

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОД НА СОСРЕДОТОЧЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ В МЕЛКОВОДНОМ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ В ШИРОКОЙ ПОЛОСЕ ЧАСТОТ

© 2022 г. А. А. Луньков^{a, b}, М. А. Шерменева^{a, *}

^aИнститут общей физики им. А.М. Прохорова Российской Академии Наук,
ул. Вавилова 38, Москва, 119991 Россия

^bМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
ул. 2-я Бауманская 5, Москва, 105005 Россия

*e-mail: shermeneva@mail.ru

Поступила в редакцию 22.01.2022 г.

После доработки 27.04.2022 г.

Принята к публикации 26.05.2022 г.

Аналитически и в рамках численного моделирования рассматривается влияние сосредоточенной неоднородности на широкополосное (50–250 Гц) звуковое поле, формируемое в мелководном (40 м) волноводе на стационарной трассе на расстоянии до 5 км. Аналитические оценки проводятся в рамках теории взаимодействующих мод, а численное моделирование проводится методом широкоугольного параболического уравнения. Предполагается, что источником звука является одиночный ненаправленный излучатель, а прием ведется на вертикальную антенну, перегораживающую весь волновод по глубине. В качестве неоднородности выбирается локальный скачок толщины водного слоя или солитон внутренних волн, присутствие которых вызывает взаимодействие между модами. В работе показано, что при наличии сосредоточенной неоднородности на акустической трассе частотная зависимость амплитуд мод приобретает характерную модуляцию, период которой в частотной области уменьшается при увеличении расстояния от источника звука до неоднородности. Данный признак может быть использован для определения положения сосредоточенной неоднородности на стационарной трассе.

Ключевые слова: мелководный акустический волновод, широкополосный сигнал, межмодовое взаимодействие, сосредоточенная неоднородность, вертикальная антенна

DOI: 10.31857/S0320791922050069

ВВЕДЕНИЕ

Акустические методы играют ключевую роль при дистанционном мониторинге водной толщи и дна как в глубоком океане [1, 2], так и в шельфовой зоне [3]. Хорошо известны классические работы по акустической термометрии в Тихом (проект АТОС [4]) и Северном Ледовитом (проект АСОУС [5]) океанах, в которых отслеживались изменения средней температуры океана на сверхдлинных трассах. В мелком море на протяженной акустической трассе, длина которой много больше глубины волновода, с помощью существующих методов возможно оценить некоторые средние (эффективные) характеристики распределенной неоднородности, например, амплитуду бароклинного прилива [6]. Однако подобные методы не могут быть напрямую использованы для диагностики сосредоточенных неоднородностей. Под сосредоточенной неоднородностью будем понимать неоднородность, горизонтальная про-

екция которой на направление акустической трассы много меньше длины этой трассы и которая с точки зрения теории нормальных волн (мод) приводит к межмодовому взаимодействию. Примером такого рода неоднородностей может выступать локальное изменение толщины водного слоя, солитон внутренних волн или другие объекты [7]. Одним из вариантов решения задачи мониторинга сосредоточенных неоднородностей является дифференциальная диагностика [8, 9], которая базируется на возбуждении и регистрации отдельных волноводных мод. Однако такой способ может быть достаточно затратным из-за необходимости использования не только приемной, но и излучающей антенны. Разработка подходов, позволяющих снизить требования к излучающей системе при сохранении достаточной информативности мониторинга, требует детального изучения тонкой структуры звукового поля как в частотной, так и пространственной области.

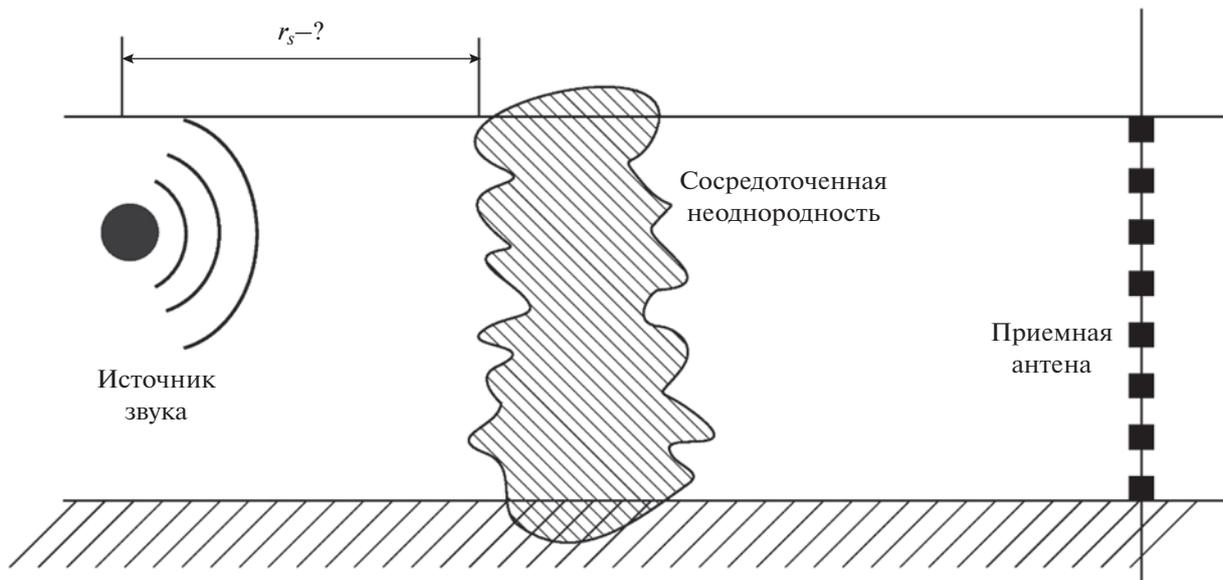


Рис. 1. Схема волновода и постановка задачи.

