

Флуктуации интенсивности звука, обусловленные взаимодействием мод на движущихся нелинейных внутренних волнах в мелком море

В. А. Григорьев^{1,*}, Б. Г. Кацнельсон^{2,†}, Дж. Ф. Линч^{3,‡}

¹Воронежский государственный университет, Россия, 394006, Воронеж, Университетская пл., д. 1

²L. Charney School of Marine Sciences, Haifa University, Mount Carmel, Haifa, 31905, Israel

³Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, Massachusetts, 02543, USA

(Статья поступила 15.11.2014; Подписана в печать 10.12.2014)

Проводится анализ флуктуаций интенсивности низкочастотных (300 ± 30 Гц) сигналов, распространяющихся в мелком море в присутствии нелинейных внутренних волн (НВВ) в эксперименте Shallow Water 2006, Атлантический шельф США. Сигналы принимались на вертикальную антенну на расстоянии ~ 20 км от источника. Пакет НВВ в рассматриваемом времени двигался целиком внутри акустической трассы, составляющей с фронтом пакета угол в горизонтальной плоскости $\sim 10^\circ$. Используя ранее разработанную модовую теорию флуктуаций, основанную на механизме взаимодействия мод, в работе получены теоретические спектры флуктуаций, главной особенностью которых является т. н. доминирующая частота флуктуаций, соответствующая колебаниям максимальной амплитуды и обусловленная максимальным взаимодействием мод. Сравнение результатов моделирования с экспериментом позволяет интерпретировать аналогичный максимум, наблюдаемый в экспериментальном спектре, как доминирующую частоту. Анализируется также вклад горизонтальной рефракции в данном эксперименте.

PACS: 43.30.Вр; 43.30Ре

УДК: 534-143; 534.222.1

Ключевые слова: акустика мелкого моря, нелинейные внутренние волны, взаимодействие мод, флуктуации интенсивности.

ВВЕДЕНИЕ

Нелинейные внутренние волны (НВВ) наблюдаются во многих районах шельфовой зоны Мирового океана [1, 2]. Их влияние на распространение звука в водной толще весьма велико, в связи с чем исследование механизмов взаимодействия звука и НВВ является одной из актуальных задач акустики мелкого моря.

Данная работа является продолжением цикла работ [3–7], посвященных анализу флуктуаций акустического поля, обусловленных взаимодействием звука с НВВ, в условиях, когда: 1) НВВ целиком двигаются между источником и приемником, чтобы исключить адиабатические флуктуации, вызванные прохождением внутренних солитонов (ВС) через источник или приемник, 2) фронты НВВ образуют с акустической трассой некоторый немалый угол α , такой, чтобы можно было пренебречь горизонтальной рефракцией звука на НВВ. В этих условиях единственным физическим механизмом флуктуаций в рамках модовой теории (для низких частот звука) оказывается взаимодействие мод, а в рамках лучевой теории (для высоких частот) — рассеяние лучей на НВВ. Обе теории дают описание частотных спектров флуктуаций, главной особенностью которых является т. н. доминирующая частота флуктуаций F^* , соответствующая колебаниям максимальной амплитуды.

Лучевая теория флуктуаций была изложена в [3],

ее экспериментальная проверка проведена в [4, 5] для сигналов частотой 2–4,5 кГц в рамках эксперимента Shallow Water 2006 (SW06) [8, 9] на Атлантическом шельфе США.

Модовая теория флуктуаций была рассмотрена в [6]. На основе модовой теории в [7] дано удовлетворительное объяснение ряда акустических эффектов, наблюдаемых в эксперименте Shallow Water Acoustic in Random Media 1995 (SWARM'95) [10] для сигналов частотой 30–200 Гц. Однако в [7] у авторов отсутствовала детальная информация о форме, скорости и, главное, о местоположении НВВ на трассе, поэтому не исключено, что в эксперименте одновременно имели место механизмы взаимодействия мод и адиабатических флуктуаций.

В данной работе модовая теория флуктуаций рассматривается применительно к эксперименту SW06 для частот 300 ± 30 Гц. По сравнению с SWARM'95 эксперимент SW06 характеризовался достаточно подробным описанием НВВ, что позволяет провести адекватное эксперименту моделирование флуктуаций звука и, сравнив результаты моделирования с экспериментом, осуществить проверку модовой теории.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Рассмотрим условия проведения эксперимента SW06 [9] (рис. 1). NRL300 — источник импульсных ЛЧМ сигналов: длительность 2,048 с, полоса 300 ± 30 Гц, период следования 4,096 с. Импульсы излучались сериями по 110 штук (продолжительность серии 7,5 мин) через каждые полчаса. Для анализа была выбрана серия 14 августа 2006, 06:00:00–06:07:30

