

УДК 551.466.8

ПЕРЕСТРОЙКА ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ В ПРИСУТСТВИИ ДВИЖУЩИХСЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

© 2011 г. Б. Г. Кацнельсон, А. Ю. Малыхин, А. В. Цхоидзе

Воронежский государственный университет,

3940066 Воронеж, Университетская пл. 1

E-mail: katz@phys.vsu.ru

Поступила в редакцию 17.08.10 г.

Рассматривается перестройка пространственно-временной структуры поля в мелководном волноводе в присутствии движущегося пакета интенсивных внутренних волн. Анализ проводится в рамках подхода, который может быть назван пространственно-временные горизонтальные лучи и вертикальные моды. Показано, что в течение времени прохода пакета через акустическую трассу (около часа) имеют место значительные пространственные и временные флуктуации интерференционной структуры и интенсивности поля.

Как хорошо известно, нелинейные (солитонобразные) внутренние волны в мелком море формируют нестационарную анизотропную структуру, существенно влияющую на распространение звуковых сигналов [1]. Возникающая при этом пространственно-временная изменчивость звукового поля в горизонтальной плоскости определяет ряд существенно трехмерных (или 3D) акустических эффектов. В частности, вопросам распространения звуковых волн в шельфовой области в присутствии различного рода возмущений (прилива, температурных фронтов, нелинейных внутренних волн (НВВ) и пр.) был посвящен недавний эксперимент *Shallow water 2006* [2] в области Атлантического шельфа США. В рамках этого эксперимента в течение длительного времени (более двух месяцев) исследовалось распространение звуковых сигналов по разным направлениям на расстояниях до 25–30 км. В силу упомянутой анизотропии нелинейных внутренних волн механизмы, определяющие акустические эффекты, зависят от направления распространения звуковых сигналов. В отношении темы данной работы, если акустическая трасса примерно параллельна волновым фронтам ВВ, то таким механизмом является горизонтальная рефракция. Некоторые из эффектов, обусловленные данным механизмом, рассматривались теоретически [3, 4] и обнаружены экспериментально [5, 6]. В продолжение этих исследований, в данной работе рассматриваются эффекты, обусловленные возможным многолучевым характером распространения при горизонтальной рефракции.

Интересующие нас эффекты появляются в той области горизонтальной плоскости, где в точку наблюдения (приема) приходит несколько горизонтальных лучей, распространяющихся по разным траекториям. Это могут быть, например, “прямой” луч и “рефрагированный” или отраженный от фронта ВВ (температурного фронта) и/или от берегового склона. Для длительного (тонального) сигнала эти два луча определяют квазистационарную или движущуюся интерференционную картину. Если же излучаемый сигнал короткий, то различные импульсы, распространяющиеся по разным горизонтальным лучам, достигают точки приема в разное время, а временной промежуток между сигналами, пришедшими в одну и ту же точку, определяется структурой среды (положением ВВ относительно трассы, направлением фронта ВВ, профилем скорости звука и пр.). Подобный эффект в условиях горизонтальной рефракции наблюдался в окрестности берегового склона [7], а также в эксперименте *SW06* [8], при соответствующей ориентации акустической трассы.

Если среда распространения нестационарна, например, в результате движения температурного фронта или ВВ, то в течение достаточно длительного времени (несколько часов) структура поля также меняется и приемник в разные моменты времени может оказаться в области “однолучевости”, “многолучевости”, каустики, зоны тени и пр. и соответственно на приемнике будут иметь место весьма значительные пространственно-временные вариации принимаемого сигнала. Характерные временные масштабы флуктуаций и

