

## ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ И ФАЗОВЫЕ СКОРОСТИ В МЕЛКОМ МОРЕ: РАСЧЕТ И ЭКСПЕРИМЕНТ

© 2020 г. Г. Н. Кузнецов<sup>а, \*</sup>, А. Н. Степанов<sup>а, б</sup>

<sup>а</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия

<sup>б</sup>Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева,  
Московское шоссе 34, Самара, 443086 Россия

\*e-mail: skbmortex@mail.ru

Поступила в редакцию 03.04.2019 г.

После доработки 07.02.2020 г.

Принята к публикации 25.02.2020 г.

Выполнено исследование интерференционной структуры амплитуд звукового давления, продольных проекций градиентов фазы и рассчитанных фазовых скоростей в плоскопараллельном волноводе. Установлено, что значения фазовой скорости поля звукового давления и эффективных фазовых скоростей в зонах интерференционных максимумов, рассчитанных различными методами, достаточно стабильны и хорошо согласуются между собой и с экспериментальными данными. Показано, что на частотах, для которых антенна расположена в зонах интерференционных максимумов, использование модели эквивалентной плоской волны и эффективных фазовых скоростей вместо скорости звука в воде уменьшает погрешность оценки пеленга.

*Ключевые слова:* продольные проекции градиентов фазы, фазовая скорость, эффективная фазовая скорость, интерференционные максимумы, сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей

**DOI:** 10.31857/S032079192004005X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Эффективность работы протяженных многоэлементных антенн, установленных стационарно или буксируемых в мелком море, определяется отношением сигнал/помеха на каждом (одиночном) приемнике и когерентностью поля вдоль апертуры антенны [1]. Значение отношения сигнал/помеха рассчитывается с учетом реальных зависимостей “аномалии распространения” [1–3], которая определяется характеристиками волновода, геометрией расположения приемников и источников, частотой звука и влиянием ряда других факторов. Когерентность поля также зависит от перечисленных выше параметров, но с учетом случайного характера принимаемых сигналов и условий распространения. Эти вопросы, в частности, структура пространственной корреляции поля на апертуре антенны и возможности согласованной фильтрации исследованы в [4, 5]. Вариация пространственных откликов — характеристик направленности (ХН) в зависимости от свойств волновода рассмотрена в [6]. В серии работ [5, 7–9] выполнен анализ возможности построения ХН в многомодовом волноводе и спосо-

бов учета дисперсионных характеристик при несогласованной и согласованной с передаточной функцией волновода обработке. В [10] в дополнение к горизонтальным антеннам выполнен анализ ХН на выходе вертикальных антенн. В частности, обращается внимание на существенную зависимость структуры ХН от угла прихода лучей и частоты звука. Установлена возможность расщепления ХН или появления дополнительного усиления сигнала на выходе антенны при учете когерентности сигналов, пришедших на апертуру антенны по разным лучам. Аналогичные результаты — смещение оценок пеленга и расщепление ХН — обнаружены в откликах и горизонтальных антенн [11, 12]. Установлено, что эти смещения, особенно при косых углах падения фронта волны, связаны с погрешностью аппроксимации градиента фазы на апертуре антенны. Показано, что смещения пеленгов удастся устранить или уменьшить, если фазовые задержки между каналами производить с использованием не скорости звука в воде  $c_0$ , а “эффективной фазовой скорости” (ЭФС), которая в рамках модели эквивалентной плоской волны позволяет достаточно точно рассчитать или аппроксимировать эксперименталь-

ные зависимости градиентов фазы – но не во всем пространстве, а только в зонах интерференционных максимумов (ИМА). Причем эти аппроксимации справедливы при описании градиента фазы звукового давления (ЗД) как вдоль апертуры антенны, так и при их расчете вдоль трассы движения источника или трассы распространения сигнала [11, 12]. Отметим, что в ближней френелевской зоне пеленгования для оценки возможных смещений пеленга необходимо использовать модовую модель, учитывающую направленность излучения мультипольными источниками [13].

Рассмотрим задачу пеленгования источников в мелком море с использованием низкочастотных горизонтальных антенн более подробно. Для этого исследуем зависимости градиентов фазы, локальных значений фазовых скоростей и ЭФС от частоты и расстояния, а также выполним сравнение расчетных и экспериментальных данных на разных частотах и при различных расстояниях между буксируемым излучателем и приемной системой. С этой целью выполним имитационную и реальную буксировку узкополосных излучателей вдоль радиальных направлений. Но предварительно обсудим влияние амплитудного и фазового распределения звукового поля на апертуре антенны на ХН и погрешность пеленгования.

## 2. ХАРАКТЕРИСТИКИ НАПРАВЛЕННОСТИ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ АНТЕННЫ

Рассмотрим работу горизонтальной протяженной антенны, которая имеет длину  $L = 400$  м и состоит из 64 элементов. Такие антенны применяются в шельфовой зоне, например, при “оконтуривании” месторождений нефти или газоконденсата, а также при решении различных гидрофизических и гидроакустических задач, например, при реконструкции параметров осадочных слоев морского дна [14]. Покажем, что интерференция ЗД, которая формируется на апертуре антенны при “косых” углах, из-за вариации амплитуд и фаз сигнала существенно изменяет свойства ХН по сравнению со свободным пространством.

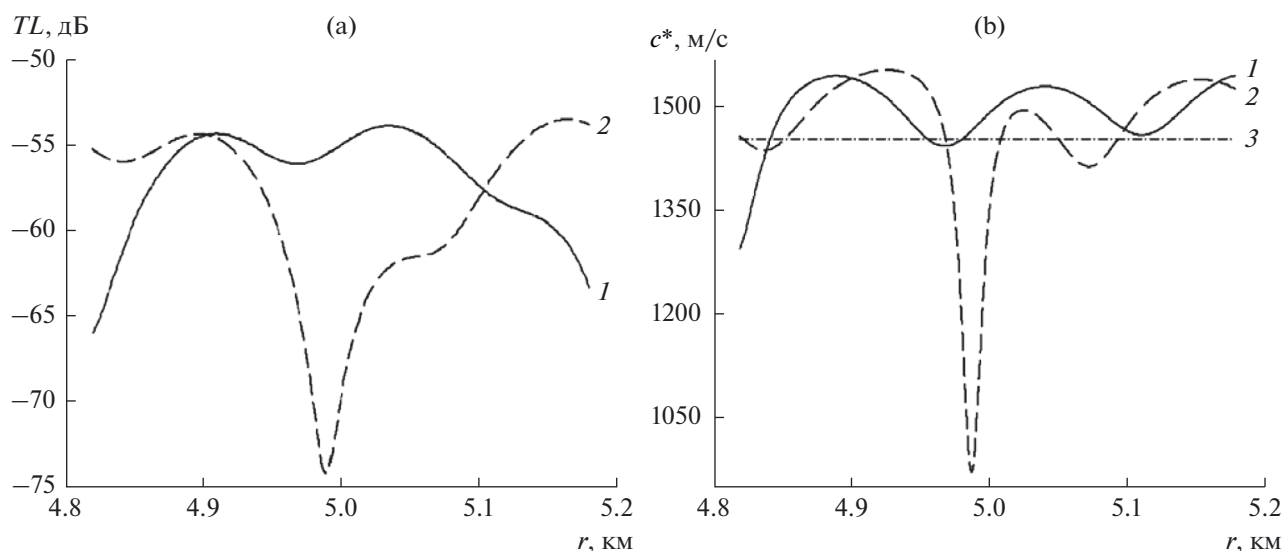
В связи с большим различием характеристик грунта в различных акваториях Мирового океана здесь и далее в других разделах расчеты выполнены для двух моделей дна, типичных для морей, примыкающих к берегам России. Первая модель соответствует жесткому грунту: продольная скорость звука в грунте  $c_l = 2000$  м/с, относительная плотность  $\rho = 1.8$  и коэффициент поглощения  $\tilde{\alpha} = 0.02$ ; вторая модель – более мягкому грунту:  $c_l = 1650$  м/с,  $\rho = 1.4$  и  $\tilde{\alpha} = 0.02$ . В качестве примера изучим структуру поля на апертуре антенны при расстоянии от центра антенны до источника  $r = 5$  км,

