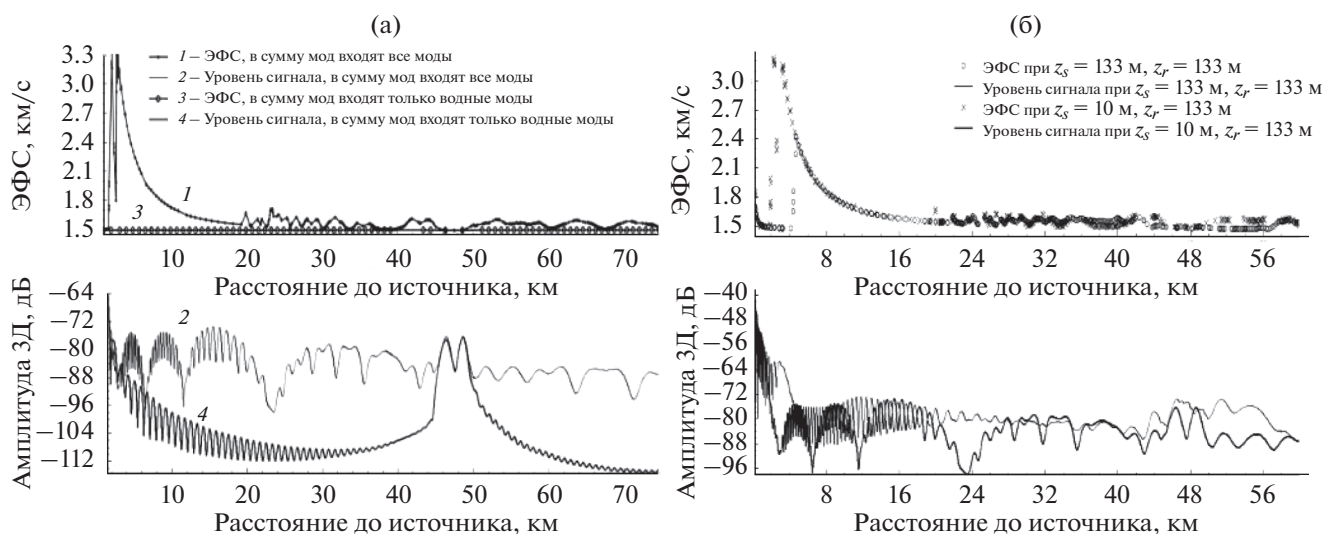


Рис. 11. (а) – Зависимости ЭФС и ЗД от расстояния на частоте $f = 330$ Гц при $z_s = 10$ м и $z_r = 133$ м, $r < 75$ км. Учитываются все моды (кривые 1 и 2) или только водные моды (кривые 3 и 4). (б) – Аналогичные зависимости, учитываются все моды, $f = 330$ Гц, $z_s = z = 133$ м (тонкие линии) и $z_s = 10$ м, $z = 133$ м (жирные линии). Август.

ма от 10 до 250 м значения ЭФС в доминирующих максимумах ЗД попадают на ту же самую кривую, показанную в верхней части рис. 8 и 9. Но теперь на малых расстояниях превалирует вклад в ЗД водных мод, и значения ЭФС, смещаясь с гладкой кривой вниз, стремятся к c_0 при $r < 2.7$ км ($z_r = 10$ м), $r < 4.5$ км ($z_r = 133$ м) и $r < 6.8$ км ($z_r = 250$ м). Отметим, что и на малых расстояниях ЭФС описывается гиперболической зависимостью, причем чем больше глубина приема, тем раньше при движении к источнику начинает превалировать вклад водных мод и происходит переход значений

ЭФС с верхней ветви на нижнюю. Однако часть энергии, которую переносят вытекающие моды, и на этих малых расстояниях характеризуется значениями ЭФС, соответствующими гладкой “универсальной” кривой – верхней ветви ЭФС.

Что касается нижней ветви кривой ЭФС, то на ней, как следует из левой части рис. 10, значения ЭФС, равные c_0 , по мере приближения к источнику сменяются из-за влияния поверхности моря возрастающими значениями (формула (2)).