Типичным примером сосредоточенной неоднородности в мелководной акватории в условиях летней гидрологии является солитоноподобная внутренняя волна [3]. В большинстве работ, направленных на изучение распространения звука в таких условиях, основное внимание уделяется решению прямой задачи – расчету и анализу параметров звукового поля. Работ, посвященных решению обратной задачи – определению характеристик неоднородности по регистрируемым акустическим сигналам, значительно меньше. Существуют работы [10–12], в которых была показана возможность дистанционного измерения скорости внутреннего солитона при его движении вдоль линии, соединяющей источник и приемник звука. Для этой цели проводился спектральный анализ флуктуаций интенсивности звукового поля или частотных смещений, вызванных движением солитона, в узкой полосе частот. В то же время, методы, которые бы позволяли определять местоположение этой неоднородности (или других уединенных неоднородностей) на акустической трассе, находятся в стадии разработки [11].

Настоящая работа посвящена изучению взаимодействия мод на сосредоточенной неоднородности в виде локального поднятия дна или внутреннего солитона на стационарной акустической трассе в мелководном волноводе, а также проблеме локализации таких возмущений. В работе приводятся модельные оценки частотной зависимости модальных амплитуд в неоднородном волноводе в широкой полосе частот, а также обсуждается возможность определения расстоя-

ния до сосредоточенной неоднородности по этим зависимостям.

АКУСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕОДНОРОДНОГО МЕЛКОВОДНОГО ВОЛНОВОДА

Схема модельного мелководного волновода показана на рис. 1. Звуковое поле формируется одиночным низкочастотным источником, расположенным на глубине z_s . Прием сигнала и последующее выделение мод осуществляется на вертикальной антенне из N элементов, полностью перекрывающей поперечное сечение волновода с шагом $\Delta z = H/N$. Расстояние r между источником звука и приемной антенной является фиксированным. Все характеристики (глубина H , скорости звука c , c_b и плотности ρ , ρ_b в воде и в дне) предполагаются постоянными на всем протяжении акустической трассы, за исключением области неоднородности, начало которой расположено на расстоянии r_s от источника звука.

В настоящей работе рассматриваются два вида неоднородностей: локальное поднятие дна в виде небольшой “горки” гауссовой формы и одиночный солитон внутренних волн. Анализ звукового поля на антенне проводится для различных расстояний от источника звука до неоднородности r_s . При наличии “горки” скорость звука в воде предполагается не зависящей от глубины. Модели таких неоднородных волноводов показаны, соответственно, на рис. 2а, 2б. Дно в обоих случаях рассматривается двух типов: акустически мягкое (скорость звука много меньше, чем в воде) и аку-