пеленге на источник  $\alpha_0 = 45^\circ$ , глубине волновода  $h = 100$  м и глубине источника  $z_0 = 50$  м. Анализ выполним для приемных антенн, буксируемых в слое воды ( $z = 50$  м), и стационарных донных антенн ( $z = 100$  м). На рис. 1 для приведенных выше первой и второй моделей грунта и  $z = 50$  м представлены распределения вдоль апертуры антенны амплитуды поля ЗД (рис. 1а) и ЭФС (рис. 1б), рассчитанной по формуле (2) (см. следующий раздел), для сигнала с частотой  $f_0 = 52$  Гц, для которой антенна находится в зоне ИМА (кривые 1), и сигнала на частоте  $f_0 = 54.5$  Гц, для которой центр антенны находится в зоне глубокого минимума ЗД (кривые 2). Штрихпунктирной линией (прямая 3) отмечено значение  $c_0$ .

Из анализа рис. 1 следует, что поле на апертуре антенны существенно неоднородное, и даже небольшие изменения частоты и условий приема сигналов заметно изменяют распределения амплитуд и фаз сигнала на апертуре. Видно, что в зонах ИМА величина ЭФС превышает значение  $c_0$  и достаточно стабильна. Напротив, в зонах интерференционных минимумов фазовая скорость изменяется непредсказуемым образом.

На рис. 2 изображены ХН (отклики антенны) для частоты 52 Гц, обозначенные  $D(\alpha_0)$ , где  $\alpha_0$  – пеленг на источник. Прием производится также в середине волновода. Распределения амплитуд ЗД и фазовых скоростей представлены на рис. 1 (кривые 1). Сплошной линией на рис. 2 изображена ХН в свободном пространстве с  $c_0 = 1450$  м/с, пунктирной – в волноводе, когда распределение амплитуд и фаз сигнала на апертуре антенны рассчитано с использованием известной передаточной функции волновода, а для фазирования антенны используется значение  $c_0$ . Видно, что из-за несоответствия градиентов фазы на апертуре возникает смещение основного максимума. Штрихпунктирной линией изображена ХН антенны в волноводе, когда исходное распределение амплитуд и фаз было таким же, а для фазирования антенны использовано среднее в зоне ИМА значение ЭФС, равное 1540 м/с. При этом практически удается устранить смещение пеленга  $\alpha_0$  на источник и уменьшить боковое поле.

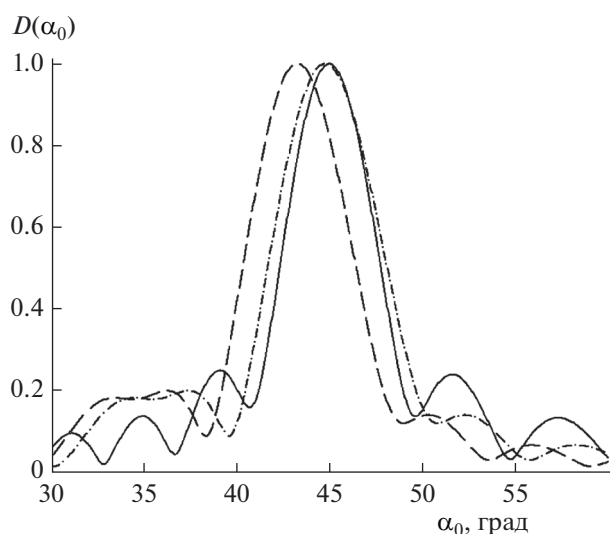
На рис. 3 для тех же условий распространения изображены аналогичные ХН, но для частоты  $f_0 = 54.5$  Гц. Видно, что для данной частоты по сравнению с ХН в свободном пространстве (сплошная линия) наблюдается расщепление основного максимума ХН антенны (пунктирная кривая), что не позволяет выполнять однозначное пеленгование источников. По существу, антенна разделилась на две части, выполняющие пеленгование независимо – каждая со своими градиентами фазы и своим фазовым центром.



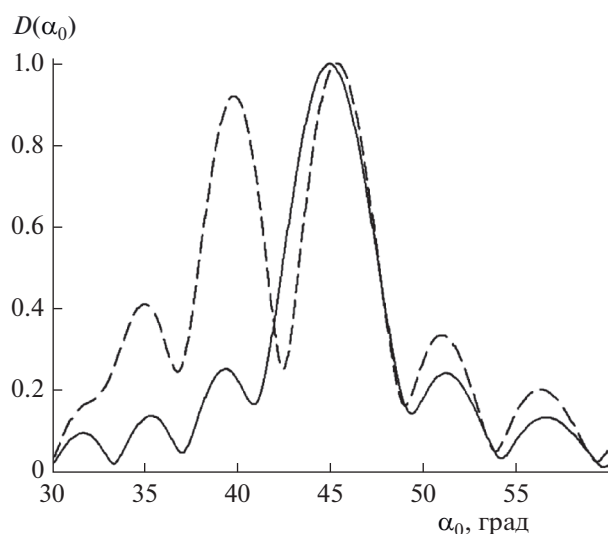
**Рис. 1.** Распределения на апертуре антенны (а) – амплитуды звукового давления и (б) – ЭФС. Прием в середине волновода. Кривые 1 – частота  $f_0 = 52$  Гц (вторая модель дна), кривые 2 –  $f_0 = 54.5$  Гц (первая модель дна), прямая 3 – значение скорости звука в воде.

Таким образом, одна и та же антенна при косых углах пеленгования может формировать в волноводе даже на близких частотах существенно различающиеся ХН. Если на выбранной частоте зона ИМА “накрывает” апертуру антенны – ХН формируется с малым уровнем бокового поля, но со смещением ориентации максимума (пеленга). Как показали расчеты, для “мягких” грунтов смещение умеренное – несколько градусов, до  $5^\circ$ – $6^\circ$ . Для “жестких” – смещение может достигать до  $8^\circ$ – $12^\circ$  и более, что не допустимо. В этом случае для устранения смещения рекомендуется использовать не  $c_0$ , а ЭФС. Очевидно, что данный вывод

справедлив только при косых углах падения волны на апертуру антенны [11, 12], но именно эти углы используют буксируемые антенны при наблюдении акустической обстановки в кормовых аспектах. При нормальном и близких к нормальному углах падения смещения пеленга, естественно, отсутствуют или не велики. Важно, что для широкополосных сигналов в спектре всегда имеются частотные составляющие, для которых на апертуре антенны формируются зоны ИМА – именно это обеспечивает принципиальную возможность пеленгования источников по всем направлениям.