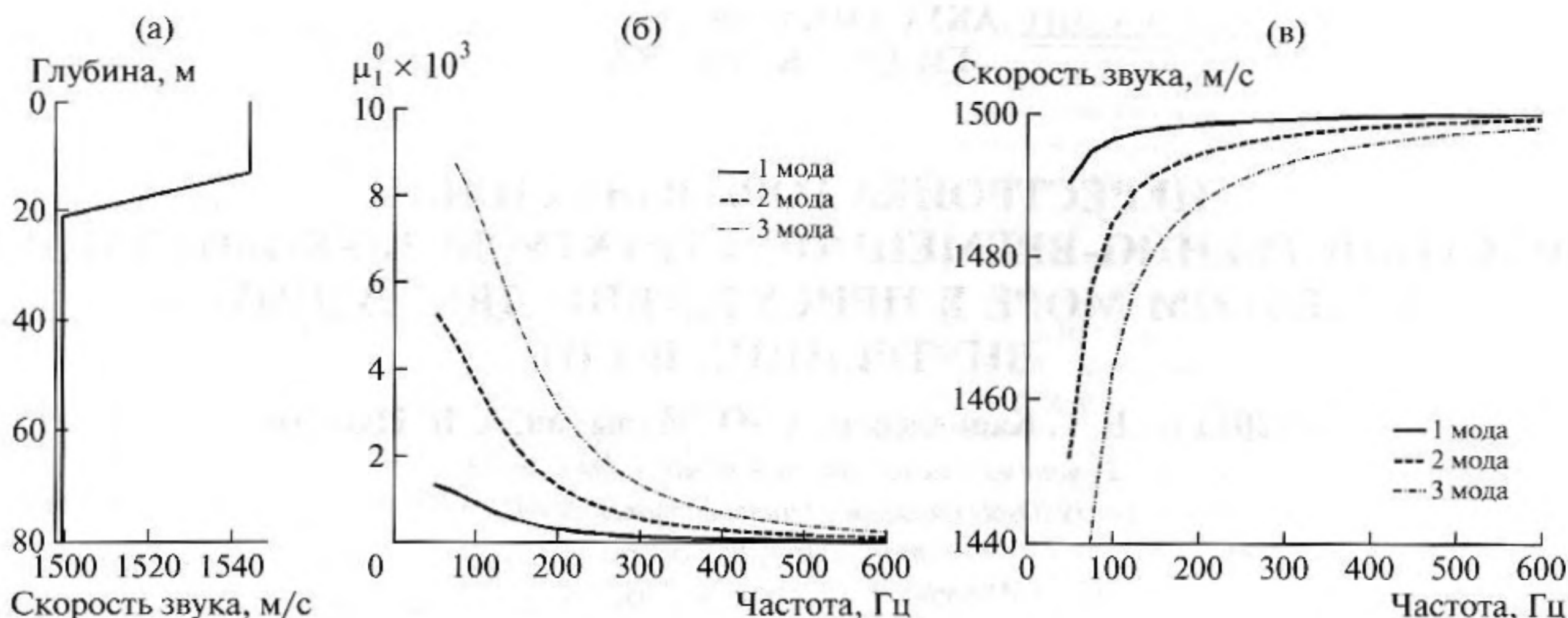


Рис. 1. (а) Волновод в мелком море, соответствующий условиям экспериментов SWARM'95 [5] и SW06 [2]; скорость звука в дне $c_b = 1650$ м/с, отношение плотностей $m = 1.9$, глубина $H = 80$ м; (б) добавка к показателю преломления горизонтальных лучей за счет ВВ, как функция частоты для первых трех мод; (в) групповые скорости первых трех мод как функция частоты.

