

ДОННАЯ РЕВЕРБЕРАЦИЯ В ПРИСУТСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

© 2019 г. А. А. Луньков^{a, b, *}

^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: lunkov@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 06.02.2019 г.

После доработки 30.04.2019 г.

Принята к публикации 07.05.2019 г.

Рассмотрена задача моделирования широкополосного когерентного поля низкочастотной донной реверберации в условиях гидродинамической изменчивости, связанной с движением интенсивных солитоноподобных внутренних волн (солитонов внутренних волн). Получены выражения для расчета сигналов обратного рассеяния в рамках метода модовых параболических уравнений, а также приближения взаимодействующих мод. Предполагалось, что реверберационный сигнал принимается с направления вдоль или поперек фронта внутренних волн. В случае межмодового взаимодействия показано, что наличие цуга солитонов внутренних волн может приводить к увеличению интенсивности донной реверберации, приходящей от области дна, находящейся за фронтом этой неоднородности, если источник звука расположен в центре волновода. Сопоставление интерференционных картин донной реверберации в широкой полосе частот в присутствии и в отсутствие солитонов позволяет регистрировать это возмущение с большей точностью и при любых глубинах источника звука. При выделении реверберационного сигнала в условиях горизонтальной рефракции упорядоченная интерференционная структура не наблюдается.

Ключевые слова: акустика мелкого моря, реверберация, интерференционная структура, солитоны внутренних волн

DOI: 10.1134/S0320791919050137

ВВЕДЕНИЕ

Подводная среда не является стабильной, что в умеренных широтах наиболее явно проявляется в летний период времени, когда верхний слой воды прогревается и образуется так называемый термоклин. На границе теплой и холодной воды формируются внутренние волны, в том числе интенсивные нелинейные — солитоноподобные внутренние волны (далее — солитоны внутренних волн). Такие волны могут иметь амплитуду десятки и даже сотни метров, длина их фронта может достигать ста километров, а ширина одного солитона — нескольких сотен метров [1]. В мелководных районах солитоны внутренних волн часто формируют целые пакеты (цуги) протяженностью до нескольких километров. Эти волновые образования оказывают существенное влияние на распространение звука под водой, приводя к перераспределению акустической интенсивности не только в вертикальной, но в горизонтальной плоскости. Движение солитона вдоль акустической трассы вызывает заметное межмодовое

взаимодействие [2], в то время как движение поперек трассы обуславливает горизонтальную рефракцию, а если идет речь о цуге солитонов, то и фокусировку звука [3].

Значительное число публикаций [4–6] было посвящено решению задачи распространения прямых сигналов в таких сложных гидродинамических условиях, однако не меньший интерес может представлять изучение особенностей обратного рассеяния звуковых волн в присутствии солитонов внутренних волн [7, 8]. В статье [7] был рассмотрен возможный механизм усиления донной реверберации на средней частоте 3 кГц за счет уменьшения угла падения звуковых лучей на дно, которое связано с рефракцией звука в вертикальной плоскости на одиночном солитоне. Увеличение уровня реверберации, приходящей с участка дна сразу за одиночным солитоном, достигало 10 дБ. Понятно, что гидролокационная система может воспринять этот сигнал как ложный отклик от рассеивателя в толще волновода. Стоит добавить, что работы, где рассматривалось

бы влияние горизонтальной рефракции на сигналы обратного рассеяния, нам не известны.

В настоящей работе в рамках модовой теории получены выражения для амплитуды низкочастотных (до нескольких сотен герц) реверберационных сигналов, приходящих с различных направлений и регистрируемых приемной системой, находящейся вблизи излучателя (моностатическая схема). В этих выражениях в зависимости от направления наблюдения учитываются или межмодовое взаимодействие, или горизонтальная рефракция акустических волн. Проводится оценка пространственно-временной изменчивости интерференционной структуры донной реверберации в широкой полосе частот при движении цуга солитоноподобных внутренних волн, зарегистрированного в эксперименте Shallow Water'06 [9]. Реверберационные сигналы принимаются в направлении вдоль и поперек фронта солитонов внутренних волн.

ОПИСАНИЕ СИГНАЛОВ ДОННОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ

Рассмотрим мелководный акустический волновод, имеющий постоянную глубину H . Будем полагать, что реверберация обусловлена присутствием небольших шероховатостей на поверхности дна и наличием неоднородностей в верхнем слое осадков, которые объединены в одно поле неоднородностей [10, 11]. Указанные неоднородности предполагаются статистически однородными и изотропными.

Выберем декартову систему координат (x, y, z) , начало которой находится на верхней границе волновода. Источник звука является монопольным и расположен в точке с координатами $\mathbf{r}_{sc} = (0, 0, z_s)$. Комплексная амплитуда звукового поля такого источника на некоторой частоте $\omega = 2\pi f$ в точке на дне волновода $\mathbf{r}_{sc} = (x_{sc}, y_{sc}, H)$ может быть разложена по локальным модам [12]

$$p(\mathbf{r}_{sc}; \mathbf{r}_s) = \sum_m F_m(\mathbf{r}_{sc}; \mathbf{r}_s) \Psi_m(\mathbf{r}_{sc}). \quad (1)$$

Здесь $\Psi_m(\mathbf{r}_{sc})$ – локальные волноводные моды, $F_m(\mathbf{r}_{sc}; \mathbf{r}_s)$ – модальные амплитуды. Радиус-вектор \mathbf{r}_{sc} определяет положение элементарной рассеивающей площадки.

