

УДК 542.34; 534.34; 534.231.1

ПРИМЕНЕНИЕ ИНВАРИАНТОВ ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ СЛАБЫХ СИГНАЛОВ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ

© 2025 г. С. П. Аксенов¹, Г. Н. Кузнецов^{1,*}

Представлено академиком РАН И.А. Щербаковым 07.05.2024 г.

Поступило 07.05.2024 г.

После доработки 21.05.2024 г.

Принято к публикации 03.10.2024 г.

При решении многих практически важных задач гидроакустики используются свойства веерной интерференционной структуры поля интенсивности сигнала, которая в мелком море в координатах “расстояние – частота” в значительной мере определяется близким к единице значением волноводного инварианта β (инварианта С.Д. Чупрова). Ниже свойства волноводного инварианта исследуются в ближней зоне акустической освещенности (БЗАО) глубокого моря, и обнаружено, что его значения неустойчивы – при изменении условий распространения волноводный инвариант изменяется в широких пределах и инвариантом не является. Показано, что в БЗАО более перспективным оказывается использование фазо-энергетического инварианта β_{ef} , который в БЗАО с высокой точностью равняется единице и устойчив. Также впервые обнаружено, что в БЗАО при определенных условиях возможно когерентное сложение Фурье-компонент на комплексной плоскости, если при суммировании спектральных составляющих комплексных спектров вдоль гребней вводить поправку на вариацию фазы. При такой обработке в случае стационарной помехи может существенно повыситься вероятность обнаружения слабых сигналов.

Ключевые слова: глубокое море, ближняя зона акустической освещенности, интерференционная структура акустической интенсивности, волноводный инвариант, фазо-энергетический инвариант, увеличение вероятности обнаружения слабых сигналов

DOI: 10.31857/S2686740025010019, **EDN:** GUNUXK

В мелком море для решения многих практически важных задач применяют волноводный инвариант (ВИ) [1]. В литературе ВИ также называют интерференционным инвариантом или инвариантом Чупрова. С его использованием оценивается расстояние до источника [2, 3] и измеряется скорость относительного радиального движения источника. Но свойства ВИ хорошо изучены в мелком море, а в глубоком море информации о свойствах ВИ существенно меньше. Хотя можно выделить работы [4, 5], в которых изучаются свойства ВИ в стабильной придонной области и на больших расстояниях, а также интерференционная структура, учитывающая доминирование групп мод разных типов. Ниже для приповерхностных глубин изучены свойства ВИ только в ближней зоне акустической

освещенности (БЗАО) глубокого моря и установлено, что ВИ в БЗАО инвариантом не является. Одновременно в БЗАО изучены характеристики фазо-энергетического инварианта (ФЭИ), предложенного и исследованного авторами в [6]. Показано, что этот инвариант имеет стабильное значение, близкое к +1, и практически не изменяется при вариации характеристик сигнала или условий распространения (глубина источника и приемника, глубина волновода, расстояние, частота и т.д.).

1. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОЙ СТРУКТУРЫ ПОЛЯ

Все расчеты проведены при летней гидрологии для района Норвежского моря с глубиной $h = 3048$ м. Вертикальное распределение скорости звука (ВРСЗ) показано на рис. 1, параметры грунта: скорость звука – 1600 м/с, плотность – 1.6 г/см³, потери –0.25 дБ/λ₁. Глубину

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова
Российской академии наук, Москва, Россия
* E-mail: skbmortex@mail.ru

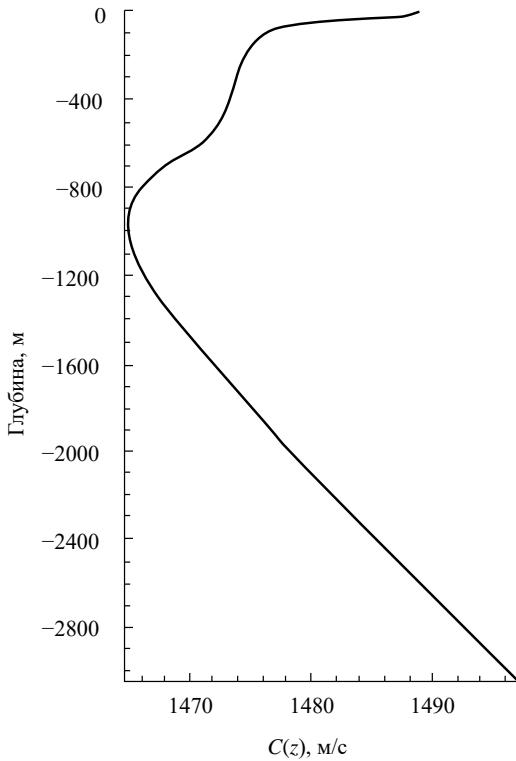


Рис. 1. ВРСЗ на выбранном участке Норвежского моря, август (многолетние усредненные данные).