*E-mail: grig@box.vsi.ru

†E-mail: bkatsnells@univ.haifa.ac.il

‡E-mail: jlynch@whoi.edu

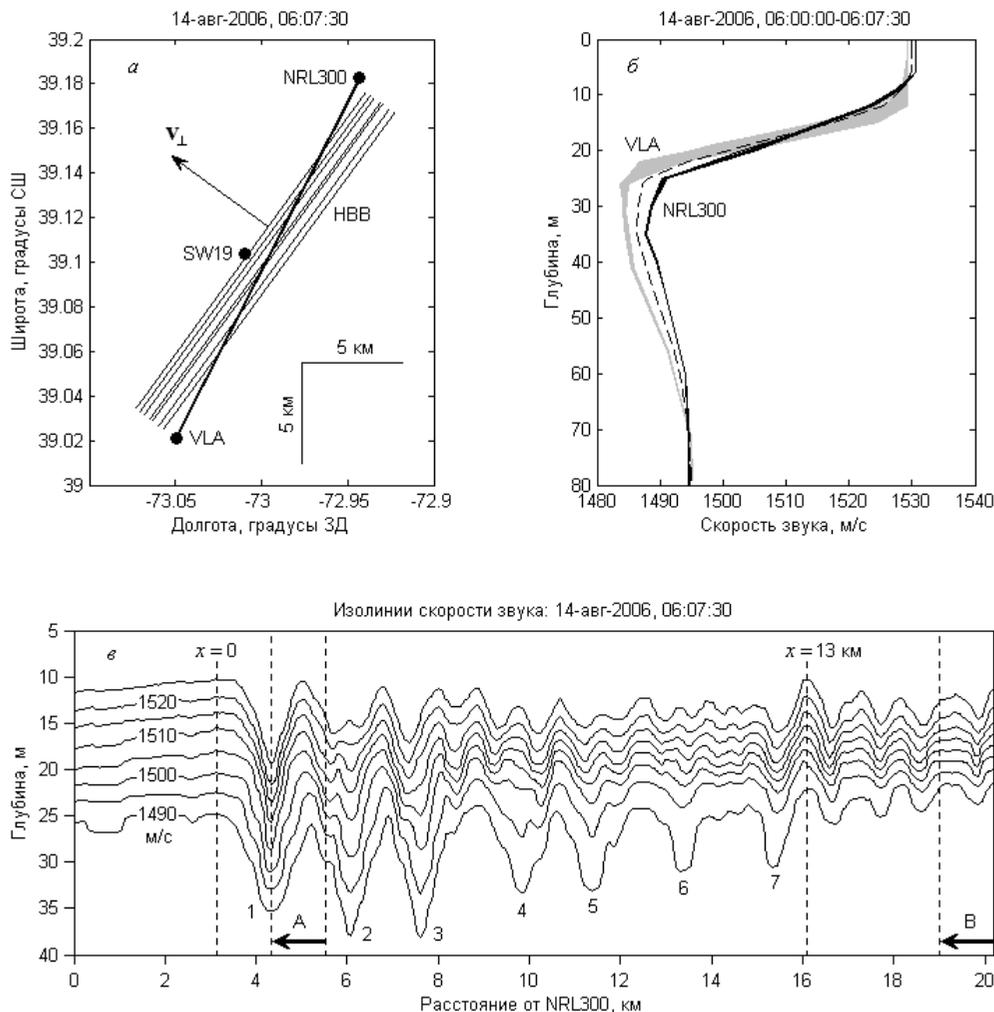


Рис. 1: (а) схема эксперимента, семь параллельных линий — фронты крупных солитонов НВВ в указанный момент времени; (б) профили скорости звука на источнике NRL300 и приемнике VLA в течение 7,5 мин, пунктир — средний профиль; (в) распределение скорости звука в вертикальной плоскости на линии NRL300–VLA

GMT. Глубина источника $z_1 = 72$ м при глубине моря $H_1 = 82,5$ м. VLA — вертикальная приемная антенна. При обработке сигналов использовались 9 эквидистантно расположенных гидрофонов с глубинами $z_2 = 17, 25–77,25$ м через 7,5 м при глубине моря $H_2 = 79$ м. Расстояние NRL300–VLA определялось по формуле Vincenty, зная географические координаты NRL300 и VLA, и равнялось $R = 20181$ м.

Структура НВВ и динамика их движения по трассе отслеживались с помощью трех вертикальных термисторных цепочек, установленных в точках NRL300, VLA и SW19 (рис. 1а). Было установлено, что трассу пересекает пакет из семи крупных ВС амплитудой 10–15 м, за которыми следует шлейф мелких внутренних волн амплитудой менее 5 м. Угол наклона фронта НВВ к трассе в горизонтальной плоскости $\alpha = 9^\circ$, скорость НВВ перпендикулярно фронту $v_\perp = 0,43$ м/с, скорость НВВ вдоль трассы $v = 2,72$ м/с. Методика определения скорости и направления движения НВВ основывалась

на измерении времен прихода ВС на каждую из трех цепочек и описана в [5].

Проанализируем форму НВВ более детально. Для этого выберем начало координат на поверхности моря над NRL300, ось r направим горизонтально к VLA, ось z — вертикально вниз. Пусть $t^\circ(r, z, T)$ — распределение температуры в плоскости (r, z) в момент времени T , из которого известны только $t^\circ(0, z, T)$ и $t^\circ(R, z, T)$ — экспериментальные записи температуры на NRL300 и VLA. В работе предложена формула, реконструирующая полное распределение температуры на трассе при прохождении НВВ по записям температуры на концах трассы

$$t^\circ(r, z, T) = t^\circ\left(0, z, T - \frac{r}{v_r}\right) \frac{R-r}{R} + t^\circ\left(R, z, T + \frac{R-r}{v_r}\right) \frac{r}{R}, \quad (1)$$

где $v_r = -v$ — проекция скорости НВВ вдоль трассы

на ось r . Пересчитаем далее показания температуры в скорость звука. Для этого воспользуемся эмпирической формулой, дающей погрешность менее 5 м/с для данного района исследований:

$$c(r, z, T) = \begin{cases} 3t^\circ + t_{\min}^\circ + 1447, & 0 < z < z_{\min} \\ 4t^\circ + 1447, & z_{\min} < z < H \end{cases}, \quad (2)$$

где температура измеряется в градусах Цельсия, скорость звука — в м/с, z_{\min} — глубина (~ 30 м), на которой наблюдается минимальная температура t_{\min}° , H — глубина моря.