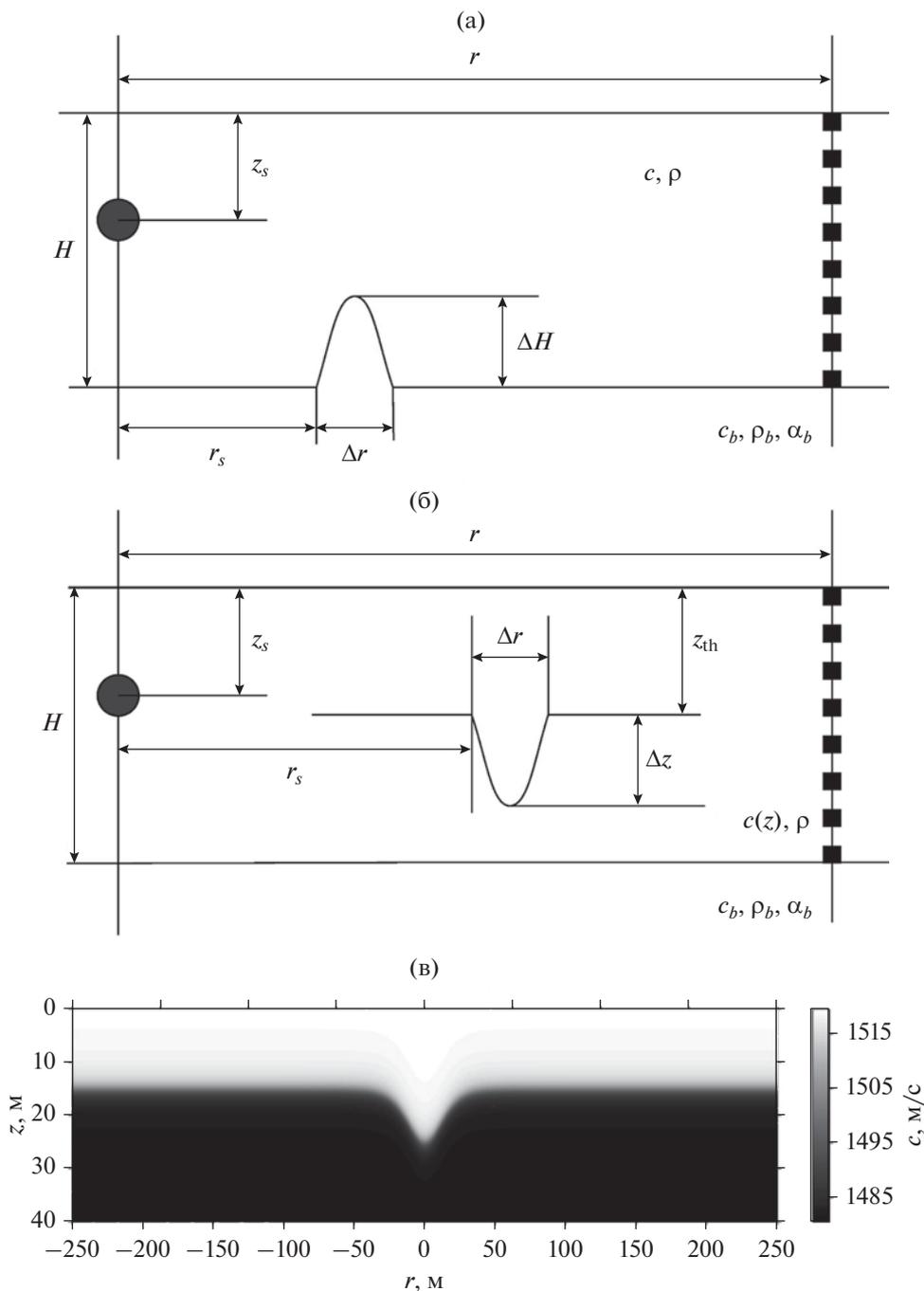


Рис. 2. Схема модельного волновода с неоднородностью в виде (а) – локального поднятия дна – “горки” и (б) – уединенного солитона внутренних волн. Черная линия внутри волновода на рис. (б) соответствует границе термоклина. (в) – Изменение профиля скорости звука в окрестности уединенного солитона внутренних волн.

стически жесткое (скорость звука больше, чем в воде). Параметры волноводов приведены в таблице.

Форма “горки” определяется выражением:

$$h = \Delta H \exp\left(\frac{(r - r_s)^2}{2(\Delta r/6)^2}\right), \quad (1)$$

где ΔH и Δr – высота и ширина “горки”, соответственно.

При рассмотрении солитона внутренних волн невозмущенный вертикальный профиль скорости звука в водном слое задается в виде:

$$c(z) = c_0 - \frac{2\Delta c \arctg(z - z_{th})}{\pi}. \quad (2)$$

Здесь z_{th} – глубина термоклина, c_0 – средняя скорость звука в воде, Δc – разность скоростей звука у поверхности и дна. Профиль модельного солитона определяется формулой:

$$\zeta(r) = -\Delta z \operatorname{sech}^2\left(\frac{r-r_s}{\Delta r/6}\right), \quad (3)$$

где Δz и Δr – высота и ширина солитона, соответственно. С учетом (2) и (3) распределение скорости звука по трассе при наличии солитона можно записать как

$$c(r, z) = c_0 - \frac{2\Delta c \operatorname{arctg}(z - z_{th} + \zeta(r))}{\pi}. \quad (4)$$

Исходной величиной, описывающей акустическое поле в неоднородном волноводе при выполнении аналитических оценок и численного моделирования, является комплексная амплитуда звукового давления $p(\omega, r, z)$, которая рассчитывается в вертикальной плоскости (r, z) в широкой полосе частот $\omega = 2\pi f$. Вычисления проводятся с использованием программного кода RAM [13], в котором реализовано решение широкоугольного параболического уравнения. Трехмерные эффекты в настоящей работе не рассматриваются.

Анализ изменчивости звукового поля при наличии сосредоточенных неоднородностей проводится с привлечением модовой фильтрации. Процедура выделения мод, т.е. оценки их амплитуд A_m ($m = 1, 2, 3, \dots$ – номер моды), из полного звукового поля $p(\omega, r, z)$ при помощи вертикальной приемной цепочки, перекрывающей весь волновод по глубине, может быть описана как [3]

$$\begin{aligned} \tilde{A}_m(\omega, r) &= \int_0^{H(r)} p(\omega, r, z) \psi_m(\omega, r, z) dz \approx \\ &\approx \sum_{j=1}^N p(\omega, r, z_j) \psi_m(\omega, r, z_j) \Delta z, \end{aligned} \quad (5)$$

где ψ_m – локальные собственные функции волноводных мод, которые рассчитываются путем решения задачи Штурма–Лиувилля. Максимально приближенные к действительным значениям оценки модовых амплитуд ($\tilde{A}_m(\omega, r) \approx A_m(\omega, r)$) достигаются при устремлении верхнего предела интегрирования в (5) к бесконечности, т.е. с учетом интегрирования в полупространстве дна. При условии мягкого газонасыщенного дна ($c_b \ll c$) равенство, близкое к точному, будет иметь место даже при интегрировании только по водному слою [14]. Отметим, что выделение мод при широкополосном излучении возможно и на одиночном приемнике за счет дисперсионных свойств волновода, что особенно эффективно

при использовании преобразования деформации (“Warping transform”) [15].

ВЫВОД УСЛОВИЯ МАКСИМУМА МОДОВОЙ АМПЛИТУДЫ

С использованием модовой теории определим характер зависимости амплитуд отдельных мод от частоты при различных положениях неоднородности на акустической трассе. Как и в работе [16], для аналитических оценок возьмем простейшую модель неоднородного волновода, а именно волновод с постоянной скоростью звука в воде c и локальным поднятием дна. Дно выберем акустически мягкое, $c_b \ll c$. Будем рассматривать достаточно низкие частоты, соответствующие маломодовому режиму распространения, когда энергонесущими являются только первые две моды.