При дальнейшем увеличении глубины приема до 800 м (рис. 10б) значения ЭФС в доминирую-

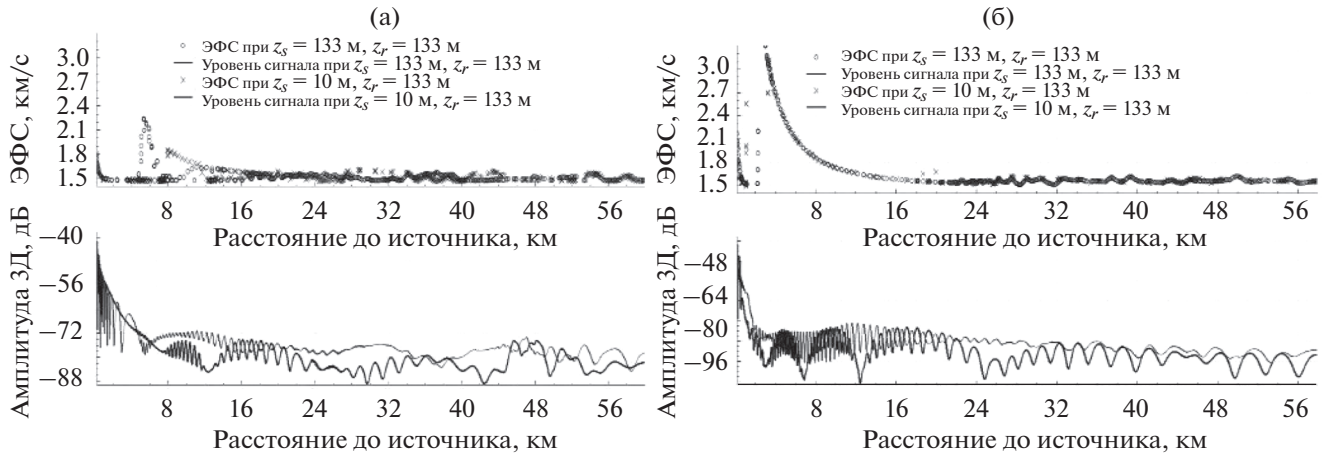


Рис. 12. ЭФС и ЗД: февраль, $f = 330$ Гц, $z_s = z = 133$ м (тонкие линии) и $z_s = 10$ м, $z = 133$ м (жирные линии). (а) – Учитываются все моды, (б) – водные моды исключены.

щих максимумах ЗД отклоняются от общей зависимости и размещаются вблизи средней “универсальной” линии. На малых расстояниях также доминируют водные моды, и значения ЭФС стремятся к c_0 .

На рис. 11 видно, что на расстояниях $r < 9.5$ км основной вклад в ЗД вносят вытекающие и водные моды (см. рис. 11а), а на участке $r > 9.5$ км с ростом r после небольшого скачка ЭФС понижается от скорости, близкой к скорости звука в дне, до придонной скорости звука в воде, что характерно для захваченных мод. Отметим дополнительно, что на рис. 11а показаны зависимости ЭФС и амплитуды ЗД на отрезке расстояний до 75 км, включающих первую дальнюю зону освещенности и прилегающие к ней участки. Видно, что в дальней зоне освещенности, где доминируют водные моды, ЭФС определяется фазовой скоростью водных мод: дисперсия водных мод практически отсутствует и значения ЭФС стремятся к c_0 . На рис. 11б на участке $r < 60$ км сравниваются зависимости ЭФС и амплитуды ЗД от расстояния при разных глубинах источника и приемника ($z_s = 10$ м, $z_r = 133$ м) и при одинаковых значениях их глубин ($z_s = z_r = 133$ м). Видно, что на отрезке $r = 3–22$ км при всех горизонтах излучения и приема ЭФС описываются той же инвариантной зависимостью, что и на рис. 8–10. На инвариантность этой зависимости авторы впервые обратили внимание в [19].

Отметим, что на участке, где доминируют захваченные моды (22–45 км), наблюдаются связанные с интерференцией вариации ЭФС в пределах 1650–1700 м/с, что по-прежнему существенно больше, чем скорость звука в воде. В ближней и дальней зонах освещенности значения ЭФС стремятся к c_0 . Можно также показать, что при увеличении глубины приема или излучения ширина дальней зоны освещенности возрастает от 3–4 до 8–9 км.

5. ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНОЙ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ И АМПЛИТУДЫ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ ОТ РАССТОЯНИЯ В ЗИМНИХ УСЛОВИЯХ

Условия распространения звука в глубоком океане в зимних условиях отличаются от условий распространения в летних условиях тем, что зимой, кроме водных мод, распространяющихся в подводном звуковом канале, формируются водные моды в приповерхностном канале. Как следствие, ослабление сигналов при увеличении расстояния происходит медленнее. По этой же причине значимость вытекающих мод в зоне тени “выражена не ярко”, а увеличение сигналов в дальних зонах освещенности маскируется водными приповерхностными модами. Это видно на рис. 12, на котором приведены зависимости от расстояния ЭФС и ЗД, рассчитанные для февральского профиля скорости звука (см. рис. 1) с учетом всех мод или при исключении водных мод.

Кроме того, видно, что в зимних условиях из-за влияния приповерхностных мод ослабление ЗД действительно происходит медленнее, чем при летней гидрологии, а значения ЭФС – не только в ближней и дальней зонах освещенности, но и в зоне тени – из-за влияния водных мод уменьшаются, но остаются заметно больше, чем скорость звука в воде. В зонах интерференционных максимумов, образованных вытекающими модами на расстоянии до 22 км, зависимость ЭФС от расстояния, как и в летних условиях, является инвариантной [19]. Это хорошо видно на рис. 12б, где приведены результаты расчетов без учета приповерхностных водных мод: на всех расстояниях, где доминируют вытекающие моды, ЭФС заметно превышает c_0 и имеет вид зависимости, близкой к гиперболической.

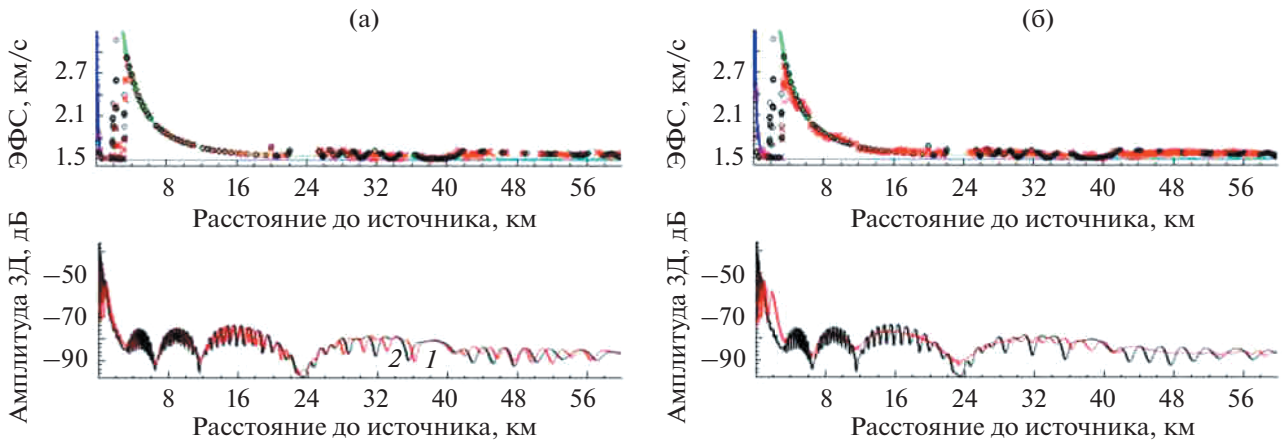


Рис. 13. ЭФС (значки \times , \circ) и амплитуда ЗД (кривые 1, 2): (а) – $z_s = 10$ м, $z_r = 170$ м и $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ м, (б) – $z_s = 10$ м, $z_r = 370$ м и $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ м. Август, водные моды исключены, $f = 330$ Гц, $r = 0.01$ –60 км. Сплошные аппроксимирующие кривые на верхних рисунках рассчитаны по формулам (1) и (2).

6. АППРОКСИМАЦИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ФАЗОВОЙ И ГРУППОВОЙ СКОРОСТЕЙ

На рис. 13 показано, что в зоне тени при глубинах источника и приемника z_s, z_r меньше $h/10$ значения ЭФС в интерференционном максимуме попадают на рассчитанную “донную” лучевую аппроксимирующую кривую. Для лучей, отраженных от дна, можно записать [19]

$$c_{\phi}^*(r, h) = \frac{c_0}{\cos \theta} = c_0 \sqrt{1 + \frac{(2h - z_s - z_r)^2}{r^2}} \approx \approx c_0 \sqrt{1 + \left(\frac{2h}{r}\right)^2}, \quad z_s + z_r < \frac{2h}{10}, \quad r > h, \quad (1)$$

где h – глубина моря, c_0 – средняя скорость звука в водной толще, θ – угол скольжения луча, попавшего из источника на приемник после одного отражения от дна.

Видно, что по формуле (1) рассчитывается скорость следа фронта соответствующей плоской волны. При z_s или z_r больше, чем $h/10$, значения ЭФС в интерференционном максимуме немного отклоняются от “универсальной” – инвариантной кривой – вверх или вниз (“универсальная” кривая на рис. 13 – сплошная линия). И это смещение увеличивается по мере роста z_s, z_r , так как не выполняется условие малости отношений $z_s/h, z_r/h$.

Можно также показать, что, если в расчетах исключить водные моды, то в ближней зоне освещенности на самых малых расстояниях значения ЭФС в интерференционном максимуме попадают на “поверхностную” лучевую аппроксимирующую кривую. Для луча, попавшего на приемник после одного отражения от свободной поверхности, можно записать соотношение

$$c_{\phi 1}^*(r, z_s, z_r) = \frac{c_0}{\cos \theta_1} = c_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z_s + z_r}{r}\right)^2}, \quad r < h, \quad (2)$$

где θ_1 – угол скольжения луча, приходящего от источника на приемник после отражения от поверхности моря. Таким образом, в глубоком море на малых расстояниях ($r < h \approx 3$ км) глубина источника и дистанция до него связаны однозначно, особенно летом. Однако в зимних условиях эту зависимость обнаружить затруднительно, так как в ближней зоне освещенности доминирует энергия пологих лучей (водных мод), приходящих с углов, близких к горизонтальному направлению.

На рис. 13 показано, что аппроксимирующие кривые для ЭФС хорошо согласуются с данными компьютерного моделирования. Видно также, что величины ЭФС, соответствующие зоне захваченных мод, заметно превышают асимптотические значения, рассчитанные для вытекающих мод по формуле (1), а величина ЗД из-за слабого затухания зимой убывает медленнее, чем в летних условиях. И это необходимо учитывать при решении практических задач – обнаружения и пеленгования.

Отметим, что пеленгование на фазовой плоскости выполняется введением компенсационной разности фаз с использованием ЭФС. При пеленговании во временной области нужно знать эффективную групповую скорость, которая в лучевом приближении может быть записана в виде

$$c_g^*(r) = c_0^2 / c_{\phi}^*(r) = \begin{cases} c_0 \cos \theta = c_0 / \sqrt{1 + \frac{(2h - z_s - z_r)^2}{r^2}} \approx \\ \approx c_0 / \sqrt{1 + \left(\frac{2h}{r}\right)^2}, \quad z_s + z_r < \frac{2h}{10}, \quad r > h; \\ c_0 \cos \theta_1 = c_0 / \sqrt{1 + \left(\frac{z_s + z_r}{r}\right)^2}, \quad r < h. \end{cases} \quad (3)$$

На рис. 14 представлены графики ЭФС и эффективной групповой скорости, рассчитанные в

