

## ОЦЕНКА РАССТОЯНИЯ ДО СОСРЕДОТОЧЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА АКУСТИЧЕСКОЙ ТРАССЕ В МЕЛКОМ МОРЕ ПРИ НАЛИЧИИ ФОНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

© 2024 г. А. А. Луньков<sup>a,b,\*</sup>, М. А. Шерменева<sup>a,\*\*</sup>

<sup>a</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской Академии Наук,  
ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия

<sup>b</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,  
ул. 2-я Бауманская 5, Москва, 105005 Россия

\*e-mail: lunkov@kapella.gpi.ru

\*\*e-mail: shermeneva@mail.ru

Поступила в редакцию 15.03.2024 г.

После доработки 17.06.2024 г.

Принята к публикации 19.06.2024 г.

Рассматривается задача оценки положения сосредоточенной неоднородности на стационарной акустической трассе, организованной между одиночным источником звука и вертикальной приемной антенной в мелководном волноводе в присутствии фоновых возмущений. В качестве модельных неоднородностей выбираются локальное поднятие дна и солитоноподобная внутренняя волна. Расстояние от источника до неоднородности предлагается определять путем кепстрального анализа амплитуды первой волноводной моды, выделяемой на антенне, с предварительной деформацией частотной оси. С помощью численного моделирования изучается устойчивость этого подхода при наличии нескольких сосредоточенных неоднородностей или дополнительных возмущений: наклон дна, фоновые внутренние волны, ветровое волнение, неровности дна. Приводятся оценки отношения сигнал/шум, которое требуется для реализации предлагаемого подхода.

*Ключевые слова:* мелководный волновод, акустическое зондирование, широкополосный сигнал, сосредоточенная неоднородность, внутренняя волна, неровности дна, ветровое волнение

DOI: 10.31857/S0320791924040102 EDN: XFGYBR

### ВВЕДЕНИЕ

Проблема обнаружения и локализации неоднородностей как естественной, так и искусственной природы в подводной среде является классической в акустике океанов и морей. Наиболее глобальный вариант ее решения — это использование томографического метода [1, 2] в трехмерной постановке с распределенными вокруг исследуемой области источниками и приемниками звука. Однако такой подход чрезвычайно затратен, поэтому часто приходится ограничиваться одиночной излучающей и одной или несколькими приемными системами, формирующими отдельные акустические трассы.

В работе [3] для наблюдения за пространственно-локализованными (сосредоточенными) неоднородностями была теоретически разработана низкочастотная модовая дифференциальная

диагностика. Для ее реализации требуются излучающая и приемная вертикальные антенны. Излучающая антенна создает звуковой импульс, отвечающий одной волноводной моде, которая вследствие межмодового взаимодействия на неоднородностях порождает моды других номеров. Исходная и порожденные моды регистрируются на приемной антенне. Временное стробирование позволяет выделить из принимаемого сигнала импульсы, отвечающие взаимодействию мод на отдельных локализованных неоднородностях, и таким образом осуществлять их зондирование. Свое дальнейшее развитие дифференциальная диагностика получила в работах [4, 5] и была нацелена на применение в акваториях глубиной до нескольких сотен метров (например, в Баренцевом море). Определенные сложности выполнения дифференциальной диагностики могут быть связаны как с

использованием протяженной низкочастотной излучающей антенны, так и с разделением отдельных импульсов при малых расстояниях между антеннами и неоднородностями.

Для мониторинга подводной среды на относительно небольших расстояниях на мелководье развиваются методы высокочастотного акустического зондирования [6–8], которые потенциально обладают большей разрешающей способностью. Но с увеличением частоты увеличивается их чувствительность к мелкомасштабным фоновым возмущениям.

В качестве еще одного метода просветной диагностики, потенциально пригодного для работы на малых расстояниях и низких частотах в мелководных волноводах глубиной до нескольких десятков метров, можно рассматривать метод, основанный на интерферометрической обработке частотных зависимостей модовых амплитуд [9]. Сосредоточенная неоднородность приводит к появлению специфических осцилляций в этих зависимостях, а период осцилляций оказывается однозначно связанным с расстоянием от источника звука до неоднородности. Этот метод имеет сходство с дифференциальной диагностикой, однако предназначен для работы в частотной области и может быть реализован с одиночным ненаправленным излучателем. При использовании преобразования деформации возможна замена приемной антенны на точечный приемник [10]. Здесь следует отметить, что интерферометрия с использованием двумерного Фурье-преобразования от спектрограмм регистрируемых сигналов уже активно применяется для локализации шумовых источников в пассивном режиме [11, 12].

Целью настоящей работы является проверка устойчивости оценок расстояния до сосредоточенной неоднородности, получаемых путем анализа частотной зависимости амплитуды первой моды, при наличии на акустической трассе дополнительных как локальных, так и распределенных возмущений. Поставленная задача решается с привлечением теории взаимодействующих мод и численного моделирования методом широкоугольного параболического уравнения.

### 1. ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ПЕРВОЙ МОДЫ В НЕОДНОРОДНОМ ВОЛНОВОДЕ

Звуковое поле в конце стационарной акустической трассы, на которой находится  $J$  сосре-

доточенных неоднородностей и фоновое адиабатическое возмущение, можно представить в виде суммы локальных мод [13]

$$p(\omega, z; R) = \sum_{m=1}^M A_m(\omega, R) \psi_m(\omega, z; R) = \sum_{m=1}^M \left( C_m(\omega, R) \frac{e^{i \int_0^R q_m(\omega, r) dr}}{\sqrt{R q_m(\omega; R)}} \right) \psi_m(\omega, z; R), \quad (1)$$

где  $R$  – длина акустической трассы,  $A_m(\omega, r)$  – амплитуды мод,  $C_m(\omega, r)$  – модальные коэффициенты возбуждения,  $\psi_m$  и  $\xi_m(\omega, r) = q_m(\omega, r) + i\alpha_m(\omega, r)$  – вертикальные профили мод и постоянные пространства, соответственно,  $M$  – общее число рассматриваемых мод, которое, вообще говоря, зависит от частоты. Трехмерные эффекты и обратное рассеяние не учитываются. В приближении рассеяния только «вперед» коэффициенты  $C_m(\omega, r)$  определяются решением системы  $M$  дифференциальных уравнений

$$\frac{dC_m(\omega, r)}{dr} = -\alpha_m(\omega, r) C_m(\omega, r) + \sum_{n \neq m}^M B_{mn}(\omega, r) C_n(\omega, r) e^{i \int_0^r (q_n(\omega, r') - q_m(\omega, r')) dr'}, \quad (2)$$

$$m = 1, \dots, M$$

с начальными условиями  $C_m(\omega, 0) = \Psi_m(\omega, 0, z_s)$ .

Здесь  $B_{mn}(\omega, r) = b_{mn}(\omega, r) \sqrt{\frac{q_m(\omega, r)}{q_n(\omega, r)}}$ , где  $b_{mn}(\omega, r)$  – коэффициенты межмодового взаимодействия. Пусть на трассе находится  $J$  локальных неоднородностей, которые занимают интервалы  $(r_{sj}, r_{sj} + \Delta r_j)$ ,  $j = 1, \dots, J$ , причем  $\Delta r_j \ll R$ . В этих интервалах происходит взаимодействие мод ( $B_{mn} \neq 0$ ), а в других частях трассы работает адиабатическое приближение ( $B_{mn} \approx 0$ ).

Для дальнейшего анализа рассмотрим моду  $m = 1$ , которая имеет только одну соседнюю моду и которая, как правило, обладает наименьшим затуханием. В первом приближении (приближение однократного рассеяния на сосредоточенной неоднородности) коэффициент возбуждения первой моды после прохождения неоднородного волновода может быть найден как [14]

$$\begin{aligned}
C_1(\omega, R) \approx & C_1(\omega, 0) e^{-\int_0^R \alpha_1(\omega, r) dr} + \\
& + \sum_{j=1}^J e^{-\int_{r_{sj} + \Delta r_j}^R \alpha_1(\omega, r) dr} \times \\
& \times \sum_{n=2}^M \int_{r_{sj}}^{r_{sj} + \Delta r_j} B_{1n}(\omega, r) C_n(\omega, 0) e^{-\int_0^r \alpha_n(\omega, r') dr'} e^{i \int_0^r (q_n(\omega, r') - q_1(\omega, r')) dr'} dr.
\end{aligned} \tag{3}$$

Полагая горизонтальный размер сосредоточенных неоднородностей  $\Delta r_j$  малым по сравнению с периодом интерференционных биений мод  $\Lambda_{1n} = 2\pi / (q_1 - q_n)$ , перепишем формулу (3) в виде

$$\begin{aligned}
C_1(\omega, R) \approx & C_1(\omega, 0) e^{-\int_0^R \alpha_1(\omega, r) dr} + \\
& + \sum_{j=1}^J e^{-\int_{r_{sj} + \Delta r_j}^R \alpha_1(\omega, r) dr} \times \\
& \times \sum_{n=2}^M \bar{B}_{1nj}(\omega) C_n(\omega, 0) e^{-\int_0^{r_{sj} + \Delta r_j} \alpha_n(\omega, r) dr} e^{i \int_0^{r_{sj}} (q_n(\omega, r) - q_1(\omega, r)) dr} \Delta r_j,
\end{aligned} \tag{4}$$

$\bar{B}_{1nj}$  — эффективное значение коэффициента взаимодействия на участке  $(r_{sj}, r_{sj} + \Delta r_j)$ . Выражение для частотной зависимости модуля амплитуды первой

моды  $A_1(\omega, R)$  с учетом (1), (4) и отбрасывания слагаемых более высокого порядка малости выглядит так

$$|A_1(\omega, R)| \approx \sqrt{|A_1^{ad}(\omega, R)|^2 + \frac{2C_1^{ad}(\omega, R)}{Rq_1(\omega; R)} \sum_j \sum_{n=2}^M D_{1nj}(\omega) \cos(\Delta q_{1nj}(\omega) r_{sj})}. \tag{5}$$

Здесь введены следующие обозначения:  $A_1^{ad}(\omega, R)$  — амплитуда первой моды на приемнике в адиабатическом приближении (плавная функция частоты),  $C_n^{ad}(\omega, r) = C_n(\omega, 0) e^{-\int_0^r \alpha_n(\omega, r') dr'}$  — коэффициент возбуждения моды номер  $n$  на расстоянии  $r$  в адиабатическом приближении;

$$D_{1nj}(\omega) = C_n^{ad}(\omega, r_{sj} + \Delta r_j) e^{-\int_{r_{sj} + \Delta r_j}^R \alpha_1(\omega, r) dr} \bar{B}_{1nj}(\omega);$$

$\Delta \bar{q}_{1nj}(\omega) = (1 / r_{sj}) \int_0^{r_{sj}} (q_1(\omega, r) - q_2(\omega, r)) dr$  — средняя на интервале  $(0, r_{sj})$  разность постоянных распространения. Под интегралом порядок постоянных распространения изменен, пользуясь четностью косинуса.