При наличии плавных возмущений среды, когда обратное рассеяние пренебрежимо мало, комплексная амплитуда полного звукового поля $p(\omega, r, z)$ может быть представлена в виде суммы взаимодействующих мод [3]:

$$\begin{aligned} p(\omega, r, z) &= \sum_m A_m(\omega, r) \psi_m(\omega, r, z) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{r}} \sum_m C_m(\omega, r) \psi_m(\omega, r, z) \frac{\exp\left(i \int_0^r q_m(\omega, r') dr'\right)}{\sqrt{q_m(\omega, r)}}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $A_m(\omega, r)$ – амплитуды мод, $C_m(\omega, r)$ – модальные коэффициенты возбуждения, ψ_m и $\xi_m(\omega, r) = q_m(\omega, r) + i\gamma_m(\omega, r)/2$ – локальные собственные функции и собственные значения (постоянные распространения) задачи Штурма–Лиувилля. Коэффициенты $C_m(\omega, r)$ определяются из решения системы M дифференциальных уравнений [3]

$$\begin{aligned} \frac{dC_m(\omega, r)}{dr} &= -\frac{\gamma_m(\omega, r)}{2} C_m(\omega, r) + \\ &+ \sum_{n \neq m}^M b_{mn}(\omega, r) C_n(\omega, r) \sqrt{\frac{q_m(\omega, r)}{q_n(\omega, r)}} \times \\ &\times \exp\left(i \int_0^r (q_n(\omega, r') - q_m(\omega, r')) dr'\right), \\ &m = 1, \dots, M \end{aligned} \quad (7)$$

с начальными условиями $C_m(\omega, 0) = \psi_m(\omega, 0, z_s)$. Здесь $b_{mn}(\omega, r)$ – коэффициенты межмодового взаимодействия. Для неоднородности, локализованной внутри интервала $(r_s, r_s + \Delta r)$, имеем:

$$\begin{aligned} b_{mn} &= 0, \quad r \in (0, r_s) \cup (r_s + \Delta r, r), \\ b_{mn} &\neq 0, \quad r \in (r_s, r_s + \Delta r). \end{aligned}$$

Таблица 1. Параметры волноводов

Параметр	Значение	Параметр	Значение
Глубина волновода H	40 м	Расстояние до неоднородности r_s	500–4500 м
Глубина источника звука z_s	15 м	Ширина “горки” Δr	100 м
Расстояние от источника до антенны r	5000 м	Скачок глубины для “горки” ΔH	10 м
Число элементов в антенне N	40	Форма “горки”	Приведена после таблицы
Скорость звука в воде c (для случая “горки”)	1480 м/с	Ширина солитона Δr	100 м
Невозмущенный профиль скорости звука в воде $c(z)$ (для случая солитона)	Приведен после таблицы	Амплитуда солитона Δz	10 м
Плотность воды ρ	1000 кг/м ³	Форма солитона ζ	Приведена после таблицы
Скорость звука в дне c_b	1600, 350 м/с	Глубина термоклина вне солитона z_{th} (для случая солитона)	15 м
Плотность дна ρ_b	1600 кг/м ³	Диапазон частот	50–250Гц
Коэффициент затухания в дне α_b	0.33 дБ/λ		

Для получения аналитических оценок ограничимся рассмотрением взаимодействия только первой $m = 1$ и второй моды $n = 2$. В этом случае $b_{12}(r) \approx \frac{1}{H(r)} \frac{dH(r)}{dr}$ [17], а для коэффициента возбуждения первой моды согласно (7) имеем выражение

$$\begin{aligned} \frac{dC_1(\omega, r)}{dr} = & -\frac{\gamma_1(\omega, r)}{2} C_1(\omega, r) + \\ & + b_{12}(r) C_2(\omega, r) \sqrt{\frac{q_1(\omega, r)}{q_2(\omega, r)}} \times \\ & \times \exp\left(i \int_0^r (q_2(\omega, r') - q_1(\omega, r')) dr'\right). \end{aligned} \quad (8)$$

Учитывая то, что значение $q_i(\omega, r)$ постоянно на $r \in (0, r_s) \cup (r_s + \Delta r, r)$, а $b_{12} = 0$ на этих же интервалах, фазу второго слагаемого из правой части уравнения (7) при $r \geq r_s + \Delta r$ можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \int_0^r (q_2(r') - q_1(r')) dr' = & (q_2(r_s) - q_1(r_s)) r_s + \\ & + \int_{r_s}^{r_s + \Delta r} (q_2(r') - q_1(r')) dr'. \end{aligned} \quad (9)$$

Если горизонтальный размер неоднородности Δr много меньше периода интерференционных биений $\Lambda_{12}(\omega, r) = \frac{2\pi}{q_1(\omega, r) - q_2(\omega, r)}$, то мы можем считать, что

$$\int_{r_s}^{r_s + \Delta r} (q_2(r') - q_1(r')) dr' \approx -\frac{2\pi\Delta r}{\Lambda_{12}(\omega)} \approx 0,$$

где $\overline{\Lambda_{12}}(\omega)$ – эффективное значение периода биений в интервале $(r_s, r_s + \Delta r)$. В этом случае $\exp\left(i \int_{r_s}^{r_s + \Delta r} (q_2(r') - q_1(r')) dr'\right) \approx 1$ и выражение (8) при $r \geq r_s + \Delta r$ принимает вид

$$\frac{dC_1(\omega, r)}{dr} = -\frac{\gamma_1(\omega, r)}{2} C_1(\omega, r) + b_{12}(r) C_2(\omega, r) \times \sqrt{\frac{q_1(\omega, r)}{q_2(\omega, r)}} \exp(i(q_2(\omega, r_s) - q_1(\omega, r_s))r_s). \quad (10)$$