Если рассматривать одиночный рассеиватель, то регистрируемая на приемнике в точке \mathbf{r}_r комплексная амплитуда рассеянного поля имеет вид

$$p_{sc}(\mathbf{r}_r; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}_{sc}) = \sum_m \sum_{m'} S_{mm'}(\mathbf{r}_{sc}) F_m(\mathbf{r}_{sc}; \mathbf{r}_s) \times F_{m'}(\mathbf{r}_r; \mathbf{r}_{sc}) \Psi_m(\mathbf{r}_{sc}) \Psi_{m'}(\mathbf{r}_r)$$

или, если воспользоваться принципом взаимности [13], т.е. положить, что $F_{m'}(\mathbf{r}_r; \mathbf{r}_{sc}) \Psi_{m'}(\mathbf{r}_r) =$

$= F_{m'}(\mathbf{r}_{sc}; \mathbf{r}_r) \Psi_{m'}(\mathbf{r}_{sc})$, то амплитуду можно записать как

$$p_{sc}(\mathbf{r}_r; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}_{sc}) = \sum_m \sum_{m'} S_{mm'}(\mathbf{r}_{sc}) F_m(\mathbf{r}_{sc}; \mathbf{r}_s) \times F_{m'}(\mathbf{r}_{sc}; \mathbf{r}_r) \Psi_m(\mathbf{r}_{sc}) \Psi_{m'}(\mathbf{r}_{sc}). \quad (2)$$

В этих выражениях $S_{mm'}(\mathbf{r}_{sc})$ имеет смысл матрицы преобразования из моды с номером m прямого поля в моду с номером m' рассеянного поля [14]. В случае изотропного поля рассеяния, описываемого комплексной случайной функцией $\eta(\mathbf{r}_{sc})$, и рассмотрения только обратного рассеяния (точка \mathbf{r}_r находится вблизи \mathbf{r}_s) эта матрица принимает вид $S_{mm'}(\mathbf{r}_{sc}) = \eta(\mathbf{r}_{sc}) \sqrt{\sin \theta_m(\mathbf{r}_{sc}) \sin \theta_{m'}(\mathbf{r}_{sc})}$ (подробное описание этой зависимости дано в работе [10]), где $\theta_m(\mathbf{r}_{sc})$ – угол скольжения бриллюэновского луча, отвечающего m -й моде. При этом амплитуда и фаза случайной функции $\eta(\mathbf{r}_{sc})$ являются статистически независимыми величинами, первая из которых подчиняется распределению Рэлея, а вторая – равномерному распределению. При вычислении звукового поля взаимодействие между модами в прямом сигнале, обусловленное небольшими шероховатостями дна, не учитывается. Также предполагается, что коэффициент обратного рассеяния не зависит от горизонтального угла в интервале нескольких градусов, соответствующем характерным углам горизонтальной рефракции [3].

Результирующий реверберационный сигнал находится путем суммирования вкладов всех элементарных рассеивателей, покрывающих площадь S

$$P_{sc}(\mathbf{r}_r; \mathbf{r}_{sc}) = \iint_S p_{sc}(\mathbf{r}_r; \mathbf{r}_s, \mathbf{r}_{sc}) dx_{sc} dy_{sc}. \quad (3)$$

Для получения временной реализации реверберационного сигнала требуется расчет $P_{sc}(\mathbf{r}_r; \mathbf{r}_s)$ для набора частот и последующее обратное преобразование Фурье.

Предположим, что солитоны внутренних волн распространяются по направлению к источнику звука вдоль оси x (фронт пакета солитонов ориентирован параллельно оси y). Приемная система, позволяющая выделять реверберационные сигналы с заданного направления, находится вблизи источника звука (моностатическая схема). Сигналы обратного рассеяния регистрируются в направлении вдоль и поперек фронта солитонов внутренних волн за счет соответствующего фазирования системы приемников.

Для поиска модальных амплитуд $F_m(\mathbf{r}_{sc}; \mathbf{r}_s)$ в случае, когда звук распространяется поперек фронта интенсивных внутренних волн (вдоль оси x), необходимо учитывать взаимодействие между модами, а горизонтальной рефракцией можно пренебречь. При плавных возмущениях в толще волновода, когда характерный масштаб изменчи-

ности $|F_m|$ много больше длины звуковой волны λ и обратное рассеяние пренебрежимо мало, амплитуды определяются решением системы дифференциальных уравнений первого порядка [13]

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dF_1}{dx} = i\xi_1(x) F_1 + \sum_n b_{1n}(x) F_n, \\ \frac{dF_2}{dx} = i\xi_2(x) F_2 + \sum_n b_{2n}(x) F_n, \\ \dots \\ \dots \\ \frac{dF_M}{dx} = i\xi_M(x) F_M + \sum_n b_{Mn}(x) F_n. \end{array} \right. \quad (4)$$

Здесь ξ_m суть комплексные горизонтальные волновые числа мод (причем $\text{Re}(\xi_m) = q_m$), M – общее число рассматриваемых мод (в настоящей работе учитывались только распространяющиеся моды), b_{mn} – коэффициенты межмодового взаимодействия:

$$b_{mn} = -\frac{\delta_{mn}}{2q_m} \frac{dq_m}{dx} + \frac{q_n}{2q_m} B_{nm} - \frac{1}{2} B_{mn},$$

$$B_{mn} \approx \int_0^H \psi_m \frac{\partial \psi_n}{\partial x} dz \approx -B_{nm}.$$

Расчет модальных амплитуд в ситуации, когда звук распространяется примерно вдоль фронта солитонов внутренних волн, будем проводить в рамках метода модовых параболических уравнений [15]. Модальные амплитуды в этом случае удовлетворяют уравнению

$$\Delta_{\perp} F_m(x, y) + \xi_m^2(x, y) F_m(x, y) = 0,$$

решение которого ищется в виде

$$F_m(x, y) = A_m(x, y) \exp(i\xi_m(0, 0)y).$$

В итоге для определения коэффициента A_m имеем параболическое уравнение

$$\frac{\partial A_m}{\partial x} = \frac{i}{2q_m(0, 0)} \left(\frac{\partial^2 A_m}{\partial y^2} + [q_m^2(x, y) - q_m^2(0, 0)] A_m \right).$$

В промежуточной ситуации, когда звук распространяется под косыми углами к фронту пакета солитонов, справедливо адиабатическое приближение [12]. В работе [16] в рамках указанного приближения уже были рассмотрены особенности интерференционной структуры донной реверберации в условиях приливных внутренних волн.

ПАРАМЕТРЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Расчеты реверберационных сигналов выполнялись для области Атлантического шельфа, где

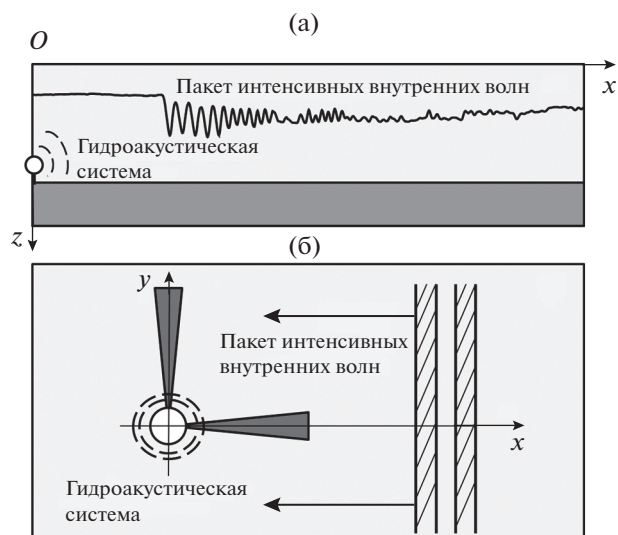


Рис. 1. (а) – Вертикальный и (б) – горизонтальный разрез модельного акустического волновода.

проводился крупномасштабный акусто-океанографический эксперимент Shallow Water'06 [9]. Эта область находится в 160 км от берегов Нью-Джерси. Выбор этой акватории обусловлен наличием большого архива температурных профилей, записанных во время проходов интенсивных внутренних волн. Схема численного эксперимента представлена на рис. 1. Максимальное расстояние для расчетов принималось равным 10 км.

Толщина водного слоя H составляла 80 м. Дно моделировалось как однородная жидкая поглощающая среда со следующими параметрами: скорость звука $c_b = 1800$ м/с, плотность $\rho_b = 1800$ кг/м³, коэффициент поглощения $\beta_b = 0.33$ дБ/λ.

Характеристики поля рассеяния брались такими же, как и в работах [16, 17]. Вычисление стохастической зависимости $\eta(\mathbf{r}_{sc})$, описывающей флуктуации поля рассеяния (см. комментарий после формулы (2)), проводилось на квадратной сетке с шагом 25 м. Ввиду того, что нас интересовали только относительные уровни донной реверберации, средняя амплитуда этой зависимости $\langle |\eta(\mathbf{r}_{sc})| \rangle$ для простоты выбиралась равной единице. (Для расчета абсолютных значений амплитуды рассеянного поля следует пользоваться связью величины $\langle |\eta(\mathbf{r}_{sc})| \rangle$ с усредненным коэффициентом обратного рассеяния [10], который определяется экспериментально.)

Невозмущенный профиль скорости звука приведен на рис. 2а. Изменение профиля скорости звука при прохождении пакета солитоноподобных внутренних волн 19 августа 2006 г. показано на рис. 2б. Для получения распределения на рис. 2б были использованы данные с термисторной це-

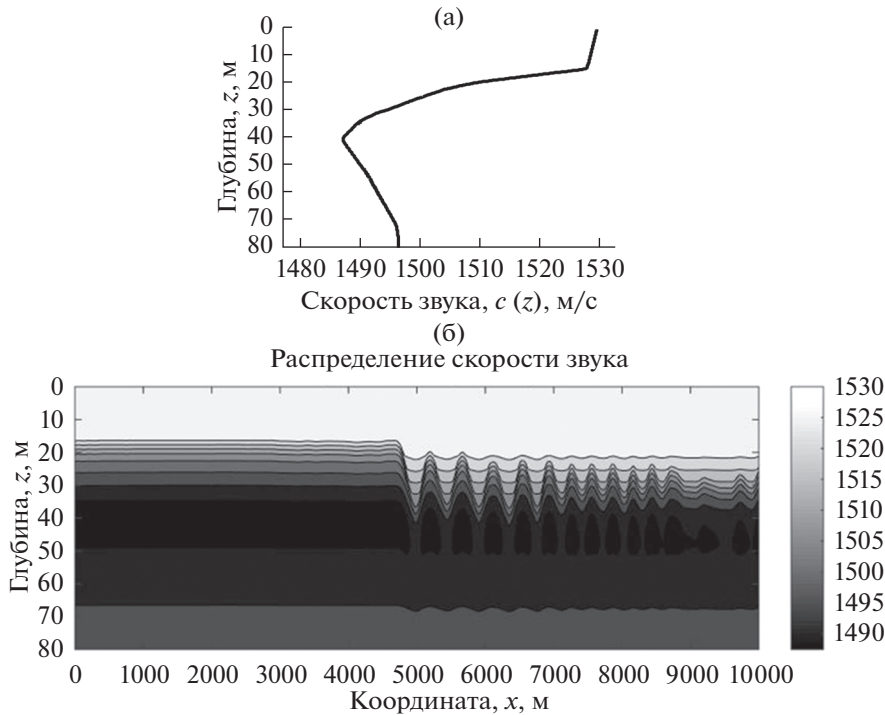


Рис. 2. (а) – Невозмущенный профиль скорости звука и (б) – его изменчивость при наличии пакета интенсивных внутренних волн.

почки и датчиков СТД, установленных в точке с координатами $39^{\circ}01.2516'$ с.ш., $73^{\circ}02.9833'$ з.д., а также информация о скорости движения солитонов (1 м/с). Фронт пакета внутренних волн предполагался плоским.