С физической точки зрения выражение (5) описывает интерференцию на приемнике исходной первой моды (рожденной в источнике) и побочных первых мод, рожденных второй и последующими модами на сосредоточенных неоднородностях. Одновременно исходная и порожденная на неоднородности первая мода наблюдались, например,

в эксперименте [15]. С математической точки зрения правая часть (5) под корнем — это суперпозиция плавной функции частоты (первое слагаемое) и  $(M - 1) \times J$  осциллирующих функций частоты (остальные слагаемые). Появление осцилляций — явный признак присутствия сосредоточенной(-ых) неоднородности(-ей) на трассе распространения звука. В условиях типичного мелководного волновода, когда коэффициент затухания  $\alpha_n$  растет с номером моды и самый интенсивный обмен энергией происходит между модами соседних номеров ( $|B_{mn}| \rightarrow \max$  при  $m = n + 1$ ), наибольший вклад в осцилляции в (5) при прочих равных будет вносить взаимодействие со второй модой ( $n = 2$ ) на ближайшей к источнику звука неоднородности ( $j = 1$ ).

Для оценки периода осцилляций запишем разность постоянных распространения в следующей форме [16]

$$q_1(\omega, r) - q_n(\omega, r) \approx \gamma_{1n}(r) \omega \frac{1}{\beta_{1n}(r)}. \tag{6}$$

Здесь  $\gamma_{1n}(r)$  — константа, которая зависит только от номеров мод (1 и  $n$ ) и параметров волновода;

$\beta_{1n}(r)$  — интерференционный инвариант для пары мод (1 и  $n$ ). Предполагая адиабатические изменения параметров волновода вдоль трассы достаточно малыми и рассматривая только однотипные моды, можно положить  $\beta_{1n}(r) \approx \beta$ , где

$$\cos(\Delta q_{1nj}(\omega)r_{sj}) \approx \cos\left(\bar{\gamma}_{1nj}\omega^{-\frac{1}{\beta}}r_{sj}\right) = \cos\left(\left(\bar{\gamma}_{1nj}\omega^{-\frac{1+\beta}{\beta}}r_{sj}\right)\omega\right), \quad (7)$$

где  $\bar{\gamma}_{1nj}$  — среднее значение  $\gamma_{1n}$  на интервале  $(0, r_j)$ . Из выражения (7) видно, что период косинуса в частотной области, а именно

$$\Omega_{1nj} = \omega^{\frac{1+\beta}{\beta}} / (\bar{\gamma}_{1nj}r_{sj}), \quad (8)$$

увеличивается с частотой  $\omega$ , но уменьшается с расстоянием  $r_{sj}$  от источника звука до неоднородности. Эта особенность может быть использована для локализации неоднородности на акустической трассе.

Множитель, стоящий перед частотой в крайне правой части (7), допускает интерпретацию на языке времен распространения сигналов, соответствующих отдельным модам. Учитывая, что

$$\Delta t_{1nj}(\omega) = t_{nj}(\omega) - t_{1j}(\omega) = r_{sj} \left( d\Delta q_{1nj}(\omega) / d\omega \right) = \bar{\gamma}_{1nj}\omega^{-(1+\beta)/\beta}r_{sj} / \beta = 1 / (\Omega\beta),$$

указанный множитель, с точностью до интерференционного инварианта  $\beta$ , есть разность времен распространения  $n$ -й и 1-й моды,  $\Delta t_{1nj}$ , на участке между излучателем и  $j$ -й сосредоточенной неоднородностью.

## 2. МОДЕЛИ НЕОДНОРОДНЫХ МЕЛКОВОДНЫХ ВОЛНОВОДОВ

Как и в [9], исследование возможности локализации сосредоточенных неоднородностей путем анализа частотной зависимости амплитуды первой моды звукового поля проводится в рамках численного моделирования для мелководных волноводов с номинальной глубиной  $H = 40$  м. Акустические параметры дна, являющегося однородным жидким полупространством, берутся следующими: скорость звука  $c_b = 1600$  м/с, плотность  $\rho_b = 1600$  кг/м<sup>3</sup>, коэффициент затухания  $\alpha_b = 0.33$  дБ/л. рассматриваются два типа гидрологических условий: 1) скорость звука в воде является постоянной  $c = 1480$  м/с («зимние» условия); 2) скорость звука уменьшается с глубиной

$\beta$  — интерференционный вариант, введенный С. Чупровым [17]. С учетом (6) и сделанных допущений осциллирующие компоненты в (5) могут быть представлены в виде

по закону  $c(z) = 1500.0 - 12.7 \arctg(z - z_{th})$  [м/с], где  $z_{th} = 15.0$  м — глубина термоклина («летние» условия). Для первого типа условий в качестве сосредоточенной неоднородности выбирается локальное поднятие дна гауссовой формы  $\Delta H(r') = -10 \exp(-r'^2 / 23.6^2)$  [м], а в роли фоновых возмущений выступают (рис. 1а): наклон дна, шероховатость дна, ветровое волнение, дополнительное локальное поднятие дна или фоновый шум. Для второго типа гидрологических условий сосредоточенная неоднородность — солитоноподобная внутренняя волна, приводящая к вертикальному смещению глубины термоклина вида  $\Delta \zeta(r') = -10.0 \operatorname{sech}^2(-r'^2 / 90^2)$  [м]. Фоновые возмущения в этом случае (рис. 1б): дополнительные солитоноподобные волны, в том числе формирующиеся в цуг, или линейные фоновые внутренние волны.

Значения интерференционного инварианта  $\beta_{12}$  и коэффициента  $\gamma_{12}$  для пары мод 1–2, рассчитанные по модельным зависимостям  $q_1(\omega)$  и  $q_2(\omega)$ , соответственно составляют 1.23 и 2.9 для невозмущенной «зимней» гидрологии и 2.44 и 0.25 для «летней».

Звуковое поле в волноводе формируется одиноким низкочастотным источником, помещенным на глубине  $z_s = 15$  м, в полосе частот  $f = 50$ –500 Гц. Прием сигнала и последующее выделение мод осуществляется на расположенной в конце трассы вертикальной приемной антенне, элементы которой равномерно распределены от водной поверхности до дна с шагом  $\Delta z = 1.0$  м. Расстояние между источником звука и антенной является фиксированным,  $R = 5000$  м, во всех численных экспериментах.

Моделирование звуковых полей  $p(\omega, z; R)$  проводится с использованием метода широкоугольного параболического уравнения, реализованного в RAM [18] (Range-dependent Acoustic Model — акустическая модель с зависимостью от расстояния).

Шаг по частоте  $\Delta f = 1$  Гц. Расчет вертикального профиля первой моды  $\psi_1(\omega, z; R)$  в конце акустической трассы выполняется с помощью программного кода KRAKENC [19].

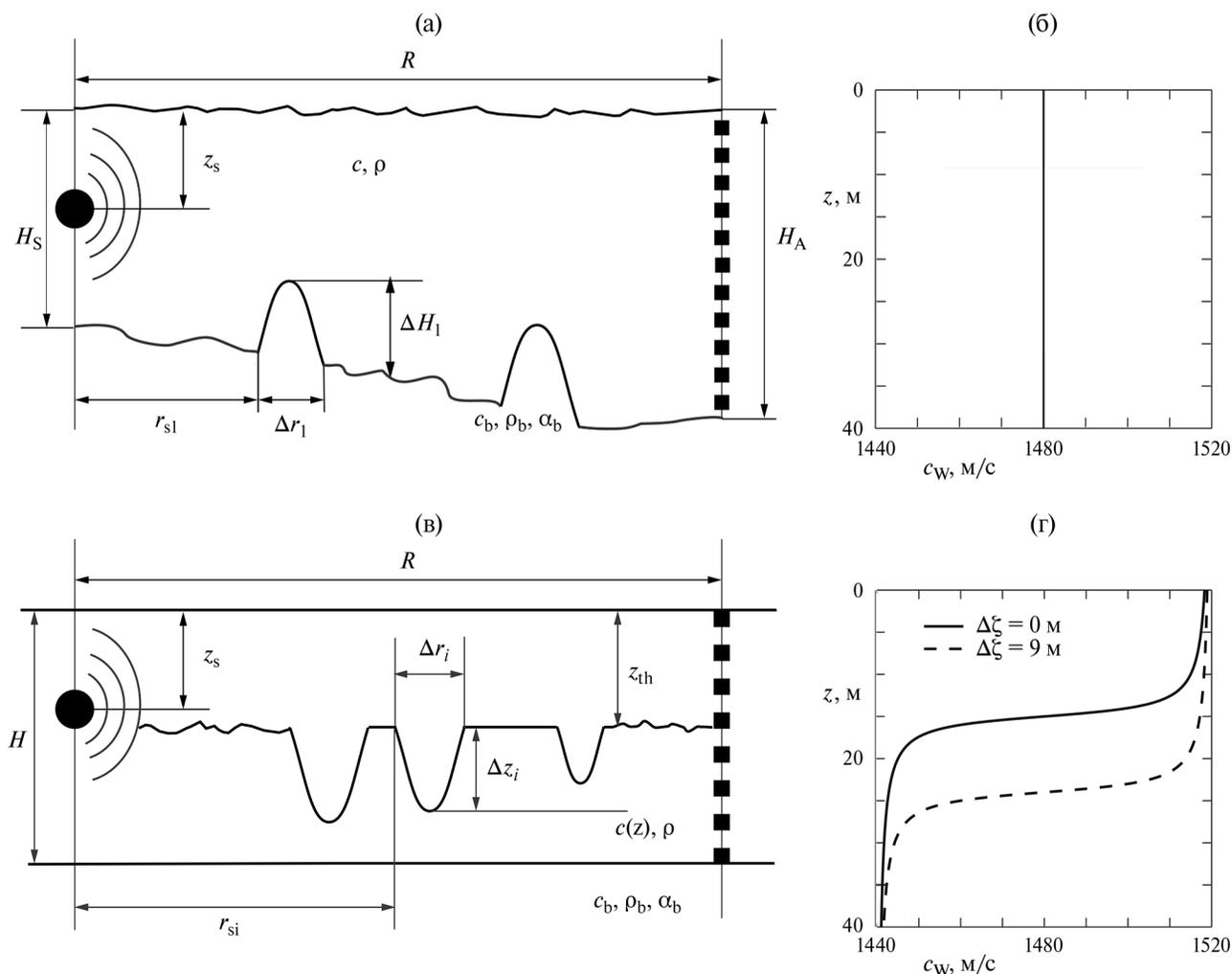
### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ СОСРЕДОТОЧЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА СТАЦИОНАРНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ТРАССЕ

