
АКУСТИКА ОКЕАНА.
ГИДРОАКУСТИКА

УДК 534.231

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЗВУКА, ВЫЗВАННЫЕ ДВИЖЕНИЕМ СОЛИТОНОВ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ASIAEX

© 2024 г. В. А. Григорьев^{a,b,*}

^aВоронежский государственный университет,
Университетская пл. 1, Воронеж, 394018 Россия

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

*e-mail: grig4@yandex.ru

Поступила в редакцию 20.05.2024 г.

После доработки 08.07.2024 г.

Принята к публикации 29.10.2024 г.

Рассматривается один из эпизодов эксперимента ASIAEX 2001 (Южно-Китайское море), в котором вдоль двух стационарных акустических трасс длиной 32 и 19 км двигался крупный солитон внутренних волн, и наблюдались связанные с этим флуктуации интенсивности низкочастотного звука (224 и 300 Гц). В ходе исследования было обнаружено явление постоянства доминирующей частоты флуктуаций с течением времени. Например, при шестичасовом движении солитона вдоль длинной трассы, где глубина моря изменялась в три раза (с 350 до 120 м), а скорость солитона — в два раза (с 2 до 1 м/с), доминирующая частота флуктуаций оставалась приблизительно постоянной и равной 1.5 ц/ч с точностью 10%. В работе анализируются причины данного явления. Для этого солитон рассматривается в рамках двухслойной модели водной среды, а распространение звука — в рамках модовой и лучевой теорий. Согласно лучевой теории, доминирующая частота флуктуаций определяется отношением скорости солитона к циклу луча, ответственному за доминирующие флуктуации. В модовой теории получено аналогичное выражение, где роль цикла луча играет комбинация пространственных периодов биения нескольких пар мод. Показано, что при изменении глубины моря скорость солитона и цикл луча изменяются практически пропорционально, в результате чего доминирующая частота флуктуаций остается постоянной. Описанное явление может иметь универсальный характер и не ограничиваться акваторией ASIAEX. Постоянство доминирующей частоты позволяет, в частности, определить переменную скорость солитона как функцию времени или расстояния, что успешно продемонстрировано в работе и может быть использовано для акустического мониторинга солитонов.

Ключевые слова: ASIAEX, солитон внутренних волн, флуктуации интенсивности звука, доминирующая частота флуктуаций, определение скорости солитона

DOI: 10.31857/S0320791924060059, **EDN:** JTVQVT

ВВЕДЕНИЕ

Эксперимент ASIAEX (Asian Seas International Acoustics Experiment) проводился международной группой ученых в апреле-августе 2001 г. в северной части Южно-Китайского моря (рис. 1) [1]. Одной из целей эксперимента было исследование распространения звука в условиях высокой неустойчивости водной среды в районе бровки континентального шельфа, связанной с прохождением солитонов внутренних волн рекордных амплитуд (более 100 м).

Солитоны северной части Южно-Китайского моря являются крупнейшими из зарегистрированных в Мировом океане [2, 3]. Для иллюстрации на

рис. 2 показан уединенный солитон амплитудой 150 м при глубине моря 350 м, зафиксированный 09.05.2001 в эксперименте ASIAEX с помощью вертикальной термисторной цепочки E1 (красная точка на рис. 1). Амплитуда солитона на рис. 2 измеряется по изотермам, максимально смещенным вниз (20–24 °C). Заметим, что наибольшая амплитуда солитона, измеренная в ASIAEX, равнялась 160 м [4] (08.05.2001 на цепочке E1). В других экспериментах в Южно-Китайском море отмечались солитоны амплитудой 200 м [5]. Такие солитоны фиксировались в глубоководной части моря при глубине 2700 м в точке, отмеченной звездочкой на рис. 1.

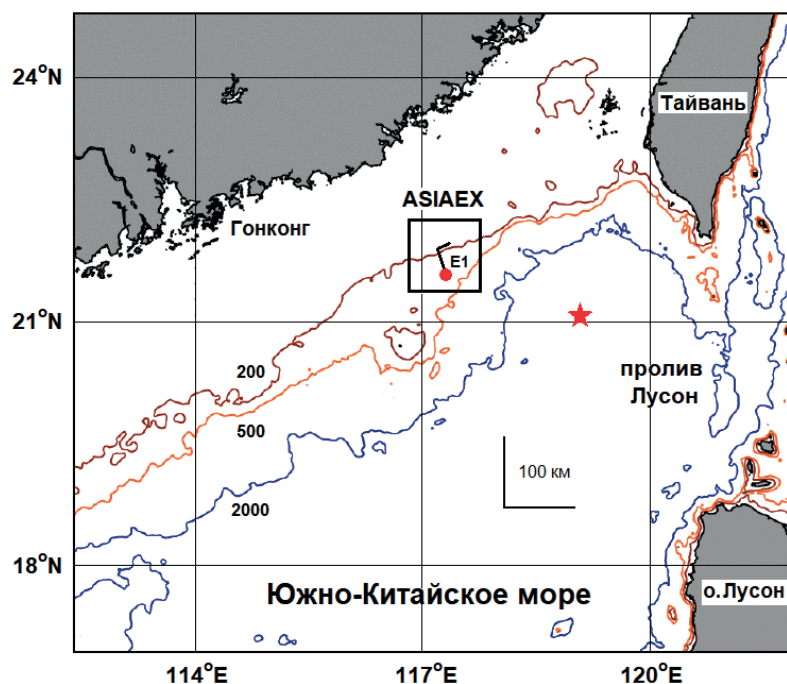


Рис. 1. Район проведения эксперимента ASIAEX с указанием батиметрии. Показаны глубины 200, 500, 2000 м. Солитоны рождались в проливе Лусон и через двое суток, пройдя глубоководную часть моря, наблюдались в районе ASIAEX.

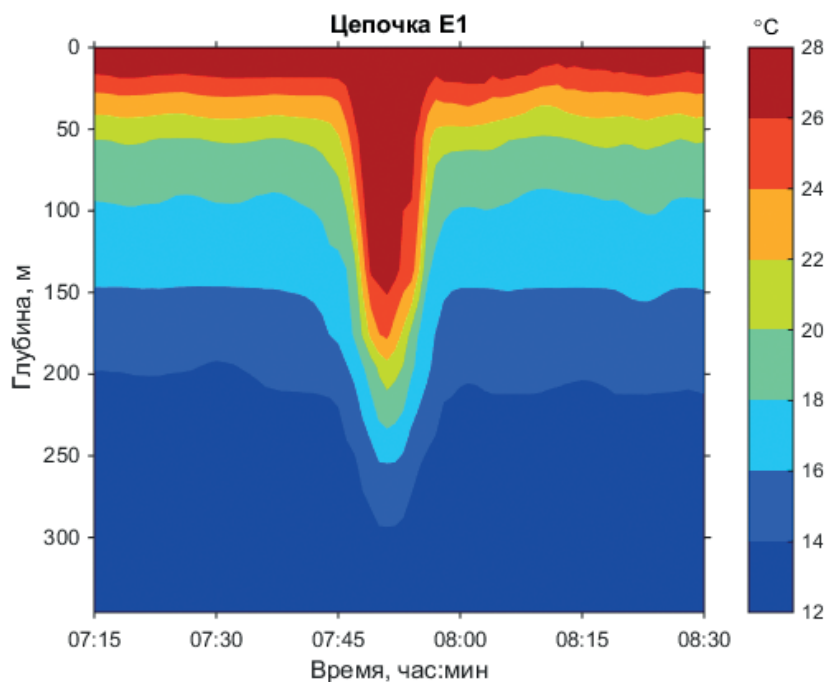


Рис. 2. Солитон амплитудой 150 м при глубине моря 350 м, зарегистрированный 09.05.2001 в эксперименте ASIAEX с помощью термисторной цепочки E1.

В горизонтальной плоскости солитоны представляют собой протяженные (сотни километров) фронты,двигающиеся со скоростями $v_{\perp} \sim 1$ м/с перпендикулярно фронту. Фронты солитонов наблюдаются визуально по изменению

поверхностного волнения моря (сулойные полосы), а также фиксируются на радарных и спутниковых снимках [3, 6]. На рис. 3 приведен типичный спутниковый снимок солитона, сделанный 05.05.2001 в момент прохождения акустических

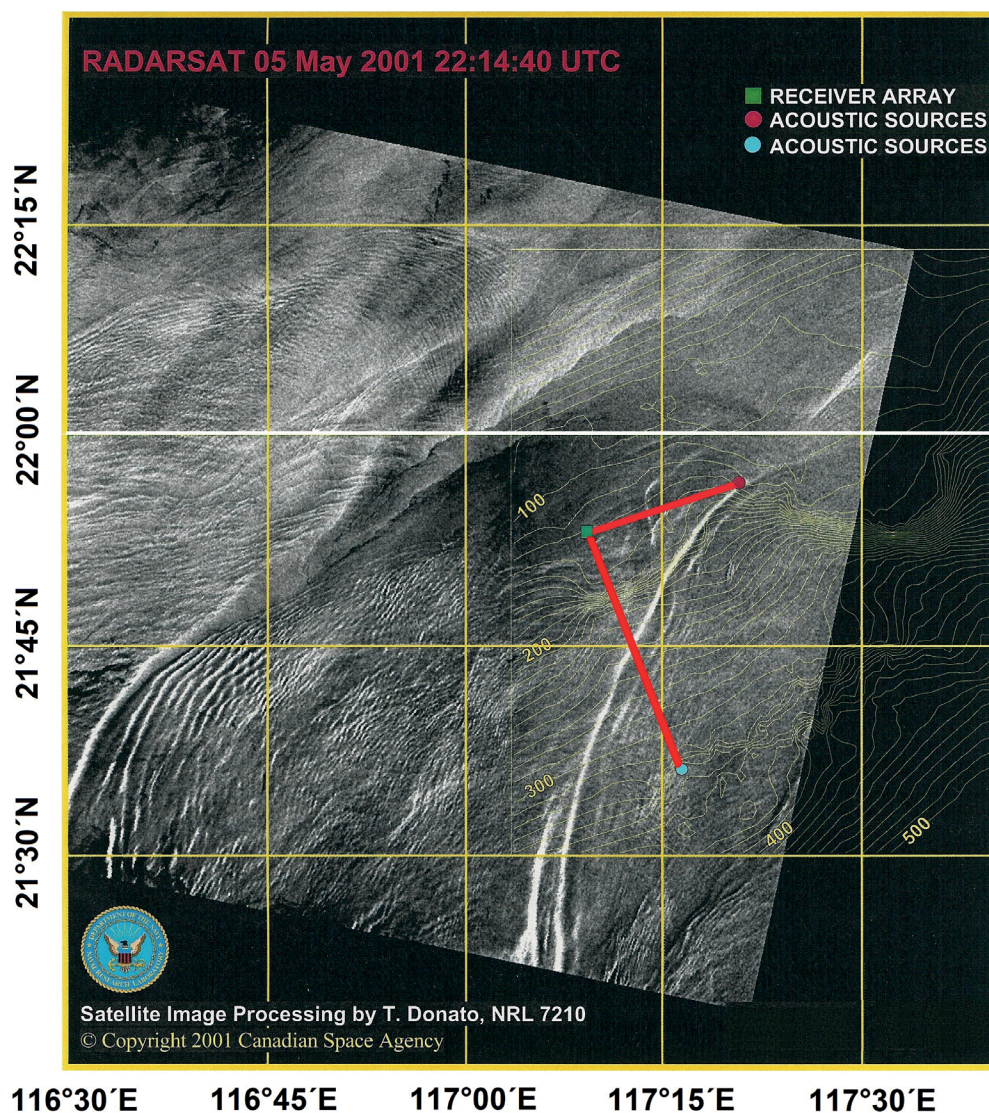


Рис. 3. Типичный спутниковый снимок солитона, сделанный 05.05.2001 в момент прохождения акустических трасс ASIAEX. Трассы выделены красным цветом. Белая линия, пересекающая трассы, — это фронт солитона.

трасс ASIAEX. Трассы выделены красным цветом. Белая линия, пересекающая трассы, — это фронт солитона.

Исследования показывают [6–8], что генерация солитонов, регистрируемых в ASIAEX, происходит в центральной части пролива Лусон, почти в 500 км от района ASIAEX (рис. 1). Пролив Лусон находится между островами Тайвань и Лусон. Острова соединяются подводным хребтом, который в ряде мест выходит на поверхность моря в виде мелких островов. Два раза в сутки под действием приливных течений на подводном хребте возбуждаются интенсивные внутренние волны с амплитудами первых десятков метров,двигающиеся в западном направлении. Первоначально данные волны не содержат солитонов и описываются

как динамично меняющийся нелинейный внутренний прилив [7]. По мере удаления от пролива Лусон в глубоководную часть моря с глубинами около 3000 м в структуре интенсивных внутренних волн появляются устойчивые солитоны с максимальными амплитудами до 200 м [5].

К району ASIAEX, а точнее к изобате 350 м, где была установлена самая глубоководная термисторная цепочка E1 (рис. 1), солитоны приходят через двое суток от момента породившего их прилива в проливе Лусон [7]. Еще 6 часов солитоны двигаются по акватории ASIAEX до изобаты 120 м. На мелководье крупные солитоны уменьшают свою амплитуду и разбиваются на несколько мелких, формируя пакет (или цуг) солитонов. Уменьшается также скорость солитонов. При перемещении над

континентальным склоном, где глубина моря меняется от 3000 до 350 м, скорость солитонов уменьшается от $v_{\perp} \approx 3$ м/с до $v_{\perp} \approx 2$ м/с. На изобате 120 м, которая лежит в зоне шельфа, скорость солитонов составляет $v_{\perp} \approx 1$ м/с.