**Рис. 2.** ХН антенны,  $f_0 = 52$  Гц.



**Рис. 3.** ХН антенны,  $f_0 = 54.5$  Гц.

**Таблица 1.** Сравнение фазовых скоростей в зонах максимумов ЗД

№ отсчета	$\omega/(\partial\varphi/\partial r)$	$\omega/ \text{grad } \varphi $	$c^*$ , м/с	$c^{k*}$ , м/с	$\Delta c_1$ , %	$\Delta c_2$ , %
8	1507.05	1487.27	1493.73	1493.05	0.89	0.42
81	1509.86	1498.73	1494.70	1493.97	1.01	0.27
171	1505.88	1492.07	1495.78	1494.99	0.68	0.24
254	1511.79	1511.59	1497.05	1496.20	0.98	0.97
344	1505.26	1500.07	1498.29	1497.37	0.43	0.12
430	1515.74	1500.80	1499.82	1498.83	1.06	0.01
517	1508.65	1508.57	1501.29	1500.23	0.49	0.48
603	1519.87	1519.80	1502.98	1501.85	1.12	1,11
690	1507.55	1506.83	1504.76	1503.55	0.18	0.13
774	1516.00	1509.19	1506.31	1505.04	0.64	0.19
856	1507.42	1506.88	1504.77	1503.56	0.17	0.14
944	1519.80	1519.76	1502.99	1501.86	1.11	1.11

### 3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ И ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПРОЕКЦИИ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ

В волноводе бегущая волна распространяется в горизонтальном направлении. Значения скорости ее распространения зависят от скоростей мод, образованных в волноводе при заданных граничных условиях. Фазовая интерференция мод формирует распределения градиентов фазы вдоль радиальных направлений, а также вдоль апертуры произвольно ориентированной антенны. С использованием измеренного или рассчитанного по сумме мод пространственного распределения горизонтальных проекций градиента фазы формально можно определить значения фазовой скорости в любой точке пространства.

В вертикальной плоскости формируются стоячие волны. В случае формирования и учета вытекающих квазимод [15] некоторая часть звуковой энергии уходит в дно. В общем случае частные производные от фазы в горизонтальной и вертикальной плоскости образуют полный градиент фазы ЗД, угол скольжения которого относительно горизонтали определяется соотношением амплитуд горизонтальной и вертикальной производных. С целью прогноза характеристик бегущих волн, образованных “захваченными” модами [16], рассмотрим вначале характеристики горизонтальной проекции градиентов фазы.

*Аналитические оценки.* Для оценки значений ЭФС, необходимых для точного пеленгования, можно использовать приближенные аналитические выражения или выполнять прямой расчет соответствующих проекций градиентов фазы. В [17] показано, что для мелкого моря при определении зависимостей от расстояния и частоты горизонтальных проекций градиентов фазы узкополосных сигналов можно использовать выраже-

ние для средневзвешенных значений горизонтальных проекций волновых чисел

$$k^* = \frac{\sum_{l=1} p_l^2 k_l}{\sum_{l=1} p_l^2}, \quad (1)$$

где  $k_l$  – горизонтальная проекция волнового вектора и  $p_l$  – амплитуда  $l$ -й нормальной волны. В [11, 12] для зон ИМА используется эмпирическое понятие “эффективной фазовой скорости” как средневзвешенной фазовых скоростей нормальных волн

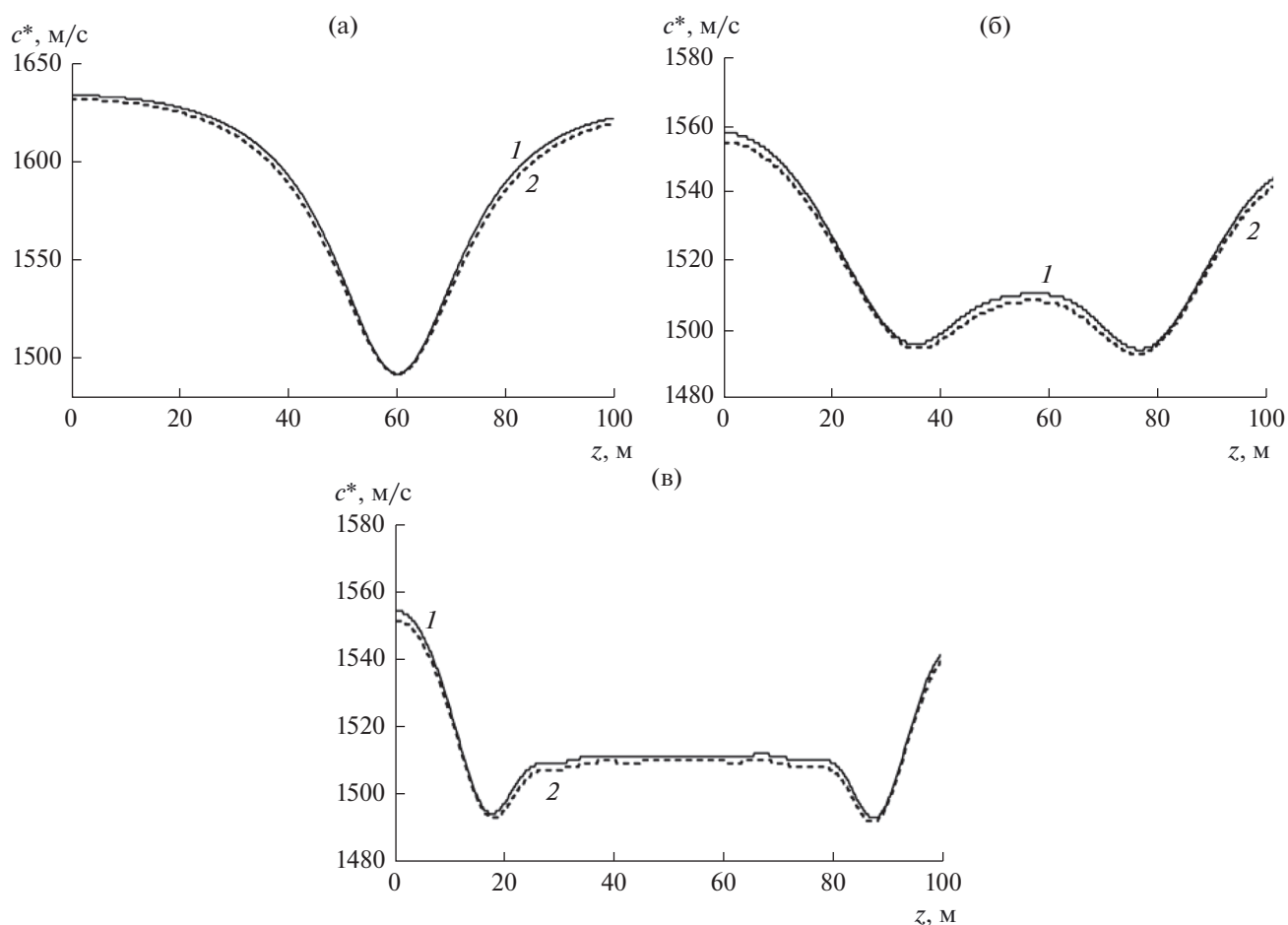
$$c^* = \frac{\sum_{l=1} p_l^2 c_l}{\sum_{l=1} p_l^2}, \quad (2)$$