При известной модели волновода с адиабатическими возмущениями открывается возможность решения обратной задачи по оценке расстояния от излучателя до сосредоточенной неоднородности (группы неоднородностей)  $r_{sj}$ , определяя периоды осциллирующих компонент в  $|A_1(\omega, R)|$ . При

большом числе значимых слагаемых в (5) частотная зависимость  $|A_1(\omega, R)|$  имеет сложный квазислучайный характер, отдельные компоненты которой уже не могут быть идентифицированы. Благоприятная ситуация будет складываться, если число сосредоточенных неоднородностей мало ( $J \gg 1$ ) и реализуется маломодовый режим ( $M \gg 2$ ).

Для оценки расстояния до сосредоточенной неоднородности в первую очередь осуществляется выделение моды номер 1 в широкой полосе частот из полного поля  $p(\omega, z; R)$  с помощью вертикальной антенны, перегораживающей весь волновод по глубине  $H$  [13]

$$|A_1(\omega, R)| = \left| \int_0^{H(R)} p(\omega, z; R) \psi_1(\omega, z; R) dz \right|. \quad (9)$$



**Рис. 1.** Схемы модельных волноводов с сосредоточенными неоднородностями в виде: (а) — локального поднятия дна («зимняя» гидрология), (в) — солитоноподобной внутренней волны («летняя» гидрология). (б) — Вертикальный профиль скорости звука при «зимней» гидрологии, (г) — вертикальный профиль скорости звука при «летней» гидрологии.

Частотная зависимость  $|A_1(\omega, R)|$  будет иметь максимальный размах осцилляций при расположении источника звука примерно на глубине максимума второй моды ( $\Psi_2(\omega, z; R) \rightarrow \max$ ), с которой происходит наибольшее взаимодействие [9]. В дальнейшей записи длину акустической трассы  $R$  будем для краткости опускать. Пример частотной зависимости амплитуды первой моды  $|A_1(f)|$ , где  $f = \omega/2\pi$  — частота в герцах, приведен на рис. 2а для случая модельной сосредоточенной неоднородности в виде одиночного локального поднятия дна, расположенного посередине ( $r_{s1} = 2.5$  км) акустической трассы длиной  $R = 5.0$  км. Параметры численного моделирования подробно описаны в предыдущем параграфе.

В [9] определение периода осцилляций проводилось вручную — по положению соседних максимумов  $|A_1(\omega)|$ , в [20] было применено построение кепстрограммы (спектрограммы от модуля спектра) для  $|A_1(\omega)|$ , на которой можно было наблюдать дисперсионные кривые, отвечающие взаимодействию различных пар мод. В настоящей работе предлагается несколько иной, но тоже кепстральный подход, позволяющий без явного измерения периода осцилляций оценивать расстояние до сосредоточенной неоднородности. Следует отметить, что обработка на основе кепстра в подводной акустике применялась ранее — для уточнения времен прихода перекрывающихся импульсов [21, 22].

В полученной с помощью (9) зависимости осуществляется переход к новой переменной

$$\tilde{\omega} = \omega^{-\frac{1}{\beta}}. \quad (10)$$

При такой замене общее выражение (7) для осциллирующих компонент в  $|A_1(\tilde{\omega})|$  приобретает вид

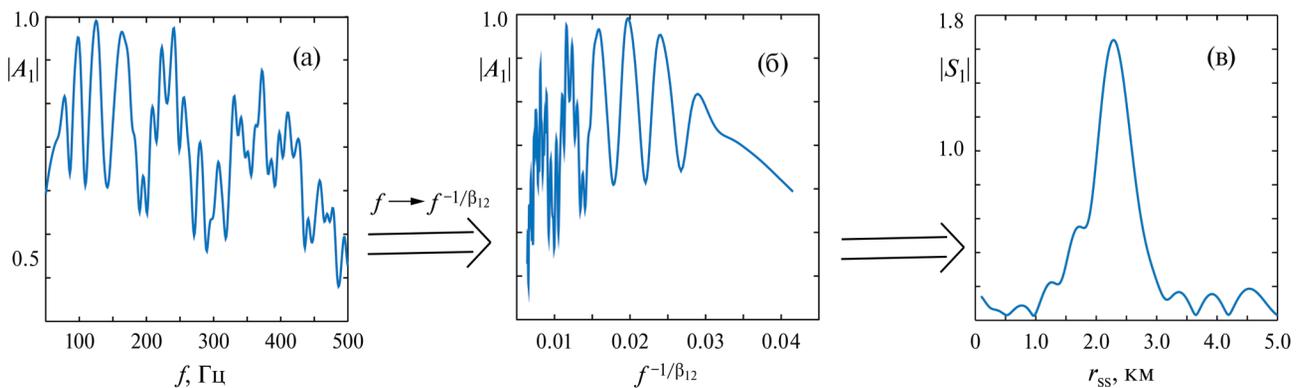
$$\cos(\Delta q_{1nj}(\tilde{\omega})r_{sj}) \approx \cos(\bar{\gamma}_{1nj}r_{sj}\tilde{\omega}). \quad (11)$$

Здесь в отличие от (8) период косинуса  $\tilde{\Omega}_{1nj} = 1 / (\bar{\gamma}_{1nj}r_{sj})$  уже не зависит от переменной  $\tilde{\omega}$ , определяющей частоту, т.е.  $\tilde{\Omega}_{1nj}$  остается постоянным при фиксированных  $n$  и  $j$ . Результат преобразования горизонтальной оси (10) продемонстрирован на рис. 2б, где показана зависимость  $|A_1(\tilde{f})|$ ,  $\tilde{f} = f^{-1/\beta}$ . Отметим, что подобная процедура схожа с операцией «ворпинга» [23].

Теперь для обнаружения отдельных осциллирующих компонент (11) в спектре первой моды  $|A_1(\tilde{\omega})|$  удобно воспользоваться преобразованием Фурье

$$|\tilde{A}_1(\bar{\gamma}r)| = \left| \int_{\tilde{\omega}_1}^{\tilde{\omega}_2} |A_1(\tilde{\omega})| e^{-i(\bar{\gamma}r)\tilde{\omega}} d\tilde{\omega} \right|. \quad (12)$$

Здесь  $|\tilde{A}_1(\bar{\gamma}r)|$  — величина наподобие кепстра, которую в дальнейшем для краткости будем называть просто кепстром. Если в кепстре  $|\tilde{A}_1(\bar{\gamma}r)|$  присутствуют выраженные максимумы, то это говорит о наличии на акустической трассе сосредоточенной(-ых) неоднородности(-ей). В идеальном случае пик, соответствующий  $j$ -й сосредоточенной неоднородности и  $n$ -й моде, будет находиться в точке с координатой  $\bar{\gamma}r = \bar{\gamma}_{1nj}r_{sj}$ . Однако здесь возникает проблема идентификации конкретного максимума (определение соответствующих ему номеров  $n$  и  $j$ ), что необходимо для оценки расстояния до сосредоточенной неоднородности  $r_{sj}$ . Некоторое содействие в решении этого вопроса могут оказать следующие физические соображения: 1) коэффи-



**Рис. 2.** Алгоритм оценки расстояния до неоднородности на стационарной акустической трассе по спектру сигнала первой моды на примере локального поднятия дна: (а) — частотная зависимость амплитуды первой моды,  $|A_1(f)|$ ; (б) — результат деформации частотной оси,  $|A_1(\tilde{f})|$ ; (в) — модуль преобразования Фурье (кепстр) от  $|A_1(\tilde{f})|$ .