Подчеркнем, что солитоны имеют предельно большие амплитуды внутренних волн, возможные для данной акватории (глубоководной или мелководной). Это делает солитоны ключевыми участниками многих процессов, происходящих в океане, и вызывает повышенный интерес к их изучению. Например, благодаря солитонам усиливается вертикальное перемешивание вод океана, что приводит к глубокой аэрации водной толщи и развитию жизни на больших глубинах. В шельфовой зоне океана турбулентные потоки воды, связанные с солитонами, достигают дна и формируют течения, обеспечивающие перенос донных осадков. Эти же течения и потоки (горизонтальные и вертикальные) угрожают движению подводных судов и создают проблемы при эксплуатации объектов подводной инженерии.

С точки зрения акустики солитоны представляют собой существенные неоднородности скорости звука в воде, которые приводят к значительному перераспределению акустического поля в пространстве и его флуктуациям во времени. Характер флуктуаций поля в фиксированной точке приема определяется ориентацией фронта солитона относительно акустической трассы. Если угол между фронтом и трассой равен нулю или составляет первые единицы градусов, то на приемнике наблюдаются фокусировка и дефокусировка акустического поля по мере движения солитонов [9, 10]. Данное явление объясняется горизонтальной рефракцией звука. При большем угле наклона фронта к трассе, вплоть до 90° , флуктуации акустического поля хорошо описываются взаимодействием мод в вертикальной плоскости вдоль линии трассы, а горизонтальной рефракцией можно пренебречь. Например, в [11] при анализе флуктуаций звука на солитонах Атлантического шельфа США было показано значительное преобладание механизма взаимодействия мод над механизмом горизонтальной рефракции при угле наклона фронта к трассе равном 9° . На рассмотренные выше механизмы флуктуаций, которые зависят от угла наклона фронта к трассе, может накладываться третий механизм — адиабатический. Адиабатические флуктуации возникают при прохождении солитонов через источник или приемник, и они не зависят от наклона фронта к трассе.

В эксперименте ASIAEX акустические трассы были наклонены к фронтам движущихся солитонов под достаточно большими углами, при которых основным механизмом флуктуаций являлось взаимодействие мод.

Теория флуктуаций звука, обусловленных взаимодействием мод на движущихся вдоль акустической трассы солитонах, разрабатывалась в авторском цикле работ, среди которых отметим следующие [11–20].

Работы [11–18] основывались на экспериментах SWARM (Shallow Water Acoustics in a Random Medium, 1995) [21] и SW06 (Shallow Water 2006) [22]. Данные эксперименты проводились на плато Атлантического шельфа США в условиях приблизительного постоянства глубины моря и скорости солитонов.

Работы [19, 20] посвящены эксперименту ASIAEX. В отличие от SWARM и SW06, в данном эксперименте рассматривалась неоднородная трасса, пересекающая бровку шельфа, где глубина моря изменялась приблизительно в три раза, а скорость солитонов — в два раза.

Несмотря на существенные различия в условиях проведения экспериментов SWARM, SW06 и ASIAEX, было обнаружено общее свойство. Флуктуации интенсивности звука, наблюдаемые на приемнике при перемещении солитона по трассе, имели постоянную доминирующую частоту, характерную для данной трассы. В случае однородной трассы и неизменной скорости солитона, постоянство доминирующей частоты являлось ожидаемым результатом. Однако для неоднородной трассы и переменной скорости солитона, этот факт, впервые обнаруженный в эксперименте ASIAEX [19], оказался неожиданным. Помимо обработки эксперимента в [19] было проведено детальное моделирование флуктуаций поля в рамках модового подхода и взаимодействия мод. В результате были получены очень похожие экспериментальные и теоретические спектрограммы флуктуаций, которые характеризовались приблизительно постоянной доминирующей частотой.

Данная работа является продолжением исследований, начатых в [19], и направлена на изучение стабильности доминирующей частоты флуктуаций в рамках эксперимента ASIAEX. При этом в отличие от [19] рассматриваются две трассы, существующие в эксперименте (рис. 4). Результаты исследований указывают на то, что явление сохранения доминирующей частоты может иметь универсальный характер и не ограничиваться акваторией ASIAEX. Интересным практическим приложением, основанным на постоянстве доминирующей частоты, является возможность определения переменной скорости солитона как функции времени или расстояния вдоль трассы. Эта методика успешно продемонстрирована в работе и может быть использована для акустического мониторинга солитонов.

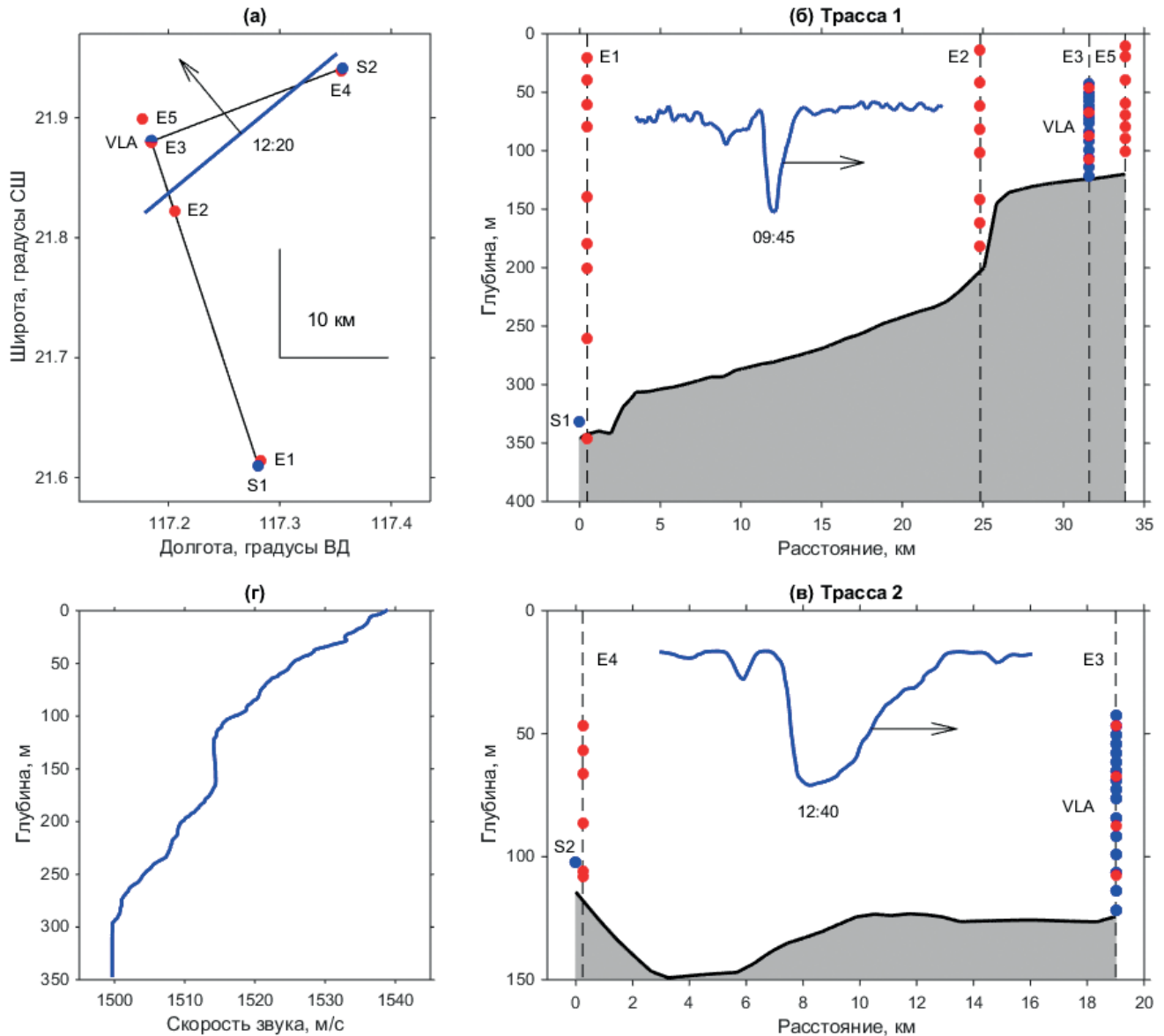


Рис. 4. Эксперимент ASIAEX (07.05.2001): (а) — вид сверху, (б) и (в) — вид сбоку на трассу 1 (S1–VLA) и трассу 2 (S2–VLA), (г) — невозмущенный профиль скорости звука в воде [19]. Синяя линия на рис. 4а — фронт солитона в момент времени 12:20. Синяя линия на рис. 4б и 4в — изолинии скорости звука (1525 и 1535 м/с), соответствующие максимальной амплитуде солитона (100 и 55 м), в моменты времени 09:45 и 12:40 (горизонтальный и вертикальный масштабы соблюдены). Красные точки — термисторные цепочки E1–E5. Синие точки — приемная антенна VLA, источники S1, S2. Расположение всех элементов соответствует реальным координатам.

1. ТЕОРИЯ ФЛУКТУАЦИЙ

В данном разделе приведены основные теоретические сведения, необходимые для лучшего понимания последующих разделов.

Рассмотрим однородный мелководный волновод глубиной H , в котором расположены точечные источник и приемник на расстоянии $R \gg H$ друг от друга. Предположим, что на трассе между источником и приемником движется солитон с постоянной скоростью вдоль трассы, равной $v = v_{\perp} / \sin \alpha$, где v_{\perp} — скорость солитона, перпендикулярная

его фронту, α — угол между трассой и фронтом ($0 \leq \alpha \leq 90^\circ$).

Полагаем угол α достаточно большим, чтобы можно было пренебречь горизонтальной рефракцией звука на солитоне. Тогда возмущение акустического поля на приемнике, вызванное присутствием солитона на трассе, описывается взаимодействием мод в вертикальной плоскости, проходящей через источник и приемник.

Удобно начать с высокочастотного приближения модовой теории, когда распространение звука

описывается на лучевом языке. В этом случае в процессе движения солитона вдоль акустической трассы на приемнике будут наблюдаться временные флуктуации интенсивности звука с доминирующей частотой

$$F_D = \frac{v}{D} = \frac{v_{\perp}}{D \sin \alpha}, \quad (1)$$

где D — цикл луча, ответственного за доминирующие флуктуации.

Цикл D можно найти из анализа лучевой схемы в волноводе в отсутствие солитона. А именно, среди лучей, связывающих источник и приемник, нужно найти те, которые: 1) несут максимальную энергию в соответствующей лучевой трубке; 2) проходят значительный путь в той области глубин, которую занимает солитон при его появлении на трассе. Данные условия выделяют узкую группу лучей с примерно одинаковым циклом D , которые испытывают максимальную рефракцию на солитоне и вносят максимальный вклад во флуктуации звука.

Описанный выше лучевой анализ, а также моделирование флуктуаций в рамках лучевого подхода, были проведены в [14] для волновода с ярко выраженным термоклинном, как в экспериментах SWARM и SW06. Результаты моделирования показали, что цикл D соответствует критическим лучам, имеющим точку поворота вблизи верхней границы термоклина. Флуктуации интенсивности в точке приема с доминирующей частотой (1) тогда объясняются следующим образом. Когда солитон движется по трассе, то он “цепляет” точки поворота критических лучей с частотой (1). В результате дополнительной рефракции критических лучей на солитоне, эти лучи то уходят, то приходят на приемник, обеспечивая тем самым наблюдаемые колебания интенсивности.

Аналогичный лучевой анализ проведен в разделе 2.7 для условий эксперимента ASIAEX. Здесь рассматривается неоднородная трасса (трасса 1 на рис. 4) и линейный профиль скорости звука (без термоклина). Обнаружено, что в данных условиях также выделяется узкая группа лучей, имеющих практически одинаковый угол выхода из источника и определяющих доминирующие флуктуации. Однако в условиях неоднородной трассы и переменной скорости солитона аналог выражения (1) должен иметь вид

$$F_D(r) = \frac{v(r)}{D(r)}, \quad (2)$$

где все величины зависят от r — расстояния от источника до солитона.

Далее, будем опираться на результаты работы [19], а также на результаты раздела 2, где

показано, что $F_D(r) \approx \text{const}$ при неравномерном движении солитона вдоль неоднородной трассы ASIAEX. Данный вывод основан на эксперименте и теоретическом анализе, при котором солитон описывается в рамках двухслойной модели водной среды, а распространение звука — в рамках модовой и лучевой теорий.

Важно отметить, что флуктуации интенсивности звука, возникающие на приемнике с постоянной частотой F_D , теоретически являются периодическими, но несинусоидальными. Это означает, что спектр флуктуаций, полученный за ограниченное время наблюдений, содержит не одну доминирующую частоту флуктуаций F_D , а гармоники nF_D ($n = 1, 2, 3, \dots$). Амплитуда гармоник максимальна при $n = 1$ и уменьшается при возрастании номера n гармоники.

Наличие гармоник имеет важное прикладное значение для повышения точности измерения величины F_D в эксперименте. Например, в [12, 15, 16] при обработке эксперимента SW06 было обнаружено, что спектральный пик, соответствующий доминирующей частоте, сильно зашумлен. Тогда для определения F_D была использована хорошо видимая четвертая гармоника. При этом на трассах, наклоненных под различными углами к фронту солитона, четвертая гармоника давала разные значения доминирующей частоты в полном соответствии с (1) (подробнее о данном эффекте ниже).