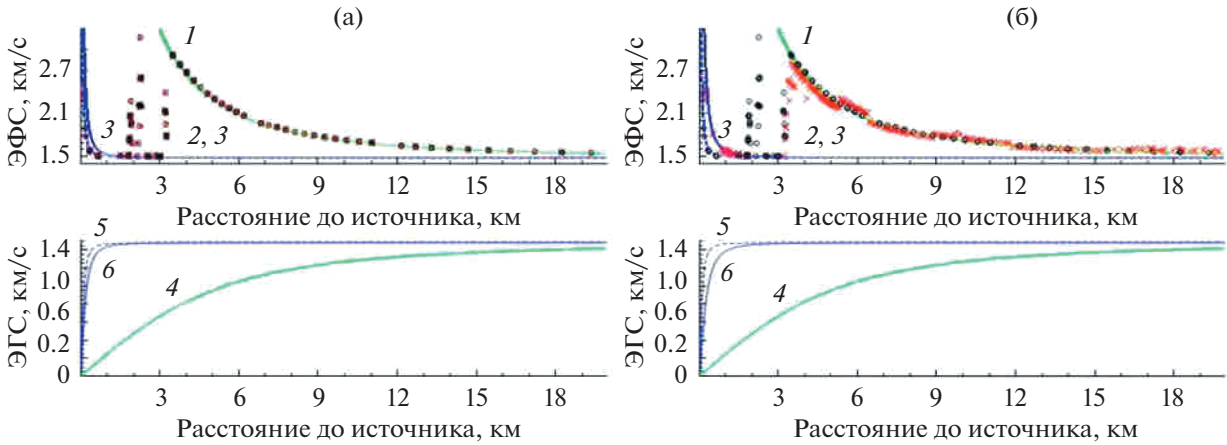


Рис. 14. Зависимости ЭФС и эффективной групповой скорости от расстояния на частоте $f = 330$ Гц. (а) – Численные значения ЭФС (значки \times , \circ), аналитическая лучевая аппроксимация ЭФС (кривые 1–3) и эффективной групповой скорости (кривые 4–6) при $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ (\circ) и 250 м (\times), $r = 0.1$ –20 км. (б) – То же при $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ (\circ) и 370 м (\times). Кривые 1 и 4 – лучевая аппроксимация ЭФС и эффективной групповой скорости для луча, отраженного от дна; кривые 2, 3 и 5, 6 – лучевая аппроксимация ЭФС и эффективной групповой скорости для луча, отраженного в ближней зоне освещенности от поверхности при двух разных глубинах приема.

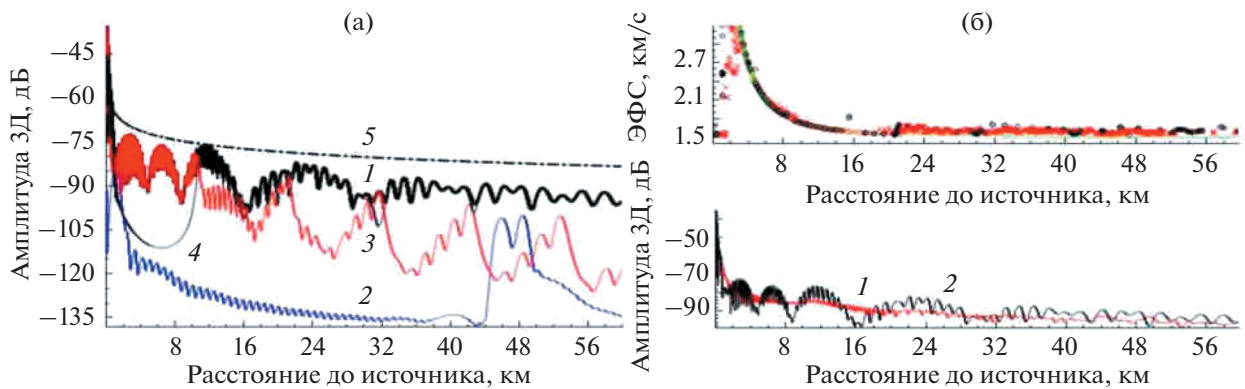


Рис. 15. Источник – вертикальный диполь, приемник – монополь, $f = 330$ Гц, $r = 0.01$ –60 км. (а) – Зависимости от расстояния амплитуды 3Д (1) и его составляющих: водных (2), вытекающих (3) и захваченных (4) мод; цилиндрическое спадание (5); $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ м. (б) – Зависимости от расстояния ЭФС (значки \times , \circ) и амплитуды 3Д (кривые 1 и 2) при $z_s = z_r = 133$ м и $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ м. В сумму мод входят все моды.