Вычисление комплексной амплитуды реверберационного сигнала, приходящего с заданного направления, проводилось с помощью формулы (3) и суммирования по участку дна S , попадающему в угол обзора приемной системы. Угол обзора выбирался равным 5° , глубина приема – $z_r = 40$ м или $z_r = 78$ м. Другие геометрические параметры приемной системы в настоящей работе не конкретизируются. Данному вопросу уделено внимание в статье [17], где рассмотрена работа круговой и линейной горизонтальной антенны.

Источник звука располагался на тех же глубинах, что и приемная система, $z_s = 40$ или $z_s = 78$ м, и излучал импульсные сигналы в полосе частот 100–300 Гц (также возможно излучение сложных сигналов длительностью до нескольких секунд с последующей корреляционной обработкой).

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Временные реализации реверберационных сигналов $R(t)$ были получены путем вычисления комплексных амплитуд по формуле (3) в диапазо-

не частот от ω_1 до ω_2 (100–300 Гц) с последующим обратным преобразованием Фурье: $R(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{src}(\omega) P_{sc}(\omega, \mathbf{r}_r; \mathbf{r}_s) e^{-i\omega t} d\omega$. Спектр короткого излучаемого импульса $S_{src}(\omega)$ предполагался равномерным в указанном частотном диапазоне. Сигнал $R(t)$ подвергался спектральному анализу с целью получения скользящего спектра (спектрограммы): $S(\omega, t') = \left| \int_0^T R(t) W(t-t') e^{i\omega t} dt \right|$, где $W(t-t')$ – весовая функция Хемминга с шириной окна 0.25 с, T – интервал обработки, который был равен 15 с.

Вначале обратимся к ситуации, когда фронт приближающегося пакета солитонов внутренних волн находится на расстоянии 5 км, а рассеянный дном сигнал, приходящий со всех направлений, регистрируется на одиночном гидрофоне. Результаты расчетов реверберационных сигналов для глубины источника и приемника 40 м показаны на рис. 3. На рис. 3а приведены интегральные уровни реверберационных сигналов в отсутствие и при наличии солитонов. Здесь и далее на оси абсцисс отложено расстояние до рассеивающей площадки $r_{sc} = c_0 t' / 2$, где скорость звука c_0 выбиралась равной 1480 м/с. Интегральные уровни реверберации пронормированы на максимальное

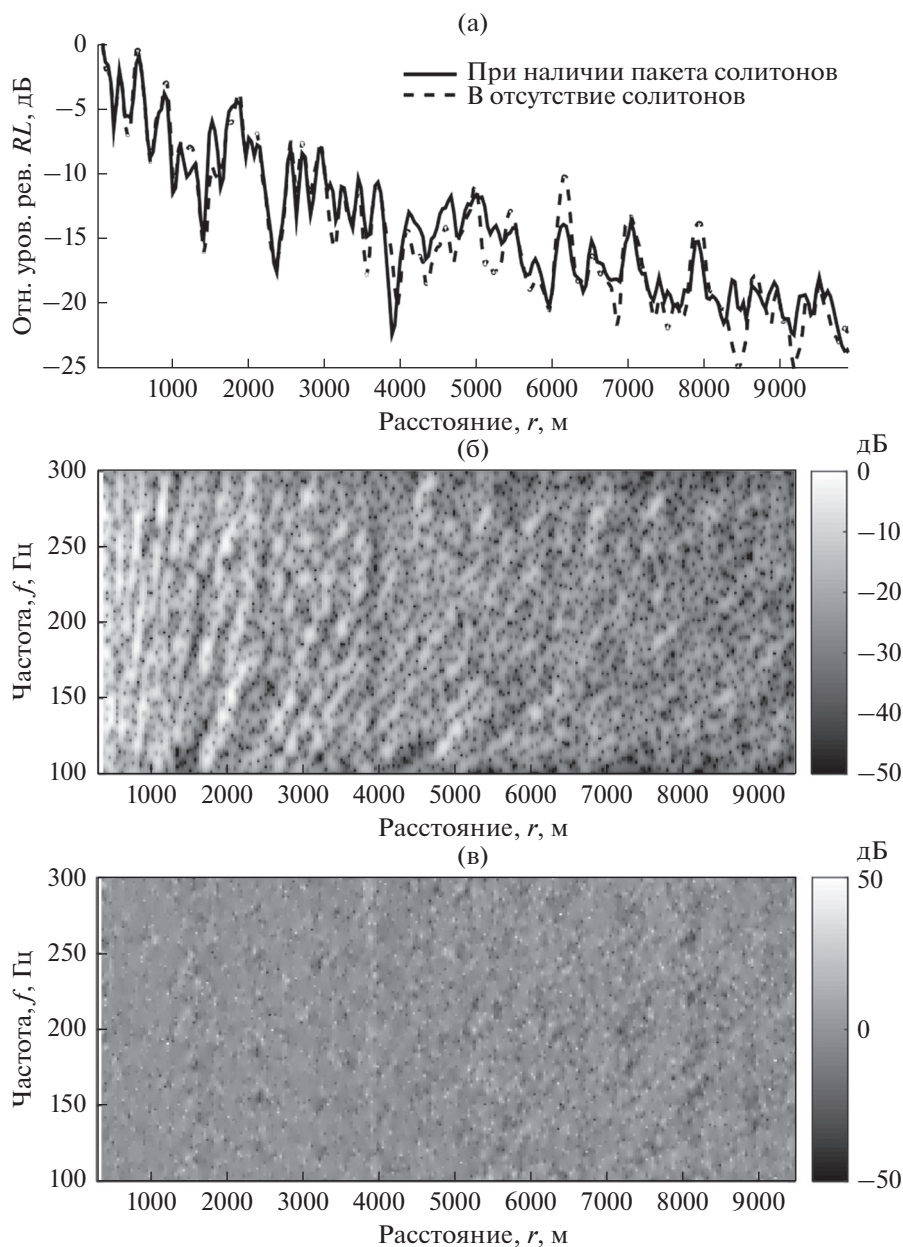


Рис. 3. (а) – Зависимость интегрального уровня реверберации в отсутствие и при наличии пакета солитонов внутренних волн; (б) – интерференционная структура донной реверберации при наличии солитонов внутренних волн; (в) – разность интерференционных структур для возмущенного и невозмущенного волноводов. Глубина источника и приемника равна 40 м. Расстояние до пакета солитонов 5 км. Прием реверберационного сигнала осуществляется на одиночный гидрофон.