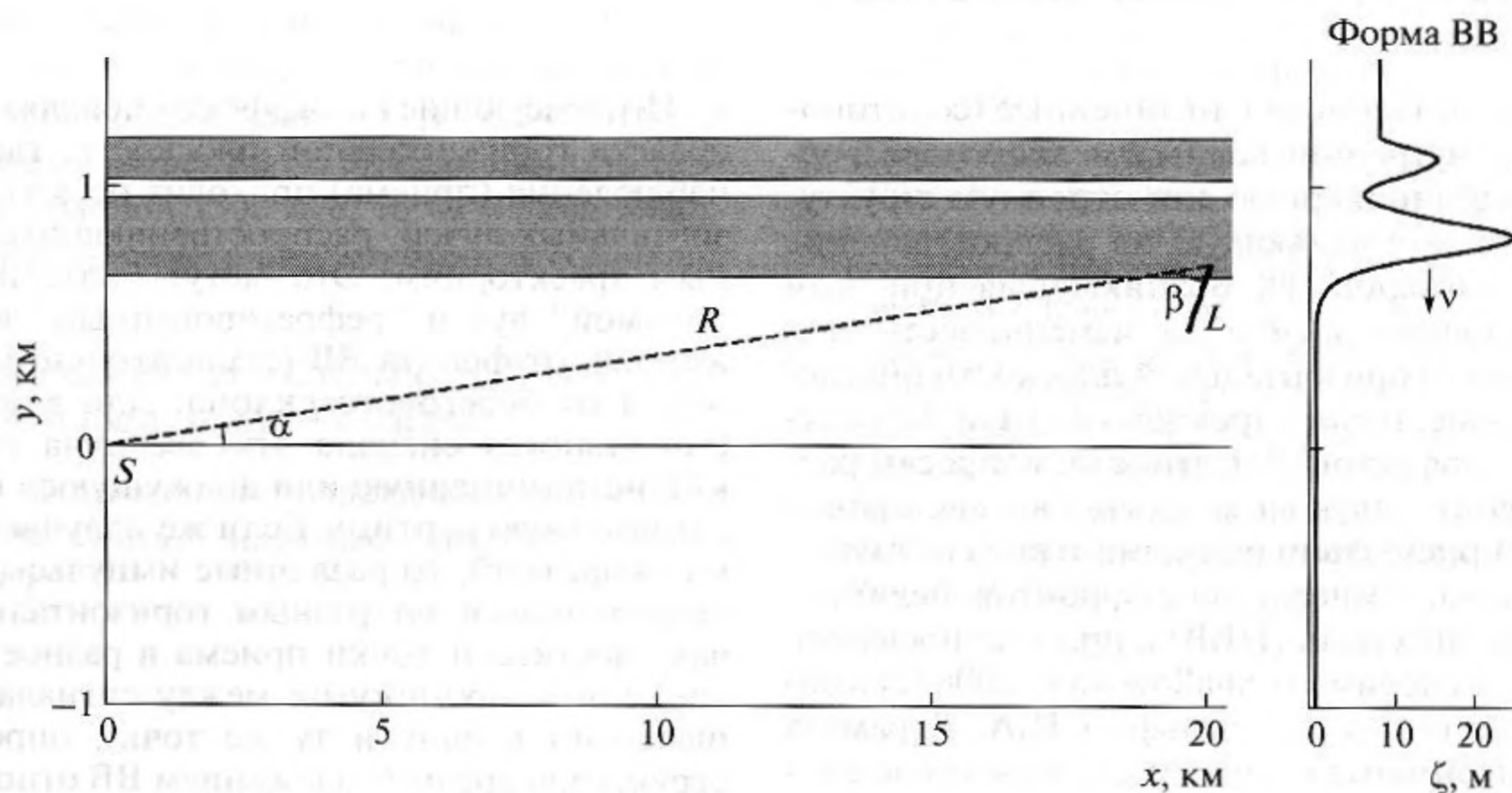


Рис. 2. Постановка задачи. Форма движущегося пакета внутренних волн показана справа.

общее время, в течение которого можно ждать появления указанных особенностей, можно оценить, исходя из типичной скорости гидродинамических возмущений, например, НВВ (0.5–1 м/с) и примерной ширины пакета (~2–3 км), содержащего несколько отдельных солитонов и, таким образом, в течение примерно часа можно наблюдать существенные вариации пространственно-временной структуры поля с квазипериодом около 5–10 минут.

Экспериментальное наблюдение указанной перестройки и связанных с ней эффектов может производиться, например, при длительном (по-

рядка часа и более) приеме сигналов на стационарный приемник от излучающего стационарного источника. Заметим, что если прием сигналов осуществляется на вертикальную и/или горизонтальную антенны, то можно производить как частотную, так и модовую фильтрацию. Это значит, что можно рассматривать поведение отдельных мод на различных частотах.

Рассмотрим следующую ситуацию (рис. 1, 2). Пусть в нашей системе координат горизонтальная плоскость (оси x, y) совпадает с поверхностью моря, ось z направлена вертикально вниз. Волновод характеризуется глубиной H , невозмущен-