где  $c_l$  – фазовая скорость  $l$ -й нормальной волны. Сравним результаты расчета ЭФС по формулам (1) и (2). Пусть  $\omega$  – частота звуковых колебаний и  $c^{k*} = \omega/k^*$  – фазовая скорость, рассчитанная по (1). Найдем оценку абсолютной разности  $\Delta = |c^* - c^{k*}|$  эффективных скоростей  $c^*$  и  $c^{k*}$ . Так как  $k_l = \omega/c_l$ , то из (1) следует, что

$$c^{k*} = \frac{\omega \sum_{l=1} p_l^2}{\sum_{l=1} p_l^2 k_l} = \frac{\omega \sum_{l=1} p_l^2}{\sum_{l=1} p_l^2 \omega / c_l} = \frac{\sum_{l=1} p_l^2}{\sum_{l=1} p_l^2 / c_l}.$$

Откуда после несложных преобразований получим искомую абсолютную разность:

$$\Delta = |c^* - c^{k*}| = \left| \frac{\sum_{l=1} p_l^2 c_l}{\sum_{l=1} p_l^2} - \frac{\sum_{l=1} p_l^2}{\sum_{l=1} p_l^2 / c_l} \right| = \frac{\sum_{l=1} \sum_{j>l} p_l^2 p_j^2 (c_l - c_j)^2 / (c_l c_j)}{\sum_{l=1} \sum_{j=1} p_l^2 p_j^2 / c_l}. \quad (3)$$



**Рис. 4.** Зависимости ЭФС от глубины источника на частотах (а) – 25, (б) – 50 и (в) – 100 Гц; кривые 1 и 2 рассчитаны по формулам (1) и (2).

Пусть в мелководном волноводе  $c_{\max}$  – максимальная фазовая скорость нормальных волн, присутствующих в представлении (3). С учетом того, что для любой нормальной волны ее фазовая скорость удовлетворяет неравенству  $c_0 < c_l \leq c_{\max}$ , из соотношения (3) очевидным образом может быть получено ограничение сверху для абсолютной разности  $\Delta$ :

$$\Delta \leq c_{\max} \left( \frac{c_{\max}}{c_0} - 1 \right)^2 \frac{\sum_{l=1}^{\infty} \sum_{j>l}^{\infty} p_l^2 p_j^2}{\sum_{l=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} p_l^2 p_j^2},$$

из которого следует неравенство  $\Delta \leq c_{\max} \times (1 - c_{\max}/c_0)^2/4$ .

Путем прямых компьютерных расчетов установлено, что фактическая относительная разность  $\delta = \Delta/c_0 = (c^* - c^{k*})/c_0$ , как правило, не превышает 1%. Этот вывод подтверждается рис. 4, на котором сравниваются рассчитанные по формулам (1) и (2) зависимости ЭФС и оценки относительной

разности скоростей  $\delta$  от глубины источника. Расчеты выполнены для придонного приема в волноводе Пекериса с мягким грунтом.

Графики на рис. 4а получены для горизонтального расстояния от источника 5 км и частоты 25 Гц, при этом установлено, что относительная разность ЭФС не превышает 0.26%. На рис. 4б показаны аналогичные зависимости для расстояния 20 км и частоты 50 Гц. Для этих условий максимальная относительная разность ЭФС равна 0.19%. А для графиков на рис. 4в (расстояние 20 км и частота 100 Гц), максимальная относительная разность значений ЭФС 0.17%. Иными словами, величины ЭФС, рассчитанные двумя методами, практически совпадают. Поэтому далее при анализе используется эффективная скорость  $c^*$ , которая рассчитывается по более простому и наглядному соотношению (2).

Заметим, что как  $c^*$ , так и  $c^{k*}$  существенно зависят от глубины источника  $z_0$  – вблизи поверхностей раздела, особенно у свободной поверхности, ЭФС значительно превышает величину  $c^*$  в середине

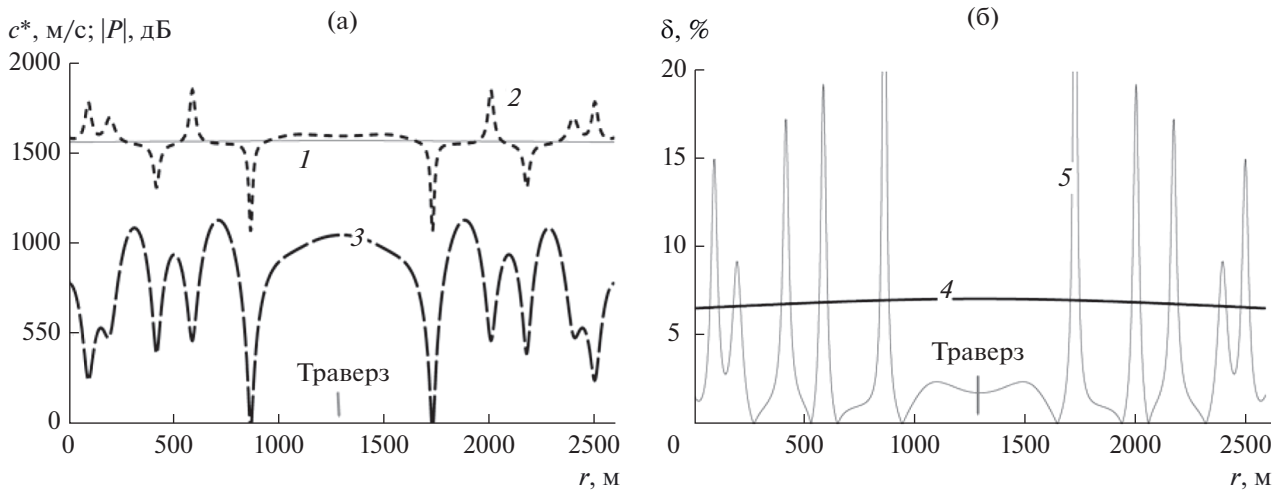


Рис. 5. (а) – Сравнение рассчитанных значений ЭФС  $c^*$  и фазовых скоростей  $c_1^*$  на горизонтальной трассе и (б) – относительные отклонения этих фазовых скоростей от величины  $c_0$  и друг от друга. Обозначения кривых указаны в тексте.

волновода. Этот вопрос представляется достаточно важным и, по нашему мнению, требует специального исследования.

Отметим также, что даже для мягкого грунта все значения ЭФС, в том числе в середине волновода (см. рис. 4), превышают величину  $c_0$  на 5–12%. Отсюда следует, что прогноз градиентов фазы на апертуре антенны, если его выполнять с использованием  $c_0$ , приведет к большим ошибкам фазового распределения и, как отмечалось выше, – смещению оценки пеленга.

Сравнение значений фазовой скорости ЗД, ЭФС и скорости звука  $c_0$  в воде. Как и ранее, будем считать волновод плоскопараллельным и однородным. По определению фазовую скорость ЗД можно получить путем расчетной или экспериментальной оценки горизонтальной проекции градиента фазы [18, 19]

$$c_1^* = \omega / (\partial\varphi / \partial r), \quad (4)$$

где  $\varphi$  – фаза ЗД. Покажем, что в зонах ИМА эффективные фазовые скорости  $c^*$ , вычисленные по приближенным соотношениям (1) и (2), и фазовые скорости  $c_1^*$ , вычисленные по горизонтальной проекции градиентов фазы (4), достаточно близки. Но можно показать, что в отдельных зонах ИМА при когерентном суммировании, прежде всего, мод только низких или только высоких номеров, локальные градиенты фазы из-за различия фазовых скоростей отдельных мод могут различаться – как вдоль трассы буксировки излучателя, так и вдоль трассы распространения сигналов. Как следствие, могут различаться фазовые скорости суммарного поля ЗД. В зонах, где синфазно сложились наиболее энергонесущие моды и сфор-

мировались глобальные максимумы, фазовая скорость будет соответствовать ЭФС, рассчитанной по (1) или (2). Но в зонах интерференционных минимумов из-за различия проекций градиентов фазы всегда будут наблюдаться существенные отличия  $c_1^*$  от  $c^*$  или  $c^{k*}$ . Отметим, что в зонах интерференционных максимумов фазовая скорость будет соответствовать ЭФС прежде всего на расстояниях, на которых различные моды еще “не разбежались”. Покажем это.