Преобразуем формулу (10), используя приближение конечных разностей, и получим связь между значением модального коэффициента возбуждения C_1 до неоднородности ($r = r_s$) и сразу после нее ($r = r_s + \Delta r$):

$$C_1(\omega, r_s + \Delta r) \approx C_1(\omega, r_s) - \frac{\gamma_1(\omega, r_s)}{2} C_1(\omega, r_s) \Delta r + \bar{B}_{12} \exp(i(q_2(\omega, r_s) - q_1(\omega, r_s))r_s) C_2(\omega, r_s) \Delta r. \quad (11)$$

Здесь \bar{B}_{12} – эффективное значение коэффициента взаимодействия с учетом корня из отношения постоянных распространения. В правой части выражения (11) второе слагаемое отвечает за уменьшение модального коэффициента возбуждения C_1 за счет затухания, а третье слагаемое может определять как дополнительное уменьшение C_1 , так и его увеличение в зависимости от величины экспоненты. Модуль коэффициента C_1 будет достигать максимального значения, когда величина экспоненты будет действительна и равна 1 (и минимального значения при -1).

Таким образом, условие максимума для модального коэффициента возбуждения можно записать (с учетом четности косинуса) как

$$\cos((q_1(r_s) - q_2(r_s))r_s) = 1 \text{ или } (q_1(r_s) - q_2(r_s))r_s = 2\pi l, \quad l = 1, 2, 3, \dots \quad (12)$$

Разность постоянных распространения для волновода с мягким дном имеет вид $q_1(r_s) - q_2(r_s) \approx \frac{3\pi^2 c}{2\omega H^2}$ [3]. Подставляя эту формулу во второе выражение в (12), имеем

$$\frac{3\pi^2 c}{2\omega H^2} r_s = 2\pi l. \quad (13)$$

Отсюда следует, что частота $\omega_l = 2\pi f_l$, на которой наблюдается 1-й максимум коэффициента возбуждения моды l , и расстояние от источника звука до сосредоточенной неоднородности прямо пропорциональны:

$$r_s = \frac{8H^2 l}{3c} f_l. \quad (14)$$

Эта формула является базовой для определения расстояния до неоднородности, если известны невозмущенная глубина волновода H , скорость звука в водном слое c , частота максимума f_l и его номер l . Однако независимое определение номера максимума в условиях эксперимента затруднительно из-за необходимости его отслеживания

начиная с самых низких звуковых частот. Для исключения этого параметра рассмотрим два соседних максимума с номерами l и $l - 1$ и преобразуем формулу (13) в разность

$$\frac{3\pi^2 c}{4H^2} \left(\frac{1}{\omega_{l-1}} - \frac{1}{\omega_l} \right) r_s = 2\pi. \quad (15)$$

Выражая r_s из (15) с учетом $\omega_l = 2\pi f_l$, получаем

$$r_s = \frac{8H^2}{3c} \frac{f_l f_{l-1}}{(f_l - f_{l-1})}. \quad (16)$$

В отличие от (14), это выражение уже не содержит номера максимума l и может быть использовано для нахождения расстояния до локального поднятия дна (“горки”) при обработке экспериментальных данных.

Фиксируя диапазон рассматриваемых частот Ω с центральной частотой f_{cp} и предполагая, что частоты максимумов f_l в нем отличаются не очень сильно, грубая оценка расстояния может быть получена путем пересчета числа L локальных максимумов, попадающих в диапазон Ω :

$$r_s = \frac{8H^2}{3c} \frac{f_{cp}^2}{\Omega} L. \quad (17)$$

Исходя из полученных аналитических выражений (16)–(17) можно сделать вывод о том, что частотная зависимость модальных коэффициентов возбуждения, а следовательно, и амплитуд мод приобретает характерную модуляцию, период которой Δf в частотной области уменьшается при увеличении расстояния r_s от источника звука до неоднородности. Заметим также, что эти выражения не содержат в себе параметров сосредоточенной неоднородности. Увеличение высоты “горки” приведет к увеличению контрастности частотной зависимости модовых амплитуд из-за большего значения коэффициента взаимодействия \bar{B}_{12} , но не повлияет на оценку расстояния.

Обратим внимание на то, что условие (12) эквивалентно условию нахождения на одной и той же интерференционной полосе в плоскости частота–расстояние при рассмотрении движущегося источника звука в однородном волноводе [18, 19]. В общем случае “траектория” интерференционной полосы в плоскости частота–расстояние может быть получена [20], если известно значение интерференционного инварианта [21].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Теперь обратимся к результатам прямого численного моделирования звукового поля $p(\omega, r, z)$ в присутствии как локального поднятия дна, так и солитона внутренних волн. Предполагается, что