ным профилем скорости звука $c_0(z)$, а также вариацией $\delta c(x, y, z, T)$, обусловленной присутствием внутренних волн, где T — так называемое “медленное” или “глобальное” время, определяющее сравнительно плавное изменение среды за счет движения ВВ. Дно для простоты предполагается однородным жидким и поглощающим с параметрами c_1, ρ_1, α (не представляет труда ввести более сложную модель дна, но, как будет видно из дальнейшего, влияние его на процессы, рассматриваемые в работе, мало). Параметры волновода, близкие к таковым для эксперимента SW06 (или SWARM’95, проводившегося в том же районе), показаны на рис. 1а. Пакет ВВ с плоским волновым фронтом распространяется вдоль оси y , с некоторой скоростью v , профиль группы НВВ (смещение поверхности постоянной плотности вдоль оси z в области максимальной амплитуды), обозначаемой $\zeta_s(y, T)$ для нелинейной ВВ взята в достаточно типичном виде, показанном на рис. 2. Будем считать, что форма пакета, как и скорость, практически не меняется за время движения, которое мы рассматриваем (~40–60 мин) или на дистанции распространения ~2–2.5 км (анализ океанографических данных показывает, что такое предположение вполне может выполняться в реальных условиях). Поправка к скорости звука, связанная с внутренними волнами, определяется выражением $\delta c = Qc_0(z)N^2(z)\zeta_s(y, T)\Phi(z)$, где $N(z)$ — частота Вьяйсяля, $\Phi(z)$ — первая гравитационная мода ВВ, нормированная на 1 в точке максимума, параметр Q , вообще говоря, меняется для разных условий, примерное значение обычно принимается равным ~2.4 с²/м.

Нас интересует перестройка структуры (или флуктуации) звукового поля в течение указанного времени в горизонтальной плоскости, что приводит к изменению поля на приемной антенне. В основе наших расчетов лежит теория вертикальных мод и горизонтальных лучей, которая основана на разложении звукового поля $P(\vec{r}, z, t)$ от точечного источника со спектром $S(\omega)$, находящегося в точке с координатами (x_s, y_s, z_s) или (\vec{r}_s, z_s) по вертикальным (адиабатическим) модам:

$$P(\vec{r}, z, t) = 2 \int_0^\infty \sum_l P_l(\vec{r}, \omega) \psi_l(\vec{r}, z; \omega) e^{-i\omega t} d\omega; \quad (1)$$

здесь ψ_l — собственные функции, q_l — собственные значения, определяемые задачей Штурма-Лиувилля, включающей зависимость от \vec{r} , как от параметра:

$$\frac{d^2 \psi_l(\vec{r}, z)}{dz^2} + \left\{ \frac{\omega^2}{[c_0(z) + \delta c(\vec{r}, z)]^2} - q_l^2(\vec{r}) \right\} \psi_l(\vec{r}, z) = 0 \quad (2)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \psi_l|_{z=0} = 0, \quad \psi_l|_{z=H^-} = \psi_l|_{z=H^+}, \\ \frac{1}{\rho} \frac{d\psi_l}{dz} \Big|_{z=H^-} = \frac{1}{\rho_1} \frac{d\psi_l}{dz} \Big|_{z=H^+}. \end{aligned} \quad (3)$$

В уравнениях (2), (3) не написана в явном виде зависимость от медленного времени T , как от параметра, также имеющая место.

Величины $P_l(\vec{r}, \omega)$, зависящие от горизонтальных координат и частоты звука, могут быть названы спектральными модальными амплитудами. В отсутствие ВВ для тонального сигнала величина модальной амплитуды известна

$$\begin{aligned} P_l^0(\vec{r}, \omega) = i\psi_l^0(\vec{r}_s, z_s) \times \\ \times \exp(iq_l^0 |\vec{r} - \vec{r}_s|) / \sqrt{8\pi q_l^0 |\vec{r} - \vec{r}_s|} \end{aligned} \quad (4)$$

где $\psi_l^0(z)$, q_l^0 соответственно собственные функции и собственные значения задачи (2), (3) в отсутствие ВВ.

Заметим, что, вообще говоря, собственные значения и собственные функции из-за потерь в дне и водной среде должны быть комплексными, но в нашей задаче мы пренебрежем затуханием сигналов, слабо сказывающимся на физических величинах, которые мы рассматриваем. Никаких принципиальных трудностей учет потерь в рамках данного формализма не вызывает. В дальнейшем для теоретических оценок и численного моделирования будем считать, что источник расположен в начале горизонтальной системы координат $x_s = 0, y_s = 0$.

Для величины $P_l(\vec{r}, \omega)$ в пренебрежении взаимодействием мод получается двумерное уравнение Гельмгольца:

$$\nabla_{\perp}^2 P_l(\vec{r}, \omega) + q_l^2(\vec{r}, \omega) P_l(\vec{r}, \omega) = 0, \quad (5)$$

где $\nabla_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ оператор Лапласа в горизонтальной плоскости.