моря, параметры грунта и ВРСЗ считаем от расстояния не зависящими.

На рис. 2 показаны частотно-пространственные распределения акустической интенсивности $|P(f, r, z_s, z)|^2$, дБ, на плоскости $r \sim f$ при глубинах источника $z_s = 150$ м и приемника $z = 100$ м.

Звуковое давление, создаваемое монополем, вычислено в модовом ВКБ-приближении и с помощью лучевой модели (амплитуда на расстоянии 1 м от источника равна единице). Комплексная амплитуда звукового давления P в доработанном модовом ВКБ-приближении [6] имеет вид

$$P(f, r, z_s, z) = |P(f, r, z_s, z)| e^{i\phi(f, r, z_s, z)} = \sum_{m=0}^M \frac{u_m(z_s) u_m(z)}{\int_0^{R_m} u_m^2(z') dz'} \frac{e^{i[(2\pi f/c_{\phi m})r - (\pi/4)] - \delta_m r}}{\sqrt{(f/c_{\phi m})r}}, \quad (1)$$

где ϕ – фаза звукового давления (ЗД), z_s и z – горизонты излучения и приема сигнала, соответственно, $u_m(z)$, $c_{\phi m}$ и δ_m – собственная функция, фазовая скорость и параметр затухания моды с расстоянием.

Доработка модового алгоритма ВКБ заключается в использовании функций Эйри вблизи горизонтов заворота лучей и в учете амплитуды и фазы коэффициента отражения плоских волн от границы раздела “вода – дно”. Верификация алгоритма произведена в [6].

Как известно, в БЗАО на малых расстояниях звуковое давление можно представить не только суммой мод (1), но и лучевой моделью, учитывающей рефракцию лучей. Результаты расчетов с использованием двух моделей совпадают с высокой точностью:

$$P(f, r, z_s, z) = |P| e^{i\phi} = \frac{e^{i\omega\tau_1}}{R_1} + \frac{e^{i(\pi+\omega\tau_2)}}{R_2} = \exp\left[i\omega \int_0^{R_1} \frac{dR}{c(z)}\right] \left/ \int_0^{R_1} dR + \right. + \exp\left\{i\left[\pi + \omega \int_0^{R_2} \frac{dR}{c(z)}\right]\right\} \left/ \int_0^{R_2} dR. \quad (2)\right.$$

Здесь $\omega = 2\pi f$, $\tau_{1,2} = \int_0^{R_{1,2}} \frac{dR}{c(z)}$ – время пробега вдоль луча, $R_{1,2} = \int_0^{R_{1,2}} dR$ – длина луча.