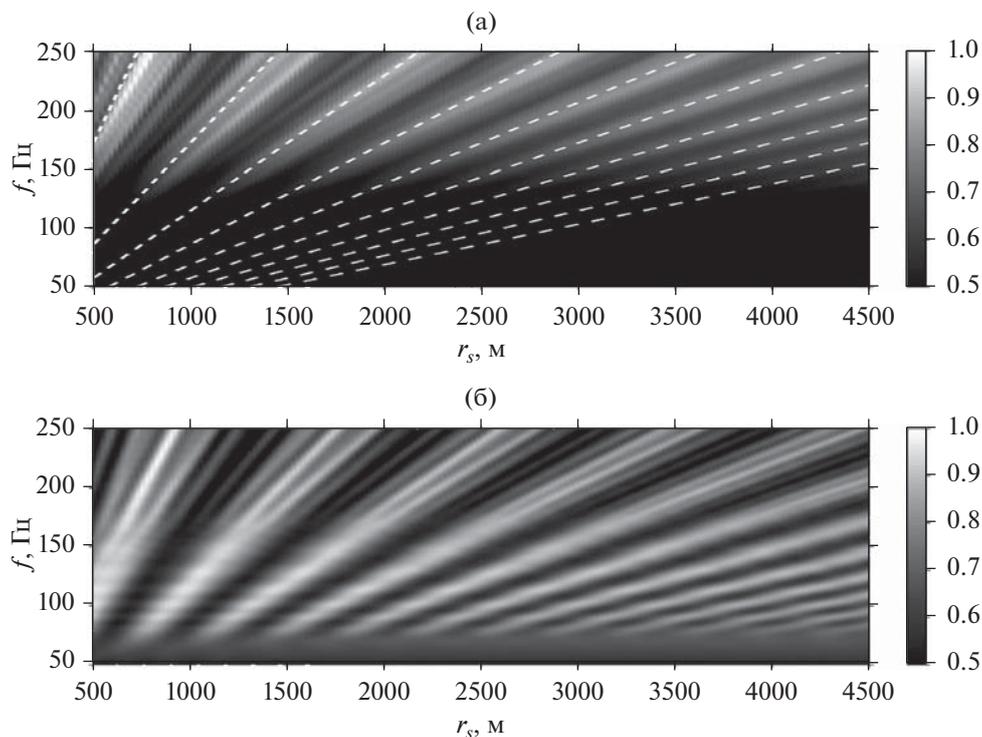


Рис. 3. Частотная модуляция амплитуды первой моды в зависимости от положения “горки” на трассе. Скорость звука в дне (а) – 350 и (б) – 1600 м/с. По горизонтальной оси отложено расстояние от “горки” до источника, по вертикальной – частота. На рис. (а) белым пунктиром показаны полученные аналитически максимумы с помощью формулы (14).

источник звука излучает широкополосный сигнал с равномерным спектром в полосе частот $f = 50\text{--}250$ Гц. В результате модовой фильтрации звукового поля на вертикальной антенне с помощью формулы (5) получены частотные зависимости амплитуды первой моды $\tilde{A}_1(\omega, r_s)$ для различных положений неоднородности r_s на стационарной акустической трассе. Эти зависимости представлены на рис. 3–4 в виде яркостных картин в нормированном на максимальное значение виде. Рис. 3 соответствует неоднородности на дне, а рис. 4 – солитону внутренних волн. Обращают на себя внимание осцилляции амплитуды моды при изменении частоты даже при фиксированном расстоянии от локального возмущения, что является следствием межмодового взаимодействия со второй и, возможно, с третьей модой. Это говорит о том, что на трассе имеется сосредоточенная неоднородность. Можно заметить, что частотный период осцилляций уменьшается с ростом расстояния от источника звука до неоднородности – имеется однозначная зависимость, что было показано выше с помощью теоретических выкладок. На рис. 3а отмечены также аналитически полученные линии частотных максимумов, определяемых формулой (14) (белый пунктир), из которых видно, что аналитические расчеты хорошо согласуются с результатами чис-

ленного эксперимента. Для других ситуаций аналитические оценки не проводились. Отметим, что горизонтальный размер рассматриваемых неоднородностей $\Delta r = 100$ м значительно меньше периода интерференционных биений первой и второй моды $\Lambda_{12} = 300\text{--}1000$ м.

Из рис. 3–4 видно, что модуляция амплитуды $\tilde{A}_1(\omega, r_s)$ более выражена для неровности дна (“горки”), чем для солитона, а также для жесткого дна проявляется сильнее, чем для мягкого. Под степенью выраженности здесь понимается контраст получаемой двумерной картины. Большая контрастность для жесткого дна обусловлена более близкими значениями коэффициентов затухания первой и второй моды (являющихся распространяющимися), чем в случае мягкого дна, когда все моды являются вытекающими. Большой эффект при наличии “горки” связан с большим значением коэффициента взаимодействия h_{12} для этого типа возмущения.

Важно заметить, что наблюдаемые интерференционные полосы в плоскости (f, r_s) на рис. 3 и 4 идентичны интерференционным полосам, формирующимся при движении широкополосного источника. Искривление интерференционных полос на рис. 4 по сравнению с рис. 3 связано с тем, что при летней гидрологии значение интер-