На рис. 1в изображено вычисленное распределение $c(r, z, T_1)$ — скорость звука в вертикальной плоскости на линии трассы NRL300–VLA в фиксированный момент времени $T_1 = 06:07:30$. Стрелка А показывает перемещение головного ВС в течение исследуемого времени $T = 06:00:00 - 06:07:30$. Стрелка В показывает аналогичное перемещение хвостовой части НВВ через VLA. Если пренебречь смещением термоклина на 2,5 м при движении хвоста НВВ через VLA, то можно считать, что в указанном промежутке времени пакет НВВ целиком движется внутри трассы. Вследствие этого, адиабатические флуктуации звука, связанные с колебаниями воды на источнике и приемнике, должны быть малы. Этот факт иллюстрируется также относительной стабильностью профилей скорости звука на NRL300 и VLA (рис. 1б).

Время распространения одного импульса по трассе составляет ~ 13 с. За это время пакет НВВ перемещается вдоль трассы на ~ 35 м, что значительно меньше размера одного ВС вдоль трассы, равного ~ 2 км. Отсюда следует, что при каждом прохождении импульса среду можно считать неподвижной («замороженной»). Состояние среды выше описывалось временем T , которое назовем «большим» временем. Отсчеты «большого» времени удобно привязать к моментам излучения или приема импульсов с периодом дискретизации равным периоду следования импульсов $\delta T = 4,096$ с. Тогда каждый принимаемый на гидрофонах VLA импульс давления можно записать в виде $p(z, t, T)$, где t — «малое» время в интервале $0 < t < \delta T$, имеющее период дискретизации равный периоду оцифровки импульса $\delta t = 0,1024$ мс.

Методика обработки принимаемых импульсов заключается в нахождении: 1) спектра Фурье для каждого импульса

$$P_\omega(z, T) = \int_0^{\delta T} p(z, t, T) \exp(i\omega t) dt,$$

где $\omega = 2\pi f$ — частота звука, 2) модуля спектра Фурье относительных флуктуаций интенсивности за полное время приема 110 импульсов.

$$G_I(\Omega, \omega, z) = \left| \int_{T_0}^{T_0 + \Delta T} \frac{I_\omega(z, T) - \bar{I}_\omega(z)}{\bar{I}_\omega(z)} \exp(i\Omega T) dT \right|, \quad (3)$$

где $I_\omega(z, T) = (2\rho\bar{c})^{-1} |P_\omega(z, T)|^2$ — интенсивность звука, $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ — плотность воды, $\bar{c} = 1500 \text{ м/с}$ — средняя скорость звука в воде, $\bar{I}_\omega(z) = \Delta T^{-1} \int_{T_0}^{T_0 + \Delta T} I_\omega(z, T) dT$ — средняя интенсивность, $T_0 = 06:00:00$, $\Delta T = 7,5$ мин, $\Omega = 2\pi F$ — частота флуктуаций. Заметим, что в эксперименте рассматриваются относительные флуктуации $(I_\omega - \bar{I}_\omega) / \bar{I}_\omega$, чтобы убрать зависимость от спектра источника. В теоретическом же анализе [6] удобно было анализировать абсолютные флуктуации $I_\omega - \bar{I}_\omega$.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Прежде, чем представить результаты обработки эксперимента, проведем численное моделирование. Для этого рассмотрим волновод с водным слоем постоянной толщины $H = (H_1 + H_2) / 2 = 80,75$ м, с невозмущенным профилем скорости звука $c_0(z)$, соответствующим среднему экспериментальному профилю (пунктир на рис. 1б), и плотностью ρ . Модель дна выберем в виде жидкого однородного полупространства без поглощения со скоростью звука $c_b = 1567 \text{ м/с}$ и плотностью $\rho_b = 1,8 \text{ г/см}^3$ [11]. Присутствие НВВ в канале приводит к возмущению профиля $c_0(z)$. Предлагается использовать следующую модель возмущенного профиля скорости звука

$$\tilde{c}(x, z) = \begin{cases} c_0(z), & x < 0, \quad x > L \\ c(r_1 + x, z, T_1), & 0 < x < L \end{cases}, \quad (4)$$

где $x = r - v_r(T - T_2)$, $T_2 = T_1 - r_1/v_r = 06:26:52$, $r_1 = 3,16$ км, $L = 13$ км для модели НВВ из семи ВС, $L = 2$ км для модели НВВ из одного головного ВС.