На рис. 5а изображены зависимости от расстояния  $r$  ЭФС  $c^*$  – кривая 1 и фазовой скорости  $c_1^*$  – кривая 2. Отмасштабированная и сдвинутая по вертикали зависимость от расстояния амплитуды звукового давления  $|P|$  представлена кривой 3. Видно, что в зонах ИМА фазовая скорость  $c_1^*$  существенно сближается с почти постоянной величиной ЭФС  $c^*$ , которая примерно на 6.5% превышает значение  $c_0$ .

На рис. 5б показаны рассчитанные вдоль той же самой трассы относительные отклонения ЭФС  $c^*$  от  $c_0$ :  $\delta_1 = 100(c^* - c_0)/c_0$  – кривая 4, и отклонения фазовых скоростей  $c_1^*$  от ЭФС  $c^*$ , отнесенные к  $c_0$ :  $\delta_2 = |c_1^* - c^*|/c_0$  – кривая 5.

Расчеты в этом имитационном эксперименте выполнены в волноводе Пекериса толщиной 53 м со скоростью звука в воде  $c_0 = 1450$  м/с. Параметры грунта:  $m = 1.9$ ,  $n = 0.9$ , коэффициент поглощения 0.009. Принятая модовая модель волновода позволила вычислить амплитуды и фазовые скорости каждой нормальной волны, которые далее использованы для расчета значений ЭФС. Кривые на рис. 5 получены при имитации букси-



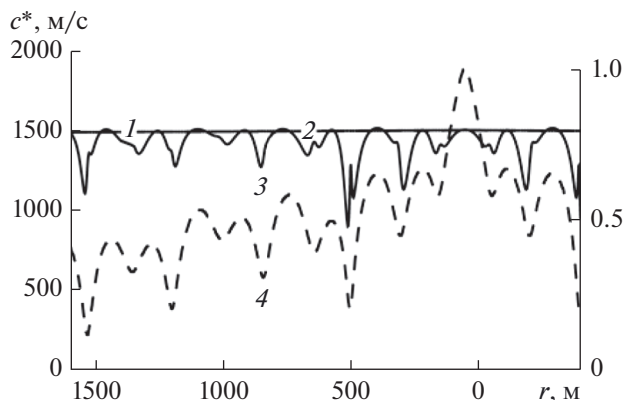


Рис. 6. Зависимости фазовых скоростей и амплитуды ЗД от расстояния на частоте 117 Гц.

ровки тонального источника на глубине  $z_0 = 25$  м вдоль радиальной трассы длиной 2500 м. Излучался сигнал на частоте 100 Гц. Приемник находился вблизи дна на глубине  $z = 52.5$  м.

Отметим, что в зонах интерференционных минимумов значения фазовой скорости  $c_1^*$  существенно отличаются от величины ЭФС  $c^*$  — в большую или меньшую сторону. Данный результат является очевидным в связи с большой изменчивостью и непредсказуемостью градиентов фазы в зонах интерференционных минимумов [19]. Но эти вариации градиентов фазы не имеют значения, так как отношение сигнал/помеха в зонах интерференционных минимумов минимально и для обнаружения сигналы в этих зонах не используются.

Отметим также, что при кажущемся хаосе локализация зон интерференционных минимумов имеет строгое физическое обоснование: глубокие минимумы ЗД располагаются в непосредственной близости от фазовых полюсов [20]. Неглубокие минимумы располагаются на удалении от полюсов (выше или ниже, в зависимости от горизонтов расположения приемников и излучателей [21]). Знак производной фазы и, соответственно, отклонения фазовых скоростей зависят от направления, в котором выполняется “обход” полюса. Резкие отклонения фазовых скоростей от среднего значения в большую или меньшую сторону (рис. 5а и др.) соответствуют этим знакам.

Из рис. 4 и 5 следует, что в зонах ИМА фазовая скорость  $c^*$ , рассчитанная с использованием вычисленных характеристик мод, практически совпадает с фазовой скоростью  $c_1^*$ , рассчитанной по горизонтальной проекции градиента фазы. Например, для глубины 25 м в зонах ИМА  $c^* \cong c_1^*$  и  $\delta_2 = 0.88\%$ , т.е. меньше 1%. При этом относительные отклонения ЭФС  $c^*$  от скорости звука  $c_0$  в зонах ИМА не менее  $\delta_1 \sim 6.5\%$ .

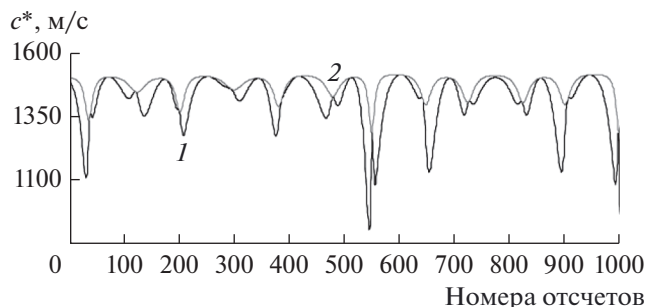


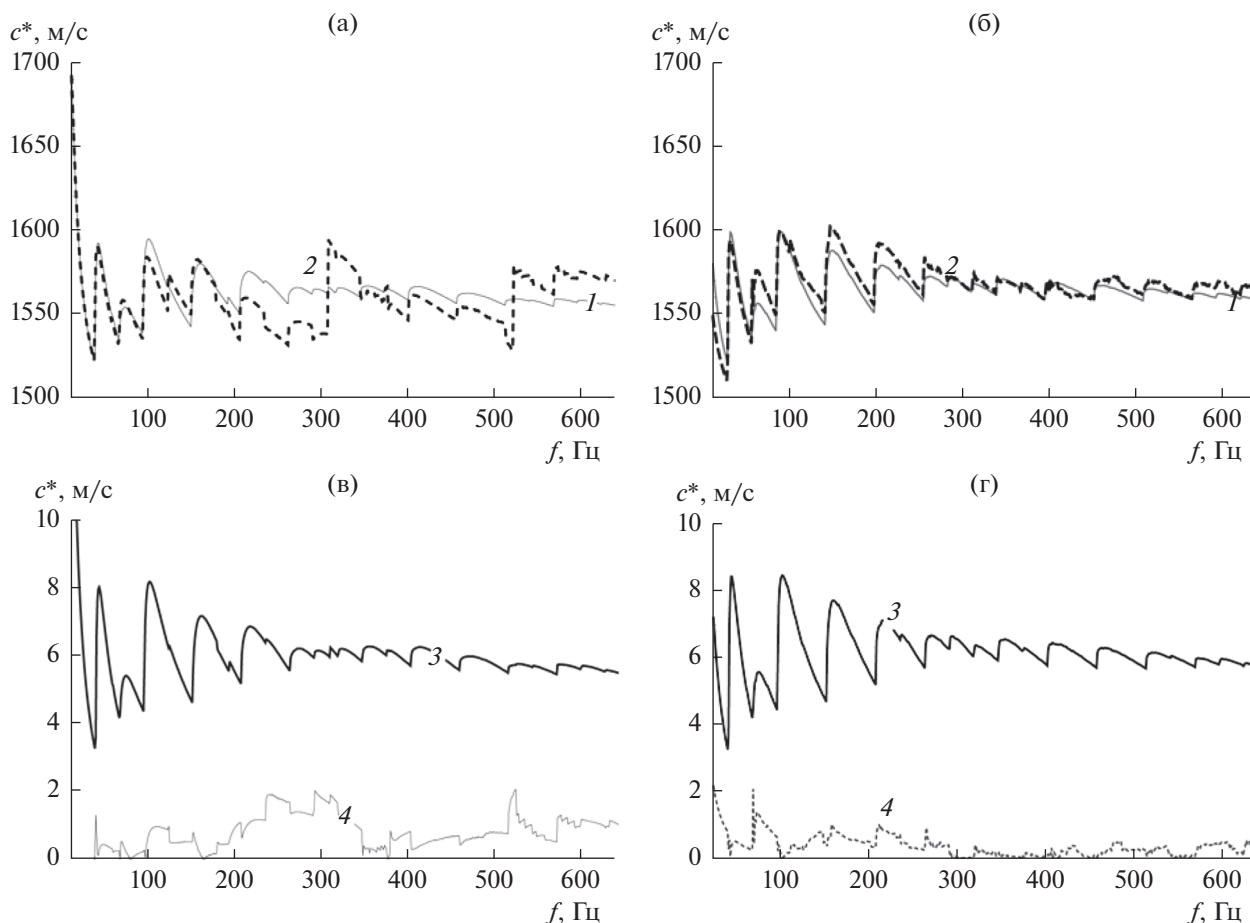
Рис. 7. Зависимости фазовых скоростей от расстояния; кривая 1 — вычисление по полному градиенту фазы, кривая 2 — вычисление по горизонтальной компоненте градиента фазы.