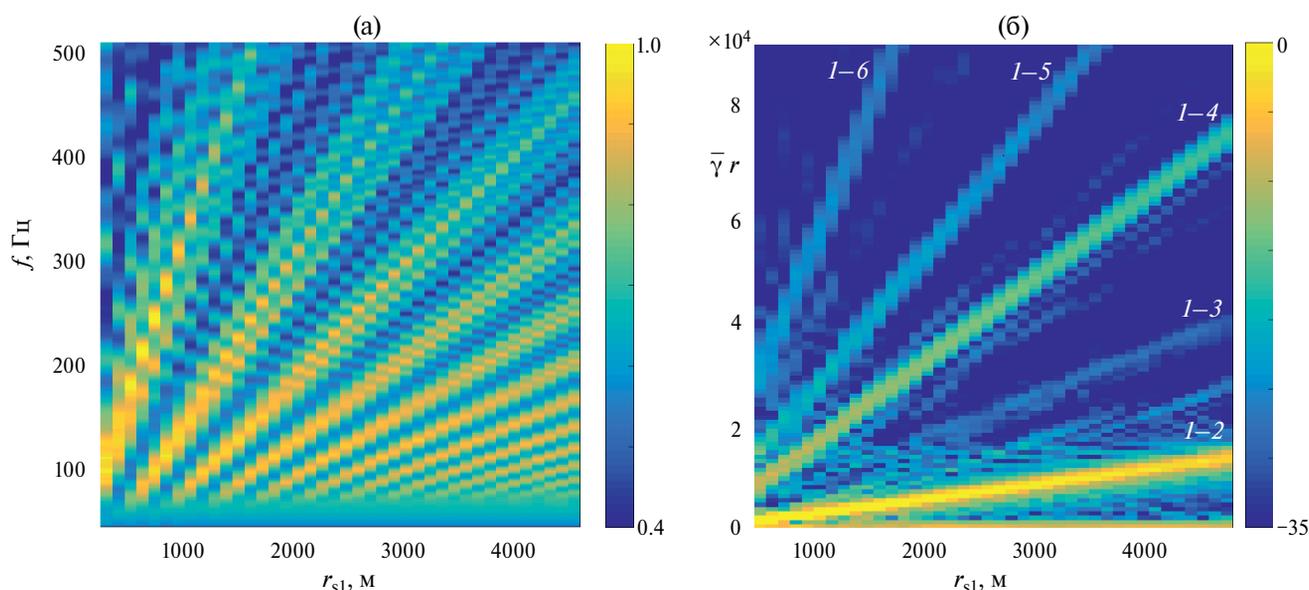
циент  $\bar{\gamma}_{1nj}$  быстро растет с номером моды  $n$ ,  $\bar{\gamma}_{1nj} \sim (n^2 - 1)$  — для донно-поверхностных мод,  $\bar{\gamma}_{1nj} \sim ((n - 3/4)^{2/3} - (1/4)^{2/3})$  — для придонных мод [24]; 2) модальный коэффициент затухания  $\alpha_n$  тоже быстро растет с номером моды  $n$ :  $\alpha_n \sim n^2$ . Таким образом, можно ожидать, что наибольшую амплитуду будет иметь пик, отвечающий взаимодействию моды 1 с модой  $n = 2$  на ближайшей к источнику звука сосредоточенной неоднородности  $j = 1$  (в предположении, что неоднородности имеют примерно одинаковый размер). В зависимости  $|\tilde{A}_1(\bar{\gamma}r)|$  он будет занимать крайнее левое положение. Зная это положение и коэффициент  $\bar{\gamma}_{1nj}$ , можно приближенно оценить расстояние до неоднородности  $r_{sj}$ . На рис. 2в показан результат определения расстояния для случая одной сосредоточенной неоднородности посередине трассы. Здесь по горизонтальной оси уже отложено перебираемое расстояние от источника звука  $r_{ss} = \bar{\gamma}r / \bar{\gamma}_{1nj}$ . Точность оценки положения составляет около 10%. Изучению ситуаций с несколькими неоднородностями и фоновыми возмущениями посвящена следующая часть статьи.

Отметим, что если рассмотреть более широкий диапазон значений  $\bar{\gamma}r$ , то можно обнаружить пики, отвечающие взаимодействию и с другими модами. На рис. 3 проиллюстрированы зависимости  $|A_1(f)|$  и  $|\tilde{A}_1(\bar{\gamma}r)|$  при различных положениях  $r_s$  сосре-

доточенной неоднородности на трассе. Наблюдаемые на рис. 3б прямые полосы отвечают взаимодействию мод 1–2, 1–3, 1–4, 1–5 и 1–6. Пары мод 1–3, 1–4, 1–5 и 1–6 могут быть использованы для оценки расстояния наравне с 1–2 при учете подходящих значений  $\bar{\gamma}_{1nj}$ , причем расположение пиков хорошо соответствует зависимости  $\bar{\gamma}_{1nj} \sim (n^2 - 1)$ .

#### 4. УСТОЙЧИВОСТЬ ОЦЕНКИ РАССТОЯНИЯ ДО СОСРЕДОТОЧЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ

Дальнейшее исследование границ применимости предлагаемого подхода к локализации сосредоточенной неоднородности требует введения в модельные акустические волноводы (см. рис. 1а и 1б) дополнительных локальных или распределенных возмущений, которые могут являться либо адиабатическими (не вызывают взаимодействия мод) либо неадиабатическими (приводят к взаимодействию мод). Подробное описание возмущений и их влияния на оценку расстояния дается далее для двух моделей волноводов. Каждый тип возмущения рассматривается отдельно. Параметры исходных сосредоточенных неоднородностей даны в разделе 2. Оценка расстояния осуществляется на основе пары взаимодействующих мод 1 и 2 (как показано на рис. 2). Если не указано иное, сосредоточенная



**Рис. 3.** (а) — Частотная зависимость амплитуды первой моды  $|A_1(f)|$  и (б) — соответствующая ей зависимость (кепстр)  $|\tilde{A}_1(\bar{\gamma}r)|$ , определяемая по формуле (12) и изображенная в логарифмическом масштабе (дБ), при различных расстояниях от источника звука до локального поднятия дна. Цифрами отмечены пары взаимодействующих мод.

неоднородность находится посередине трассы, т.е. на расстоянии  $r_{s1} = 2500$  м от источника звука.

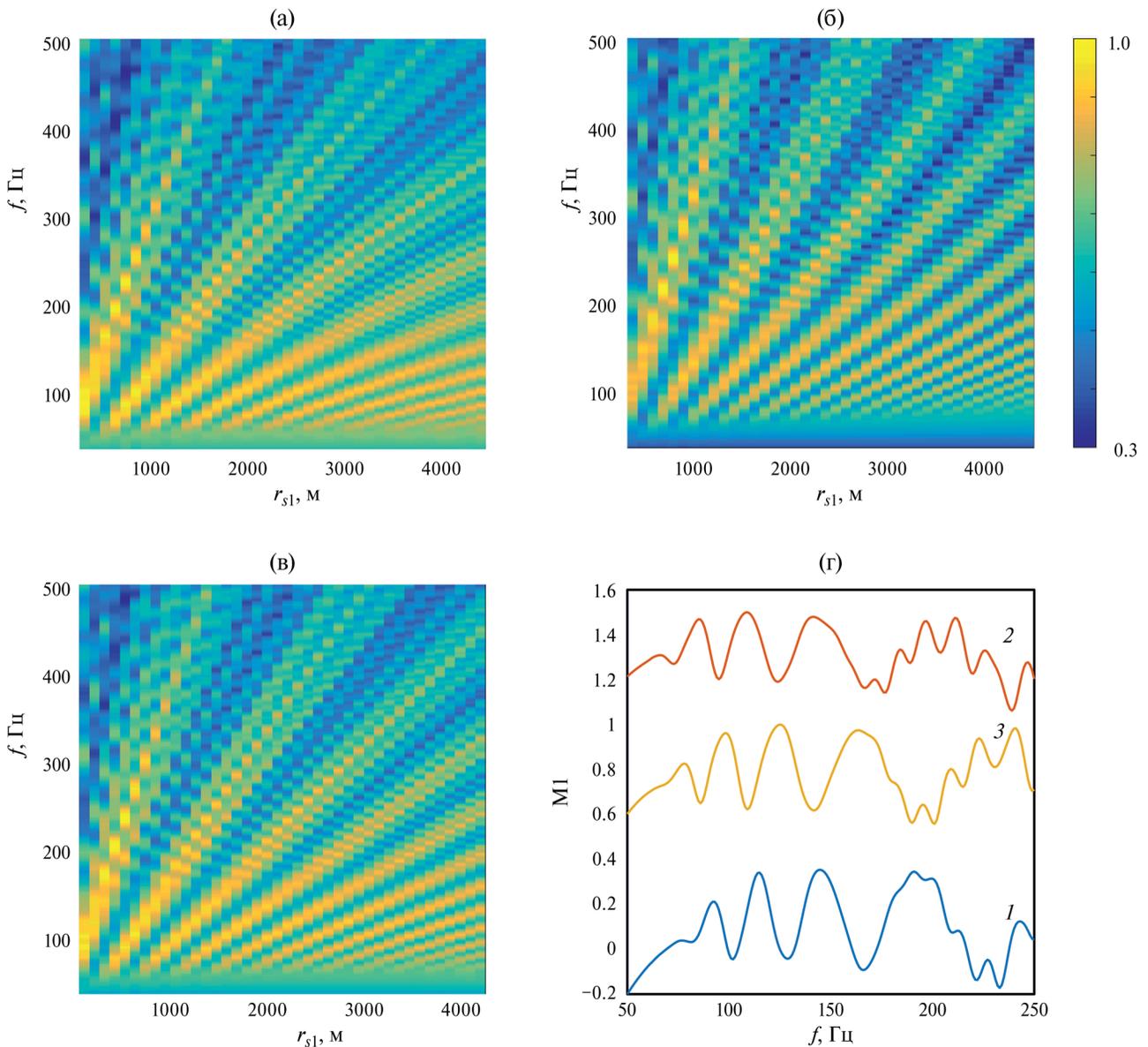
*Локальное поднятие дна («зимняя» гидрология)*

**Наклон дна**

Фоновый наклон дна задается в виде линейной функции:  $H(r) = H_s + r \operatorname{tg} \varphi$ . Глубина в месте расположения источника остается фиксированной  $H_s = 40$  м, а угол наклона принимается или положительным  $\varphi = +0.11^\circ$  или отрицательным  $\varphi = -0.11^\circ$ , что

дает значение глубины в конце трассы  $H(R) = 50$  м или 30 м и отвечает областям протяженного шельфа. При таких параметрах наклона это возмущение можно рассматривать как адиабатическое.