Поясним выражение (4). НВВ полагаются ограниченными по горизонтали размером L и движущимися без изменения формы со скоростью $v = 2,72 \text{ м/с}$ по направлению к источнику. Форма НВВ взята непосредственно из эксперимента и привязана к моменту времени $T_1 = 06:07:30$ (см. рис. 1в). В это время началу НВВ (точке $x = 0$) соответствует координата $r = r_1 = 3,16$ км, а концу НВВ (точке $x = L = 13$ км) — координата $r = r_1 + L$. В момент времени $T_2 = 06:26:52$ движущаяся совместно с НВВ точка $x = 0$ оказывается над источником ($r = 0$). За пределами НВВ сохраняется невозмущенный профиль скорости звука $c_0(z)$. Заметим, что модель (4) выбрана с целью согласования с модовой теорией [6], в которой форма НВВ также считалась неизменной в течение исследуемого промежутка времени ΔT .

Пусть $s(\omega)$ — спектр излученного сигнала. В приближении «замороженной» среды, пренебрегая горизонтальной рефракцией, спектр принимаемого сигнала $P_\omega(r, z, T)$ в произвольной точке волновода найдется из решения уравнения Гельмгольца при соответствующей

щих граничных условиях

$$\left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 \right\} P_\omega(r, z, T) = -s(\omega) \delta(z - z_0) \frac{\delta(r)}{2\pi r},$$

$$P|_{z=0} = 0, \quad P|_{z=H-} = P|_{z=H+},$$

$$\left. \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \right|_{z=H-} = \left. \frac{1}{\rho_b} \frac{\partial P}{\partial z} \right|_{z=H+},$$

где

$$k_0^2 = \begin{cases} k^2(n^2 + \mu), & 0 < z < H \\ k_b^2, & z > H \end{cases},$$

$k = \frac{\omega}{\bar{c}}$, $n = \frac{\bar{c}}{c_0(z)}$, $\mu(x, z) = \bar{c}^2(\bar{c}^{-2} - c_0^{-2})$, $k_b = \frac{\omega}{c_b}$, $\delta(\cdot)$ — дельта-функция Дирака, $z_0 = z_1 H / H_1$ — приведенное значение глубины источника NRL300. Решение (5) при условии малости μ (в нашем эксперименте $\max|\mu| \sim 0,03$) найдено в [6]. При $r = R$, обозначив $P_\omega(z, T) = P_\omega(R, z, T)$, имеем решение в виде

$$P_\omega(z, T) = \sum_{m,n} P_{mn} \exp[-i\Delta q_{mn} v_r (T - T_2)], \quad (6)$$

$$P_{mn}(z) = C_n^0 S_{mn}(L) \psi_m(z) (q_m R)^{-1/2} \exp(iq_m R), \quad (7)$$

где $C_n^0 = (8\pi)^{-1/2} \exp(i\pi/4) s(\omega) \psi_n(z_0)$ — коэффициенты возбуждения мод; $\psi_m(z)$ и q_m — собственные функции и собственные значения задачи Штурма-Лиувилля

$$\{d^2/dz^2 + k^2 n^2 - q_m^2\} \psi_m(z) = 0,$$

$$\psi_m(0) = 0, \quad \psi_m(H) + g_m \left. \frac{d\psi_m}{dz} \right|_{z=H} = 0, \quad (8)$$

$$\int_0^H \psi_m^2(z) dz + \frac{g_m \psi_m^2(H)}{2m_1^2} = 1,$$

где $g_m = im_1 / \sqrt{k_b^2 - q_m^2}$, $m_1 = \rho_b / \rho$, $\Delta q_{mn} = q_m - q_n$; $S_{mn}(L)$ — элементы матрицы S в точке $x = L$, являющейся решением системы

$$\frac{d\mathbf{S}}{dx} = \mathbf{W}\mathbf{S}, \quad \mathbf{S}(0) = \mathbf{I}, \quad (9)$$

где \mathbf{I} — единичная матрица, \mathbf{W} — матрица элементов

$$W_{mn} = \frac{ik^2 \exp(-i\Delta q_{mn} x)}{2\sqrt{q_m q_n}} \int_0^H \mu(x, z) \psi_m(z) \psi_n(z) dz.$$

Заметим, что если в (6) величина z интерпретируется как глубина гидрофона VLA, то она должна вычисляться через приведенное значение $z = z_2 H / H_2$.

Заметим также, что в (6), по сравнению с аналогичной формулой (11) из работы [6], стоит множитель $v_r (T - T_2)$ вместо vT . Это связано с выбором другого времени начала отсчета и противоположным направлением движения НВВ.

Следуя методике обработки эксперимента, после расчета $P_\omega(z, T)$ найдем спектр относительных флуктуаций интенсивности $G_I(\Omega, \omega, z)$ (см. (3)). Анализ, проведенный в [6], показывает, что максимумы в спектре $G_I(\Omega, \omega, z)$ должны лежать на дисперсионных линиях $F = F_{mn}(f) = (2\pi)^{-1} v \Delta q_{mn}(f)$, где индексы m и n ($n > m$) интерпретируются как номера взаимодействующих мод. На рис. 2 приведены дисперсионные линии первых трех порядков при $n = m + 1$, $m + 2$, $m + 3$ для используемых в эксперименте частот звука $f = 300 \pm 30$ Гц и для 9 мод, что равно максимальному числу распространяющихся мод на частоте 270 Гц. Из теории [6] следует, что наиболее крупные флуктуации должны наблюдаться на дисперсионных линиях первого порядка $F = F_{m, m+1}(f)$. Физически это соответствует максимальному взаимодействию мод соседних номеров и, как видно из рис. 2, соответствует частотам флуктуаций $F = 6-15$ ц/ч. Где-то внутри этого диапазона должна наблюдаться частота максимальных флуктуаций F^* , которую, следуя терминологии работ [3-7], будем называть доминирующей частотой.