Выделение гармоник, включая доминирующую частоту, является непостоянной задачей на практике. Это связано с тем, что ширина спектральных пиков сопоставима с расстоянием между ними. В результате частичного перекрытия пиков их локальные максимумы смещаются, что приводит к значительным погрешностям измерений. Однако если доминирующая частота остается постоянной при движении солитона, то путем вычисления спектров флуктуаций в различные моменты времени можно получить гистограмму распределения положений локальных максимумов. В разделе 2.4 метод гистограмм впервые предложен и успешно применен для анализа спектров в ASIAEX. Показано, что максимумы в гистограммах достаточно хорошо соответствуют искомым гармоникам.

Рассмотрим две трассы, наклоненные под углами α_1 и α_2 к прямолинейному фронту солитона. Пусть за время, в течение которого определяются доминирующие частоты F_{D1} и F_{D2} на этих трассах, выполняются условия $v_{\perp} = \text{const}$ и $D = \text{const}$. Тогда из (1) следует

$$F_{D1} \sin \alpha_1 = F_{D2} \sin \alpha_2. \quad (3)$$

Подтверждение данного равенства было впервые получено на плато Атлантического шельфа в эксперименте SW06 [12, 15, 16]. В разделе 2.5 представлены результаты успешной проверки (3)

вблизи внешнего края континентального шельфа в эксперименте ASIAEX. Выражение (3) может быть использовано для акустического мониторинга солитонов.

Перейдем от лучевого описания к модовому. Сначала рассмотрим движение солитона в однородном волноводе. Как показано в [11, 13, 17–19], применение теории взаимодействия мод на движущемся солитоне дает полный спектр частот временных флуктуаций интенсивности на приемнике в виде

$$F_{m,m+n}(\omega) = \frac{v}{\Lambda_{m,m+n}(\omega)}, \quad (4)$$

где $\Lambda_{m,m+n}(\omega) = 2\pi/q_m(\omega) - q_{m+n}(\omega)$ – пространственный период биения мод с номерами m и $m+n$, q_m и q_{m+n} – реальная часть собственных чисел для указанных мод, $\omega = 2\pi f$ – частота звука.

Зависимости $F = F_{m,m+n}(\omega)$ представляют собой линии в системе координат (F, ω) – (частота флуктуаций, частота звука). Вычисления и эксперименты показывают, что амплитуда в спектре флуктуаций распределяется по этим линиям неравномерно. А именно, максимальные значения амплитуд практически не зависят от частоты звука и лежат в окрестности линий $F = nF_D$. Данный факт является следствием высокочастотных пределов:

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} F_{m,m+n}(\omega) = nF_D, \quad (5)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \Lambda_{m,m+n}(\omega) = D/n, \quad (6)$$

причем пределы не зависят от номера m . Самые крупные значения амплитуд в спектре флуктуаций соответствуют $n = 1$, т.е. доминирующей частоте F_D , и лежат на линиях $F = F_{m,m+1}(\omega)$, что физически соответствует максимальному взаимодействию мод соседних номеров.

Рассмотрим линии максимальных флуктуаций $F = F_{m,m+1}(\omega)$. Как показывают расчеты, с увеличением частоты звука линии сближаются и стремятся к значению F_D . При достаточно высоких частотах звука распределение амплитуды флуктуаций по линиям является примерно равномерным для первых M мод. Поэтому оценку доминирующей частоты можно найти усреднением

$$F_D \approx \frac{1}{M-1} \sum_{m=1}^{M-1} F_{m,m+1}(\omega). \quad (7)$$

Заметим, что в идеале оценка не должна зависеть от частоты звука.

Перейдем к анализу неравномерного движения солитона в неоднородном волноводе. Будем рассматривать флуктуации интенсивности на фиксированной частоте звука $\omega = \text{const}$, как это будет при обработке ASIAEX. В этом случае, в выражении (4) уберем зависимость от частоты звука, а

зависимость от координаты солитона на неоднородной трассе добавим:

$$F_{m,m+n}(r) = \frac{v(r)}{\Lambda_{m,m+n}(r)}. \quad (8)$$

Зависимости $F = F_{m,m+n}(r)$ будем называть дисперсионными кривыми n -го порядка. Они представляют собой линии в системе координат (r, F) – (расстояние от источника до солитона, частота флуктуаций). Наибольшие значения амплитуды в спектре флуктуаций распределены на дисперсионных кривых первого порядка: $F = F_{m,m+1}(r)$.

Оценка доминирующей частоты в соответствии с (7) имеет вид

$$F_D(r) \approx \frac{1}{M-1} \sum_{m=1}^{M-1} F_{m,m+1}(r), \quad (9)$$

где добавлена возможная зависимость доминирующей частоты от положения солитона на трассе.

Подставляя (8) в (9), получаем формулу (2) из лучевой теории: $F_D(r) = v(r)/D(r)$, где цикл луча связан с пространственными периодами биений мод выражением

$$D(r) = \left[\frac{1}{M-1} \sum_{m=1}^{M-1} \frac{1}{\Lambda_{m,m+1}(r)} \right]^{-1}. \quad (10)$$

Вычисления, выполненные согласно (9) для условий эксперимента ASIAEX, показывают, что $F_D(r) \approx \text{const}$ (раздел 2.3). Это свидетельствует о том, что изменение глубины волновода при движении солитона приводит к пропорциональному изменению скорости солитона и цикла луча. Принципиально, что при расчетах (9) используется (8), где скорость солитона рассматривается как теоретическая: $v(r) = v'(r)$. Теоретическая скорость солитона зависит от глубины моря и находится с использованием двухслойной модели водной среды (раздел 2.2).

Если постулировать равенство $F_D = \text{const}$ для данной трассы, то появляется возможность определения переменной скорости солитона акустическим способом (раздел 2.6). Действительно, если в акустическом эксперименте измерена доминирующая частота F_D и вычислен согласно (10) цикл луча $D(r)$, то из (2) скорость солитона равна

$$v(r) = F_D D(r). \quad (11)$$

Полученную скорость солитона, как функцию расстояния $v(r)$, можно пересчитать в функцию времени $v(T)$, где T – время. Для этого нужно исключить переменную r из пары функций: $v(r)$ и $T(r) = T_0 + \int_0^r v^{-1}(r) dr$, где T_0 – время прохождения точки $r = 0$. Далее можно вычислить

координаты солитона в любой момент времени. Действительно, если $r(T)$ – расстояние от источника до пика солитона в момент времени T , то

$$r(T) = \int_{T_0}^T v(T) dT.$$

2. ЭКСПЕРИМЕНТ ASIAEX

2.1. Океанографическая ситуация

На рис. 4 показана схема эксперимента ASIAEX, в котором были установлены две стационарные акустические трассы, называемые далее: трасса 1 и трасса 2. Трассы образованы источниками звуковых сигналов S1, S2 и вертикальной приемной антенной VLA.

Трасса 1 (S1–VLA) длиной 32 км была ориентирована примерно перпендикулярно бровке шельфа и состояла из двух участков: глубоководного участка (длиной 25 км с плавным изменением глубины от 350 до 200 м при средней глубине 280 м) и мелководного участка (длиной 6 км с плавным изменением глубины от 150 до 120 м при средней глубине 130 м). Граница между глубоководным и мелководным участками длиной 1 км (край бровки шельфа) характеризовалась резким изменением глубины от 200 до 150 м.

Трасса 2 (S2–VLA) длиной 19 км проходила по верхнему краю бровки шельфа и имела в среднем постоянную глубину, равную 130 м.

Вдоль рассматриваемых трасс были установлены пять вертикальных термисторных цепочек E1–E5. Цепочки изображены красными точками на рис. 4, расположение всех элементов соответствует реальным координатам. Как видно из рис. 4, число элементов в цепочках варьируется от 4 до 9, а их расположение по вертикали неравномерное. Цепочка E3 и антенна VLA находятся на одной вертикали. Цепочка E2 установлена на нижнем крае бровки шельфа и практически идеально совпадает с линией трассы 1. Цепочки E1 и E4 расположены на расстоянии 590 и 290 м от источников S1 и S2 соответственно. Однако ориентация этих цепочек относительно

источников такова, что фронт солитона практически одновременно проходит через точки (E1, S1) и (E4, S2). Расхождение составляет около 1 мин. Поэтому в дальнейшем удобно считать, что термисторные цепочки E1 и E4 фиксируют показания температуры на вертикали источников S1 и S2.

На рис. 5 показаны записи, полученные на цепочках E1–E4 в течение времени 04:00–16:00, 07.05.2001. При этом значения температуры пересчитаны в скорость звука согласно методике, изложенной в [19]. На всех записях хорошо виден солитон, последовательно приходящий на цепочки после относительного затишья. Сначала солитон приходит на цепочку E1 в момент времени 07:54. Затем он движется по трассе 1 и в 11:50 приходит на цепочку E2. Почти одновременно, в 11:53, солитон заступает на трассу 2 (на цепочку E4) другим концом своего фронта. В дальнейшем солитон перемещается по обеим трассам и в 13:48 проходит точку соединения трасс 1 и 2 (цепочку E3). Таким образом, полное время движения солитона составляет почти 6 часов (5 часов 54 мин) по трассе 1, и почти 2 часа (1 час 55 мин) по трассе 2. В процессе движения по трассе 1 амплитуда солитона непрерывно уменьшается. Она принимает значения 125, 85, 55 м в точках E1, E2, E3. На трассе 2 амплитуда солитона постоянна и равна 55 м.

В табл. 1 приведены основные параметры эксперимента. Используя географические координаты и формулу Винсенти (Vincenty) [23], найдем расстояния с точностью до метра, которые необходимы для дальнейших расчетов:

$R_1 = 31597$ м – длина трассы 1 (S1–VLA),

$R_2 = 19006$ м – длина трассы 2 (S2–VLA),

$R_{12} = 24838$ м – расстояние S1–E2,

$R_{23} = 6759$ м – расстояние E2–VLA.

Вычислим среднюю экспериментальную скорость солитона на двух участках трассы 1 и на трассе 2:

$$\bar{v}_1(r) = R_{12}/(T_2 - T_1) \approx 1.75 \text{ м/с}, \quad 0 \leq r \leq R_{12},$$

$$\bar{v}_1(r) = R_{23}/(T_3 - T_2) \approx 0.95 \text{ м/с}, \quad R_{12} \leq r \leq R_1,$$

Таблица 1. Основные параметры эксперимента (07.05.2001).

	Широта	Долгота	Глубина моря, м	Солитон	
				Время прихода, час:мин	Амплитуда, м
S1	21°36.570'N	117°16.858'E	345.8	$T_1 = 07:54$	125
E1	21°36.871'N	117°16.975'E	350		125
S2	21°56.486'N	117°21.388'E	114.3	$T_4 = 11:53$	55
E4	21°56.357'N	117°21.290'E	111.7		55
E2	21°49.346'N	117°12.328'E	202	$T_2 = 11:50$	85
E3, VLA	21°52.8168'N	117°11.0755'E	124.5	$T_3 = 13:48$	55
E5	21°53.944'N	117°10.619'E	120	$T_5 = 14:28$	55

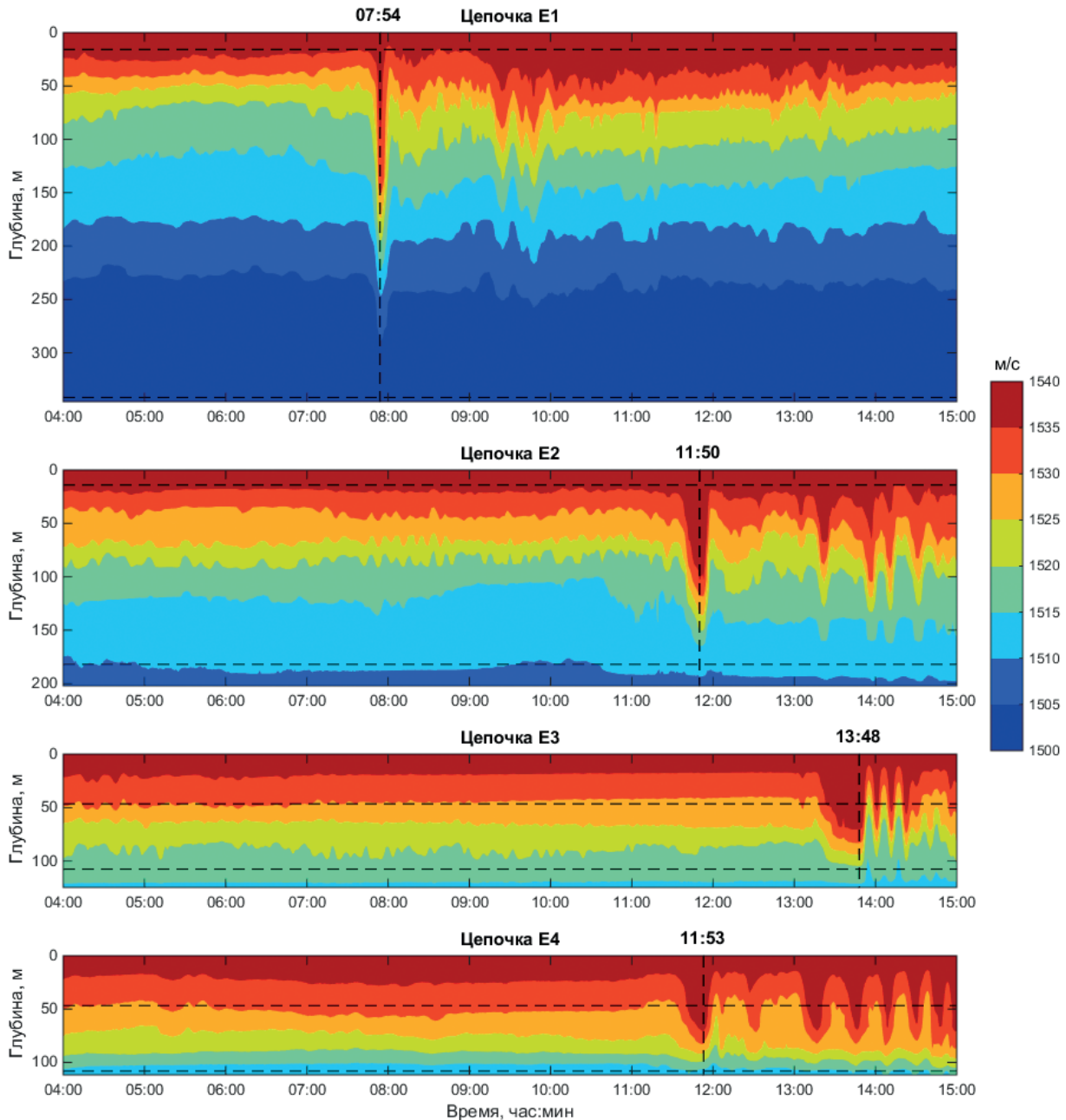


Рис. 5. Записи на термисторных цепочках E1–E4 (07.05.2001), пересчитанные в скорость звука. Каждая панель по вертикали соответствует глубине моря. Горизонтальные пунктиры показывают границы цепочек. Значения выше и ниже этих границ восстановлены по невозмущенному профилю скорости звука (рис. 4г). Вертикальные пунктиры показывают времена прихода солитона на цепочки.