На рис. 4 проиллюстрированы частотные зависимости амплитуды первой моды  $|A_1(f)|$  для разных расстояний до локального поднятия дна  $r_{s1}$  при наличии и в отсутствие наклона дна. Обращает на себя внимание смещение зависимости в область высоких частот при увеличении глубины вдоль



**Рис. 4.** Частотная зависимость амплитуды первой моды  $|A_1(f)|$  для разных расстояний от источника звука до локального поднятия дна  $r_s$  и различных наклонов дна: (а) — линейное возрастание глубины от 40 до 50 м, (б) — линейное уменьшение глубины от 40 до 30 м; (в) — горизонтальное дно на глубине 40 м; (г) — разрезы картин (а)–(в) при  $r_{s1} = 2500$  м (1 – а, 2 – б, 3 – в). В (г) зависимости умышленно подвергнуты сдвигу по вертикали для большей наглядности.

трассы и смещение в сторону низких частот при уменьшении глубины по сравнению с волноводом, где дно не имеет наклона. Несмотря на смещение структура частотной зависимости не искажается и на ее основе может быть проведена оценка расстояния до сосредоточенной неоднородности. Выбирая множитель  $\bar{\gamma}_{12}$  равным  $\gamma_{12}$  для невозмущенного волновода, значение расстояния оказывается недооцененным (2.1 км) при увеличении глубины вдоль трассы и переоцененным (2.6 км) при уменьшении.

#### Дополнительное локальное поднятие дна

В качестве наиболее простого варианта неадиабатической неоднородности берется второе локальное поднятие дна, идентичное по своим параметрам первому. В этом случае число осциллирующих слагаемых в (5) возрастает вдвое по сравнению с одиночной неоднородностью. Пусть расстояние до первого поднятия остается фиксированным  $r_{s1} = 2500$  м, а расстояние до второго  $r_{s2}$  — варьируется в пределах от 2700 до 4500 м.

На рис. 5а в яркостном виде отражены частотные зависимости амплитуды первой моды  $|A_1(f)|$  для последовательности расстояний до второго локального поднятия  $r_{s2}$  из указанного диапазона. Можно видеть, что присутствие второй

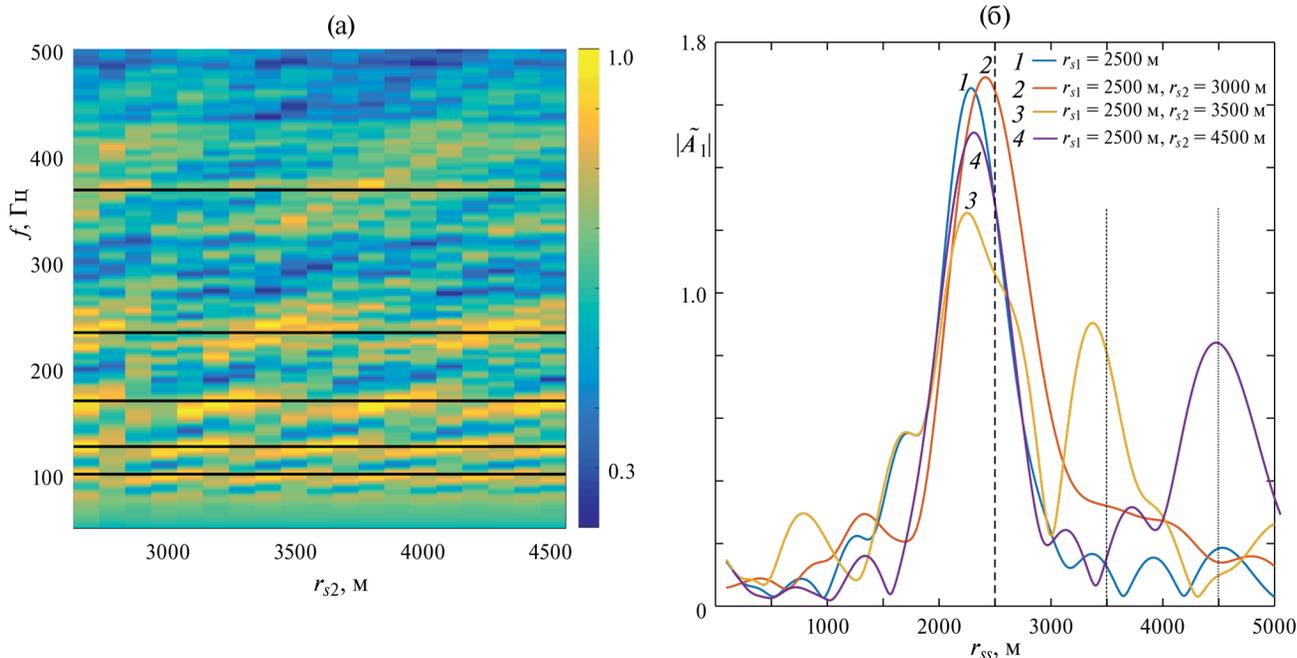
локальной неоднородности значительно усложняет картину осцилляций в частотной области. Но взятие кепстра  $|\tilde{A}_1(r_{ss})|$  (рис. 5б) дает возможность локализовать первую (ближайшую к источнику звука) сосредоточенную неоднородность, а при некоторых дистанциях и обе неоднородности. Вторая неоднородность проявляется в виде дополнительного максимума меньшей амплитуды. Случай с большим количеством сосредоточенных неоднородностей будет рассмотрен позже на примере цуга солитонов внутренних волн.

#### Шероховатость дна

Одним из видов распределенной по трассе неоднородности, приводящей к взаимодействию мод, является шероховатость нижней границы волновода. Шероховатость дна, выражающаяся в вариациях глубины волновода  $\Delta H$  вдоль трассы, описывается пространственным спектром вида [25]

$$B_{\Delta H}(K_x) = a_{\Delta H} \left( \left( \frac{2\pi}{L_0} \right)^2 + K_x^2 \right)^{-q}, \quad (13)$$

где  $L_0$  — характерный горизонтальный масштаб неровностей, который выбирается равным 100 м, безразмерный параметр  $q = 1.125$ , амплитуда  $a_{\Delta H}$



**Рис. 5.** (а) — Частотная зависимость амплитуды первой моды  $|A_1(f)|$  при наличии двух локальных поднятий дна при изменении расстояния  $r_{s2}$  от источника до второго поднятия, черные горизонтальные линии указывают положение максимумов в случае одного поднятия; (б) — кепстр  $|\tilde{A}_1(r_{ss})|$  для выборочных значений расстояния  $r_{s2}$ . Расстояние от источника до первой неоднородности  $r_{s1} = 2500$  м фиксировано. Вертикальные линии соответствуют настоящему расположению неоднородностей.

определяется через дисперсию неровностей дна  $\sigma_{\Delta H}^2$

$$a_{\Delta H} = \sigma_{\Delta H}^2 \left( \frac{2\pi}{L_0} \right)^{2q-1} \frac{\Gamma(q)}{\Gamma(q-1/2)\Gamma(1/2)}. \quad (14)$$

Здесь  $\Gamma$  — гамма-функция. Среднеквадратичное отклонение  $\sigma_{\Delta H}$  варьируется в пределах от 0 до 2 м.

Результаты прямого численного моделирования для отдельных реализаций неровностей, удовлетворяющих (13), и последующая оценка расстояния с помощью (12) показывают, что в кепстре с увеличением дисперсии шероховатостей появляются дополнительные «паразитные» максимумы (рис. 6а). При  $\sigma_{\Delta H} = 2$  м они становятся сравнимыми по высоте с максимумом, отвечающим исходной сосредоточенной неоднородности, локализация которой становится невозможной. Это отвечает ситуации, когда в (5) накапливается много значащих слагаемых.

### Ветровое волнение

Распределенная неадиабатическая неоднородность на свободной верхней границе волновода главным образом связана с ветровым волнением. Пространственный спектр  $B_{\Delta h}(K, \Theta)$  колебаний уровня жидкости  $\Delta h$  может быть получен на основе частотного спектра Пирсона–Неймана [26], дисперсионного соотношения  $\Omega = \sqrt{gK}$  и характеристики направленности  $\sim \cos^2 \Theta$ ,

$$B_{\Delta h}(K, \Theta) = \frac{2.4}{\sqrt{g^5 K^9}} e^{-2 \left( \frac{1}{v} \sqrt{\frac{g}{K}} \right)^2} \frac{\cos^2 \Theta}{\pi}, \quad (15)$$

где  $K$  — волновое число,  $\Omega$  — частота волнения,  $\Theta$  — направление ветра,  $v$  — скорость ветра,  $g = 9.81$  м/с<sup>2</sup> — ускорение свободного падения,  $\cos^2 \Theta$  — характеристика направленности,

$$p_N(\omega, z) = \sum_{m=1}^{M(\omega)} \psi_m(\omega, z_0(\omega)) \psi_m(\omega, z) \int_{r_1}^{r_2} \hat{S}(\omega, r) H_0^1(\xi_m(\omega) r) \sqrt{2\pi r} dr, \quad (17)$$

где  $H_0^1(\dots)$  — функция Ханкеля;  $\hat{S}(\omega, r)$  — комплексная спектральная амплитуда «шумового кольца», расположенного на расстоянии  $r$ ; множитель  $\sqrt{2\pi r}$  позволяет учесть, что шум приходит со всех направлений в горизонтальной плоскости. Действительная и мнимая части  $\hat{S}(\omega, r)$  распределены по нормальному закону. Значения  $r_1$  и  $r_2$  определяют эффективную ширину «шумового кольца». При

учитывающая слабую анизотропию поля поверхностных волн. При моделировании случайных реализаций смещений верхней границы волновода с помощью методики, описанной в [27], скорость ветра  $v$  выбирается равной 10 или 12 м/с (среднеквадратичное отклонение поверхности  $\sigma_{\Delta h} = 0.8$  или 1.3 м), а направление акустической трассы соответствует углу  $\Theta = 0$  (фактически рассматриваются поверхностные волны, фронты которых перпендикулярны трассе). Используется приближение «замороженной» среды. Ввиду невозможности задать неровности верхней границы в коде RAM, расчеты проводятся методом поперечных сечений в рамках теории взаимодействующих мод [28]. Результаты численных экспериментов показывают (рис. 6б), что при скорости ветра 12 м/с несмотря на рост побочных максимумов в кепстре отчетливо виден единственный пик, положение которого на горизонтальной оси близко к реальному расстоянию до неоднородности. Однако ширина пика значительно увеличивается по сравнению с волноводом без волнения. При скоростях ветра более 12 м/с можно ожидать его разрушение.