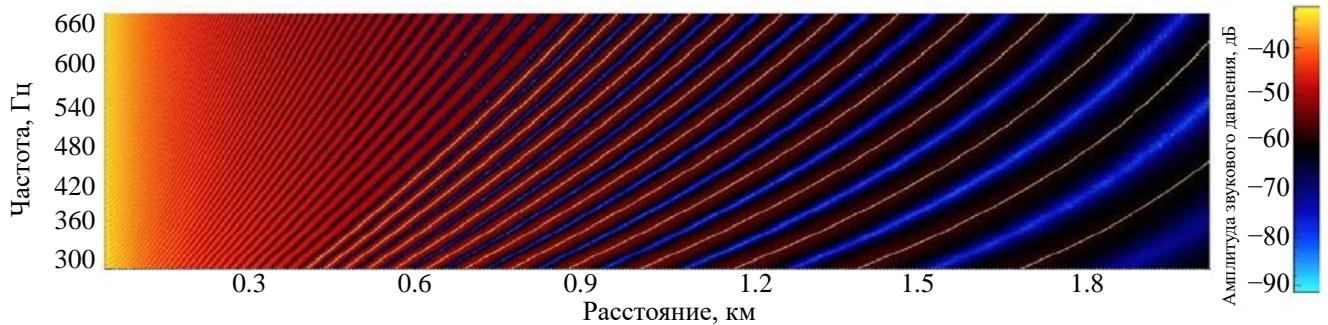


Рис. 2. Пространственное распределение $|P(f, r, z_s, z)|^2$ в БЗАО в модовом ВКБ-приближении: $f = 300-700$ Гц, $z_s = 100$ м, $z = 150$ м, $r = 0.01-2.0$ км; светлые линии – 13 гребней $f_3(r)-f_{15}(r)$.

Линии гребней на интерферограммах найдем, используя в лучевом приближении (2) равенство нулю производных от $|P(f, r, z_s, z)|^2$ по f по r на линиях гребней. Дифференцирование $|P(f, r, z_s, z)|^2$ по f приводит к выражению

$$\begin{aligned} \frac{\partial |P(f, r, z_s, z)|^2}{\partial f} &= \frac{\partial (|P| e^{i\Phi} |P| e^{-i\Phi})}{\partial f} = \\ &= \partial \left\{ \left[\frac{e^{i\omega\tau_1}}{R_1} + \frac{e^{i(\pi+\omega\tau_2)}}{R_2} \right] \left[\frac{e^{-i\omega\tau_1}}{R_1} + \frac{e^{-i(\pi+\omega\tau_2)}}{R_2} \right] \right\} / \partial f = \\ &= \partial \left\{ \frac{1}{R_1^2} + \frac{2 \cos[\pi + \omega(\tau_2 - \tau_1)]}{R_1 R_2} + \frac{1}{R_2^2} \right\} / \partial f = \\ &= -\frac{4\pi(\tau_2 - \tau_1)}{R_1 R_2} \sin[\pi + \omega(\tau_2 - \tau_1)] = 0. \quad (3) \end{aligned}$$

Частная производная $|P(f, r, z_s, z)|^2$ по r определяется осциллирующим слагаемым:

$$\begin{aligned} \frac{\partial |P(f, r, z_s, z)|^2}{\partial r} &= \\ &= -\frac{4\pi f(\partial\tau_2/\partial r - \partial\tau_1/\partial r)}{R_1 R_2} \sin[\pi + \omega(\tau_2 - \tau_1)] = 0. \quad (4) \end{aligned}$$

Из выражений (2)–(4) следует, что на линиях интерференционных максимумов аргумент синуса должен быть равен $2n\pi$, где n – целое, поэтому для линии n -го гребня получаем на плоскости $r \sim f$ неявную функциональную связь частоты с расстоянием с учетом разности времен пробега вдоль лучей:

$$f = f_n(r) = (n - 0.5)/[\tau_2(r, z_s, z) - \tau_1(r, z_s, z)]. \quad (5)$$

При этом в БЗАО самой далекой от источника является линия гребня с номером 1, т.е. линия $f_1(r)$. С увеличением номера n линии гребня $f_n(r)$ приближаются к источнику, поскольку при фиксированной частоте большему n соответствует большее значение разности $\tau_2 - \tau_1$. Отметим, что на интерферограммах нанесены линии гребней, которые вычислены по аналитической зависимости (5). Как видно, на малых расстояниях наклон гребней велик и при удалении от источника он “выполаживается” (см. рис. 2).

Следует подчеркнуть, что для низких частот количество гребней в БЗАО и характеристики

каждой линии гребня как функции $f_n(r)$ на плоскости $r \sim f$ однозначно определяются глубинами источника z_s и приемника z , расстоянием между ними, а также частотой. Заметим, что, согласно (2)–(5), на гребне $\cos[\pi + \omega_n(\tau_2 - \tau_1)] = 1$.