*Оценка зависимостей модуля градиента фазы.* Сравним оценки фазовых скоростей, полученные с помощью горизонтальной проекции градиента фазы ЗД, с оценками с использованием модуля полного градиента. Оценки выполним на частоте 117 Гц для плоского изоскоростного волновода Пекериса глубиной 100 м при скорости звука в воде 1450 м/с, плотности грунта  $1470 \text{ кг/м}^3$  и скорости звука в грунте 1500.0 м/с. Фазовая скорость рассчитывалась четырьмя способами: по формулам (1) и (2), по горизонтальной проекции градиента фазы поля ЗД  $c_{Tg}^* = \omega / (\partial\phi / \partial r)$ , а также по модулю полного градиента фазы  $c_T^* = \omega / |\text{grad}\phi|$ . На рис. 6 представлены зависимости от расстояния фазовых скоростей:  $c^*(r)$ ,  $c^{k*}(r)$ ,  $c_T^*(r)$  — кривые 1–3 соответственно, а также отмасштабированный и сдвинутый по вертикали график амплитуды ЗД, отнесенной к максимальной величине амплитуды (кривая 4).

Видно, что в зонах ИМА фазовая скорость, рассчитанная через градиент фазы ЗД, стремится к значениям ЭФС, рассчитанным по формулам (1) и (2) с учетом суперпозиции нормальных волн в волноводе, и превышает величину  $c_0$  на 50 м/с.

На рис. 7 для волновода с мягким грунтом сравниваются фазовые скорости суммарного поля ЗД, рассчитанные по формулам  $c_{Tg}^* = \omega / (\partial\phi / \partial r)$  (кривая 1) и  $c_T^* = \omega / |\text{grad}\phi|$  (кривая 2).

Для сравнения с данными в таблице, на рис. 7 по оси абсцисс указаны не горизонтальные расстояния, а номера отсчетов. Общий интервал расстояний, как и на рис. 6, равен 2.5 км. Видно, что максимальные значения фазовых скоростей практически равны, но вариации минимальных значений фазовых скоростей, рассчитанных через модуль полного градиента фазы, заметно превышают вариации фазовых скоростей, рассчитанных через горизонтальную проекцию градиента фазы.



**Рис. 8.** (а), (б) – Сравнение эффективной фазовой скорости  $c^*$  (кривые 1) и фазовой скорости  $c_1^*$  (кривые 2) на разных частотах и (в), (г) – отклонения в процентах этих скоростей от скорости звука в воде (кривые 3) и отклонения друг от друга (кривые 4), нормированные на скорость звука в воде.

В таблице приведены значения фазовых скоростей, вычисленных на частоте 117 Гц четырьмя способами в зонах ИМА вдоль трассы буксировки излучателя. В шестой и седьмой колонках приведены относительные разности между ЭФС  $c^*$ , определенными по соотношению (2), и фазовых скоростей, которые вычислены по горизонтальной проекции градиента фазы  $c_{Tg}^*$ :  $\Delta c_1 = |c_{Tg}^* - c^*|/c^*$ , а также между ЭФС  $c^*$ , рассчитанными по соотношению (2), и фазовыми скоростями, вычисленными по модулю полного градиента фазы  $c_T^*$ :

$$\Delta c_2 = |c_T^* - c^*|/c^*.$$

Из таблицы следует, что оценки фазовых скоростей в зонах максимумов ЗД по модулю полного градиента фазы лучше согласуются с вычислениями по приближенным формулам, чем вычисления по горизонтальной компоненте градиента фазы. Различие ЭФС, рассчитанных по формулам (1) и (2), порядка или менее 0.1%.

#### 4. ЗАВИСИМОСТИ ЭФС ОТ ЧАСТОТЫ И РАССТОЯНИЯ ДО ИСТОЧНИКА

На рис. 8 для “мягкого” грунта представлены зависимости ЭФС и фазовой скорости от частоты. Слева (рис. 8а, 8в) изображены частотные зависимости ЭФС  $c^*$  (кривая 1) и фазовой скорости  $c_1^*$  (кривая 2), рассчитанные в зонах глобальных максимумов амплитуды звукового давления, которые выбраны вдоль трассы движения источника. Справа (рис. 8б, 8г) – аналогичные зависимости, рассчитанные с помощью усреднения фазовых скоростей по всем зонам локальных ИМА звукового давления вдоль трассы движения источника. Отметим, что при расчете усредненной фазовой скорости частота пространственной дискретизации выбиралась по Котельникову с учетом масштаба интерференционной структуры.

Из анализа результатов на рис. 8 следует, что частотные зависимости ЭФС и фазовой скорости имеют сложную – изрезанную структуру. На низких и средних частотах при малом числе нормаль-