значение и представлены в логарифмическом масштабе

$$RL = 10 \lg \frac{\int_{\omega_1}^{\omega_2} |S(\omega, r_{sc})|^2 d\omega}{\max_{r_{sc}} \left(\int_{\omega_1}^{\omega_2} |S(\omega, r_{sc})|^2 d\omega \right)}.$$

Спектрограмма принимаемого рассеянного сигнала в волноводе с интенсивными внутренними волнами и разность спектрограмм для возмущенного и невозмущенного волноводов приведены на рис. 3б и 3в, соответственно. Как следует из приведенных рисунков, при регистрации на одиночный гидрофон наличие цуга внутренних солитонов практически не влияет ни на среднюю интенсивность, ни на спектр рассеянного дном низкочастотного звукового поля.

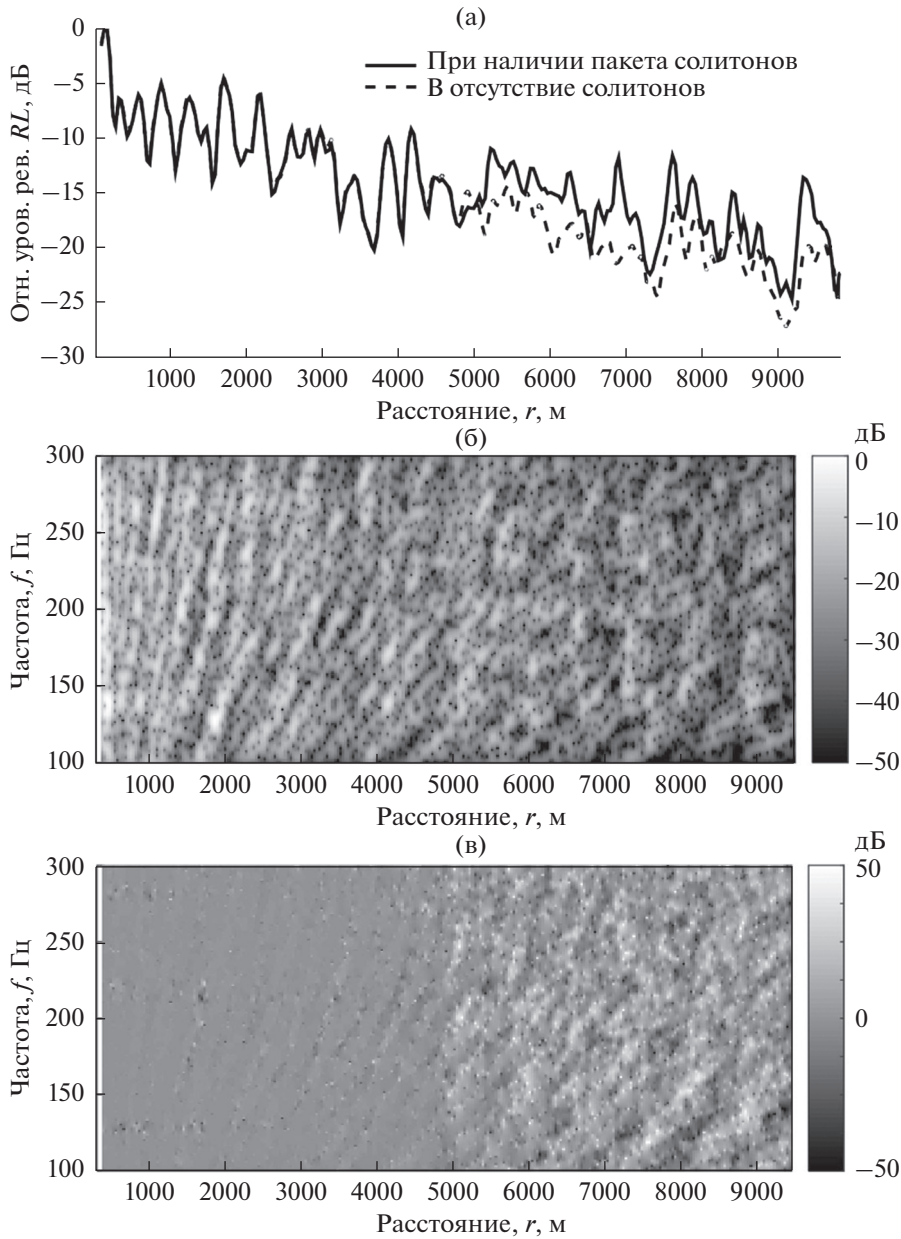


Рис. 4. (а) – Зависимость интегрального уровня реверберации в отсутствие и при наличии пакета солитонов внутренних волн; (б) – интерференционная структура донной реверберации при наличии солитонов внутренних волн; (в) – разность интерференционных структур для возмущенного и невозмущенного волноводов. Глубина источника и приемной системы 40 м. Расстояние до пакета солитонов 5 км. Выделение реверберационных сигналов осуществляется в направлении на фронт пакета солитонов.