Уравнение (5) описывает распространение волн в двумерной среде (горизонтальной плоскости) с дисперсией, определяемой частотной зависимостью собственных значений. Временная эволюция звукового сигнала в такой среде определяется выражением (1). Если спектр излучаемого сигнала является достаточно узким, то в пределах этого спектра можно пренебречь частотной зависимостью (достаточно плавной) собственных функций и вынести их из-под интеграла в (1) на центральной частоте ω_0 спектра

источника. В этом случае амплитуда сигнала имеет вид

$$P(\vec{r}, z, t) = 2 \sum_l \psi_l(\vec{r}, z; \omega_0) \times \int_0^\infty P_l(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega = \sum_l \psi_l(\vec{r}, z; \omega_0) P_l(\vec{r}, t), \quad (6)$$

где введена величина

$$P_l(\vec{r}, t) = 2 \int_0^\infty P_l(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (7)$$

которая может быть названа импульсной амплитудой l -й моды. Для этой величины аналогично трехмерному случаю [9] может быть построено соответствующее волновое уравнение для двумерной диспергирующей среды:

$$\nabla_\perp^2 P_l(\vec{r}, t) - \frac{1}{(c_l^0)^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \hat{M} P_l(\vec{r}, t) = 0, \quad (8)$$

где c_l^0 — фазовая скорость l -й моды в отсутствие внутренних волн $c_l^0 = \omega/q_l^0$, $\hat{M}u = \int_{-\infty}^\infty \varepsilon_l(\vec{r}, t-t') u(\vec{r}, t') dt'$ — интегральный оператор, определяемый дисперсионными свойствами волновода. Величина $\varepsilon_l(\vec{r}, \tau)$ аналогична диэлектрической проницаемости в материальном уравнении в электродинамике сплошной среды [10], в нашем случае эта величина связана с собственными значениями уравнения (2), зависящими от пространственных координат в горизонтальной плоскости и частоты:

$$\varepsilon_l(\vec{r}, \tau) = \begin{cases} \int_{-\infty}^\infty \varepsilon_l(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega\tau} d\omega, & \tau > 0 \\ 0, & \tau < 0, \end{cases} \quad (9)$$

$$\varepsilon_l(\vec{r}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \varepsilon_l(\vec{r}, \tau) e^{i\omega\tau} d\tau$$

где показатель преломления (или диэлектрическая проницаемость) для поля $P_l(\vec{r}, \omega)$ может быть найден из уравнения (5):

$$q_l^2(\vec{r}, \omega) = (q_l^0)^2 n_l^2(\vec{r}, \omega) = (q_l^0)^2 \varepsilon_l(\vec{r}, \omega). \quad (10)$$

В предыдущих работах (например, [3]) показано, что в присутствии интенсивных НВВ поправка к показателю преломления для горизонтальных лучей, может быть рассчитана по теории возмущений: $n_l^2(\vec{r}, \omega) = 1 + \mu_l(\vec{r}, \omega)$, где для поправки можно получить выражение:

$$\mu_l = -\frac{2Qk^2 \zeta_s(\vec{r}, T)}{(q_l^0)^2} \int_0^H [\psi_l^0(z)]^2 N^2(z) \Phi(z) dz.$$

Для получения уравнений пространственно-временной геометрической акустики в горизонталь-

ной плоскости (пространственно-временных горизонтальных лучей) зависящие от времени комплексные амплитуды отдельных мод ищутся в виде

$$P_l(\vec{r}, t) = A_l(\vec{r}, t) e^{i\Theta_l(\vec{r}, t)}, \quad (11)$$

где амплитуда $A_l(\vec{r}, t)$ и фаза $\Theta_l(\vec{r}, t)$ (эйконал) являются плавными функциями своих аргументов.