2. СРАВНЕНИЕ ВОЛНОВОДНОГО И ФАЗО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИНВАРИАНТОВ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ ГЛУБОКОГО МОРЯ

Сравним характеристики β_{ef} и β в БЗАО глубоководного участка Норвежского моря с ВРСЗ, указанным на рис. 1. ФЭИ определим через отношение частных производных фазы Φ комплексной амплитуды звукового давления по расстоянию r и частоте f [6]:

$$\beta_{\text{ef}} = (r/f) * [(\partial\Phi/\partial r) / (\partial\Phi/\partial f)]. \quad (6)$$

Инвариант β определим на гребне через приращения r и f на плоскости $r \sim f$ [1, 2]:

$$\beta = (r/f)(\delta f/\delta r). \quad (7)$$

На рис. 3а представлены распределения спектральных плотностей акустической интенсивности, рассчитанные на плоскости $r \sim f$ в глубоком море при горизонтах излучения и приема сигналов $z_s = 150$ м и $z = 20$ м, на рис. 3б – аналогичное распределение на этой же плоскости фазо-энергетического инварианта β_{ef} .

Оба распределения повторяют друг друга идентичными линиями зон интерференционных минимумов и максимумов. Если использовать шкалу расцветок, то видно, что в БЗАО значения ФЭИ равны единице: интерферограмма на рис. 3б всюду окрашена в желтый цвет за исключением узких зон минимумов, где $\beta_{\text{ef}} > 1$. Согласно лучевой модели поля звукового давления (2)–(4), в БЗАО частные производные фазы Φ по расстоянию и частоте определяются производными от интегралов с переменным верхним пределом, и их отношение и, соответственно, величина ФЭИ раскрывается формулой

$$\frac{\partial\Phi/\partial r}{\partial\Phi/\partial f} = \frac{\sum_{l=1}^2 \left(\frac{\partial A_l}{\partial r} \sin\varphi_l + A_l \cos\varphi_l \frac{\partial\varphi_l}{\partial r} \right) \sum_{l=1}^2 (A_l \cos\varphi_l) - \sum_{l=1}^2 \left(\frac{\partial A_l}{\partial r} \cos\varphi_l - A_l \sin\varphi_l \frac{\partial\varphi_l}{\partial r} \right) \sum_{l=1}^2 (A_l \sin\varphi_l)}{\sum_{l=1}^2 \left(A_l \cos\varphi_l \frac{\partial\varphi_l}{\partial f} \right) \sum_{l=1}^2 (A_l \cos\varphi_l) + \sum_{l=1}^2 \left(A_l \sin\varphi_l \frac{\partial\varphi_l}{\partial f} \right) \sum_{l=1}^2 (A_l \sin\varphi_l)}. \quad (8)$$

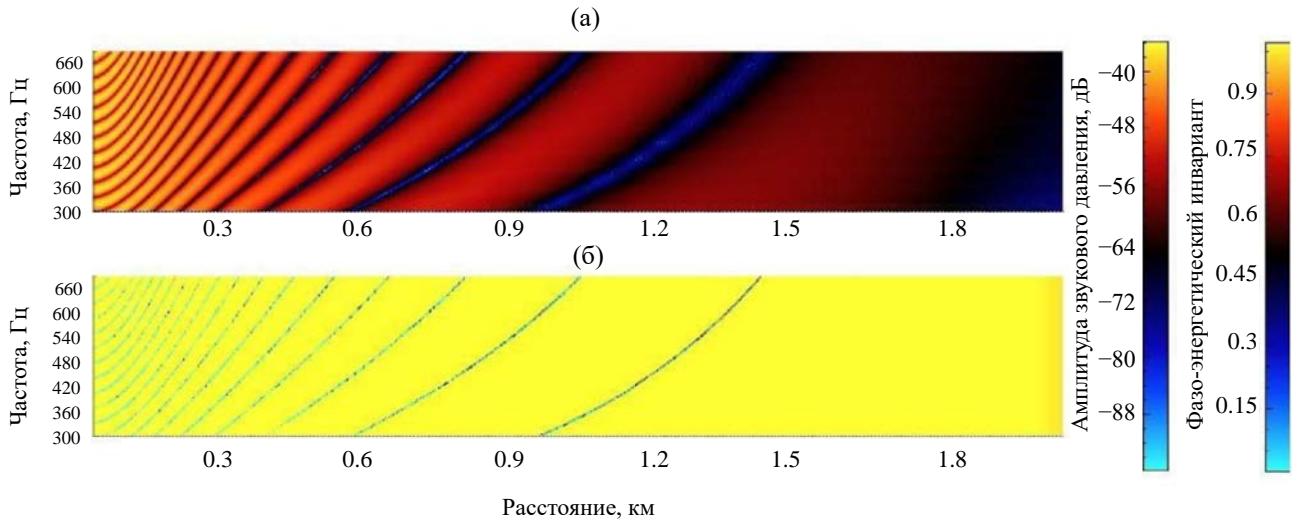


Рис. 3. Акустическая интенсивность (а) в БЗАО в модовом ВКБ-приближении; фазо-энергетический инвариант β_{ef} (б), $f = 300\text{--}700$ Гц, $z_s = 150$ м, $z = 20$ м, $r = 0.01\text{--}2.0$ км.