Для определения значения доминирующей частоты в эксперименте может не хватить интервала наблюдения $\Delta T = 7,5$ мин, поскольку минимальная граница правильного определения частот флуктуаций в спектре Фурье равна $F_{\min} = 1/\Delta T = 8$ ц/ч, что больше возможного значения $F^* = 6-8$ ц/ч из указанного выше диапазона. Если в эксперименте реализуется ситуация $F^* < 8$ ц/ч, то обработка Фурье по интервалу $\Delta T = 7,5$ мин даст $F^* \approx 8$ ц/ч, что будет ошибочным значением доминирующей частоты, но будет свидетельствовать о ее существовании и значении ниже 8 ц/ч. При моделировании этой проблемы не существует, поскольку можно взять интервал наблюдения равный, например, $\Delta T = 30$ мин, при котором $F_{\min} = 2$ ц/ч, и искомые частоты флуктуаций будут определены корректно.

На рис. 3 в первых двух колонках приведены результаты расчетов спектра $G_I(\Omega, \omega, z)$ для модели НВВ из 1 ВС ($L = 2$ км) и модели НВВ из 7 ВС ($L = 13$ км). В обоих случаях интервал наблюдения равнялся $\Delta T = 30$ мин, что соответствовало текущему времени $T = T_1 \pm \Delta T/2 = 05:52:30-06:22:30$. В течение этого времени НВВ целиком двигались внутри трассы, не заходя на источник или приемник. В третьей колонке приведены результаты эксперимента. Для удобства анализа на рисунки нанесены дисперсионные линии первых двух порядков. Видно, что на всех картинах наиболее крупные флуктуации действительно наблюдаются в области дисперсионных линий первого порядка, что особенно важно отметить для экспериментальных картин, поскольку это является первым под-

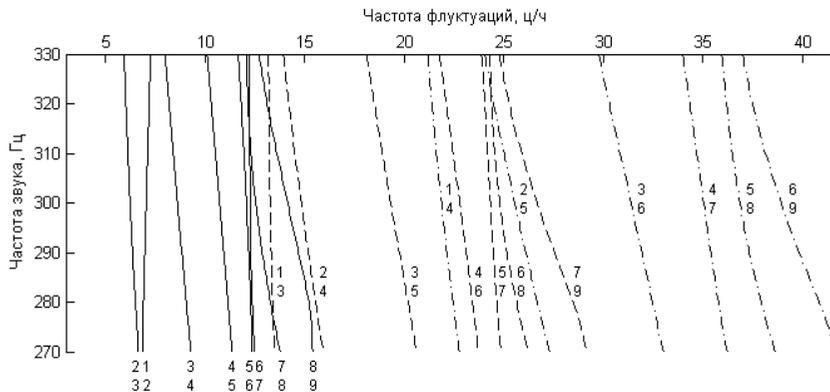


Рис. 2: Дисперсионные линии первых трех порядков. Числа возле линий — номера взаимодействующих мод

тверждением модовой теории.

Из-за интерференционных эффектов картины спектров флуктуаций на рис.3 носят пятнистый характер вдоль дисперсионных линий. Эти картины можно частично сгладить, если просуммировать спектры по всем 9 гидрофонам приемной вертикальной антенны: $G_I(\Omega, \omega) = \sum G_I(\Omega, \omega, z)$. Полученные суммарные спектры изображены на рис.4. На данных рисунках наличие крупных флуктуаций в области дисперсионных линий первого порядка проявляется наиболее наглядно.

Далее, измерим доминирующую частоту флуктуаций. Учитывая, что дисперсионные линии идут практически вертикально, предлагается проинтегрировать спектры $G_I(\Omega, \omega)$ по частоте звука в рассматриваемой полосе 270–330 Гц: $G_I(\Omega) = \int G_I(\Omega, \omega) d\omega$. Полученные спектры изображены на рис.5а. Общий максимум для двух модельных спектров (1 ВС и 7 ВС) соответствует модельной доминирующей частоте $F_{\text{mod}}^* = 6,4$ ц/ч, что, к сожалению, меньше предельной границы $F_{\text{min}} = 8$ ц/ч для удовлетворительного определения этой же частоты в эксперименте. Как видно из рис. 5а, экспериментальный спектр имеет близкий к 8 ц/ч глобальный максимум при 8,5 ц/ч. Естественно считать этот максимум соответствующим экспериментальной доминирующей частоте, имеющей значение $F_{\text{exp}}^* \leq 8,5$ ц/ч, что согласуется с теорией.