$$\bar{v}_2(r) = R_2 / (T_3 - T_4) \approx 2.75 \text{ м/с}, \quad 0 \leq r \leq R_2,$$

где r — расстояние от источника до солитона на данной трассе.

Отметим, что уменьшение средней глубины на двух участках трассы 1 примерно в 2 раза привело к уменьшению средней экспериментальной скорости солитона в 1.8 раза.

2.2. Теоретическая скорость солитона

Получим теоретическую скорость солитона на трассах $v'_{1,2}(r)$, необходимую для дальнейших расчетов. Для этого воспользуемся зависимостью скорости солитона от глубины $H(r)$, которая получена в рамках двухслойной модели водной среды (два слоя разной плотности) [24]. Опуская нижний индекс, характеризующий номер трассы, имеем

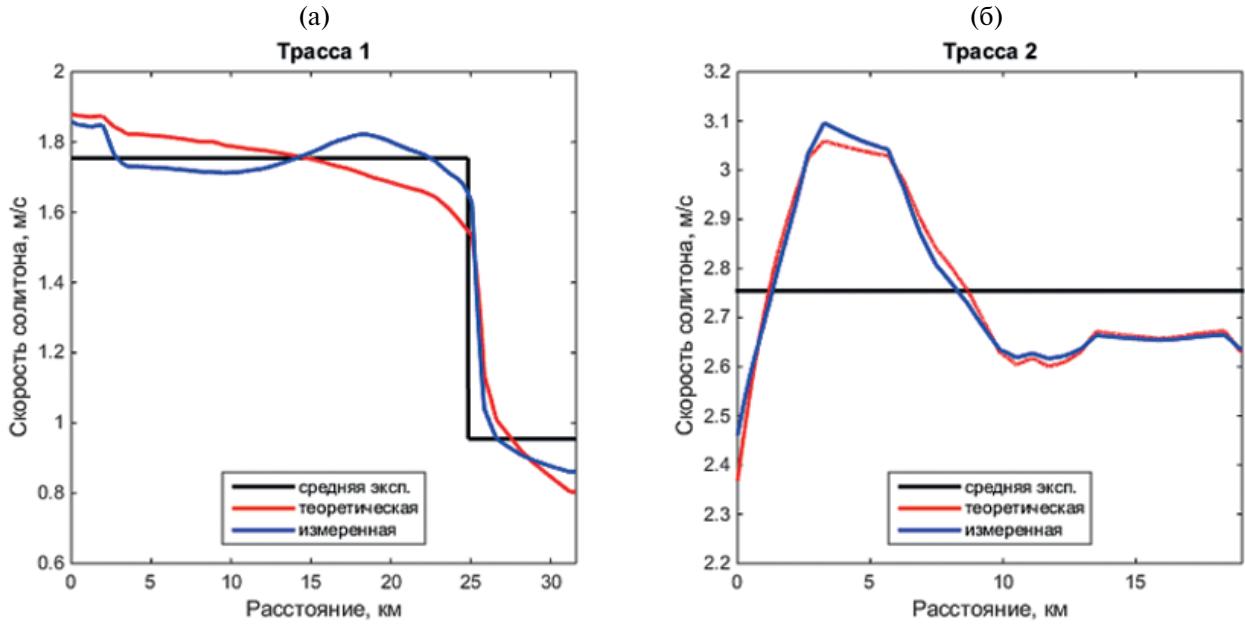


Рис. 6. Средняя экспериментальная, теоретическая и измеренная скорости солитона на трассах 1 и 2.

$$v'(r) = \sqrt{\frac{g'h(H(r) - h)}{H(r)}}, \quad (12)$$

где h — толщина верхнего слоя, $g' = \cos^{-2} \alpha' \cdot g \Delta \rho / \rho$ — уменьшенное значение ускорения свободного падения, α' — угол между вектором скорости фронта солитона и направлением трассы источник-приемник, $g = 10 \text{ м/с}^2$, $\Delta \rho / \rho$ — относительное отличие плотности слоев воды. Заметим, что в отличие от [24] в коэффициент g' введен множитель $\cos^{-2} \alpha'$, поскольку нас интересует скорость солитона вдоль трассы.

Применим эту модель к нашему случаю, считая h и g' подгоночными коэффициентами, подлежащими определению. Определение коэффициентов для трассы 1 будем строить на минимизации невязки

$$\sigma_1(h, g') = \sqrt{(T_{12} - T'_{12})^2 + (T_{23} - T'_{23})^2}, \quad (13)$$

где $T_{12} = T_2 - T_1$ и $T_{23} = T_3 - T_2$ — экспериментальное время прохождения расстояний между цепочками Е1–Е2 и Е2–Е3; $T'_{12} = \int_0^{R_{12}} [v'_1(r)]^{-1} dr$ и $T'_{23} = \int_{R_{12}}^{R_3} [v'_2(r)]^{-1} dr$ — теоретическое время прохождения тех же расстояний, вычисленное с использованием (12) при заданных h и g' . Для трассы 2 минимизируем невязку

$$\sigma_2(h, g') = |T_{34} - T'_{34}|, \quad (14)$$

где $T_{34} = T_3 - T_4$ — экспериментальное время прохождения расстояния между цепочками Е3–Е4, $T'_{34} = \int_0^{R_3} [v'_2(r)]^{-1} dr$ — теоретическое время прохождения того же расстояния.

Вычисления дают минимумы невязок при следующих коэффициентах:

трасса 1: $h = 108.88 \text{ м}$, $g' = 0.04735 \text{ м/с}^2$;

трасса 2: $h = 84.728 \text{ м}$, $g' = 0.25567 \text{ м/с}^2$.

При этом расхождения между экспериментальными и теоретическими временами прихода на цепочки составляют менее одной секунды.

Стоит отметить, что локализация минимума при использовании трех цепочек на трассе 1 гораздо лучше, чем при использовании двух цепочек на трассе 2. Заметим также, что в [19], где впервые была применена данная методика для расчета теоретической скорости солитона на трассе 1, вместо цепочки Е3 использовалась цепочка Е5. Полученные при этом коэффициенты h и g' отличаются от приведенных выше незначительно, а значения скорости $v'_1(r)$, вычисленные согласно (12), практически не отличаются.

На рис. 6 для трасс 1 и 2 изображены средние экспериментальные $\bar{v}_{1,2}(r)$ и теоретические $v'_{1,2}(r)$ скорости солитона (соответственно черные и красные линии). Видно, что теоретические зависимости близки к средним экспериментальным и примерно повторяют глубинную зависимость $H(r)$ (рис. 4б и 4в). Синими линиями на рис. 6 изображены измеренные скорости солитона $v_{1,2}^a(r)$. Эти скорости будут получены акустическим методом, о чем пойдет речь в разделе 2.6.

2.3. Флуктуации интенсивности звука

Приведем основные характеристики импульсных источников звука S1, S2 и приемной антенны VLA, используемых в эксперименте.

S1 — источник фазоманипулированных сигналов (М-последовательностей), излучающий в полосе 224 ± 8 Гц. Длительность одного импульса ≈ 2 мин (118.125 с), период следования 5 мин. Глубина источника 331.3 м при глубине моря 345.8 м.

S2 — источник линейно-частотно-модулированных (ЛЧМ) сигналов, излучающий в полосе 300 ± 30 Гц. Длительность одного импульса 2.048 с, период следования 4.096 с. Глубина источника 102.3 м при глубине моря 114.3 м.

VLA — вертикальная приемная антенна, состоящая из $J = 16$ гидрофонов. При нумерации гидрофонов сверху вниз: глубина верхнего гидрофона $z_1 = 42.75$ м, глубина нижнего гидрофона $z_{16} = 121.5$ м при глубине моря 124.5 м. Шаг между гидрофонами 1–10 равен 3.75 м. Шаг между гидрофонами 10–16 равен 7.5 м.

Обработка принятых сигналов на трассах 1 и 2 проводилась по одной и той же схеме. Пусть ΔT — интервал следования импульсов, T — “большое” время, отсчитываемое через интервалы ΔT , t — “малое” время в диапазоне $0 \leq t \leq \Delta T$. Тогда каждый принятый на глубине z импульс звукового давления запишется в виде $p(t, z, T)$. Анализ импульсов проводился на центральной частоте: $f = 224$ Гц для S1 и $f = 300$ Гц для S2. Сначала находилась комплексная амплитуда аналитического сигнала на данной частоте:

$P(z, T) = 2 \int_0^{\Delta T} p(t, z, T) \exp(i2\pi ft) dt$. Затем вычислялась интенсивность звука

$$I(z, T) = (2\rho\bar{c})^{-1} |P(z, T)|^2, \quad (15)$$

где $\rho = 1$ г/см³ — плотность воды, $\bar{c} = 1520$ м/с — средняя по VLA скорость звука в воде.

Полученные функции интенсивности $I(z, T)$ являются исходными данными для последующего анализа. Эти зависимости флуктуируют во времени, что на модовом языке объясняется периодическим характером взаимодействия мод при движении солитона.

Рассмотрим спектральный состав флуктуаций. Для этого определим спектрограмму флуктуаций интенсивности в виде

$$G(\Omega, T) = \sum_{j=1}^J \left| \int_{T-0.5\tau}^{T+0.5\tau} \tilde{I}(z_j, T', T) w(T') \exp(i\Omega T') dT' \right|, \quad (16)$$

где τ — ширина скользящего окна Фурье, $w(T')$ — оконная функция, $\Omega = 2\pi F$ — частота флуктуаций,

$\tilde{I}(z_j, T', T) = I(z_j, T') - \tau^{-1} \int_{T-0.5\tau}^{T+0.5\tau} I(z_j, T') dT'$ — переменная составляющая интенсивности на глубине z_j в окне τ как функции текущего времени T' при положении центра окна, равном T . При вычислении спектров Фурье (интегралов в (16)) использовалась оконная функция Хемминга

(hamming в MATLAB) для подавления амплитуды боковых лепестков в спектрах. Суммирование амплитудных спектров в (16) по элементам вертикальной антенны проводится с целью исключения зависимости спектров от глубины.

Полученные спектрограммы для трасс 1 и 2 изображены на рис. 7 с помощью цветовой шкалы. Картины нормированы на максимум на каждой вертикали. Желтая полоса на каждом рисунке соответствует доминирующим флуктуациям.

Спектрограмма для трассы 1 (рис. 7а, 7б) имеет длительность 4 часа 54 мин (08:24–13:18). При ширине скользящего окна $\tau = 1$ час это соответствует полному времени прохождения солитона по трассе 1, равному 5 часов 54 мин (07:54–13:48).

Спектрограмма для трассы 2 (рис. 7в, 7г) имеет длительность 1 час (12:10–13:10). При ширине скользящего окна $\tau = 20$ мин это соответствует времени прохождения солитона по трассе 2, равному 1 час 20 мин (12:00–13:20). Указанный интервал меньше полного времени прохождения по трассе 2 (1 час 55 мин, 11:53–13:48), что было связано с лагунами в данных. Уменьшение величины τ на трассе 2 в три раза по сравнению с трассой 1 стало возможным благодаря тому, что при одновременном движении солитона по обоим трассам средняя скорость солитона на трассе 2 примерно в три раза превышает среднюю скорость солитона на трассе 1.