Здесь

$$A_l = \frac{1}{R_l}; \frac{\partial A_l}{\partial r} = -\frac{1}{R_l^2 \cos \theta_l(z_r)}; \varphi_1 = \omega \tau_1;$$

$$\varphi_2 = \pi + \omega \tau_2; \frac{\partial \varphi_l}{\partial r} = \frac{\omega}{c(z_r) \cos \theta_l(z_r)}; \frac{\partial \varphi_l}{\partial f} = 2\pi \tau_l.$$

$\theta_l(z_r)$ – угол скольжения “прямого” ($l = 1$) или отраженного от свободной поверхности моря ($l = 2$) луча в точке приема. С использованием (8) определяем расстояние [2, 6].

На рис. 4 представлены амплитуды давления в модовом ВКБ-приближении и в лучевом приближении, углы скольжения “прямого” и отраженного от свободной поверхности лучей в точке приема, а также $\beta_{\text{ef}} \cdot 50$ – значения ФЭИ, умноженные на 50 для совмещения графиков. Расчеты выполнены при различных расстояниях до излучателя, глубинах приемника и частотах излучения. При этом ФЭИ всегда равен единице.

Волноводный инвариант (инвариант Чупрова) имеет другие характеристики. Установлено, что на плоскости $r \sim f$ величина ВИ β в БЗАО изменяется от нуля до 27 и больше и зависит от номера n гребня, расстояния до источника и частоты, т.е. β в БЗАО инвариантом не является.

Пример изменения значений ВИ β в БЗАО на плоскости $r \sim f$ при перемещении вдоль гребня с номером $n = 1$ – в сторону увеличения расстояния и частоты – показан на рис. 5. Самый дальний от источника гребень представляет особый интерес, поскольку на границе БЗАО после выхода источника из зоны тени должно производиться

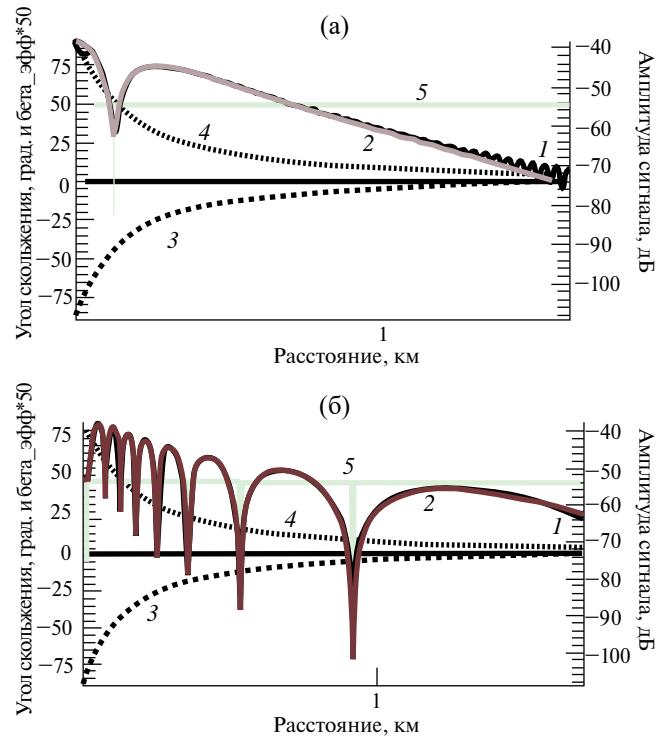


Рис. 4. Зависимости амплитуды звукового давления и углов скольжения от расстояния. 1 – амплитуда звукового давления в модовом ВКБ-приближении, 2 – амплитуда звукового давления в лучевом приближении, 3 – угол скольжения “прямого” луча в точке приема, 4 – угол скольжения отраженного от свободной поверхности луча в точке приема, 5 – $\beta_{\text{ef}} \cdot 50$ при $z_s = 150$ м, $z = 20$ м, $r = 0.01\text{--}1.7$ км и двух частотах: $f = 50$ Гц (а); $f = 300$ Гц (б).