Применимость уравнений пространственно-временной геометрической оптики определяется характерными масштабами пространственной и временной изменчивости. Для водной среды шельфовой зоны это временной период изменчивости $T_0 \sim 5-10$ мин, соответствующий “океанографической” частоте (порядка частоты Вьяйсяля) $\Omega_0 \sim 6-12$ ц/час, скорость движения пакетов ВВ $0.5-1$ м/с, амплитуда $10-20$ м, длина волны ВВ (продольный пространственный масштаб изменчивости) около $200-400$ м. Будем считать, что длительность излучаемых акустических импульсов $T_{\text{имп}} \sim 1-2$ с, соответствующая спектральная ширина звукового поля $\Delta\omega/\omega_0 \sim 0.1$; будем считать, несущая частота звука лежит в пределах $\omega_0 \sim 100-400$ Гц. Время распространения сигнала от источника к приемнику $\sim 15-20$ с, за это время среда меняется мало, и ее можно считать “замороженной” (время T является параметром).

Характерное время изменчивости τ_0 диэлектрической проницаемости (или характерный масштаб временной дисперсии), связанное с частотной зависимостью собственных значений $q_l(\omega)$, в нашем случае примерно равно $\tau_0 \sim 0.1-0.2$ с, и можно считать, что $\tau_0/T_{\text{имп}} \ll 1$.

В этом случае можно предполагать импульсы узкополосными и использовать соответствующие приближения. Аналогично [9], можно ввести пространственно-временные горизонтальные лучи, соответствующие вертикальным модам с номером l , ортогональные поверхности постоянной фазовой функции (эйконала) — в двумерном случае эта поверхность является кривой на горизонтальной плоскости. Выше был введен зависящий от горизонтальных координат и времени эйконал $\Theta_l(\vec{r}, t)$. Соответствующее уравнение эйконала имеет вид:

$$(\nabla_\perp \Theta_l)^2 - \frac{\varepsilon_l(\vec{r}, \omega)}{(c_l^0)^2} \left(\frac{\partial \Theta_l}{\partial t} \right)^2 = 0. \quad (12)$$

Если ввести мгновенную частоту $\omega_l = -\frac{\partial \Theta_l}{\partial t}$ и локальный волновой вектор в горизонтальной плоскости $\vec{q}_l = \nabla_\perp \Theta_l$, то уравнение (12) соответствует формально так называемому локальному дисперсионному уравнению

$$(q_l)^2 - \frac{\varepsilon(\vec{r}, \omega_l)}{(c_l^0)^2} (\omega_l)^2 = 0. \quad (13)$$

Уравнение (12) или (13) являются уравнениями типа Гамильтона–Якоби и решаются с помощью метода характеристик. Соответствующие уравнения в стандартной гамильтоновой форме определяют пространственно-временные траектории горизонтальных лучей $\vec{r}_l(t)$ и имеют вид системы обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{r}_l}{dt} &= c_l^g \vec{\tau}_l, \\ \frac{d\vec{q}_l}{dt} &= c_l^g \nabla_{\perp} q_l, \end{aligned} \quad (14)$$

где $c_l^g = \left(\frac{dq_l}{d\omega}\right)^{-1} = c_l^0 \left[\frac{\partial(\omega n_l)}{\partial\omega}\right]^{-1}$ – групповая скорость моды, зависящая от частоты и, в присутствии ВВ, от координат, $\vec{\tau}_l = \vec{q}_l/q_l$ – единичный вектор, касательный к лучевой траектории.

Начальные условия для системы (14) определяются положением источника на горизонтальной плоскости $\vec{r}_l|_{t=0} = \vec{r}_S$ и углом выхода (направлением касательной) луча $\vec{q}_l|_{t=0} = q_l(\vec{r}_S)\vec{\tau}_S$.

Важная для нас характеристика – время распространения сигнала по лучу – определяется интегралом вдоль горизонтального луча от точки излучения до точки приема (наблюдения):

$$t_l(\omega, T) = \int_{R_{0M}} \frac{ds}{v_l^g(\omega)}. \quad (15)$$

Приведем некоторые оценки характерных величин для акустического поля в области проявления многолучевости (для горизонтальных лучей).

Типичные максимальные значения изменения показателя преломления в горизонтальной плоскости для интенсивных ВВ составляют $|\mu| \sim 2-5 \times 10^{-3}$, соответственно максимальный горизонтальный угол луча, который отражается от фронта ВВ (угол полного внутреннего отражения для подобного скачка показателя преломления): $\theta_0 \sim 2^\circ-6^\circ$.