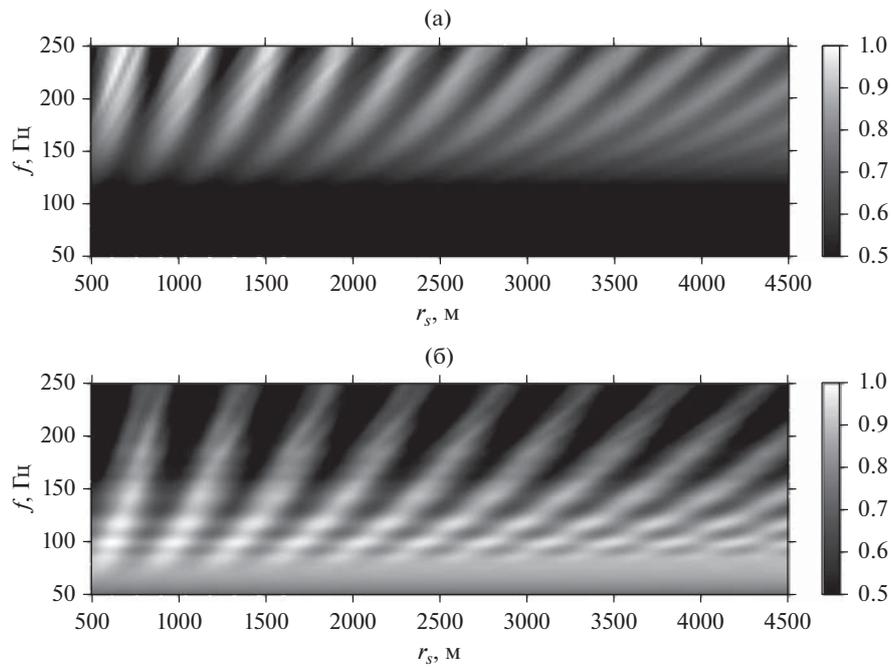


Рис. 4. Частотная модуляция амплитуды первой моды в зависимости от положения внутреннего солитона на трассе. Скорость звука в дне (а) – 350 и (б) – 1600 м/с. По горизонтальной оси отложено расстояние от солитона до источника, по вертикальной – частота.

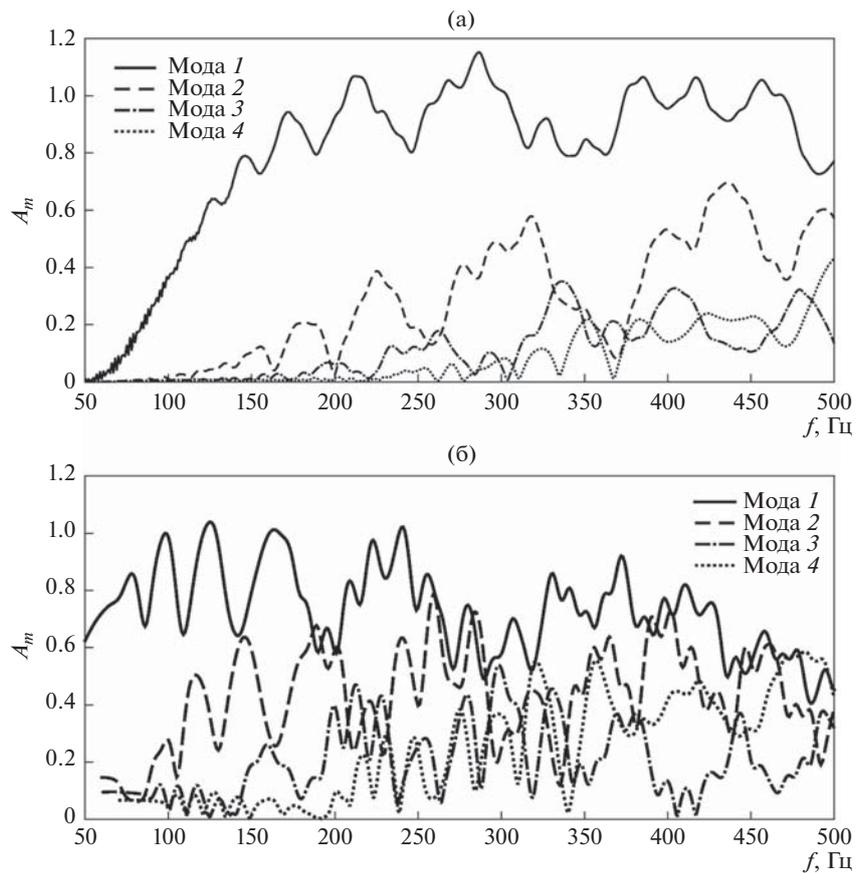


Рис. 5. Частотные зависимости модальных амплитуд первых четырех мод для случая “горки”. (а) – $c_b = 350$ м/с, $r_s = 2500$ м, (б) – $c_b = 1600$ м/с, $r_s = 2500$ м. Амплитуда первой моды показана сплошной линией, второй моды – штриховой, третьей моды – штрих-пунктиром, четвертой моды – пунктиром.

ференционного инварианта превышает единицу (примерно равно двум).

На рис. 3б также видно расщепление полос с ростом частоты, что обусловлено подключением дополнительных мод к взаимодействию (3-й и 4-й). Подтверждение этому можно найти на рис. 5, где приведены частотные зависимости амплитуд первых четырех мод для локального поднятия дна, находящегося в центре акустической трассы. На частоте выше 200 Гц присутствует дополнительная высокочастотная модуляция на фоне низкочастотной. Появление горизонтальных полос на рис. 3б и 4б в области низких частот вызвано не совсем точным выделением моды с помощью вертикальной антенны в условиях, когда мода сильно проникает в дно.