### Фоновый шум

Сумма полезного сигнала  $p_S(\omega, z)$  и шума  $p_N(\omega, z)$  в спектральной области представляется как

$$p_{SN}(\omega, z) = \sqrt{S} p_S(\omega, z) + \sqrt{N} p_N(\omega, z), \quad (16)$$

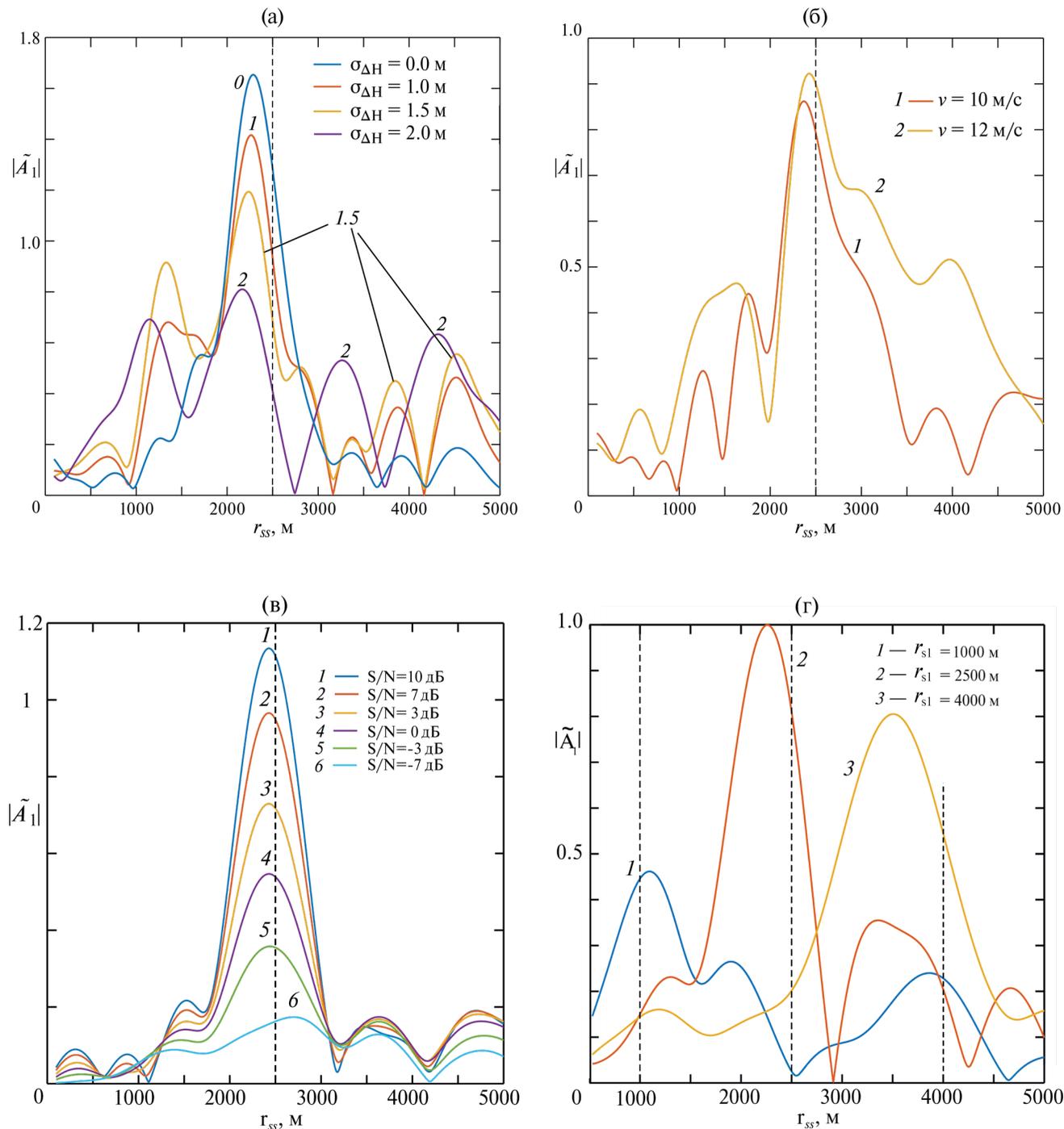
где  $S/N$  — отношение сигнал/шум на одиночном приемнике,  $p_S(\omega, z)$  определяется в соответствии с (1) или вычисляется методом широкоугольного параболического уравнения, причем  $p_S(\omega, z)$  и  $p_N(\omega, z)$  нормированы так, что  $\langle |p_S(\omega, z)|^2 \rangle_{\omega, z} = \langle |p_N(\omega, z)|^2 \rangle_{\omega, z} = 1$ . Используя модель Крона и Шермана [29] для шума, генерируемого на взволнованной поверхности, случайная реализация спектра такого шума на глубине  $z$  может быть вычислена с помощью следующего соотношения:

расчете  $r_1 = 1$  м,  $r_2 = 10^4$  м и берется модель невозмущенного плоскостроистого волновода. Глубина шумовых источников  $z_0$  выбирается зависящей от частоты  $z_0(\omega) = \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi c}{2\omega}$ , чтобы добиться равномерности спектра шума в частотной области [30].

Из полученного спектра сигнала (16), как и ранее, с помощью (9) выделяется частотная

зависимость первой моды, которая подвергается кепстральному анализу. Расчеты проводятся для отношения сигнал/шум  $S/N$  от  $-7$  до  $10$  дБ. Когда отношение сигнал/шум опускается до  $-7$  дБ,

локализация сосредоточенной неоднородности становится невозможной (рис. бв). Столь высокая устойчивость к шуму поверхностного волнения объясняется тем, что он сконцентрирован главным



**Рис. 6.** Оценка расстояния по кепстру  $|\tilde{A}_1(r_{ss})|$  для случая одного локального поднятия дна в присутствии (а) — шероховатостей дна с заданным среднеквадратичным отклонением, (б) — ветрового волнения при разных скоростях ветра, (в) — фонового поверхностного шума различной интенсивности, и (г) — для случая внутреннего солитона в присутствии фоновых внутренних волн. Вертикальные линии соответствуют настоящему расположению неоднородностей.

образом в модах высших номеров, которые отфильтровываются модовой антенной.

*Солитон внутренних волн («летняя» гидрология)*

**Фоновые внутренние волны**

Для солитоноподобной внутренней волны в качестве распределенного возмущения вводятся, как и в работе [31], короткопериодные (частота выше 1 ц/ч) фоновые внутренние волны первой гравитационной моды, которые приводят к вариациям  $\Delta\zeta(r')$  глубины термоклина  $z_{th}$  с расстоянием. Вариации  $\Delta\zeta(r')$  задаются простейшей моделью с пространственным спектром вида

$$B_{\Delta\zeta}(K_x) = \frac{a_{\Delta\zeta}}{K_x^2}. \tag{18}$$

Максимальная длина волны в спектре предполагается равной длине акустической трассы,  $\Lambda_{x\max} = \frac{2\pi}{K_{x\min}} = R$ , а минимальная  $\Lambda_{x\min} = 100$  м. Амплитуда  $a_{\Delta\zeta}$  выбирается таким образом, чтобы среднеквадратичное значение смещений термоклина составляло  $\sigma_{\Delta\zeta} = 1$  м. В отличие от солитонов фоновые волны не вызывают заметного межмодового взаимодействия на коротких трассах и низких частотах, т.е. выступают как адиабатическая

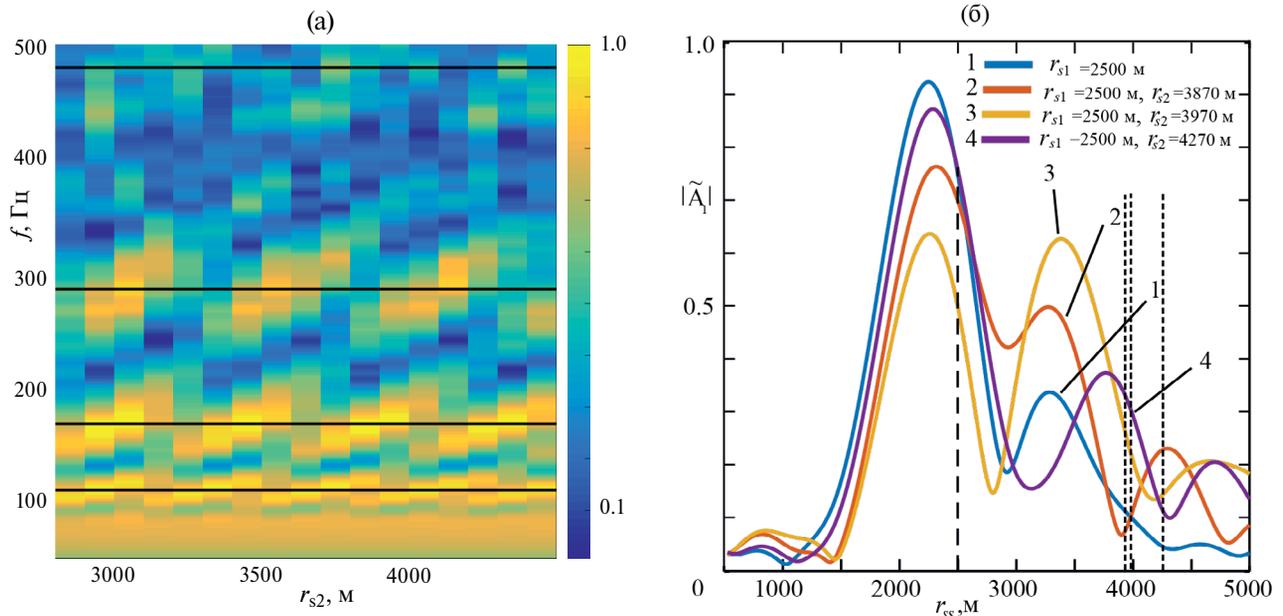
неоднородность. Вычисления для отдельных реализаций показывают, что наличие такого фона не препятствует обнаружению и локализации одиночного солитона (рис. 6г). Отметим, что степень выраженности (амплитуда) пика в кепстре немонотонно зависит от расстояния  $r_{s1}$  от источника до неоднородности.