Цикл горизонтального луча (что соответствует расстоянию вдоль акустической трассы, на котором появляются эффекты многолучевости) оценивается просто, если принять, что максимальный градиент скорости звука в горизонтальной плоскости для реальных условий не более, чем 10^{-4} м^{-1} . Тогда минимально возможное расстояние $r \geq 2-3 \text{ км}$, более типичное значение – порядка $15-25 \text{ км}$. Разница во времени прихода различных горизонтальных лучей от источника к приемнику на таких расстояниях может быть $\sim 0.1 \text{ с}$. При указанных значениях горизонтальных углов расстояние от источника (приемника) до фронта НВВ, на котором проявляются 3D эффекты, составляет не более $\sim 1-2 \text{ км}$. Если принять, что ширина пакета ВВ также около $500-1500 \text{ м}$, время прохода этой области через акустическую трассу

составляет около 50–60 минут, в течение которых мы можем наблюдать упомянутые эффекты.

Для расчетов мы возьмем достаточно типичные значения параметров волновода (батиметрия, невозмущенный профиль скорости звука) и внутренних волн, показанные на рис. 1 и 2. Частота плавучести в термоклине в среднем составляет $N_0 = 12 \text{ цикл/час}$.

Форма пакета для моделирования взята в виде суммы двух КдВ солитонов

$$\begin{aligned} \zeta_s(y, T) &= \frac{A_1}{\cosh^2[(y - y_0 + vT)/\Lambda]} + \\ &+ \frac{A_2}{\cosh^2[(y - y_0 - y_{12} + vT)/\Lambda]} + \\ &+ A_3 \eta(y - y_0 - y_{12}/2 + vT) \end{aligned} \quad (16)$$

при $v = 0.9 \text{ м/с}$, $A_1 = 25 \text{ м}$, $A_2 = 8 \text{ м}$, $A_3 = 8 \text{ м}$, расстоянии между максимумами $y_{12} = 300 \text{ м}$, ширине

солитонов $2\Lambda = 300 \text{ м}$, функция $\eta(y) = \begin{cases} 0, & y < 0 \\ 1, & y > 0 \end{cases}$ дает

некоторое понижение термоклина после прохода пакета, как это часто имеет место в реальной ситуации (НВВ генерируются на переднем фронте внутреннего прилива или отлива), величина $y_0 = 2100 \text{ м}$ соответствует расстоянию от источника до первого гребня в условный момент $T = 0$.

Вариации лучевой структуры звукового поля в горизонтальной плоскости в течение времени прохода пакета НВВ через акустическую трассу, показаны на последовательностях рис. 3 для вертикальной моды 3 и частот 100 и 200 Гц. Видно, что по мере движения пакета лучевая структура в горизонтальной плоскости существенно меняется. В частности, если рассматривать поле на приемной антенне (отдельном гидрофоне, вертикальной и/или горизонтальной антенне), то по мере перемещения НВВ приемник может попасть в область “однолучевости”, “многолучевости”, каустики, зоны тени, соответственно будут иметь место значительные флуктуации интенсивности. Порядок и время пребывания приемника в соответствующей области зависит от взаимного положения приемника и источника, также как и от номера моды и частоты. В соответствии с частотной зависимостью показателя преломления (рис. 2) для разных мод можно видеть, что с увеличением частоты для фиксированной моды, или с уменьшением номера моды для фиксированной частоты влияние горизонтальной рефракции (соответственно флуктуации поля) в данной модели уменьшаются (ср. рис. 3а и 3б), хотя для несколько другого профиля скорости звука (см., например, [11]) характер частотно-модальной зависимости может быть иным.

Рассмотрим далее время прихода сигналов на приемник, определяемое по формуле (15), которое может быть измерено экспериментально. За-