первичное обнаружение сигналов. Но на этих расстояниях параметр β неустойчив: видно, что

значения β изменяются практически от нуля до 27. Значения ВИ β , рассчитанные для разных расстояний и частот в полосе частот 300–700 Гц, обобщены в табл. 1, где для различных номеров гребней n представлены зависимости β от частоты.

Отметим, что ВИ изменяется в широких пределах как при переходе от одного гребня к другому, так и при смещении по частоте вдоль произвольного гребня. ФЭИ равен +1.

На рис. 5 и 6 по горизонтальной оси отложена длина кривой, вдоль которой мы перемещаемся по гребню амплитуды на плоскости $r-f$.

3. УСТОЙЧИВОСТЬ ГРАДИЕНТА ФАЗЫ ВДОЛЬ ГРЕБНЕЙ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ ГЛУБОКОГО МОРЯ

Среди преимуществ использования ФЭИ β_{ef} в БЗАО глубокого моря следует отметить большую стабильность его значений, основанную на устойчивости приращения фазы звукового давления вдоль гребней по сравнению с относительной нестабильностью амплитуды звукового давления. Как следствие, наблюдается постоянство ФЭИ.

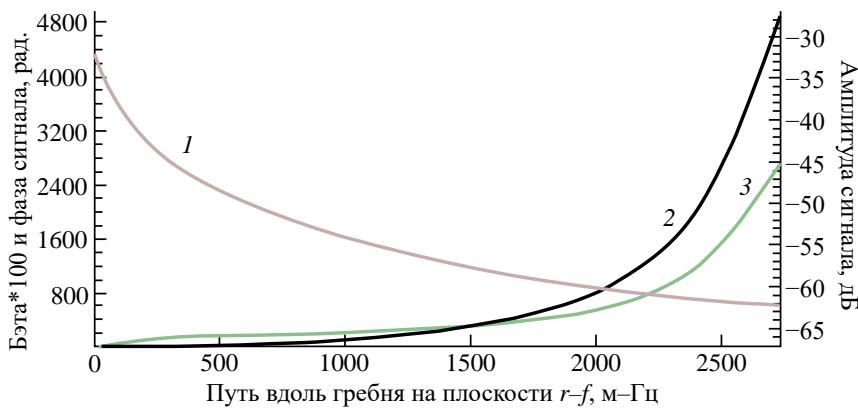


Рис. 5. 1 – амплитуда вдоль гребня с номером $n = 1$ в лучевом приближении, 2 – приращение фазы вдоль гребня с номером $n = 1$, 3 – $\beta \cdot 100$ вдоль гребня с номером $n = 1$ при $\zeta_s = 150$ м, $z = 100$ м, $r = 0.01$ – 2.6 км, $f = 3.7$ – 443 Гц.

Таблица 1. Зависимость инварианта β от частоты и номера гребня (расстояния)

n	45	40	35	30	25	20	15	5	1
β	0.01–0.7	0.05–0.75	0.25–0.85	0.42–0.9	0.58–1.0	0.73–1.1	0.85–1.3	1.4–3	10–27
r	0.01–0.25	0.05–0.27	0.08–0.3	0.15–0.4	0.2–0.5	0.25–0.65	0.4–0.85	1.2–1.8	2.5–2.6