Интересно отметить, что модель 7 ВС в отличие от модели 1 ВС приводит к появлению новых выделенных частот (гармоник) практически кратных F_{mod}^* (рис. 5а). Объясняется это следующим образом. В отсутствие НВВ на трассе, как известно из эксперимента, преобладают 2 и 3 моды. В присутствии НВВ эти же моды дают основной вклад в рассеяние, причем для 7 ВС рассеяние идет не только в соседние, но и в моды, отличающиеся на 2–3 номера. На картине дисперсионных линий (рис. 5б) этот факт проявляется в том, что наиболее заметные флуктуации наблюдаются на линиях, индексы которых содержат номера 2 и 3. Физически это соответствует взаимодействию излучаемых источником мод 2 и 3 с модами других номеров. Как следует

из совместного анализа рис.5а, б, доминирующей частоте $F_{\text{mod}}^* = (2\pi)^{-1} v \Delta q$ соответствуют флуктуации на близко расположенных дисперсионных линиях 12, 23, 34, гармонике $2F_{\text{mod}}^*$ — на линиях 13, 24, гармонике $3F_{\text{mod}}^*$ — на линии 35, гармонике $4F_{\text{mod}}^*$ — на линии 25, гармонике $5F_{\text{mod}}^*$ — на линии 36. Если предположить выполнение приближенных равенств $\Delta q_{12} \approx \Delta q_{23} \approx \Delta q_{34} \approx \Delta q$, $\Delta q_{45} \approx \Delta q_{56} \approx 2\Delta q$, то наблюдаемая кратность гармоник полностью объясняется. Например, частота флуктуаций для дисперсионной линии 35 равна $F_{35} = (2\pi)^{-1} v \Delta q_{35} = (2\pi)^{-1} v (\Delta q_{34} + \Delta q_{45}) \approx 3F_{\text{mod}}^*$.

Как показывают расчеты, для данного волновода действительно выполняются приведенные выше приближенные равенства. А именно, на центральной частоте волновода: $\Delta q_{12} = 1,1\Delta q$, $\Delta q_{23} = 1,0\Delta q$, $\Delta q_{34} = 1,3\Delta q$, $\Delta q_{45} = 1,7\Delta q$, $\Delta q_{56} = 1,9\Delta q$.

В рассматриваемом эксперименте угол наклона фронта НВВ к трассе достаточно мал ($\alpha = 9^\circ$), что не исключает проявления механизма горизонтальной рефракции во флуктуациях интенсивности наряду с обусловленным механизмом взаимодействия мод. Если горизонтальная рефракция действительно существует, то на приемной вертикальной антенне должны наблюдаться временные колебания суммарной по антенне интенсивности поля. В отсутствие горизонтальной рефракции, когда флуктуации обусловлены только взаимодействием мод, наблюдается меняющееся во времени перераспределение интенсивности по вертикали волновода при сохранении суммарной интенсивности без изменения.

Расчеты суммарной интенсивности по формуле $I(T) = \sum \int I_\omega(z, T) d\omega$, где суммирование проводится по 9 приемным гидрофонам, а интегрирование по полосе 270–330 Гц, показывают, что для моделей $I(T) \approx \text{const}$, а в эксперименте $I(T)$ флуктуирует с амплитудой $\sim 20\%$ от среднего значения с основной частотой ~ 15 ц/ч. Таким образом, можно констатировать, что наряду с механизмом взаимодействия мод, наблюдается некий дополнительный механизм флуктуаций, возможно, горизонтальная рефракция (точное утвержде-