Черными линиями на рис. 7а, 7в показаны дисперсионные кривые $F = F_{m,m+n}(T)$, рассчитанные на основе теоретической формулы (8):

$$F_{m,m+n}(T) = \frac{v'(T)}{\Lambda_{m,m+n}(T)}. \quad (17)$$

При этом в (17), в отличие от (8), для каждой трассы используются теоретическая скорость солитона $v'(T)$ и пространственный период биений мод $\Lambda_{m,m+n}(T)$ как функции времени, пересчитанные из функций расстояния: $v'(r)$ и $\Lambda_{m,m+n}(r)$. Пересчет расстояния во время проводился по формулам: $T = T_1 + \int_0^r [v'_1(r)]^{-1} dr$ для трассы 1 и $T = T_4 + \int_0^r [v'_2(r)]^{-1} dr$ для трассы 2. Пространственный период $\Lambda_{m,m+n}(r) = 2\pi / |q_m(r) - q_{m+n}(r)|$ вычислялся для каждой трассы путем решения задачи Штурма-Лиувилля для невозмущенного волнового уравнения [19].

Дисперсионные кривые $F = F_{m,m+n}(T)$ рассчитывались по первым $M = 7$ модам на обеих трассах. Ниже будет показано, что при таком числе мод теоретические и экспериментальные значения доминирующих частот максимально близки.

На рис. 7а и 7в подписаны номера $n = 1, 2, 3$ и $n = 1, 2, \dots, 6$, которые обозначают группы дисперсионных кривых n -го порядка. Этим группам

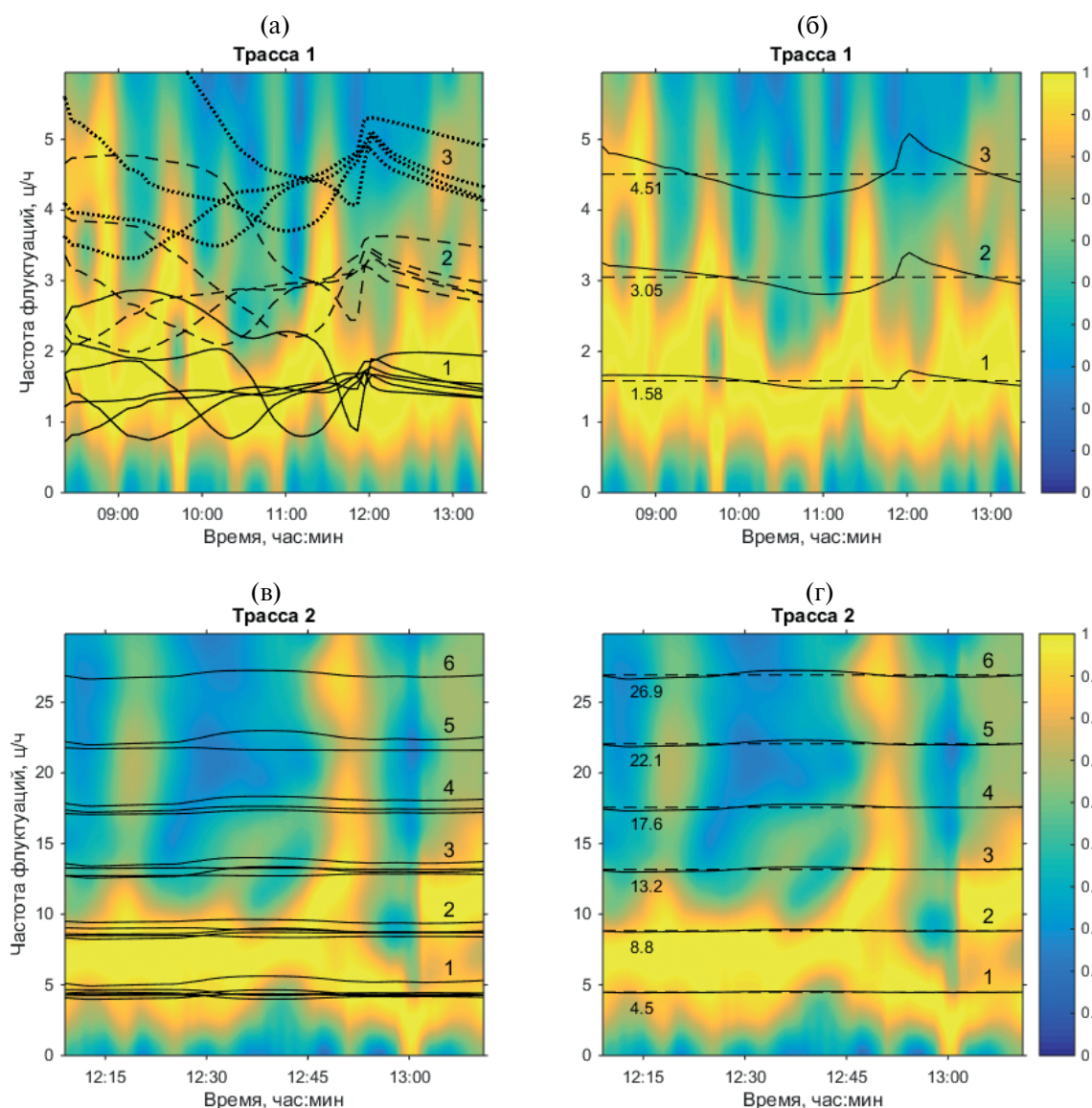


Рис. 7. С помощью цветовой шкалы показаны экспериментальные спектрограммы флуктуаций интенсивности на трассах 1 и 2. Картины нормированы на максимум на каждой вертикали. Желтая полоса соответствует доминирующим флуктуациям. Черные линии – теоретические дисперсионные кривые 1–3 и 1–6 порядков для трасс 1 и 2.

соответствуют номера $m = 1, \dots, M - n$. Например, дисперсионным кривым первого порядка $F = F_{m,m+1}(T)$ на трассе 1 (рис. 7а) соответствуют номера: $n = 1, m = 1, 2, \dots, 6$.

Рассмотрим подробно рис. 7а. Сравнивая спектрограмму и наложенные на нее дисперсионные кривые, можно сделать следующие выводы.

1. Доминирующие флуктуации спектрограммы (желтая полоса) сосредоточены на дисперсионных кривых первого порядка $F = F_{m,m+1}(T)$. В рамках модового подхода это объясняется максимальным взаимодействием мод на соседних модах, номера которых отличаются на единицу.

2. Теоретические дисперсионные кривые первого порядка и экспериментальная желтая полоса ориентированы в целом горизонтально в районе доминирующей частоты $F_D \sim 1.5$ ц/ч. Это указывает на то, что доминирующая частота слабо зависит от скорости солитона и глубины волновода. (Вдоль трассы 1 скорость солитона изменяется в два раза, а глубина волновода – в три раза.)

3. Дисперсионные кривые порядков 1, 2, 3 располагаются в целом эквидистантно по оси частот флуктуаций, что соответствует гармоникам $F_D, 2F_D, 3F_D$. При этом на спектрограмме явно не просматриваются гармоники второго и третьего

порядков. Но они будут хорошо видны на гистограммах (об этом ниже).

Факт постоянства доминирующей частоты для трассы 1 был впервые отмечен в [19]. Там же было выдвинуто предположение, что это явление может носить универсальный характер и не ограничиваться акваторией ASIAEX.

Для подтверждения постоянства доминирующей частоты на трассе 1 проведем анализ дисперсионных кривых. Усредним дисперсионные кривые на рис. 7а между собой для каждого из трех порядков в отдельности:

$$F_n(T) = \frac{1}{M-n} \sum_{m=1}^{M-n} F_{m,m+n}(T). \quad (18)$$

Результат усреднения представлен на рис. 7б сплошными линиями 1, 2, 3. Пунктирные линии показывают результат последующего усреднения по времени

$$F_{D,n} = \frac{1}{\tau_2 - \tau_1} \int_{\tau_1}^{\tau_2} F_n(T) dT, \quad (19)$$

где $\tau_{1,2}$ – временные границы спектрограммы. Полученные численные значения $F_{D,n}$ (гармоники) приведены на рис. 7б под соответствующими пунктирными линиями. Как видно, сплошные линии близки к горизонтальным пунктирным линиям, что указывает на постоянство теоретического значения доминирующей частоты: $F_n(T) \approx F_{D,n} \approx nF_D$.

Вычислим среднее значение доминирующей частоты на трассе 1 по $N = 3$ гармоникам:

$$F_D = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \frac{F_{D,n}}{n}. \quad (20)$$

Получаем: $F_D = 1.54 \pm 0.10$ ц/ч, где доверительный интервал вычислен с доверительной вероятностью 0.95 по критерию Стьюдента.

Для трассы 2 (рис. 7в и 7г) дисперсионные кривые с самого начала близки друг к другу и к прямым линиям. Это объясняется большей частотой звука и меньшей глубиной волновода по сравнению с трассой 1. Заметим, что на трассе 1 после примерно 12:00 дисперсионные кривые тоже сближаются, поскольку солитон выходит на мелководный шельф. Повторяя аналогичные расчеты доминирующей частоты на трассе 2 по $N = 6$ гармоникам, получаем: $F_D = 4.43 \pm 0.05$ ц/ч.

Обратим внимание, что определение доминирующей частоты изначально базировалось на усреднении (18). Например, для трассы 1 усреднялись первые шесть дисперсионных линий первого порядка. Все эти линии лежат на желтой полосе, т.е. им соответствуют доминирующие флуктуации. Другие дисперсионные линии первого порядка,

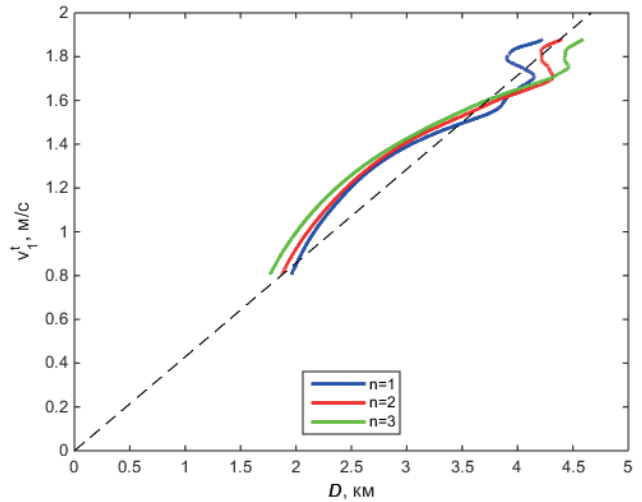


Рис. 8. Проверка пропорциональности между теоретической скоростью солитона и циклом луча на трассе 1. Цикл луча вычислен в рамках модовой теории на основе дисперсионных кривых 1, 2 и 3 порядков.

выходящие за первые шесть номеров, выходят за пределы желтой полосы (смещаются в целом выше на рис. 7а). Их учет привел бы к систематической ошибке в определении доминирующей частоты. В разделе 1 похожая ситуация описывалась при обсуждении выражения (7).

Рассмотрим другой способ анализа дисперсионных кривых, иллюстрирующий постоянство доминирующей частоты на примере трассы 1. Подставим (17) в (18). Учитывая, что на первой трассе скорость солитона $v'_1(T)$, получаем

$$F_n(T) = \frac{v'_1(T)}{D_n(T)}, \quad (21)$$

$$D_n(T) = \left[\frac{1}{M-n} \sum_{m=1}^{M-n} \frac{1}{\Lambda_{m,m+n}(T)} \right]^{-1}. \quad (22)$$

Сравнивая с формулами лучевой теории (раздел 1), можем записать приближенные равенства: $F_n(T) \approx nF_D(T)$, $D_n(T) \approx D(T)/n$, где $D(T)$ – цикл луча, определяющий доминирующие флуктуации. Если имеет место постоянство доминирующей частоты $F_D(T) = \text{const}$, то значения $v'_1(T)$ должны быть пропорциональны значениям $D(T) = nD_n(T)$ при каждом T . В последнем равенстве величина $D(T)$ получена на основе (22) и является модовым аналогом цикла луча, определяющего доминирующие флуктуации. Для краткости будем употреблять термин “цикл луча” также для этой величины.

На рис. 8 изображены зависимости теоретической скорости солитона v'_1 от цикла луча D , полученные по приведенным выше формулам при

разных n за все время движения солитона по трассе 1 (за 5 часов 54 мин, 07:54–13:48), что на 1 час больше интервала спектрограммы. Пунктирная линия описывается уравнением прямой: $v_1' = F_D D$, где $F_D \approx 1.54$ ц/ч рассчитано согласно (20) за полное время 07:54–13:48. Из рис. 8 можно сделать вывод о достаточно близкой пропорциональности между скоростью солитона и циклом луча, что указывает на постоянство доминирующей частоты.

2.4. Метод гистограмм

Перейдем к анализу экспериментальных спектрограмм. Цветные изображения на рис. 7 дают очень грубое представление о спектре доминирующих частот. Например, на спектрограмме для трассы 1 визуально не наблюдаются вторая и третья гармоники. А на спектрограмме для трассы 2 первая и вторая гармоники визуально сливаются в одну желтую полосу. Вместе с этим, детальный анализ спектров на каждой вертикали спектрограмм показывает, что в спектрах существуют слабо выраженные локальные максимумы, соответствующие гармоникам.

Уточним, как находятся локальные максимумы в спектрах. Под спектрами $G_k(\Omega) = G(\Omega, T_k)$ здесь понимаются сечения спектрограммы (16) вдоль оси частот Ω при каждом фиксированном времени $T = T_k$, $k = 1, 2, \dots, K$. Спектрограмма для трассы 1 (рис. 7а, 7б) имеет шаг по времени $\delta T = T_{k+1} - T_k = 5$ мин и состоит из $K = 61$ спектров. Спектрограмма для трассы 2 (рис. 7в, 7г) имеет шаг по времени $\delta T = 1$ мин и состоит из $K = 63$ спектров. Заметим, что для трассы 1 шаг δT совпадает с периодом

следования акустических импульсов источника S1, а для трассы 2 шаг δT приблизительно в 15 раз больше периода следования акустических импульсов источника S2. Иными словами, на трассе 1 обрабатывался каждый принимаемый импульс, а на трассе 2 – каждый пятнадцатый. Из-за использования в (16) оконной функции Хемминга все полученные спектры $G_k(\Omega)$ представляют собой плавные функции, имеющие ряд локальных максимумов при неких частотах Ω_{ks} , $s = 1, 2, \dots, S$.