лучевом приближении по формулам (1)–(3) в доминирующих интерференционных максимумах.

Все приведенные выше графики построены для ненаправленного точечного источника (монополя). Практически совпадающие результаты получены и для горизонтального диполя, поэтому они не приводятся. На рис. 15 представлены графики для излучателя – вертикального диполя и монополюсного приемника. Видно, что вертикальный диполь возбуждает водные моды слабее, а вытекающие моды – сильнее по сравнению с монополем. Но свойства ЭФС в зонах интерференционных максимумов, создаваемых вертикальным диполем в зоне тени, аналогичны такому для монополя – на участке, где велик вклад вытекающих мод, значения ЭФС в зонах интерференционных максимумов также попадают на

аппроксимирующую инвариантную кривую, описываемую формулой (1).

На рис. 16 представлены зависимости, когда источник и приемник – вертикальные диполи. Как и следовало ожидать, водные моды дополнительно уменьшились, а вытекающие – возросли. При этом значения ЭФС, вычисленные в зонах интерференционных максимумов на участке $r = 3$ –20 км, где доминируют вытекающие моды, по-прежнему попадают на аппроксимирующую инвариантную кривую, описываемую формулой (1).

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ближней зоне освещенности, зоне тени и в дальних зонах освещенности на низких частотах наблюдается ярко выраженная интерференция

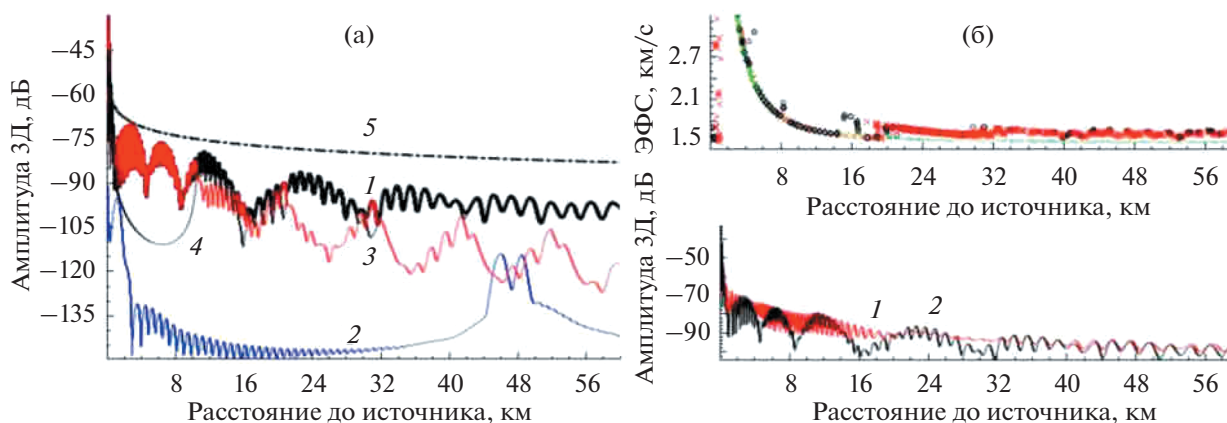


Рис. 16. Источник и приемник – вертикальные диполи, $f = 330$ Гц, $r = 0.01–60$ км. (а) – Зависимости от расстояния амплитуды ЗД (1) и его составляющих: водных (2), вытекающих (3) и захваченных (4) мод; цилиндрическое падение (5); $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ м. (б) – Зависимости от расстояния ЭФС (значки \times, \circ) и амплитуды ЗД (кривые 1 и 2) при $z_s = z_r = 133$ м и $z_s = 10$ м, $z_r = 133$ м; в сумму мод входят все моды, сплошная аппроксимирующая кривая для ЭФС вверху рассчитана по формуле (1).