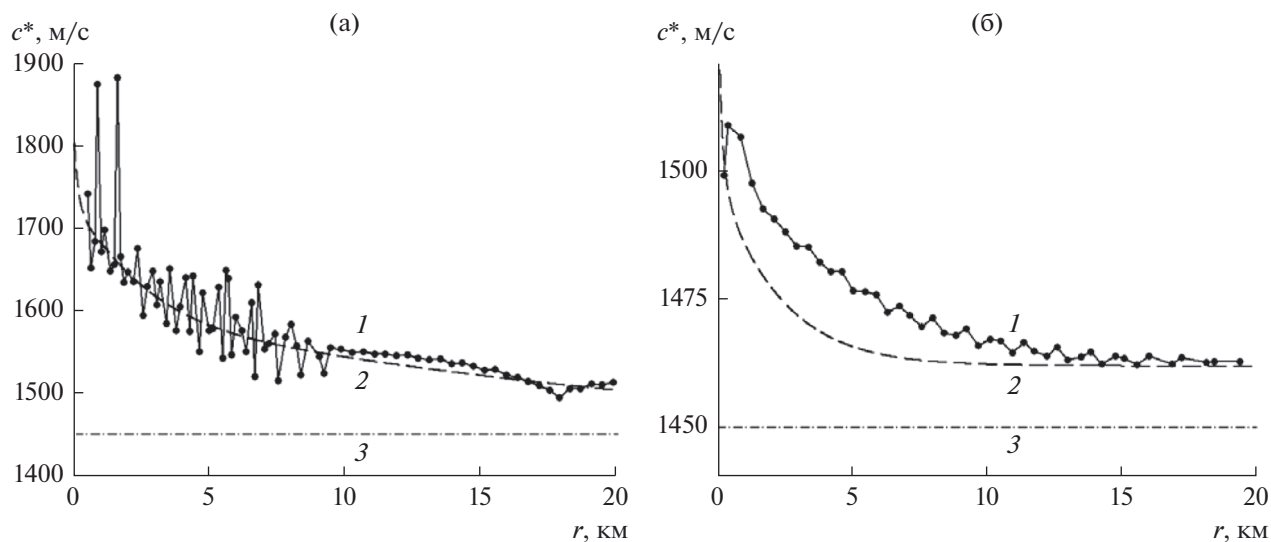


Рис. 9. Зависимости ЭФС и фазовой скорости от расстояния для двух моделей грунта.

ных волн наблюдаются резкие “скачки”, соответствующие частотам, вблизи которых в волноводе при увеличении частоты формируются очередные — “новые” моды. Следует отметить, что эта тенденция зависимостей фазовых скоростей от частоты — как при расчете с использованием ЭФС в зонах глобальных ИМА, так и при усреднении фазовой скорости по всем зонам локальных ИМА звукового давления вдоль трассы движения источника — является общей, но значения фазовых скоростей и ЭФС после усреднения фазовых скоростей по нескольким зонам ИМА существенно сблизились. Видно также, что при росте частоты и увеличении числа мод зависимости от частоты сглаживаются и стремятся к постоянному значению. Но даже асимптотические значения ЭФС и фазовых скоростей на высоких частотах превышают величину  $c_0$ .

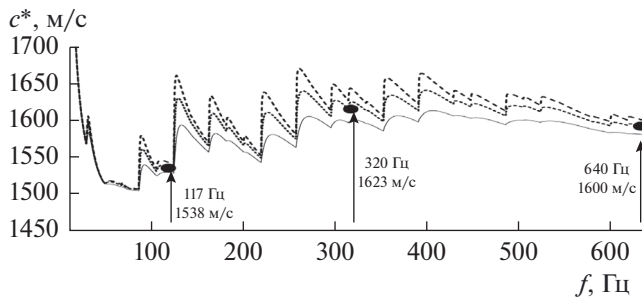
Аналогичное приближение к постоянной величине наблюдается и при увеличении расстояния до источника. Покажем это. На рис. 9а для донной антенны ( $z = 100$  м) представлены зависимости ЭФС и фазовых скоростей от расстояния для частоты 50 Гц в волноводе с “жестким” грунтом. Точки (кривая 1) соответствуют значениям, рассчитанным в зонах ИМА по продольной проекции градиентов фазы давления. Пунктирная кривая 2 вычислена по формуле (2), а штрихпунктирная прямая 3 для величины  $c_0$ , равной 1450 м/с. При расчетах характеристик мод учитывалось их затухание. На рис. 9б представлены зависимости ЭФС и фазовых скоростей от расстояния также для частоты 50 Гц, но для глубины приема  $z = 50$  м, вычисленные для второй модели грунта. Обозначения кривых 1–3 те же, что и на рис. 9а.

Из сравнения зависимостей на рис. 9, полученных для двух глубин приема сигналов и двух моделей грунта, следует, что в зонах ИМА оценки ЭФС по формуле (2) удовлетворительно согласуются с результатами прямых расчетов значений фазовой скорости по соотношению (4). Это позволяет в равной мере использовать для прогноза градиентов фазы в зонах ИМА и оценки ЭФС любой из разработанных методов.

Видно также, что при увеличении расстояния и уменьшении числа мод точность аппроксимации возрастает. Жесткому дну (модель 1) соответствуют большие величины ЭФС, поскольку увеличиваются фазовые скорости отдельных мод. Увеличение ЭФС в случае приема донной антенной (см. рис. 9а) объясняется повышением вклада мод, имеющих вблизи дна большие фазовые скорости. Но для всех волноводов — с мягким или жестким грунтом — при увеличении расстояния между приемником и источником наблюдается медленное уменьшение величины ЭФС, что необходимо учитывать при оптимизации алгоритмов обнаружения и пеленгования. Причина — при увеличении расстояния моды высоких номеров затухают интенсивнее, чем моды первых номеров. Как следствие, уменьшаются фазовые скорости оставшихся мод и ЭФС для суммарного поля.

## 5. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ФАЗОВЫХ СКОРОСТЕЙ В МЕЛКОМ МОРЕ

Для отработки методики оценки фазовых скоростей и ЭФС в морских условиях и сравнения экспериментальных и расчетных значений выполнена буксировка по радиальному галсу излу-



**Рис. 10.** Зависимости ЭФС от частоты, рассчитанные по (2): 1 – расстояние 1540 м; 2 – 50 м; 3 – 770 м. Диапазон частот от 10 до 640 Гц. Точками обозначены рассчитанные по (4) экспериментальные значения фазовой скорости. Стрелки указывают значения частоты излучаемого сигнала и расстояния до излучателя.

чающего комплекса, включающего три электродинамических тональных излучателя с частотами 117, 320 и 640 Гц. Одновременно для непрерывной оценки расстояния между приемными элементами и буксируемым излучателем на едином каркасе с электродинамическими излучателями буксировался широкополосный импульсный пьезокерамический излучатель. Импульсные сигналы излучались в полосе частот от 2.5 до 7.5 кГц [19, 22].

Прием сигналов выполнялся на четыре разнесенных в пространстве векторно-скалярных модуля. Сигналы принимались в системе единого времени одновременно на приемные каналы векторно-скалярных модулей и на контрольный гидрофон, установленный вблизи излучателей. Это позволило с использованием методики [23] измерить геометрию антенны после морской постановки и траекторию буксировки излучателей относительно приемников. С использованием этих данных и учетом непрерывно измеряемых расстояний до источника и оценок разностей фаз на опорном гидрофоне в точке излучения и в точках приема вычислялись горизонтальные проекции градиента фазы и оценивались значения фазовых скоростей по формуле (4).

Отметим, что при буксировке тональных излучателей на каждой частоте вдоль трассы наблюдалась естественная интерференционная структура, содержащая зоны интерференционных максимумов и минимумов. Эти зависимости использовались для расчета амплитуд и фазовых скоростей мод и далее – оценки параметров модели грунта, идентификация которой в результате акустической калибровки произведена в том же районе работ [22]. При оценке ЭФС использовались амплитуды и фазовые скорости мод, вычисленные с учетом экспериментально определенных в районе работ параметров грунта. Значения ЭФС рассчитывались в диапазоне частот от 10 до 640 Гц с шагом 1 Гц для трех конкретных интервалов рас-

стояний: траверзного расстояния, середины галса (650 м) и предельного расстояния (1600 м) (рис. 10, кривые 1–3). На каждой частоте для заданных расстояний рассчитывались по соотношению (2) значения  $c^*$ , а в зонах ИМА, взятых вблизи этих же расстояний вдоль экспериментальной трассы буксировки, по соотношению (4) вычислены значения  $c_1^*$ . Расчеты выполнены на частотах излучаемых сигналов – 117, 320 и 640 Гц (точки над стрелками). Но поскольку зоны ИМА на разных частотах удалены от приемной системы на разные расстояния, то и вычислены значения  $c_1^*$  на близких, но различающихся расстояниях (указаны на стрелках).