**Два разнесенных солитона**

По аналогии со случаем локального поднятия дна (рис. 5), одиночный солитон на фиксированном расстоянии  $r_{s1} = 2500$  м можно рассмотреть в паре со вторым таким же солитоном, находящимся на разных удалениях  $r_{s2}$  (рис. 7). Как и при локальном поднятии, присутствие второго солитона усложняет частотную зависимость амплитуды первой моды  $|A_1(f)|$  (рис. 7а). На кепстре (рис. 7б) первый (ближайший к излучателю) солитон внутренних волн проявляется всегда, а пик, отвечающий второму, может сильно меняться по амплитуде, а также сдвигаться по расстоянию, и его не во всех случаях возможно выделить на фоне неинформативных побочных максимумов.

**Цуг солитонов**

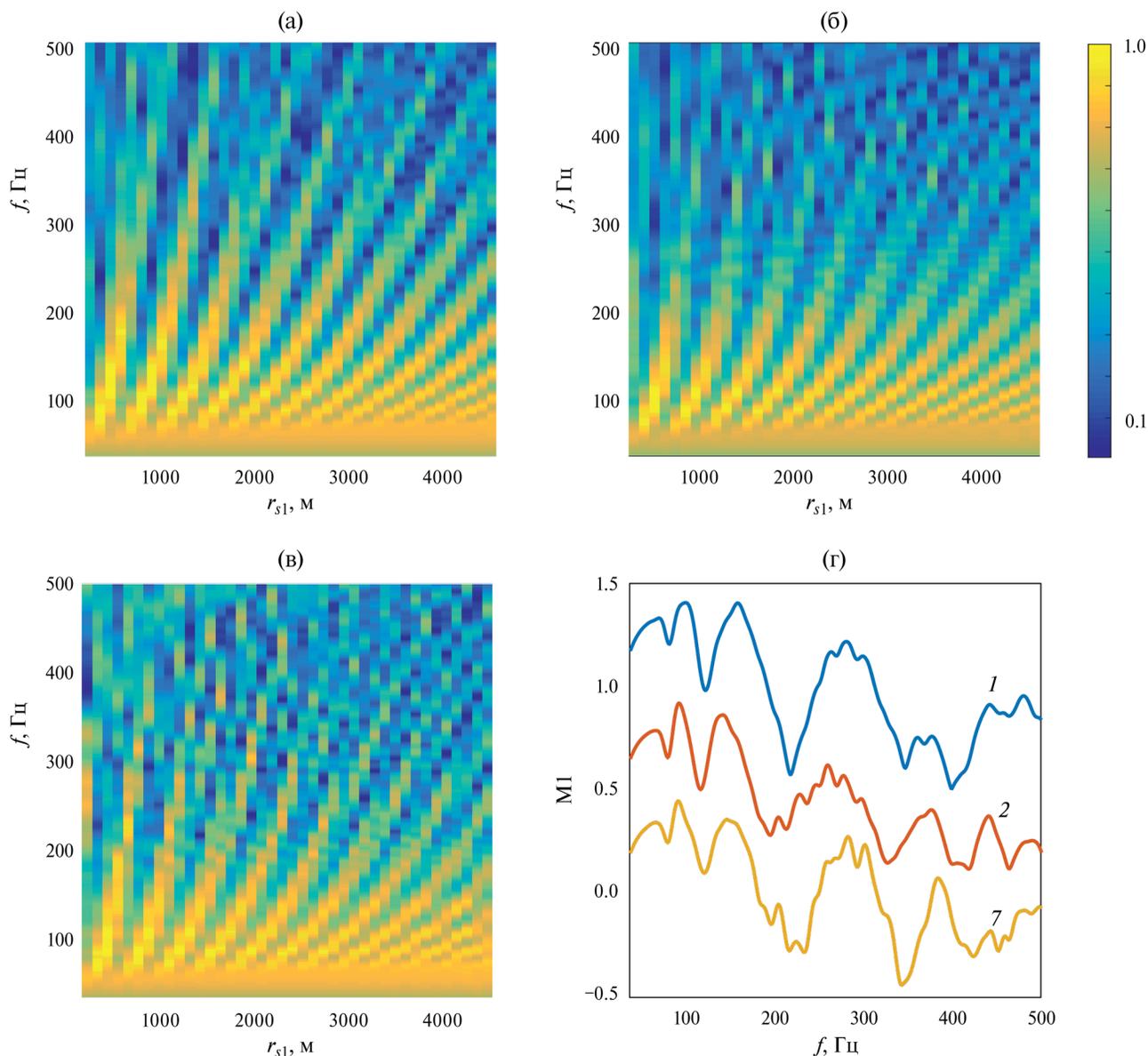
Нередко по мере своего распространения на шельфе одиночный солитон трансформируется в пакет (цуг) интенсивных внутренних волн.



**Рис. 7.** То же, что и на рис. 5, но для двух солитонов внутренних волн. Обозначения на рисунке (б): 1 — случай одиночного солитона; 2 и 4 — случай 2-х солитонов, но пик, соответствующий второму, выражен плохо; 3 — случай 2-х солитонов, максимумы, соответствующие им, хорошо выражены. Вертикальные линии соответствуют настоящему расположению неоднородностей.

Наличие таких пакетов приводит к целому ряду эффектов при распространении звука: горизонтальной рефракции или даже фокусировке акустических волн [32], резонансному взаимодействию волноводных мод [33] и др. Модель цуга берется из работы [34] и представляет собой последовательность из семи солитонов, растянувшуюся в пространстве на полтора километра. Амплитуда солитонов монотонно уменьшается от  $\Delta\xi_1 = 9$  м до  $\Delta\xi_7 = 3$  м, а ширина — от  $\Delta r_1 = 270$  м до  $\Delta r_7 = 145$  м.

На рис. 8 проиллюстрированы частотные зависимости  $|A_1(f)|$  при различных положениях солитонов внутренних волн на трассе и при различном их количестве. По горизонтали отложено расстояние до первого солитона,  $r_{s1}$ . Можно видеть, что даже при цуге солитонов положение интерференционных полос почти не меняется по сравнению со случаем одиночного солитона, однако полосы являются четкими только на частотах 50–250 Гц. Использование кепстрального анализа дает положение



**Рис. 8.** Частотная зависимость амплитуды первой моды  $|A_1(f)|$  для разных расстояний от источника звука в зависимости от числа солитонов: (а) — один солитон, (б) — 2 солитона, (в) — 7 солитонов (цуг), (г) — разрезы картин (а)–(в) при  $r_{s1} = 2500$  м (цифры на рисунке соответствуют числу солитонов). В (г) зависимости умышленно подвергнуты сдвигу по вертикали для большей наглядности.

первого солитона в цуге. Отметим, что картины типа рис. 8а–8в были получены в работе [35], но для усредненной по глубине интенсивности звукового поля и более высоких частот.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены аналитические выражения, описывающие зависимость амплитуды первой моды звукового поля от частоты при наличии адиабатических и неадиабатических неоднородностей в мелком море. На основе полученных выражений предложен метод определения положения сосредоточенной неоднородности на трассе с помощью кепстрального анализа частотной зависимости амплитуды первой моды звукового поля. Для реализации метода требуется одиночный широкополосный источник звука и вертикальная приемная антенна, перегораживающая волновод по глубине. Соотношение между частотой сигнала и глубиной волновода должно быть таким, чтобы реализовывался маломодовый режим распространения звука. С помощью численного моделирования исследована устойчивость метода на примере диагностики локального поднятия дна и солитона внутренних волн при наличии дополнительных возмущений различной природы. Метод позволяет достаточно уверенно регистрировать наиболее выраженную сосредоточенную неоднородность на трассе.

Приведем некоторые численные результаты. Для случая двух локальных поднятий дна (расстояния равны  $r_{s1} = 2500$  м и  $r_{s2} = 3000$  м, высота и ширина 10 и 100 метров (рис. 5б, кривая 2), соответственно) имеем, что местоположение первой неоднородности удается определить с погрешностью 3.2% (2420 м вместо 2500 м), в то время как вторую неоднородность «увидеть» не удастся. При увеличении  $r_{s2}$  до 3500 м (рис. 5б, кривая 3), местоположение первой неоднородности определяется с точностью 9.6% (2260 м вместо 2500 м), а второй с точностью 3.4%.

Для случая внутреннего солитона в присутствии фоновых внутренних волн (высота и ширина солитона равны 9 м и 270 м, соответственно, рис. 6г) имеем: при  $r_s = 2500$  м погрешность метода составляет 9.2% (2270 м вместо 2500 м), при  $r_s$ , равном 4000 и 1000 м, погрешности равны 12% и 10% соответственно.