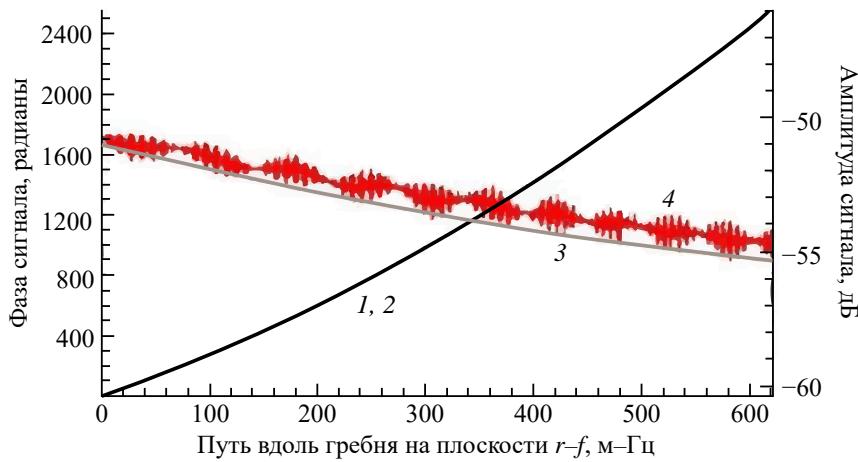


Рис. 6. 1 – приращение фазы вдоль гребня с номером 2 (см. рис. 3) в лучевом приближении, 2 – то же в модовом ВКБ-приближении (кривые 1 и 2 не различимы); 3 – амплитуда вдоль гребня интерферограммы с номером 2 в лучевом приближении; 4 – то же в модовом ВКБ-приближении; $r = 690$ – 1165 м, $f = 302$ – 695 Гц, $\zeta_s = 20$ м, $z = 150$ м.

На рис. 6 видна стабильность приращения фазы и изменение амплитуды при изменении частоты и перемещении вдоль гребней снизу вверх. Приращения фазы и амплитуда звукового давления вычислены в модовом ВКБ-приближении и в лучевом приближении. Результаты расчетов для фаз (кривые 1 и 2) сливаются. Видно также, что фаза при увеличении пути вдоль коротких зон гребня возрастает по закону, близкому к линейному.

4. ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ НАКОПЛЕНИЯ МОЩНОСТИ СИГНАЛОВ

В точках приема, распределенных вдоль гребней, при суммировании различных Фурье-компонент сложение может происходить энергетически, если складываются энергетические спектры, и когерентно, если на каждой частоте комплексных составляющих вводить поправки, учитывающие изменение фазы при увеличении частоты и движении вдоль гребня. Накопление акустической интенсивности (мощности сигнала) выполним при сложении спектральных отсчетов вдоль гребней двумя способами. При этом для накопления мощности когерентно – с учетом фазы звукового давления – используем сумму вида

$$S_1 = \left| \sum_{m=0}^K |P(f_m, r_m)| \exp \{i[\phi(f_m, r_m)]\} \right|^2, \quad (9)$$

а для некогерентного суммирования, т.е. накопления без учета фазы:

$$S_2 = \sum_{m=0}^K |P(f_m, r_m)|^2. \quad (10)$$

Очевидно, что когерентное суммирование возможно только в том случае, если в широком

полосном сигнале соседние комплексные спектральные составляющие были когерентными уже в источнике. Это может наблюдаться, например, если излучается синхронно модулированный сигнал. В случае излучения шумового сигнала со случайными фазами спектральных составляющих вероятным является некогерентное (энергетическое) сложение спектральных компонент на различных частотах.

На рис. 7 представлен пример накопления мощности при перемещении вдоль гребня и при суммировании спектральных плотностей 3Д двумя способами: по формулам (9) или (10).

Видно, что фаза возрастает по закону, близкому к линейному (кривая 1), т.е. на коротких интервалах эту зависимость можно считать квазилинейной. При когерентном суммировании по формуле (9) на каждой частоте точные значения фазы считались известными (предельный случай), суммирование выполнялось с учетом этих точных значений фаз спектральных составляющих. Поэтому сумма мощностей сигнала при использовании формулы (9) существенно возросла по сравнению с суммированием по формуле (10). В реальных условиях в случае частичной когерентности спектральных составляющих результат суммирования будет представлен кривой между кривыми 3 и 4.