Положение и количество локальных максимумов в спектрах $G_k(\Omega)$ варьируется с течением времени, что объясняется взаимодействием спектральных пиков на дисперсионных кривых. Если в статистическом смысле доминирующая частота и ее гармоники остаются постоянными при движении солитона, то, вычисляя гистограмму распределения локальных максимумов по всем спектрам в спектрограмме за достаточно продолжительный промежуток времени, можно выделить гармоники по соответствующим максимумам гистограммы.

На рис. 9 приведены гистограммы распределения локальных максимумов для трасс 1 и 2. Как видно, максимумы гистограмм явно указывают на положение кратных частот флуктуаций (экспериментальных гармоник) в отличие от исходных цветных спектрограмм. Значения частот флуктуаций, соответствующие максимумам гистограмм, подписаны возле каждого пика. Для сравнения пунктирными линиями показаны положения теоретических гармоник $F_{D,n}$, вычисленных согласно (19). Возле пунктирных линий подписаны значения $F_{D,n}$.

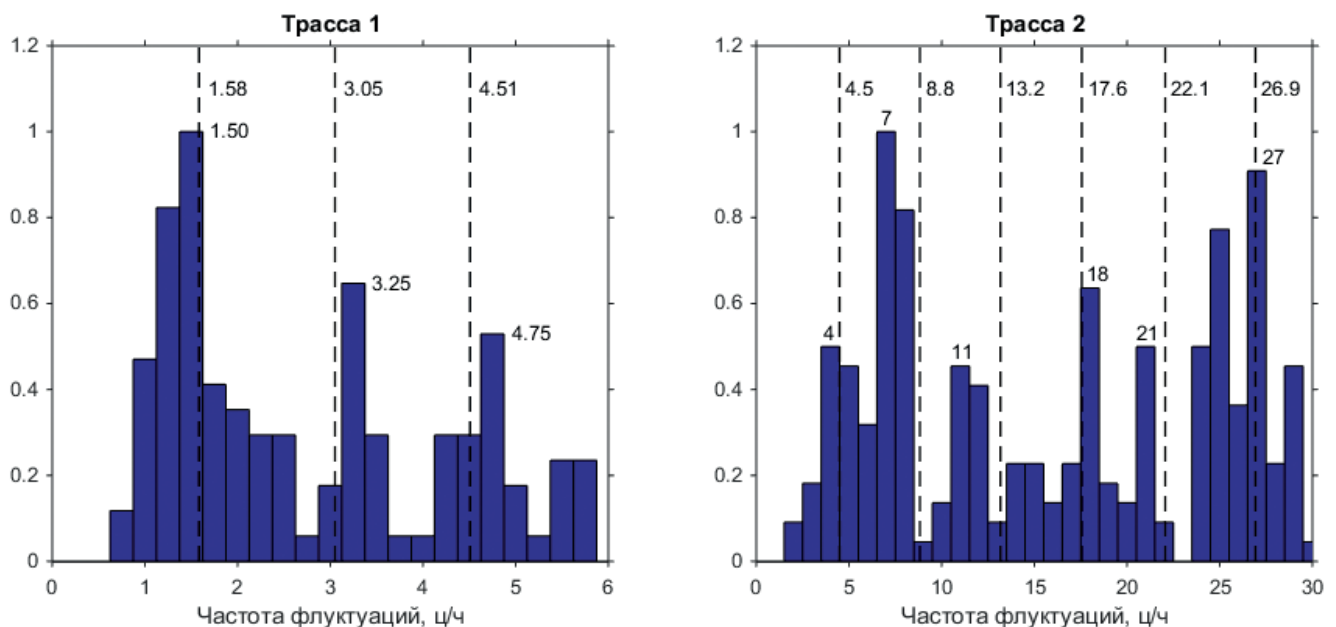


Рис. 9. Гистограммы распределения локальных максимумов, определяемых на каждой вертикали в спектрограммах.

Таблица 2. Значения доминирующих частот на трассах 1 и 2.

	Теория, ц/ч	Эксперимент, ц/ч
Трасса 1	1.54 ± 0.10	1.57 ± 0.16
Трасса 2	4.43 ± 0.05	4.06 ± 0.44

В табл. 2 приведены средние значения экспериментальных и теоретических доминирующих частот вместе с их доверительными интервалами. Наблюдается хорошее соответствие результатов на обеих трассах.

Напомним, что теоретический расчет доминирующей частоты проводился путем усреднения дисперсионных кривых, полученных для первых $M = 7$ мод. Данное число мод было выбрано в результате сравнения экспериментальных доверительных интервалов доминирующей частоты с теоретическими, полученными при разном числе мод. Как видно из рис. 10, при $M = 7$ экспериментальные и теоретические доверительные интервалы максимально близки на обеих трассах.

Интересно отметить, что первые 7 мод, взаимодействие между которыми определяет доминирующие флуктуации на обеих трассах, не являются в равной степени энергонесущими модами. Это следует из рис. 11, где приведены значения модулей амплитуд мод $|A_m(r)|$ на трассах 1 и 2 в отсутствие солитона. При этом комплексная амплитуда звукового поля выражается через амплитуды мод $A_m(r)$ равенством

$$P = \frac{1}{\sqrt{r}} \sum_m A_m(r) \psi_m(r, z), \quad (23)$$

где $\psi_m(r, z)$ — собственные функции мод. Расчетное выражение для $A_m(r)$ следует из формулы (21) работы [19].

2.5. Угловая зависимость флуктуаций

Рассмотрим прямолинейный фронт солитона, движущийся с постоянной скоростью v_\perp в однородном волноводе и пересекающий две акустические трассы под углами α_1 и α_2 . Тогда выполняется равенство (3), характеризующее угловую зависимость доминирующей частоты флуктуаций.

Проверим выполнимость описанных выше условий для трасс 1 и 2 в эксперименте ASIAEX. Спутниковые снимки показывают, что фронт солитона можно считать приблизительно прямолинейным (рис. 3). В интервале 11:53–13:48 (1 час 55 мин) солитон перемещается одновременно по обеим трассам. При этом фронт солитона находится внутри треугольника E2–E3–E4 (рис. 4а). Большая часть площади этого треугольника представляет собой зону шельфа со сглаженным рельефом и средней глубиной 130 м. Исключение составляет километровая окрестность точки E2 (край бровки шельфа), где глубина моря резко возрастает до 200 м в точке E2. Пренебрегая влиянием этой окрестности, будем считать, что в треугольнике E2–E3–E4 солитон имеет постоянную скорость v_\perp перпендикулярно фронту и постоянный угол β наклона фронта к оси долгот ($-90^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$). Зная координаты точек E2, E3, E4 и время прихода T2, T3, T4 на них солитона (табл. 1), можно рассчитать величины v_\perp и β . Затем, зная координаты начала и

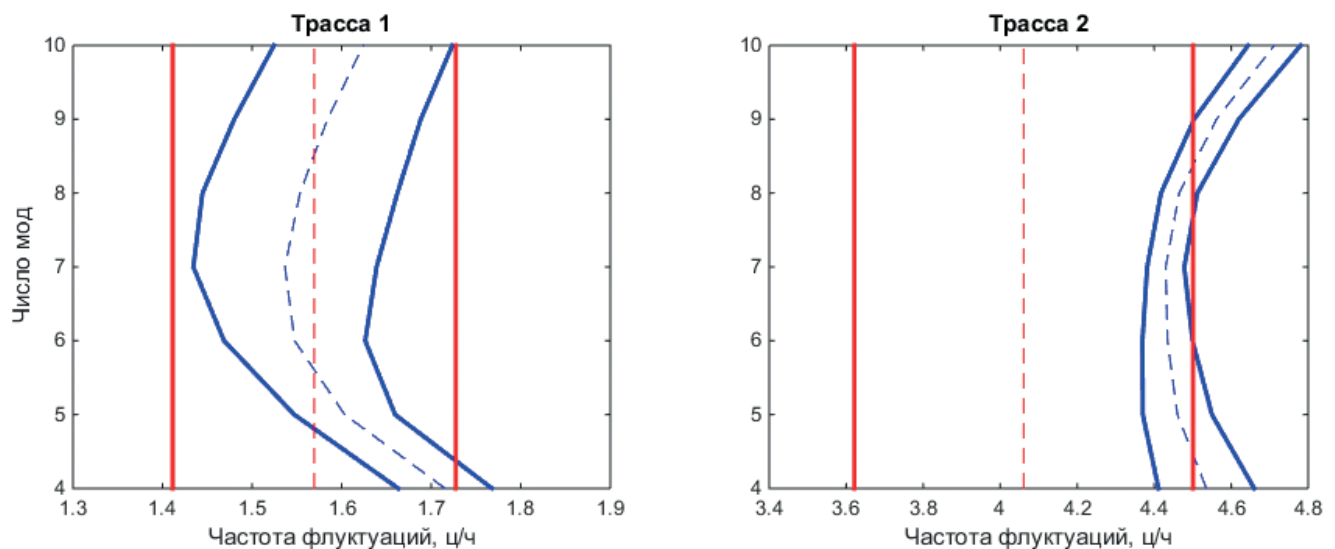


Рис. 10. Красные сплошные линии — границы экспериментальных доверительных интервалов доминирующей частоты. Синие сплошные линии — границы теоретических доверительных интервалов доминирующей частоты, полученные при заданном числе M мод. Интервалы максимально близки при $M = 7$ на обеих трассах.

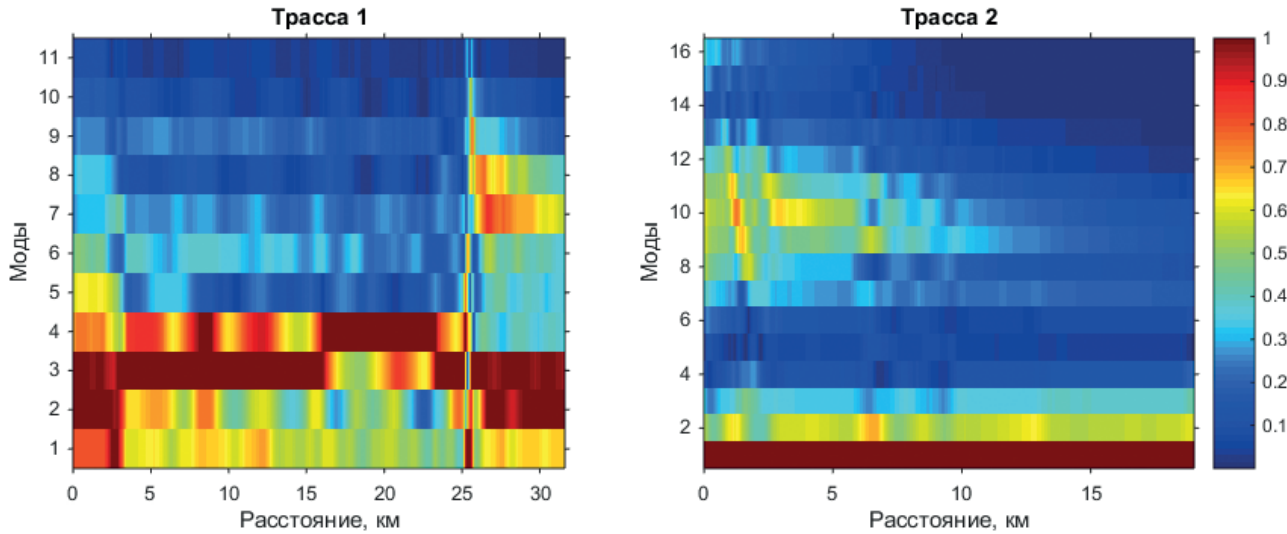


Рис. 11. Зависимость модулей амплитуд мод от расстояния на трассах 1 и 2. Картины нормированы на максимум на каждой вертикали.

конца акустических трасс 1 и 2, можно найти углы α_1 и α_2 наклона фронта солитона к этим трассам.

Приведем решение задачи в общем виде. Пусть точки 1, 2, 3 образуют треугольник; ϕ_k и θ_k ($k = 1, 2, 3$) — долгота и широта точек в радианах, t_k — времена прихода солитона на точки. Введем декартову систему координат с центром в точке (ϕ_0, θ_0) , которую предполагаем расположенной недалеко от заданного треугольника. Ось x направим по оси долгот, ось y — по оси широт. Тогда декартовы координаты точек 1, 2, 3 равны:

$$\begin{aligned} x_k &= (\phi_k - \phi_0) R_E \cos \theta_0, \\ y_k &= (\theta_k - \theta_0) R_E, \end{aligned} \quad (24)$$

где $R_E = 6364$ км — радиус Земли. Обозначим: $\Delta x_{lk} = x_l - x_k$, $\Delta y_{lk} = y_l - y_k$, $\Delta t_{lk} = t_l - t_k$. В введенных обозначениях решение задачи на поиск v_\perp и β имеет вид

$$\beta = \arctg \frac{\Delta y_{12} \Delta t_{13} - \Delta y_{13} \Delta t_{12}}{\Delta x_{12} \Delta t_{13} - \Delta x_{13} \Delta t_{12}}, \quad (25)$$

$$v_\perp = \frac{\Delta y_{12} - \Delta x_{12} \tg \beta}{\Delta t_{12}}. \quad (26)$$

Если $\Delta t_{12} = 0$, то нужно поменять местами нумерацию точек 2 и 3.