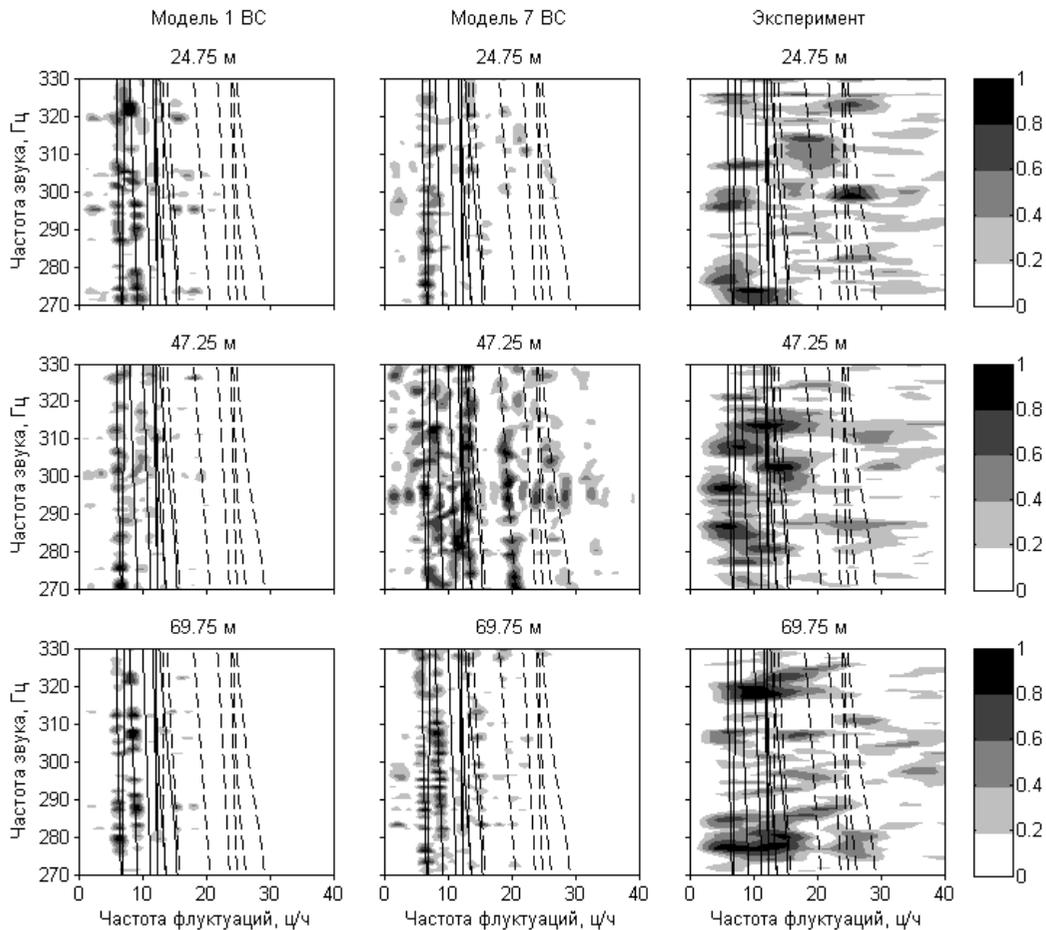


Рис. 3: Спектры $G_I(\Omega, \omega, z)$, вычисленные по формуле (3) для трех гидрофонов на глубинах 24,75, 47,25, 69,75 м. Первые две колонки — модели НВВ из 1 ВС и 7 ВС. Третья колонка — эксперимент. Линии на рисунках — дисперсионные линии первого (сплошные) и второго (пунктир) порядков

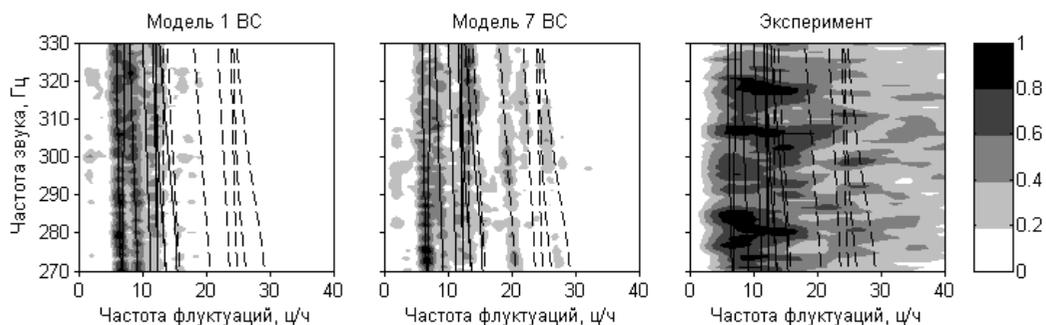


Рис. 4: Спектры $G_I(\Omega, \omega)$, полученные суммированием спектров $G_I(\Omega, \omega, z)$ (см. рис. 3) по 9 гидрофонам приемной вертикальной антенны. Рисунки слева направо — модели НВВ из 1 ВС, 7 ВС и эксперимент. Линии на рисунках — дисперсионные линии первого (сплошные) и второго (пунктир) порядков

ние требует дополнительных исследований). Однако, как следует из экспериментального графика на рис. 5а, этот дополнительный механизм флуктуаций не доминирует, поскольку глобальный максимум в спектре флуктуаций наблюдается на частоте примерно вдвое меньшей 15 ц/ч.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, движение НВВ вдоль акустической трассы приводит к флуктуациям интенсивности принимаемого поля. В данной работе, имея достаточно хорошее описание НВВ, предоставляемое экспериментом SW06, показано хорошее согласие разработанной