Теперь рассмотрим случай, когда реверберационный сигнал регистрируется приемной системой только в направлении на фронт возмущения (рис. 4). Можно заметить, что при антенной обработке и наличии цуга внутренних волн наблюдается увеличение средней интенсивности реверберационного сигнала, отвечающего области за их фронтом (рис. 4а). В рамках модовой теории это объясняется “перекачкой” энергии из низших мод, слабо взаимодействующих с дном, в высшие

донно-поверхностные моды, бриллюэновские лучи которых падают на дно под большими углами. Для некоторых расстояний усиление достигает 7 дБ, однако эта величина является сравнимой с глубиной интерференции и оказывается меньшей, чем при использовании более высокочастотных (3 кГц) сигналов [7]. На рис. 4б приведена спектрограмма сигнала реверберации в присутствии внутренних солитонов, где прослеживается интерференционная структура сигналов обратного рассе-

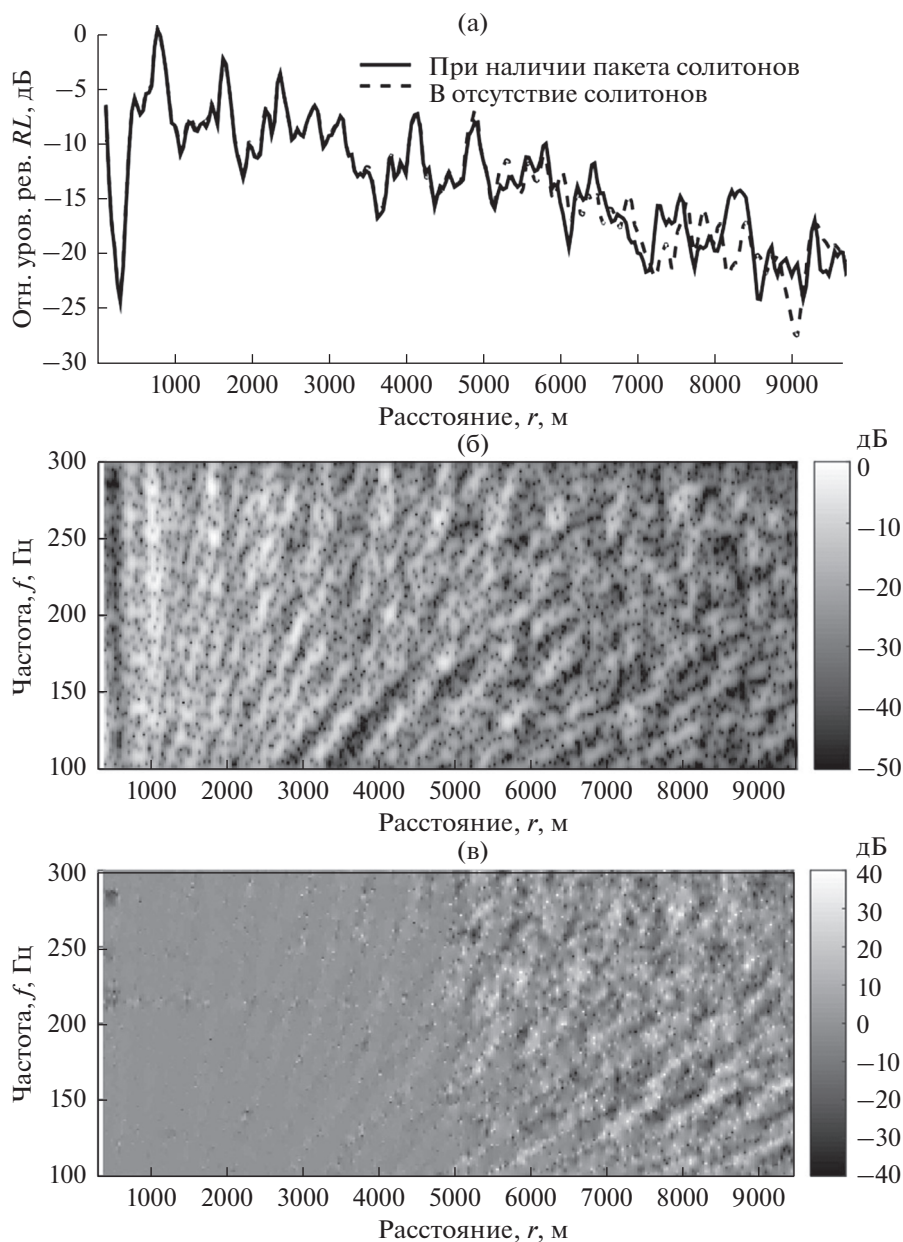


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но для глубины источника и приемной системы 78 м.

яния, а на рис. 4в разность спектрограмм, отвечающих возмущенному и невозмущенному волноводам. Как видно, двумерная картина на последнем графике оказывается более контрастной, чем на рис. 4в, и более информативной для обнаружения гидродинамической неоднородности, чем сравнение интегральных уровней на рис. 4а.

На рис. 5 приведены аналогичные рис. 4 результаты, но для излучателя, находящегося вблизи дна на глубине 78 м. При такой глубине источника звука возбуждаются главным образом высшие моды, которые сильно взаимодействуют с дном. Сделать вывод о наличии солитонов при

сопоставлении интегральных уровней в этом случае оказывается невозможным (рис. 5а), однако разность интерференционных картин все еще позволяет определять расстояние до фронта неоднородности (рис. 5в).

Снова расположим источник звука на глубине 40 м и будем изменять направление обзора системы ϕ в пределах от -60° до $+60^\circ$ с шагом 6° . (Направление, перпендикулярное фронту цуга солитонов, отвечает углу 0° .) Для каждого направления ϕ разность интерференционных картин при наличии и в отсутствие солитонов представим как $\Delta S_{lg}(\omega, r_{sc}, \phi) = 20 \lg |S(\omega, r_{sc}, \phi)| - 20 \lg |S_0(\omega, r_{sc}, \phi)|$, а затем вы-