Следующим шагом в исследованиях должна быть проверка работоспособности метода в натурном эксперименте.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10121, <https://rscf.ru/project/22-72-10121/>.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Munk W., Wunsch C.* Ocean acoustic tomography: Rays and modes // *Reviews of Geophysics*. 1983. V. 21. № 4. P. 777–793.
2. *Буров В. А., Сергеев С. Н., Шуруп А. С., Щербина А. В.* Томографическое восстановление характеристик дна мелкого моря // *Акуст. журн.* 2015. Т. 61. № 5. С. 583–583.
3. *Нечаев А. Г., Хилько А. И.* Дифференциальная акустическая диагностика случайных неоднородностей океана // *Акуст. журн.* 1988. Т. 34. № 2. С. 285–289.
4. *Лучинин А. Г., Хилько А. И.* Низкочастотная акустическая томография мелкого моря с использованием маломодовых импульсов // *Акуст. журн.* 2005. Т. 51, № 2. С. 228–241.
5. *Гринюк А. В., Бурдуковская В. Г., Зверев В. А., Кравченко В. Н., Коваленко В. В., Лучинин А. Г., Малеханов А. И., Трофимов А. Т., Трусова О. И., Смирнов И. П., Стромков А. А., Хилько А. И.* Экспериментальное исследование модовой селекции в мелком море // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. № 3. С. 316–329.
6. *Sabra K. G., Conti S., Roux P., Akal T., Kuperman W. A., Stevenson J. M., Tesei A., Guerrini P.* Experimental demonstration of a high-frequency forward scattering acoustic barrier in a dynamic coastal environment // *J. Acoust. Soc. Am.* 2010. V. 127. № 6. P. 3430–3439.
7. *Lei B., Yang K., Ma Y.* Forward scattering detection of a submerged object by a vertical hydrophone array // *J. Acoust. Soc. Am.* 2014. V. 136. № 6. P. 2998–3007.
8. *Хилько А. И., Смирнов И. П., Мареев Е. А., Сидоров К. А., Коновалов В. Е., Коваленко В. В.* Обнаружение локализованных неоднородностей в рефракционных волноводах при зондировании фокусированными высокочастотными акустическими импульсами // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2022. Т. 65. № 7. С. 544–562.
9. *Луньков А. А., Шерменева М. А.* Взаимодействие мод на сосредоточенной однородности в мелководном акустическом волноводе в широкой полосе частот // *Акуст. журн.* 2022. Т. 68. № 5. С. 1–10.
10. *Lunkov A. A., Shermeneva M. A.* Application of Waring Transform for the Analysis of the Acoustic Mode Coupling due to a Local Inhomogeneity in Shallow Water // *Phys. Wave Phenom.* 2023. V. 31. № 6. P. 396–405.

11. *Pereselkov S. A., Kuz'kin V. M.* Interferometric processing of hydroacoustic signals for the purpose of source localization // *J. Acoust. Soc. Am.* 2022. V. 151. №. 2. P. 666–676.
12. *Ehrhardt M., Pereselkov S., Kuz'kin V., Kaznacheev I., Rybyanets P.* Experimental observation and theoretical analysis of the low-frequency source interferogram and hologram in shallow water // *J. Sound Vib.* 2023. V. 544. P. 117–388.
13. *Katsnelson B., Petnikov V., Lynch J.* *Fundamentals of Shallow Water Acoustics.* Springer. N.Y., 2012. 540 p.
14. *Бреховских Л. М., Гордин О. А.* Акустика неоднородных сред. Т. 2: Звуковые поля в слоистых и трехмерно-неоднородных средах. М.: Наука, 2009. 426 с.
15. *Gao D. Z., Wang N., Wang H. Z.* A dedispersion transform for sound propagation in shallow water waveguide // *J. Comput. Acoust.* 2010. V. 18. №. 3. P. 245–257.
16. *Грачев Г. А.* К теории инвариантов акустического поля в слоистых волноводах // *Акуст. журн.* 1993. Т. 39. №. 1. С. 67–71.
17. *Чупров С. Д.* Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // *Акустика океана. Современное состояние* // Под ред. Бреховских Л. М. М.: Наука, 1982. С. 71–91.
18. *Collins M. D., Westwood E. K.* A higher-order energy-conserving parabolic equation for range dependent ocean depth, sound speed, and density // *J. Acoust. Soc. Am.* 1991. V. 89. № 3. P. 1068–1075.
19. *Porter M.* The KRAKEN normal mode program / La Spezia, Italy. SACLANT Undersea Research Centre, 1991 ([https://oalib-acoustics.org/website\\_resources/AcousticsToolbox/manual/kraken.html](https://oalib-acoustics.org/website_resources/AcousticsToolbox/manual/kraken.html))
20. *Григорьев В. А., Луньков А. А.* Взаимодействие мод на киле торося в широкой полосе частот // *Акуст. журн.* 2023. Т. 69. №. 4. С. 453–464.
21. *Зверев В. А., Павленко А. А., Соколов А. Д., Шаронов Г. А.* Слепая дереверберация в глубоком море // *Акуст. журн.* 2001. Т. 47. №. 1. С. 76–82.
22. *Зверев В. А., Стромков А. А.* О возможностях кепстрального анализа в уточнении взаимных задержек и амплитуд сигналов // *Акуст. журн.* 2001. Т. 47. №. 5. С. 657–663.
23. *Bonnel J., Nicolas B., Mars J. I., Walker S. C.* Estimation of modal group velocities with a single receiver for geoacoustic inversion in shallow water // *J. Acoust. Soc. Am.* 2010. V. 128. №. 2. P. 719–727.
24. *Кузькин В. М.* Частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в мелком море // *Акуст. журн.* 1999. Т. 45. № 2. С. 258–263
25. *Rouseff D., Ewart T. E.* Effect of random sea surface and bottom roughness on propagation in shallow water // *J. Acoust. Soc. Am.* 1995. V. 98. №. 6. P. 3397–3404.
26. *Пирсон В. Дж.* Ветровые волны // В кн.: *Ветровые волны.* Пер. с англ. М.: ИЛ, 1962. С. 42–124.
27. *Кузькин В. М., Лаврова О. Ю., Переселков С. А., Петников В. Г., Сабинин К. Д.* Анизотропное поле фоновых внутренних волн на морском шельфе и его влияние на распространение низкочастотного звука // *Акуст. журн.* 2006. Т. 52. №. 1. С. 74–86.
28. *Луньков А. А., Петников В. Г., Черноусов А. Д.* Затухание звука на океанском шельфе на небольших расстояниях от источника в присутствии поверхностного волнения // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63. №. 2. С. 180–186.
29. *Cron B. F., Sherman C. H.* Spatial-correlation functions for various noise models // *J. Acoust. Soc. Am.* 1962. V. 34. №. 11. P. 1732–1736.
30. *Carey W. M., Evans R. B.* *Ocean ambient noise: measurement and theory.* Springer Science & Business Media, 2011.
31. *Луньков А. А., Петников В. Г.* Флуктуации фазы сфокусированных низкочастотных звуковых полей в мелком море // *Акуст. журн.* 2011. Т. 57. №. 5. С. 655–664.
32. *Badiey M., Katnelson B. G., Lynch J. F., Pereselkov S., Siegmann W. L.* Measurement and modeling of three-dimensional sound intensity variations due to shallow-water internal waves // *J. Acoust. Soc. Am.* 2005. V. 117. №. 2. P. 613–625.
33. *Zhou J., Zhang X., Rogers P. H.* Resonant interaction of sound wave with internal solitons in the coastal zone // *J. Acoust. Soc. Am.* 1991. V. 90. №. 4. P. 2042–2054.
34. *Zhou J. X., Zhang X. Z., Rogers P. H., Wang D., Luo E.* Anomalous sound propagation in shallow water due to internal wave solitons // *Proc. of OCEANS'93. IEEE,* 1993. V. 1. P. 187–192.
35. *Yang T. C., Huang C. F., Huang S. H., Liu J. Y.* Frequency striations induced by moving nonlinear internal waves and applications // *IEEE J. of Oceanic Engineering.* 2016. V. 42. №. 3. P. 663–671.

## ESTIMATION OF THE DISTANCE TO A CONCENTRATED INHOMOGENEITY ON AN ACOUSTIC PATH IN A SHALLOW SEA IN THE PRESENCE OF BACKGROUND DISTURBANCES

A. A. Lunkov<sup>a,b,\*</sup>, M. A. Shermeneva<sup>a,\*\*</sup>

<sup>a</sup>*Institute of General Physics named after. A.M. Prokhorov Russian Academy of Sciences,  
st. Vavilova 38, Moscow, 119991 Russia*

<sup>b</sup>*Moscow State Technical University named after. N.E. Bauman,  
st. 2-ya Baumanskaya 5, Moscow, 105005 Russia*

*\*e-mail: lunkov@kapella.gpi.ru*

*\*\*e-mail: shermeneva@mail.ru*

We consider the problem of estimating the position of a concentrated inhomogeneity on a stationary acoustic path organized between a single sound source and a vertical receiving antenna in a shallow waveguide in the presence of background disturbances. A local bottom rise and a soliton-like internal wave are chosen as model inhomogeneities. It is proposed to determine the distance from the source to the inhomogeneity by cepstral analysis of the amplitude of the first waveguide mode isolated on the antenna, with preliminary deformation of the frequency axis. Using numerical modeling, the stability of this approach is studied in the presence of several concentrated inhomogeneities or additional disturbances: bottom slope, background internal waves, wind waves, bottom irregularities. Estimates of the signal-to-noise ratio required to implement the proposed approach are provided.

*Keywords:* shallow waveguide, acoustic sounding, broadband signal, concentrated heterogeneity, internal wave, bottom irregularities, wind waves.