ЗД, обусловленная взаимодействием мод с близкими по величине значениями горизонтальных проекций волновых чисел – однотипных мод. В зонах интерференционных максимумов, как и в мелком море, наблюдаются гладкие градиенты фазы, позволяющие в этих зонах использовать приближенную модель “эквивалентной плоской волны” с “эффективной фазовой скоростью”, рассчитанной или измеренной путем аппроксимации градиентов фазы или с использованием модовой структуры. Использование ЭФС вместо c_0 должно обеспечить высокоточное пеленгование протяженными антеннами даже при косых углах падения фронта волны. В зонах интерференционных минимумов происходят знакопеременные скачки фаз и непредсказуемые вариации ЭФС. Обнаружение и пеленгование в этих зонах затруднительно.

В ближней и дальней зонах освещенности структура поля ЗД определяется водными модами с малой дисперсией, их фазовые скорости близки к c_0 . Поэтому при пеленговании протяженной антенной источников, находящихся в ближней или дальней зоне освещенности, рекомендуется и в пассивном, и в активном режиме использовать скорость звука в воде на горизонте расположения приемной или излучающей антенны.

В зоне тени значения ЭФС, рассчитанные в зонах интерференционных максимумов для вытекающих мод, уменьшаются при увеличении расстояния, но отличаются устойчивостью и инвариантностью: не зависят ни от частоты звука, ни от направленности излучателя или приемника, ни от глубин источников и приемников (при выполнении условия $z_s, z_r < h/10$). Зависимость ЭФС от расстояния для вытекающих мод отличается универсальностью, поскольку “крутые” моды или лучи являются “устойчивыми структурами” [13]. Аппроксимация ЭФС определяется глуби-

ной моря и углом скольжения луча, попавшего на приемник после одного отражения от дна, а этот угол слабо зависит от вертикального профиля скорости звука, изменяющегося только в приповерхностных слоях (на глубинах менее 200–250 м). По этой причине зависимости ЭФС от расстояния, рассчитанные для вытекающих мод при летних и зимних условиях, практически идентичны.

Захваченные моды также характеризуются ярко выраженной интерференцией, и в зонах интерференционных максимумов, как и в мелком море, наблюдаются гладкие градиенты фазы, позволяющие в этих зонах применять для пеленгования модель эквивалентной плоской волны и получать при использовании ЭФС несмещенные оценки пеленга, в том числе – при косых углах падения фронта волны. Но, в отличие от вытекающих мод, у захваченных мод из-за взаимодействия с грунтом в большей степени проявляется зависимость ЭФС от частоты и глубин расположения приемников и излучателей. Можно также показать, что в результате более интенсивного затухания мод с высокими номерами при увеличении расстояния ЭФС уменьшается (как и в мелком море [3, 4, 10, 18]), но остается заметно больше скорости звука в воде.

При расположении источников в зоне тени и углах падения на апертуру антенны, близких к нормальному, также можно использовать $c_0(z)$. Но при косых углах падения необходимо использовать вероятные значения ЭФС и на этой основе выполнять предварительную оценку пеленга и координат с дальнейшим уточнением и координат, и значений ЭФС. Для прогноза ЭФС рекомендуется использовать приведенные соотношения. Существенно, что, как и в мелком море, дисперсионные характеристики проявляются только для захваченных мод. Рекомендуемые значения ЭФС – ни в ближней, ни в дальней зонах освещенности.

шенности, ни в первом десятке километров зоны тени от частоты не зависят. Следовательно, на указанном участке зоны тени, в ближней и дальней зонах освещенности возможно формирование консолидированных в широкой полосе частот характеристик направленности – без смещения максимумов в частотной области, как это наблюдается в мелком море [3, 4]. В результате повышается точность пеленгования и эффективность обнаружения слабых сигналов при любых углах падения фронта волны – но только в случае применения антенн с большим коэффициентом осевой концентрации и использования в зонах интерференционных максимумов вероятных значений ЭФС. Использование ЭФС позволяет получить несмещенные оценки пеленга и повысить помехоустойчивость.

Эффективная групповая скорость однозначно связана с ЭФС, и на нее в полной мере распространяются и свойства ЭФС – в частности, инвариантность, т.е. универсальный характер зависимости от расстояния. Это необходимо учитывать при пеленговании целей во временной области путем введения временных задержек.