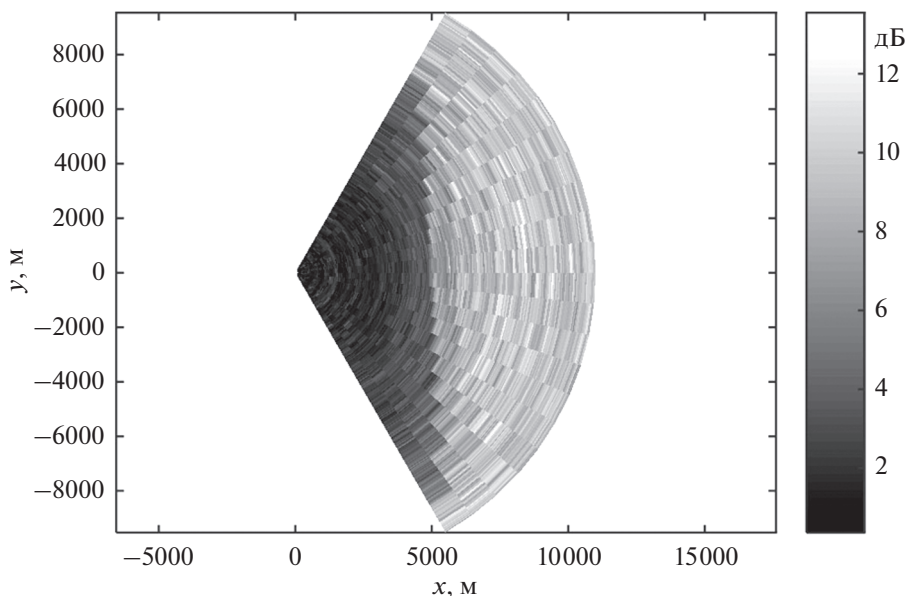


Рис. 6. Пространственное распределение величины $s(r_{sc}, \phi)$, представленное в декартовой системе координат.

числим среднеквадратичное отклонение этой величины вдоль оси частот в виде $s(r_{sc}, \phi) = \sqrt{\langle |\Delta S_{lg}(\omega, r_{sc}, \phi)|^2 \rangle_\omega}$. Результаты расчета $s(r_{sc}, \phi)$ для различных углов наблюдения и расстояний до рассеивающей площадки представлены в яркостном виде на рис. 6 в декартовой системе координат. Можно видеть, что полученное распределение является достаточно наглядным и позволяет определять расстояние до фронта солитонов, а также оценивать геометрию этого фронта. Таким образом, выделяя интерференционные картины реверберационных сигналов в различные моменты времени (при наличии и в отсутствие возмущения) и в различных направлениях, можно идентифицировать данный тип возмущения. Наличие протяженного фронта позволяет отличить солитон внутренних волн от сосредоточенной неоднородности.

Обратимся к ситуации, когда пакет солитонов внутренних волн находится вблизи излучателя и приемной системы и реверберационные сигналы регистрируются параллельно фронту возмущения. В этом случае будет происходить перераспределение акустической энергии в горизонтальной плоскости, сопровождающееся более (менее) интенсивной засветкой некоторых участков дна, от которых будет приходить более сильный (слабый) реверберационный сигнал. При нахождении акустического излучателя в области максимального смещения термоклина будет происходить дефокусировка звука и средняя интенсивность реверберационного сигнала будет на 3–5 дБ ниже (рис. 7а, штриховая линия), чем в случае удаленного пакета

солитонов (рис. 7а, сплошная линия). Попадание излучателя между гребнями солитонов и соответствующая фокусировка звука в горизонтальной плоскости могут приводить к увеличению интенсивности реверберации на величину около 5 дБ (рис. 7а, пунктирная линия). Также по мере приближения фронта возмущения горизонтальная рефракция будет приводить к постепенному разрушению интерференционных полос в пространственно-частотном распределении донной реверберации (рис. 7б и 7в отвечают дефокусировке и фокусировке звука, соответственно), что может являться характерным признаком движущейся неоднородности такого типа. Напомним, что согласно результатам численного моделирования линейные внутренние волны приводят только к смещению интерференционной картины, а не к ее разрушению [16].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численные эксперименты показали, что зависимость средней интенсивности реверберации от расстояния до рассеивающей площадки при наличии цуга солитоноподобных внутренних волн меняется несущественно по сравнению с невозмущенным волноводом. В то же время анализ интерференционной картины, выделяемой в заданном направлении наблюдения, предоставляет дополнительные возможности мониторинга возмущений в водной толще. При выделении реверберационных сигналов в направлении на пакет солитонов интерференционная картина кардинально перестраивается для участков дна, расположенных за фронтом возмущения. По вариациям интерферен-