Отметим, что экспериментально найденные значения фазовых скоростей и рассчитанные на указанных частотах значения ЭФС оказываются достаточно близкими. Этот результат подтверждает вывод о принципиальной возможности измерения или расчета ЭФС не только с использованием выделенных мод или модели передаточной функции волновода (формулы (1) и (2)), но и непосредственно по градиентам фазы, вычисленным по экспериментальным данным [18, 19]. Видно также, что значения относительных отклонений ЭФС от величины  $c_0$  при увеличении частоты в среднем уменьшаются от 12 до 6% или более, причем наибольшие изменения – от максимальной до минимальной ЭФС наблюдаются на низких частотах для сигналов с одной нормальной волной. При увеличении частоты и формировании дополнительных мод на средних частотах, как и на рис. 8, обнаруживаются скачки ЭФС – на частотах, вблизи которых появляются новые моды. При еще большем увеличении частоты влияние отдельных мод заметно уменьшается и ЭФС стремится к асимптотическому значению, которое стабилизируется вблизи значения, превышающего  $c_0$  на 5–8%. Важно, что на низких частотах значения ЭФС от расстояния практически не зависят, так как на малых расстояниях моды первых номеров ослабляются незначительно.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В мелком море при косых углах падения волны на антенну из-за дисперсионных характеристик нормальных волн формируются оценки пеленга со смещениями относительно истинного направления на источник. Использование модели эквивалентной плоской волны в зонах ИМА позволяет частично учесть усредненные дисперсионные характеристики волновода и, в случае применения ЭФС вместо скорости звука в воде, ввести поправку на погрешность пеленгования источников. Это особенно важно при углах падения волны более 35°–45°. Пеленгование в этом случае выполняется только на частотах, для которых

формируются ИМА и зона ИМА “покрывает апертуру антенны”.

Значения ЭФС могут быть рассчитаны в рамках модовой модели волновода или с использованием экспериментальных данных после выполнения акустической калибровки, позволяющей построить передаточную функцию волновода. Этот способ предполагает теоретическую или экспериментальную оценку градиента фазы тональных сигналов вдоль апертуры антенны или вдоль участка радиального галса, образованного буксировкой излучателя в районе работ.

Значения ЭФС в зонах ИМА достаточно стабильны и превышают  $c_0$  на 5–12%. Причем при расположении источника или приемника вблизи свободной поверхности значения ЭФС заметно возрастают. В зонах интерференционных минимумов наблюдаются произвольные и непредсказуемые значения градиентов фазы [12, 19] и пеленгование невозможно.

Для различных расстояний и частот расчеты по формулам (1) и (2) дают практически совпадающие значения ЭФС, которые в зонах глобальных ИМА отличаются не более чем на 1–1.5% от фазовых скоростей, рассчитанных по градиентам фазы. Отсюда следует, что для расчетов и прогноза значений ЭФС можно пользоваться всеми тремя методами. Поэтому для экспериментальной оценки величины ЭФС нет необходимости выделять моды и рассчитывать значения ЭФС по формулам (1) и (2) – их величины на различных частотах можно рассчитать путем прямых измерений градиента фазы в зонах ИМА, например, при буксировке излучателя по радиальному галсу и использовании опорного сигнала. Аналогичные измерения можно произвести путем оценки градиента фазы на апертуре протяженной горизонтальной донной или буксируемой линейной антенны.

ЭФС имеет сложную зависимость от частоты и на низких частотах ее значения резко (скачком) увеличиваются при увеличении частоты и появлении новых мод. На средних частотах, когда количество мод велико, появление новой моды слабо влияет на величину ЭФС. Значения ЭФС в среднем уменьшаются при возрастании расстояния, так как при этом уменьшается вклад мод с высокими номерами.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы “Акустика мелкого моря, нелинейная акустическая диагностика, нелинейная динамика волн” (номер государственной регистрации АААА-А18-118021390174-1) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-08-00941).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Урик Р. Дж. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978.

2. Акустика океана / Под ред. Бреховских Л.М. М.: Наука, 1974.
3. Корякин Ю.А., Смирнов С.А., Яковлев Г.В. Корабельная гидроакустическая техника: Состояние и актуальные проблемы. СПб.: Наука, 2004. 410 с.
4. Сазонтов А.Г., Малеханов А.И. Согласованная пространственная обработка сигналов в подводных звуковых каналах (обзор) // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 2. С. 233–253.
5. Лабутина М.С., Малеханов А.И., Смирнов А.В. Моделирование выигрыша антенной решетки в океаническом волноводе в условиях приема многомодового сигнала на фоне модовых помех // Ученые записки физ. факультета Моск. унив. 2017. № 5. С. 1750121.
6. Бурдуковская В.Г., Петухов Ю.В., Хилько А.И. Работа линейной и кольцевой горизонтальных антенн в мелком море // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 6. С. 729–735.
7. Елисеевнин В.А. О работе горизонтальной линейной антенны в мелком море // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 1. С. 44–49.
8. Tolstoy A., Diachok O., Frazer L.N. Acoustic tomography via matched field processing // JASA. 1991. V. 89. P. 1119–1127.
9. Елисеевнин В.А. Определение направления на источник в волноводе с помощью горизонтальной линейной антенны // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 2. С. 208–211.
10. Кузнецов Г.Н., Шекин И.Е. Структура отклика вертикальной антенны в плоскопараллельном водном слое // Труды X Всесоюз. акуст. конференции (секция РIV-9). М., 1983. С. 94–98.
11. 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.
12. 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.
13. Степанов А.Н. Модовое представление поля направленного излучателя в волноводе // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 2. С. 291–292.
14. Гринюк А.В., Кравченко В.Н., Лазарев В.А., Малеханов А.И., Петухов Ю.В., Романова В.И., Хилько А.И. Реконструкция параметров осадочных слоев морского дна мелкого моря с использованием широкополосных сейсмоакустических источников // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 3. С. 354–362.
15. Акустика океана / Под ред. Де Санто Дж. М.: Мир, 1982. С. 111.
16. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1972. С. 222.
17. 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.
18. Грачев Г.А., Кузнецов Г.Н., Розенберг А.В. Инвариантная скорость распространения импульсных

- сигналов в многомодовых океанических волноводах // Докл. АН СССР. 1988. Т. 302. № 5. С. 1225–1228.
19. Белова Н.И., Кузнецов Г.Н., Степанов А.Н. Экспериментальное исследование интерференционной и фазовой структуры потока мощности от локальных источников в мелком море // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 3. С. 318–329.
20. Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Потoki энергии в окрестности дислокаций фазового поля волнового фронта // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. № 5(11). С. 3769–3783.
21. Елисеевнин В.А., Тужилкин Ю.И. Поток акустической мощности в волноводе // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 6. С. 781–788.
22. Белов А.И., Кузнецов Г.Н. Оценка шумности движущихся источников на основе идентификации акустической модели морского дна // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 6. С. 722–734.
23. Kuznetsov G.N., Alekseev V.I., Glebova G.M. Positioning of horizontal–vertically developed multielement arrays and vector-scalar modules // Phys. Vibr. 2001. V. 9. № 4. P. 235–241.