Полученные в данной работе результаты, по нашему мнению, имеют общий характер и основные выводы будут верны, если вместо профиля скорости звука Норвежского моря взять профили скорости звука глубоководных участков Тихого, Атлантического или Индийского океанов. Но область применимости этих результатов ограничена низкими частотами, сравнительно небольшими (не более 50–60 км) расстояниями и большими глубинами, поскольку при переходе от глубокого моря к шельфу структура поля начинает “размываться” и становится более сложной [14, 15], а на больших расстояниях происходит перераспределение энергии между модами [20, 21].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сазонтов А.Г., Малеханов А.И. Согласованная пространственная обработка сигналов в подводных звуковых каналах (обзор) // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 2. С. 233–253.
2. Елисеевнин В.А. Определение направления на источник в волноводе с помощью горизонтальной линейной антенны // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 2. С. 208–211.
3. Кузнецов Г.Н., Лебедев О.В. О возможности применения модели с эквивалентной плоской волной для повышения точности пеленгования низкочастотных сигналов в мелком море // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 5. С. 628–638.
4. Кузнецов Г.Н., Лебедев О.В. Пеленгование низкочастотных источников в волноводе гидроакустическими станциями с протяженными буксируемыми или бортовыми антеннами // Гидроакустика. 2013. Вып. 17(1). С. 114–121.
5. Грачев Г.А., Кузнецов Г.Н. О средней скорости изменения фазы акустического поля вдоль плоского волновода // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 2. С. 266–268.
6. Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Потоки энергии в окрестности дислокаций фазового поля волнового фронта // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. Вып. 5(11). С. 3769–3783.
7. Елисеевнин В.А., Тужилкин Ю.И. Поток акустической мощности в волноводе // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 6. С. 781–788.
8. Белова Н.И., Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н. Исследование интерференционной и фазовой структуры скалярных и векторных характеристик звукового поля в мелком море // Гидроакустика. 2016. Вып. 28(4). С. 42–53.
9. Shaffer J.D., Fitzgerald R.M., Guthrie A.N. Coherence of low-frequency acoustic signals in the deep ocean // J. Acoust. Soc. Am. 1974. V. 56. № 4. P. 1122–1125.
10. Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н. Интерференционная структура поля инфразвуковых направленных источников в мелком море // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 1. С. 36–47.
11. Аксенов С.П. Верификация вычислительной программы в модовом ВКБ-приближении для мелкого и глубокого моря // Доклады XVII школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских “Акустика океана”. М.: ИО РАН, 2020. С. 364–370.
12. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007.
13. Урик Р.Дж. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978.
14. Акуличев В.А., Безответных В.В., Буренин А.В., Войтенко Е.А., Моргунов Ю.Н. Эксперимент по оценке влияния вертикального профиля скорости звука в точке излучения на шельфе на формирование импульсной характеристики в глубоком море // Акуст. журн. 2010. Т. 56. № 1. С. 51–52.
15. Моргунов Ю.Н., Голов А.А., Буренин А.В., Петров П.С. Исследования 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.
16. Song H.C., Byun G. Extrapolating Green’s functions using the waveguide invariant theory // J. Acoust. Soc. Am. 2020. V. 147. № 4. P. 2150–2158.
17. Ainslie M.A., Packman M.N., Harrison C.H. Fast and explicit Wentzel–Kramers–Brillouin mode sum for the bottom-interacting field, including leaky modes // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 103. № 4. P. 1804–1812.
18. Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н. Интерференция звукового давления и фазовые скорости в мелком море: расчет и эксперимент // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 4. С. 408–419.
19. Аксенов С.П., Кузнецов Г.Н. Инвариантность эффективной фазовой скорости гидроакустического поля в глубоком океане // Докл. Акад. наук. 2020. Т. 493. С. 75–78.
20. Вировлянский А.Л., Казарова А.Ю., Любавин Л.Я. Вариации амплитуд мод в переменном по трассе волноводе // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 1. С. 26–36.
21. Вировлянский А.Л., Заславский Г.М. Лучевой и волновой хаос в задачах о дальнем распространении звука в океане // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 3. С. 329–345.