Модуляция амплитуды первой моды, обусловленная взаимодействием со второй модой, может быть использована для определения места расположения неоднородности на стационарной акустической трассе. Если в качестве примера проанализировать рис. 3б, то можно получить, что при расстоянии до неоднородности $r_s = 1$ км в частотном интервале от $f = 50$ до 250 Гц ($\Omega = 200$ Гц) “умещается” $L = 2$ интерференционные полосы, соответствующие взаимодействию первой и второй моды, при $r_s = 2$ км — $L = 3$, при $r_s = 3$ км — $L = 5$, при $r_s = 4$ км — $L = 7$. Таким образом, оценивая число полос, попадающих в заданный частотный диапазон, можно грубо (с точностью около 1 км) оценить расстояние до неоднородности. В то же время, возможно и дальнейшее усовершенствование подхода (например, с использованием кепстрального анализа), что позволит повысить эту точность.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучено влияние двух типов сосредоточенных неоднородностей (локальное поднятие дна и солитон внутренних волн) на модовую структуру низкочастотного звукового поля, формируемого в мелководном волноводе. Аналитически и при помощи численного эксперимента показано, что при наличии возмущения, вызывающего межмодовое взаимодействие, в частотной зависимости амплитуды моды наблюдается модуляция, период которой зависит от положения неоднородности и не зависит ее параметров. На основе полученных результатов предложен подход к оценке положения сосредоточенной неоднородности на стационарной акустической трассе, применимый в случае маломодового распространения звука.

Работа поддержана РФФ, проект № 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. *Uzhansky E., Gadol O., Lang G., Katsnelson B., Copel S., Kazaz T., Makovsky Y.* Geoacoustic estimation of the seafloor sound speed profile in deep passive margin setting using standard multichannel seismic data // *J. Mar. Sci. Eng.* 2021. V. 9. № 12. P. 1423.
3. *Katsnelson B., Petnikov V., Lynch J.* Fundamentals of Shallow Water Acoustics. N.Y.: Springer, 2012. 540 p.
4. *Dushaw B.D., Howe B.M., Mercer J.A., Spindel R.C., Baggeroer A.B., Menemenlis D., Wunsch C., Birdsall T.G., Metzger K., Clark C., Colosi J.A., Comuelle B.D., Dzieciuch M., Munk W., Worcester P.F., Costa D., Forbes A.M.G.* Multimegahertz-range acoustic data obtained by bottom-mounted hydrophone arrays for measurement of ocean temperature // *IEEE J. Ocean. Eng.* 1999. V. 24. № 2. P. 202–214.
5. *Mikhalevsky P.N., Gavrilov A.N.* Acoustic thermometry in the Arctic Ocean // *Polar Research*. 2001. V. 20. № 2. P. 185–192.
6. *Кузькин В.М., Лин Й.-Т., Луньков А.А., Линч Дж.Ф., Петников В.Г.* Частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в летний период времени на океанском шельфе // *Акуст. журн.* 2011. Т. 57. № 3. С. 387–397.
7. *Григорьев В.А., Кузькин В.М.* Дифракция акустических волн на жестком вытянутом сфероиде в подводном звуковом канале // *Акуст. журн.* 1995. Т. 41. № 3. С. 410–414.
8. *Нечаев А.Г., Хилько А.И.* Дифференциальная акустическая диагностика случайных неоднородностей океана // *Акуст. журн.* 1988. Т. 34. № 2. С. 285–289.
9. *Нечаев А.Г., Хилько А.И.* Определение локальных характеристик океанических неоднородностей, распределенных вдоль акустической трассы // *Акуст. журн.* 1988. Т. 34. № 4. С. 694–699.
10. *Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г.* Флуктуации звука, обусловленные взаимодействием мод на движущихся нелинейных внутренних волнах в мелком море // *Акуст. журн.* 2014. Т. 60. № 3. С. 262–271.
11. *Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Lynch J.* Флуктуации энергии высокочастотных звуковых сигналов в мелком море в присутствии нелинейных внутренних волн // *Акуст. журн.* 2013. Т. 59. № 4. С. 485–493.
12. *Jiang Y., Grigorev V., Katsnelson B.* Sound field fluctuations in shallow water due to nonlinear internal waves and determination of their parameters // *Proc. Mtgs. Acoust.* 2021. Т. 44. P. 1–9.
13. *Кузькин В.М., Луньков А.А., Переселков С.А.* Частотные смещения максимумов звукового поля, вызванные интенсивными внутренними волнами // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. № 3. С. 342–349.
14. *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. Т. 89. № 3. Р. 1068–1075.
15. *Lunkov A.A., Katsnelson B.G.* Using discrete low-frequency components of shipping noise for gassy sediment characterization in shallow water // *J. Acoust. Soc. Am.* 2020. Т. 147. № 5. Р. EL428–EL433.
16. *Bonnel J., Thode A., Wright D., Chapman R.* Nonlinear time-warping made simple: A step-by-step tutorial on underwater acoustic modal separation with a single hydrophone // *J. Acoust. Soc. Am.* 2020. Т. 147. № 3. Р. 1897–1926.
17. *Луньков А.А., Шерменева М.А.* Спадание средней интенсивности звукового поля в мелководных волноводах с наклонным дном // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 5. С. 630–640.
18. *Бреховских Л.М., Годин О.А.* Акустика неоднородных сред. Т. 2: Звуковые поля в слоистых и трехмерно-неоднородных средах. М.: Наука, 2009. 426 с.
19. Интерференция широкополосного звука в океане // Сб. под ред. Зверева В.А., Орлова Е.Ф. // Горький: ИПФ АН СССР, 1984. 185 с.
20. *D'Spain G.L., Kuperman W.A.* Application of waveguide invariants to analysis of spectrograms from shallow water environments that vary in range and azimuth // *J. Acoust. Soc. Am.* 1999. V. 106. № 5. Р. 2454–2468.
21. *Чуров С.Д.* Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // *Акустика океана. Современное состояние.* Под ред. Бреховских Л.М. М.: Наука, 1982. С. 71–91.