Для треугольника E2–E3–E4 получаем значения: $v_\perp = 0.89$ м/с, $\beta = 39.7^\circ$. Для иллюстрации на рис. 4а изображен восстановленный фронт солитона в рассматриваемом треугольнике в момент времени 12:20. Интересно отметить, что если предположить прямолинейность и равномерность движения фронта солитона в треугольнике E1–E2–E4, то получаем значения: $v_\perp = 1.62$ м/с, $\beta = 39.3^\circ$. Таким

образом, угол наклона фронта солитона практически не меняется при переходе из одного треугольника в другой, а меняется только его скорость. Это объясняется тем, что фронт солитона практически параллелен линии E2–E4, которая в свою очередь приблизительно совпадает с линией бровки шельфа.

Пусть (x_{S1}, y_{S1}) и (x_{S2}, y_{S2}) — декартовы координаты источников S1 и S2 при расположении начала координат в точке VLA. Тогда углы наклона фронта солитона к трассам 1 и 2 находятся по формулам:

$$\alpha_1 = 180^\circ - \beta + \arctg \frac{y_{S1}}{x_{S1}}, \quad (27)$$

$$\alpha_2 = \beta - \arctg \frac{y_{S2}}{x_{S2}}. \quad (28)$$

Численные значения углов равны: $\alpha_1 = 68.6^\circ$, $\alpha_2 = 18.7^\circ$.

Экспериментальные значения доминирующих частот на трассах 1 и 2 равны: $F_{D1} = 1.57 \pm 0.16$ ц/ч, $F_{D2} = 4.06 \pm 0.44$ ц/ч (табл. 2). Отсюда:

$$\begin{aligned} F_{D1} \sin \alpha_1 &= 1.46 \pm 0.15 \text{ ц/ч}, \\ F_{D2} \sin \alpha_2 &= 1.30 \pm 0.14 \text{ ц/ч}. \end{aligned}$$

Теоретические значения доминирующих частот на трассах 1 и 2 равны: $F_{D1} = 1.54 \pm 0.10$ ц/ч, $F_{D2} = 4.43 \pm 0.05$ ц/ч (табл. 2). Отсюда:

$$\begin{aligned} F_{D1} \sin \alpha_1 &= 1.43 \pm 0.09 \text{ ц/ч}, \\ F_{D2} \sin \alpha_2 &= 1.42 \pm 0.02 \text{ ц/ч}. \end{aligned}$$

Полученные доверительные интервалы в обоих случаях пересекаются, что подтверждает угловую

зависимость (3) доминирующих частот в эксперименте ASIAEX.

Напомним, что аналогичная проверка впервые была проведена в эксперименте SW06 [12, 15, 16]. Равенство $F_D \sin \alpha = \text{const}$ может быть использовано для акустического мониторинга солитонов.

Согласно (1) цикл луча, ответственного за доминирующие флуктуации, равен: $D = v_{\perp} / (F_D \sin \alpha)$. Принимая для треугольника E2–E3–E4 скорость солитона $v_{\perp} = 0.89$ м/с, среднее экспериментальное значение $F_D \sin \alpha = 1.38$ ц/ч, получаем: $D = 2.32$ км. Для среднего теоретического значения, равного $F_D \sin \alpha = 1.425$ ц/ч, получаем близкую величину: $D = 2.25$ км.

2.6. Измеренная скорость солитона

Постоянство доминирующей частоты дает возможность измерить переменную скорость солитона на трассах 1 и 2 как функцию расстояния или времени косвенным акустическим методом. Полученную таким образом скорость солитона будем называть измеренной в отличие от средней экспериментальной и теоретической скоростей солитона, которые были определены в разделах 2.1 и 2.2.

Измеренная скорость солитона как функция расстояния определяется выражением (11): $v^a(r) = F_D D(r)$, где F_D – экспериментальная доминирующая частота, $D(r)$ – цикл луча, определяющий доминирующие флуктуации и связанный с пространственными периодами биений мод выражением (10) при $M = 7$. Для иллюстрации на рис. 12а изображены пространственные периоды биений мод $\Lambda_{m,m+1}(r)$ для трассы 1, а на рис. 12б

красной линией показан сформированный из них цикл луча $D(r)$.

Если для определения измеренной скорости солитона $v^a(r)$ в качестве F_D использовать экспериментальный доверительный интервал (табл. 2), то получим интервальное значение $v^a(r)$. Покажем, как можно получить оптимальную точечную оценку $v^a(r)$, которая в общем случае будет лучше, чем точечная оценка, полученная при использовании центрального значения экспериментальной доминирующей частоты.

Для этого воспользуемся дополнительной информацией о времени прихода солитона на термисторные цепочки. Будем перебирать различные значения F_D в окрестности центрального значения экспериментальной доминирующей частоты с шагом 0.01 ц/ч. При каждом значении F_D будем вычислять скорость $v^a(r)$, а также невязки $\sigma_1(F_D)$ и $\sigma_2(F_D)$ для трасс 1 и 2 между реальными и измеренными временами прихода, аналогично тому, как это делалось в разделе 2.2 при нахождении теоретической скорости солитона. По минимуму невязки определяется оптимальная доминирующая частота F_D^* на каждой трассе, с помощью которой определяется искомая измеренная скорость солитона.

На рис. 6 синими линиями показаны зависимости измеренной скорости солитона на обеих трассах. Полученные зависимости хорошо согласуются со средней экспериментальной и теоретической скоростями. На трассе 1 измеренная скорость солитона получена при оптимальной доминирующей частоте $F_D^* = 1.58$ ц/ч, на трассе 2 – при $F_D^* = 4.49$ ц/ч. Расчетные времена прихода

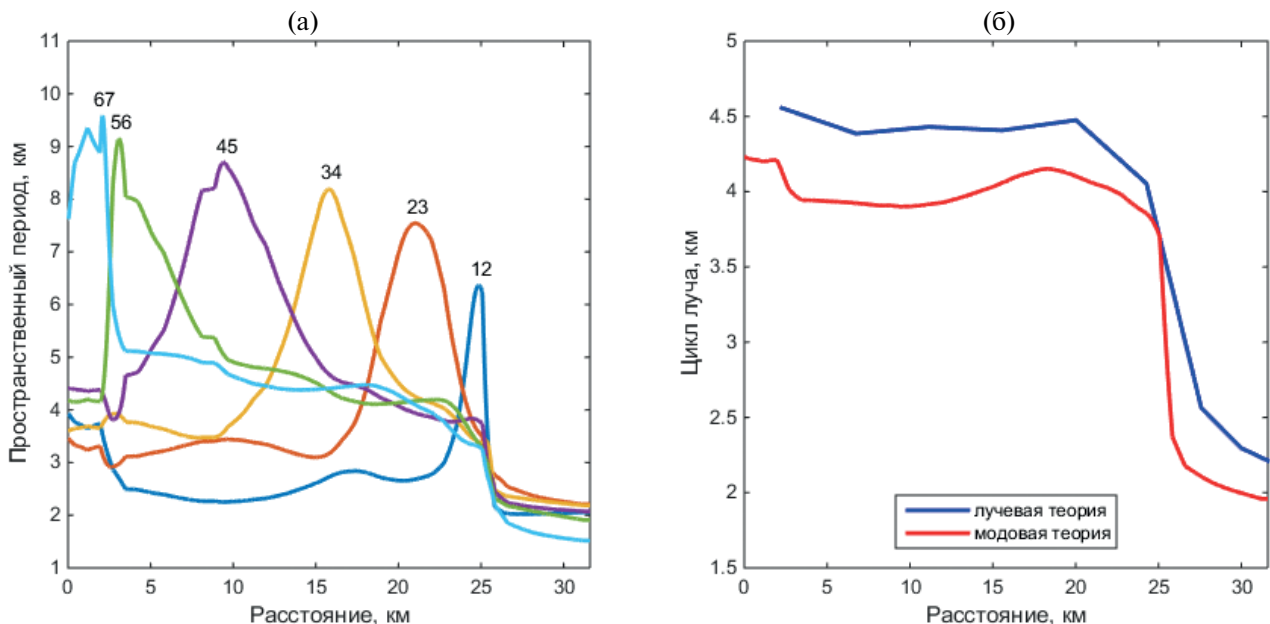


Рис. 12. (а) – Пространственные периоды биений мод с номерами m и $m+1$ для трассы 1. (б) – Цикл луча, определяющий доминирующие флуктуации, полученный в рамках модовой и лучевой теорий для трассы 1.

солитона на цепочки E2 и E3 при использовании измеренной скорости солитона отличаются от реальных времен прихода менее, чем на 0.5 мин.

Заметим, что центральные значения экспериментальной доминирующей частоты для трасс 1 и 2 равны 1.57 и 4.06 ц/ч (табл. 2). Наибольшее расхождение с оптимальными частотами F_D^* наблюдается для трассы 2. Если для расчета измеренной скорости солитона на трассе 2 использовать значение 4.06 ц/ч, то синий график на рис. 6б смещается вниз. В результате расчетное время движения солитона по трассе 2 увеличивается почти на 12 мин. При использовании оптимального значения $F_D^* = 4.49$ ц/ч, как видно из рис. 6б, синяя линия почти идеально совпадает с красной линией, т.е. с теоретической скоростью солитона.

Подчеркнем, что расчеты теоретической скорости солитона $v^t(r)$ и измеренной скорости солитона $v^a(r)$ проводятся совершенно разными методами. В первом (гидродинамическом) методе используется гидродинамическая модель солитона, как двухслойной среды. Во втором (акустическом) методе используется модовый аналог цикла луча (как некоторая комбинация пространственных периодов биения мод) и постоянство доминирующей частоты флуктуаций интенсивности акустического поля. Общими параметрами в этих методах являются глубина моря и полное время движения солитона по трассе. Причем второй параметр для акустического метода не принципиален (достаточно точного измерения экспериментальной доминирующей частоты и знания параметров волновода). Несмотря на различие методов, полученные значения скорости солитона оказываются близки, что подтверждает адекватность обоих методов. При этом особенно близки результаты для трассы 2 (рис. 6б), где вариации глубины не настолько значительны по сравнению с трассой 1.

Вышесказанное позволяет выдвинуть следующие предположения: 1) постоянство доминирующей частоты тем точнее, чем меньше вариации глубины; 2) постоянство доминирующей частоты носит универсальный характер и не является особенностью акватории ASIAEX.

2.7. Анализ лучей

Проведем анализ лучей в идеализированной модели трассы 1 с целью выделения лучей, определяющих доминирующие флуктуации. Идеализация модели заключается в следующем:

1. Реальный профиль скорости звука в канале в отсутствие солитона (рис. 4г) заменяем на близкий к нему линейный профиль: $c(z) = 1540 - (40/350)z$, где z — глубина (м), $c(z)$ — скорость звука в воде (м/с).

2. Ход лучей рассматриваем для источника и приемника, расположенных на дне (как в

работе [14]). Расстояние между источником и приемником равно длине трассы 1.

3. Экспериментальный профиль глубины $H(r)$ сглаживаем окном 1 км, чтобы получать достаточно регулярные отражения лучей от дна.

Далее, как в [14], рассмотрим узкую лучевую трубку, выходящую из источника и ограниченную в вертикальной плоскости углами скольжения к горизонтали, равными χ и $\chi + \Delta\chi$. Найдем такой угол χ , при котором соответствующая лучевая трубка накрывает точечный приемник. Иными словами, найдем один из так называемых собственных лучей, для которого решена задача прицеливания. Пусть в окрестности приемника лучевая трубка найденного собственного луча имеет угол скольжения $\chi' > 0$ и по горизонтали занимает расстояние Δr . Тогда интенсивность звука в точке приема, создаваемая данным собственным лучом, с точностью до несущественного постоянного множителя будет равна [14]

$$J = \frac{\Delta\chi \cos\chi}{\Delta r \sin\chi'} \prod_{l=1}^L |V_l|^2, \quad (29)$$

где $V_l = (a - b)/(a + b)$ — коэффициент отражения от дна, L — число отражений от дна до момента попадания лучевой трубки на приемник, $a = (\rho_b/\rho) \sin\chi_l$, $b = \sqrt{n_l^2 - \cos^2\chi_l}$, $n_l = [c(H_l)/c_b](1 + i\beta_\lambda/54.6)$ — комплексный показатель преломления в точке отражения на глубине H_l , χ_l — угол скольжения в точке отражения по отношению к касательной к поверхности дна, $\rho_b/\rho = 1.6$ — отношение плотности дна к плотности воды, $c_b = 1600$ м/с — скорость звука в дне, $\beta_\lambda = 0.8$ дБ/λ — потери в дне. Численные значения последних трех параметров взяты из [19].

На рис. 13а показана вычисленная согласно (29) зависимость $J = J(\chi)$ — угловой спектр интенсивности всех собственных лучей, связывающих источник и приемник. Данный спектр можно разделить на три области:

1. $\chi < 0.1$ рад — лучи распространяются вблизи дна. При наличии солитона на трассе эти лучи проходят под солитоном и слабо взаимодействуют с ним.

2. $0.1 < \chi < 0.2$ рад — лучи проходят через область, занимаемую солитоном, и при этом интенсивность некоторых лучей из этой области ($\chi = 0.17$ и 0.19 рад) принимает максимальные значения.