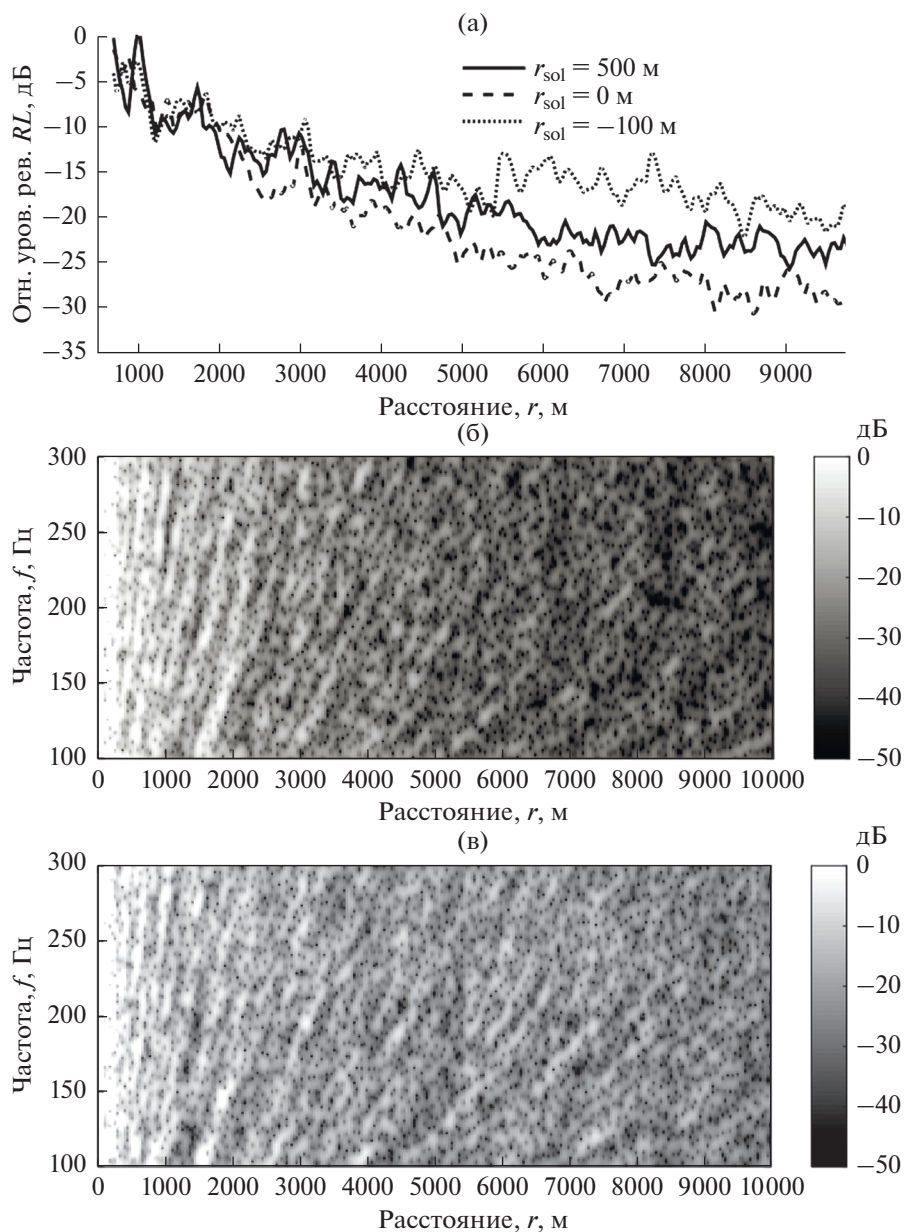


Рис. 7. (а) – Зависимость интегрального уровня реверберации при движении пакета солитонов внутренних волн вблизи источника и приемной системы; интерференционные структуры реверберационных сигналов, отвечающие (б) – дефокусировке и (в) – фокусировке звука в горизонтальной плоскости. Выделение сигналов осуществляется в направлении, параллельном фронту пакета солитонов. r_{sol} – расстояние до фронта пакета солитонов.

ционной картины можно определять расстояние до границы возмущенной области, а также оценивать форму ее фронта. Наличие протяженного движущегося фронта возмущения является отличительной чертой солитонов внутренних волн, по которой эта гидродинамическая неоднородность может быть идентифицирована. При выделении сигналов поперек направления движения солитонов происходит постепенное “замывание” всей интерференционной картины, что является следствием горизонтальной рефракции и прихода

сигналов в заданную точку по нескольким траекториям.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 16-32-60194.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сабинин К.Д., Серебряный А.Н. “Горячие точки” в поле внутренних волн в океане // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 3. С. 410–436.

2. 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.
3. Кацнельсон Б.Г., Переселков С.А. Горизонтальная рефракция низкочастотного звукового поля, вызванная солитонами внутренних волн в мелководном волноводе // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 6. С. 779–788.
4. Badiey M. et al. Frequency dependence and intensity fluctuations due to shallow water internal waves // J. Acoust. Soc. Am. 2007. V. 122. № 2. P. 747–760.
5. Badiey M, Katsnelson B.G., Lin Y.-T., Lynch J.F. Acoustic multipath arrivals in the horizontal plane due to approaching nonlinear internal waves // J. Acoust. Soc. Am. 2011. V. 129. № 4. P. EL141–EL147.
6. Луньков А.А., Петников В.Г., Hwung Hwung-Hweng, Wang Yu-Huai, Yang Ray-Yeng. Частотные смещения интерференционной структуры звуковых полей в мелком море, обусловленные солитоноподобными внутренними волнами второй моды // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 1. С. 77–85.
7. Henyeu F.S., Tang D. Reverberation clutter induced by nonlinear internal waves in shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 2013. V. 134. № 4. P. EL289–EL293.
8. Park J., Yang H., Seong W., Choo Y. Reverberation level modeling via coupled mode approach in shallow-water sound channel with internal solitary waves // J. Theoret. Comput. Acoust. 2018. P. 1850045.
9. Newhall A.E. et al. Acoustic and oceanographic observations and configuration information for the WHOI moorings from the SW06 experiment / Woods Hole Oceanog. Inst. Tech. Rept. 2007.
10. Григорьев В.А., Кузькин В.М., Петников В.Г. Низкочастотная донная реверберация в мелководных районах океана // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 1. С. 44–54.
11. LePage K. Bottom reverberation in shallow water: Coherent properties as a function of bandwidth, waveguide characteristics, and scatterer distribution // J. Acoust. Soc. Am. 1999. V. 106. № 6. P. 3240–3254.
12. Katsnelson B., Petnikov V., Lynch J. Fundamentals of shallow water acoustics. Springer, New York, Dordrecht, Heidelberg, London, 2012. 540 p.
13. Бреховских Л.М., Гордин О.А. Акустика неоднородных сред. Т. 2: Звуковые поля в слоистых и трехмерно-неоднородных средах. М.: Наука, 2009. 426 с.
14. Ellis D.D. A shallow-water normal-mode reverberation model // J. Acoust. Soc. Am. 1993. V. 97. № 5. P. 2804–2814.
15. Collins M.D. The adiabatic mode parabolic equation // J. Acoust. Soc. Am. 1993. V. 94. № 4. P. 2269–2278.
16. Луньков А.А. Интерференционная структура низкочастотных реверберационных сигналов в мелком море // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 5. С. 596–604.
17. Луньков А.А. Реверберация широкополосных сигналов в мелком море при использовании фокусировки звука // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 3. С. 359–368.