ВЫВОДЫ

В БЗАО глубокого моря ВИ β изменяется в широких пределах как при переходе от одного гребня к другому, так и при смещении по частоте или расстоянию вдоль каждого гребня. Соответственно, ВИ в БЗАО инвариантом не является. Фазо-энергетический инвариант β_{ef} стабилен и равен +1 и не изменяет свою величину при

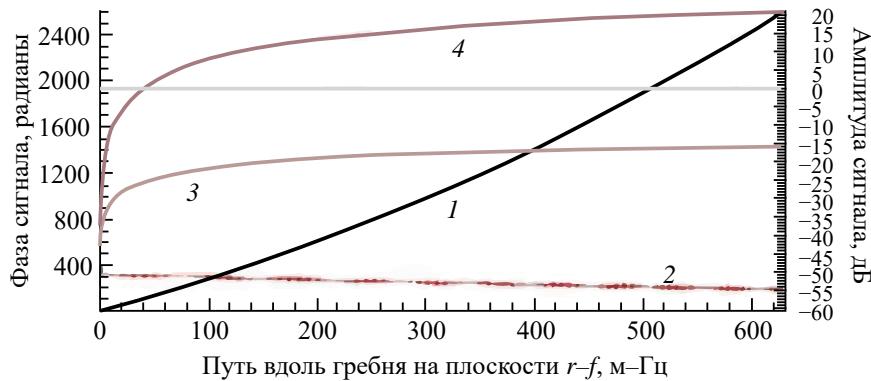


Рис. 7. 1 – приращение фазы вдоль гребня с номером 2 (см. рис. 3); 2 – амплитуда вдоль гребня; 3 – некогерентная сумма вдоль гребня, 4 – когерентная сумма вдоль гребня: $r = 687-1169$ м, $\Delta r = 0.1$ м, $f = 300-700$ Гц, $z_s = 20$ м, $z = 150$ м.

вариации расстояния, частоты и условий распространения сигналов.

Постоянство ФЭИ позволяет его использовать при обработке сигналов, в том числе для увеличения отношения сигнал/помеха. Это можно выполнить, если учесть, что фаза вдоль гребня изменяется практически линейно. Тогда на выбранных участках Δf и Δr можно при суммировании спектральных отчетов при движении вдоль гребня вводить в фазу поправку, учитывающую вариацию частоты. В этом случае Фурье-компоненты слабых сигналов складываются синфазно, т.е. ко-
рентно, и мощность возрастает.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чупров С.Д. Акустика океана: современное состояние. М.: Наука, 1982. С. 71–91.

2. Kevin L., Cockrell K., Schmidt H. Robust passive range estimation using the waveguide invariant // J. Acoust. Soc. Am. 2010. V. 127. № 5. P. 2780.
3. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. Estimation of the velocity of underwater objects in the passive mode using frequency-shift data // Phys. Wave Phenom. 2014. V. 22. № 4. P. 306–311.
4. Zhu Q. et al. The waveguide invariant close to the deep-water bottom // Applied acoustics. 2024. V. 217. P. 109870.
5. Emmetiere R. et al. Understanding deep-water striation patterns and predicting the waveguide invariant as a distribution depending on range and depth // JASA. 2018. V. 143. P. 3444.
6. Аксенов С.П., Кузнецов Г.Н. Энергетические инварианты в звуковых полях глубокого и мелкого моря // ДАН. 2022. Т. 507. № 1. С. 9–14.

THE USE OF INVARIANTS FOR DETECTING WEAK SIGNALS IN THE NEAR ACOUSTIC ILLUMINATION ZONE

S. P. Aksenov^a, G. N. Kuznetsov^a

^aProkhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Presented by Academician of the RAS I.A. Shcherbakov

In solving many practically important problems of hydroacoustics, the properties of the fan interference structure of the signal intensity field are used, which in the shallow sea in the coordinates “distance – frequency” are largely determined by the value of the waveguide invariant β (S.D. Chuprov invariant) close to one. Below, the properties of the waveguide invariant are studied in the near acoustic illumination zone (NAIZ) of the deep sea, and it is found that its values are unstable – when the propagation conditions change, the waveguide invariant varies widely and is not an invariant. It is shown that in the NAIZ the use of the phase-energy invariant β_{ef} is more promising, since in the NAIZ it is equal to one with high accuracy and stable. It is also discovered for the first time that, under certain conditions, coherent addition of Fourier components on the complex plane is possible in the NAIZ if, when summing the spectral components of complex spectra along the ridges, an adjustment for phase variation is introduced. With such processing, in the case of stationary noise, the probability of detecting weak signals can significantly increase.

Keywords: deep sea, near acoustic illumination zone, interference structure of acoustic intensity, waveguide invariant, phase-energy invariant, increase in the probability of detecting weak signals