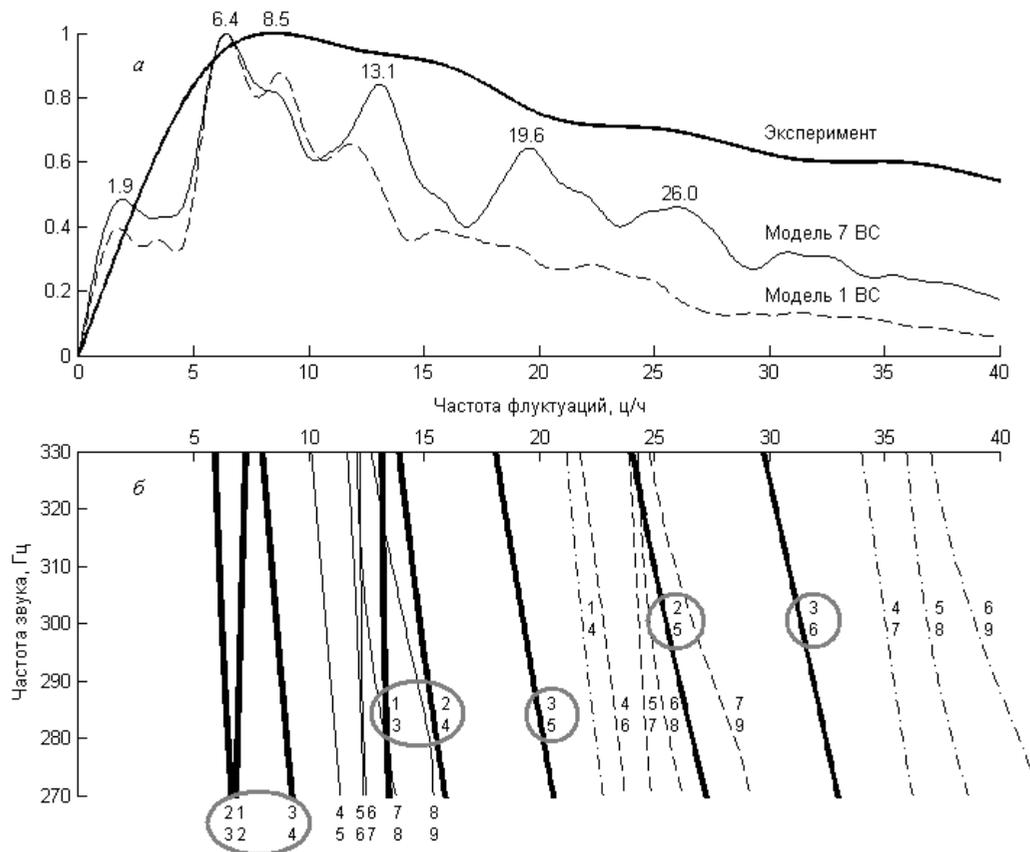


Рис. 5: (а) спектры $G_I(\Omega)$, полученные интегрированием спектров $G_I(\Omega, \omega)$ (см. рис. 4) в полосе частот звука 270–330 Гц; числа возле максимумов — частоты флуктуаций; (б) картина дисперсионных линий (см. рис. 2); жирными линиями выделены области максимальных флуктуаций, соответствующие взаимодействию основных излучаемых источником мод 2 и 3 с модами других номеров

ранее модовой теории флуктуаций с экспериментом. В частности, показано, что главный пик, наблюдающийся в экспериментальном спектре флуктуаций, связан с механизмом взаимодействия мод. Результаты работы могут быть использованы для дистанционного

акустического мониторинга НВВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 14-02-00330, 14-05-91180, 12-05-00887-а).

- [1] An Atlas of Oceanic Internal Solitary Waves by Global Ocean Associates. <http://www.internalwaveatlas.com>.
- [2] Сабинин К.Д., Серебряный А.Н. Акуст. журн. **53**, № 3. С. 410. (2007).
- [3] Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г. Акуст. журн. **55**, № 1. С. 47. (2009).
- [4] Katsnelson B., Grigorev V., Lynch J.F. J. Acoust. Soc. Am. **124**, № 3. P. EL78. (2008).
- [5] Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Lynch J.F. Акуст. журн. **59**, № 4. С. 485. (2013).
- [6] Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г. Акуст. журн. **60**, № 3. С. 262. (2014).
- [7] Katsnelson B.G., Grigorev V., Badiey M., Lynch J.F. J. Acoust. Soc. Am. **126**, № 1. P. EL41. (2009).
- [8] Lynch J., Tang D. J. Acoust. Soc. Am. **124**, № 3. P. EL63. (2008).
- [9] 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. 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] Apel J.R., Badiey M., Ching-Sang Chiu, Finette S., Headrick R., Kemp J., Lynch J.F., Newhall A., Orr M.H., Pasewark B.H. et al. IEEE J. Oceanic Eng. **22**, № 3. P. 465. (1997).
- [11] Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Линч Дж.Ф. Определение эффективных параметров дна мелкого моря по спектрам широкополосных сигналов в условиях гидродинамической изменчивости Труды XII Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». С. 480. (СПб.: Нестор-История, 2014).

Sound intensity fluctuations resulting from mode coupling in shallow-water nonlinear internal waves

V.A. Grigorev^{1,a}, B.G. Katsnelson^{2,b}, J.F. Lynch^{3,c}

¹Voronezh State University, Voronezh 394006, Russia

²Haiifa University, Haiifa 31905, Israel

³Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, StateMA 02543, USA

E-mail: ^agrig@box.vsi.ru, ^bbkatsnels@univ.haiifa.ac.il, ^cjlynch@whoi.edu

The analysis is carried out for the low frequency (300 ± 30 Hz) intensity fluctuations of the sound pulses propagating in the shallow water waveguide in the presence of nonlinear internal waves (NIW) in the experiment Shallow Water 2006 (Atlantic shelf of USA). Signals were being received by vertical line array (distance to the source ~ 20 km). NIW train was placed entirely inside of an acoustic track during time period of the sound radiation. Angle between wave front of NIW and direction of an acoustic track was $\sim 10^\circ$. Theoretical modeling of spectrum of fluctuations were obtained using theory of authors for the sound fluctuations due to mode coupling. The main feature of the theory is existence of the so called «predominating frequency», corresponding to the spectral component of maximal amplitude. Comparison of modeling results and experimental data allows us to interpret position of the maximum in the spectrum as predominating frequency. Contribution of horizontal refraction is discussed as well.

PACS: 43.30.Bp; 43.30.Re

Keywords: shallow water acoustics, nonlinear internal waves, mode coupling, intensity fluctuations.

Received 15.11.2014.

Сведения об авторах

1. Григорьев Валерий Анатольевич — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, тел.: (473) 220-87-48, e-mail: grig@box.vsi.ru.
2. Кацнельсон Борис Григорьевич — докт. физ.-мат. наук, профессор, e-mail: bkatsnels@univ.haiifa.ac.il.
3. Линч Джеймс Фредерик — Ph. D., старший научный сотрудник WHOI, главный редактор журнала «Journal of the Acoustical Society of America», e-mail: jlynch@whoi.edu.