3. $\chi > 0.2$ рад — лучи проходят через область, занимаемую солитоном, но сильно затухают из-за многократных отражений от дна.

Таким образом, доминирующие флуктуации интенсивности при движении солитона на трассе будут определяться лучами в диапазоне $0.17 - 0.19$ рад. На рис. 13б показана траектория среднего

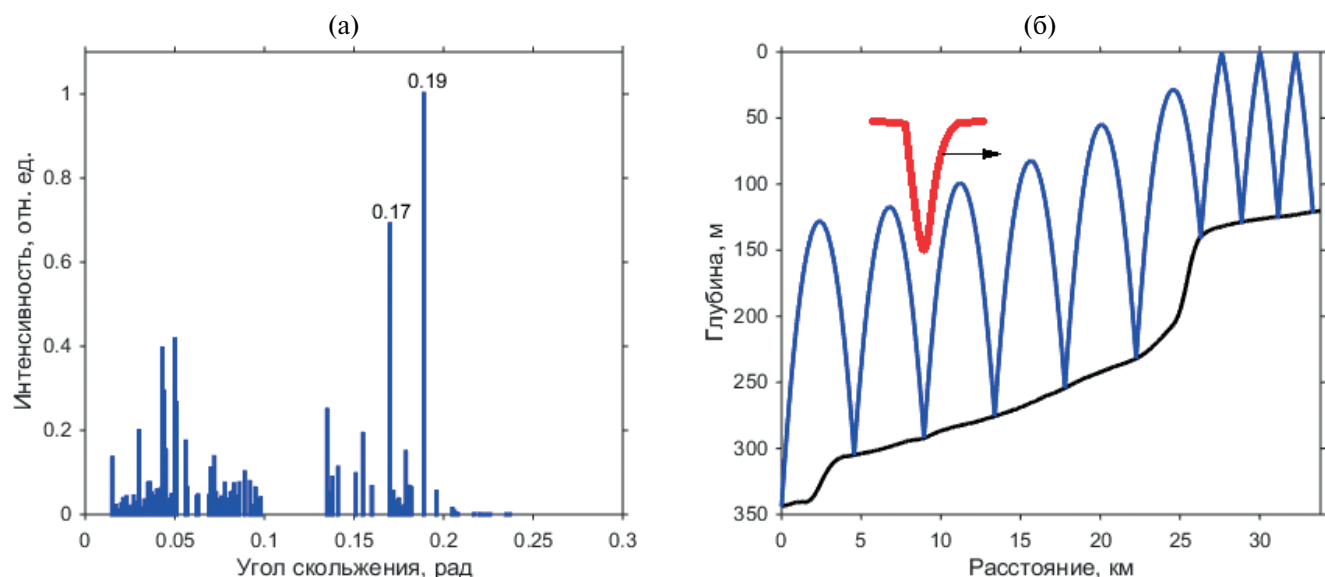


Рис. 13. Анализ лучей на трассе 1. (а) – Угловой спектр интенсивности собственных лучей, связывающих источник и приемник, в зависимости от угла выхода из источника. (б) – Траектория луча, ответственного за доминирующие флуктуации (угол скольжения на выходе из источника равен 0.18 рад).

луча при $\chi = 0.18$ рад. Цикл этого луча $D(r)$ будет определять доминирующие флуктуации. Найдем значения $D(r)$ по расстояниям между соседними минимумами в траектории луча на рис. 13б и присвоим полученные значения средним точкам между минимумами. В итоге получается зависимость, изображенная синей линией на рис. 12б. Как видно, синяя линия близка к красной, т.е. к циклу луча, полученному в рамках модовой теории. Вычисление доминирующей частоты с использованием полученного цикла луча приводит к результату $F_D = v'_1(r)/D(r) = 1.41 \pm 0.05$ ц/ч. Это значение отличается на 10% от значений для трассы 1, приведенных в табл. 2, что можно объяснить упрощением профиля скорости звука в воде в лучевой модели. Но относительная малость доверительного интервала указывает на постоянство доминирующей частоты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение перечислим основные результаты, полученные в работе.

1. Проанализированы причины постоянства доминирующей частоты флуктуаций интенсивности звука при неравномерном движении солитона в акустическом волноводе переменной глубины. Для этого солитон рассматривается в рамках двухслойной модели водной среды, а распространение звука – в рамках модовой и лучевой теорий. Согласно лучевой теории, доминирующая частота флуктуаций определяется отношением скорости солитона к циклу луча, ответственному за доминирующие флуктуации. В модовой теории получено аналогичное выражение, где роль цикла луча

играет комбинация пространственных периодов биения нескольких пар мод. Показано, что при изменении глубины моря скорость солитона и цикл луча изменяются практически пропорционально, в результате чего доминирующая частота флуктуаций остается постоянной. Описанное явление может иметь универсальный характер и не ограничиваться акваторией ASIAEX.

2. Постоянство доминирующей частоты позволяет определить переменную скорость солитона как функцию времени или расстояния, что успешно продемонстрировано в работе и может быть использовано для акустического мониторинга солитонов.

3. Для обработки эксперимента предложен и апробирован метод гистограмм, который тоже основан на постоянстве доминирующей частоты с течением времени. Метод гистограмм позволяет выделить гармоники доминирующей частоты, знание которых повышает точность измерения доминирующей частоты. В свою очередь от точности последней зависит точность акустического мониторинга солитонов, в частности, определение их скорости и угла наклона фронта к трассе.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Newhall A., Costello L., Duda T., Dunn J., Gawarkiewicz G., Irish J., Kemp J., McPhee N., Liberatore S., Lynch J., Ostrom W., Schroeder T., Trask R., Keith von der Heydt. Preliminary acoustic and oceanographic observations from the ASIAEX 2001 South China Sea

- experiment // Woods Hole Oceanog. Inst. 2001. Tech. Rep. WHOI-2001–12.
2. *Apel J.R., Ostrovsky L.A., Stepanyants Y.A., Lynch J.F.* Internal solitons in the ocean // Woods Hole Oceanog. Inst. 2006. Tech. Rep. WHOI-2006–04.
3. *Jackson C.R., Apel J.R.* An atlas of internal solitary-like waves and their properties. Global Ocean Associates. 2nd Edition. 2004. <http://www.internalwaveatlas.com>
4. *Duda T.F., Lynch J.F., Irish J.D., Beardsley R.C., Ramp S.R., Chiu C.-S., Tang T.Y., Yang Y.-J.* Internal tide and nonlinear internal wave behavior at the continental slope in the northern South China Sea // IEEE J. Oceanic Eng. 2004. V. 29. № 4. P. 1105–1130.
5. *Huang X., Zhao W., Tian J., Yang Q.* Mooring observations of internal solitary waves in the deep basin west of Luzon Strait // Acta Oceanol. Sin. 2014. V. 33. № 3. P. 82–89.
6. *Серебряный А.Н.* Исследование особенностей внутренних волн в проливе Лусон Южно-Китайского моря по их поверхностным проявлениям с помощью судового радиолокатора // Шестая всероссийская открытая ежегодная конференция “Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса”. Москва, ИКИ РАН, 10–14 ноября 2008. http://d33.infospace.ru/d33_conf/2008_conf_pdf/L/Serebreniu.pdf
7. *Ramp S.R., Yang Y.J., Bahr F.L.* Characterizing the nonlinear internal wave climate in the northeastern South China Sea // Nonlin. Processes Geophys. 2010. V. 17. № 5. P. 481–498.
8. *Ramp S.R., Tang T.Y., Duda T.F., Lynch J.F., Liu A.K., Chiu C.-S., Bahr F.L., Kim H.-R., Yang Y.-J.* Internal solitons in the northeastern South China Sea. Part I: sources and deep water propagation // IEEE J. Oceanic Eng. 2004. V. 29. № 4. P. 1157–1181.
9. *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.
10. *Кацнельсон Б.Г., Бади М., Линч Дж.* Горизонтальная рефракция звука в мелком море и ее экспериментальные наблюдения // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 3. С. 362–376.
11. *Grigorev V.A., Katsnelson B.G., Lynch J.F.* Bottom attenuation estimation using sound intensity fluctuations due to mode coupling by nonlinear internal waves in shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 2016. V. 140. № 5. P. 3980–3994.
12. *Katsnelson B., Grigorev V., Lynch J.F.* Intensity fluctuations of mid-frequency sound signals passing through moving nonlinear internal waves // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 124. № 3. Pt. 2. P. EL78–EL84.
13. *Katsnelson B.G., Grigorev V., Badiy M., Lynch J.F.* Temporal sound field fluctuations in the presence of internal solitary waves in shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 2009. V. 126. № 1. P. EL41–EL48.
14. *Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г.* Флуктуации интенсивности высокочастотных акустических импульсов, вызванные движением солитонов внутренних волн в мелком море // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 1. С. 47–55.
15. *Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Lynch J.F.* Угловая зависимость флуктуаций интенсивности высокочастотных сигналов, пересекающих фронт движущихся интенсивных внутренних волн // Доклады XII научной школы-семинара им. акад. Л.М. Бреховских “Акустика океана”, совмещенной с XXI сессией Российского Акустического Общества. М.: ГЕОС, 2009. С. 63–66.
16. *Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Lynch J.F.* Флуктуации энергии высокочастотных звуковых сигналов в мелком море в присутствии нелинейных внутренних волн // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 4. С. 485–493.
17. *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.
18. *Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Lynch J.F.* Флуктуации интенсивности звука, обусловленные взаимодействием мод на движущихся нелинейных внутренних волнах в мелком море // Ученые записки физического факультета МГУ. 2014. № 6. 146333.
19. *Jiang Y., Grigorev V., Katsnelson B.* Sound field fluctuations in shallow water in the presence of moving nonlinear internal waves // J. Mar. Sci. Eng. 2022, 10(1), 119.
20. *Katsnelson B., Grigorev V., Jiang Y.* Intensity fluctuations due to mode coupling in the presence of moving internal waves in shallow water and estimation of bottom parameters // Proc. of the 29th Int. Congress on Sound and Vibration. Edited by Eleonora Carletti. Prague, 9–13 July 2023. P. 1–5.
21. *Apel J.R., Badiy M., Ching-Sang Chiu, Finette S., Headrick R., Kemp J., Lynch J.F., Newhall A., Orr M.H., Pasewark B.H., Tielbuerger D., Turgut A., Keith von der Heydt, Wolf S.* An overview of the 1995 SWARM shallow-water internal wave acoustic scattering experiment // IEEE J. Oceanic Eng. 1997. V. 22. № 3. P. 465–500.
22. *Newhall A.E., Duda T.F., Keith von der Heydt, Irish J.D., Kemp J.N., Lerner S.A., Liberatore S.P., Ying-Tsong Lin, Lynch J.F., Maffei A.R., Morozov A.K., Shmelev A., Sellers C.J., Witzell W.E.* Acoustic and oceanographic observations and configuration information for the WHOI moorings from the SW06 experiment // Woods Hole Oceanog. Inst. 2007. Tech. Rep. WHOI-2007–04.
23. *Vincenty T.* Direct and inverse solutions of geodesics on the ellipsoid with application of nested equations // Survey Review. 1975. V. 23. № 176. P. 88–93. <http://www.movable-type.co.uk/scripts/latlong-vincenty.html>
24. *Pelinovsky E., Talipova T., Didenkulova I., Didenkulova (Shurgalina) E.* Interfacial long traveling waves in a two-layer fluid with variable depth // Stud. Appl. Math. 2018. P. 1–15.

SOUND INTENSITY FLUCTUATIONS CAUSED BY THE MOTION OF INTERNAL WAVE SOLITONS IN THE ASIAEX EXPERIMENT

V. A. Grigoriev^{a,b,*}

^a*Voronezh State University, Universitetskaya sq. 1, Voronezh, 394018 Russia*

^b*A.M. Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, st. Vavilova 38, Moscow, 119991 Russia*

**e-mail: grig4@yandex.ru*

One of the episodes of the ASIAEX 2001 experiment (South China Sea) is considered, in which a large soliton of internal waves moved along two stationary acoustic paths 32 and 19 km long, and associated fluctuations in the intensity of low-frequency sound (224 and 300 Hz) were observed. During the study, the phenomenon of constancy of the dominant frequency of fluctuations over time was discovered. For example, during a six-hour soliton motion along a long path, where the sea depth changed three times (from 350 to 120 m), and the soliton velocity – two times (from 2 to 1 m / s), the dominant frequency of fluctuations remained approximately constant and equal to 1.5 c / h with an accuracy of 10%. The paper analyzes the causes of this phenomenon. For this purpose, the soliton is considered within the framework of a two-layer model of the aquatic environment, and sound propagation – within the framework of the mode and ray theories. According to the ray theory, the dominant frequency of fluctuations is determined by the ratio of the soliton velocity to the ray cycle responsible for the dominant fluctuations. In the mode theory, a similar expression is obtained, where the role of the ray cycle is played by a combination of spatial beat periods of several pairs of modes. It is shown that with a change in the sea depth, the soliton velocity and the ray cycle change almost proportionally, as a result of which the dominant frequency of fluctuations remains constant. The described phenomenon may be universal and not limited to the ASIAEX water area. The constancy of the dominant frequency allows, in particular, to determine the variable soliton velocity as a function of time or distance, which is successfully demonstrated in the work and can be used for acoustic monitoring of solitons.

Keywords: ASIAEX, internal wave soliton, sound intensity fluctuations, dominant frequency of fluctuations, determination of soliton velocity