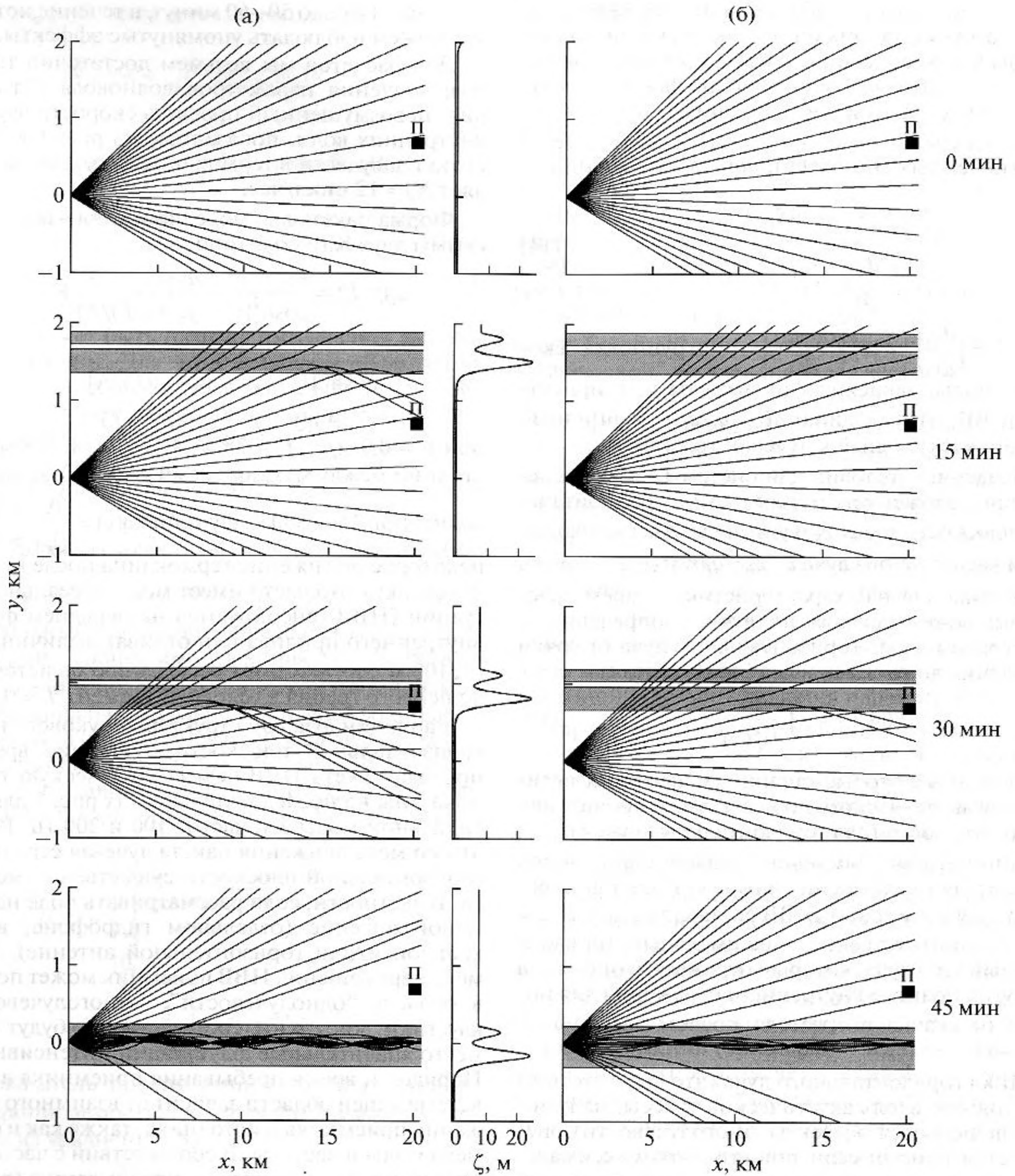


Рис. 3. Перестройка лучевой картины в горизонтальной плоскости по мере движения ВВ. Длина акустической трассы $R = 20$ км, угол между трассой и фронтом ВВ $\alpha = 2^\circ$, скорость движения ВВ $v = 0.8$ м/с. Положения пакета ВВ относительно акустической трассы показаны в середине, соответствующие значения медленного времени T указаны справа, (а) последовательность лучевых картин, соответствующая моде 3, частота 100 Гц, (б) мода 2, частота 300 Гц.

метим, что причиной флуктуаций может быть вариация горизонтальной траектории и, соответственно, времени распространения сигналов вдоль этой траектории по мере движения НВВ, а также появление двух (или более) сигналов на приемнике с малым промежутком, если имеет ме-

сто многолучевость. Соответствующие диаграммы для времени прихода сигналов, излучаемых, как предполагается с неким постоянным интервалом, показаны на рис. 4. Опишем более детально диаграмму 4а. Она соответствует динамике структуры горизонтальных лучей, показанной

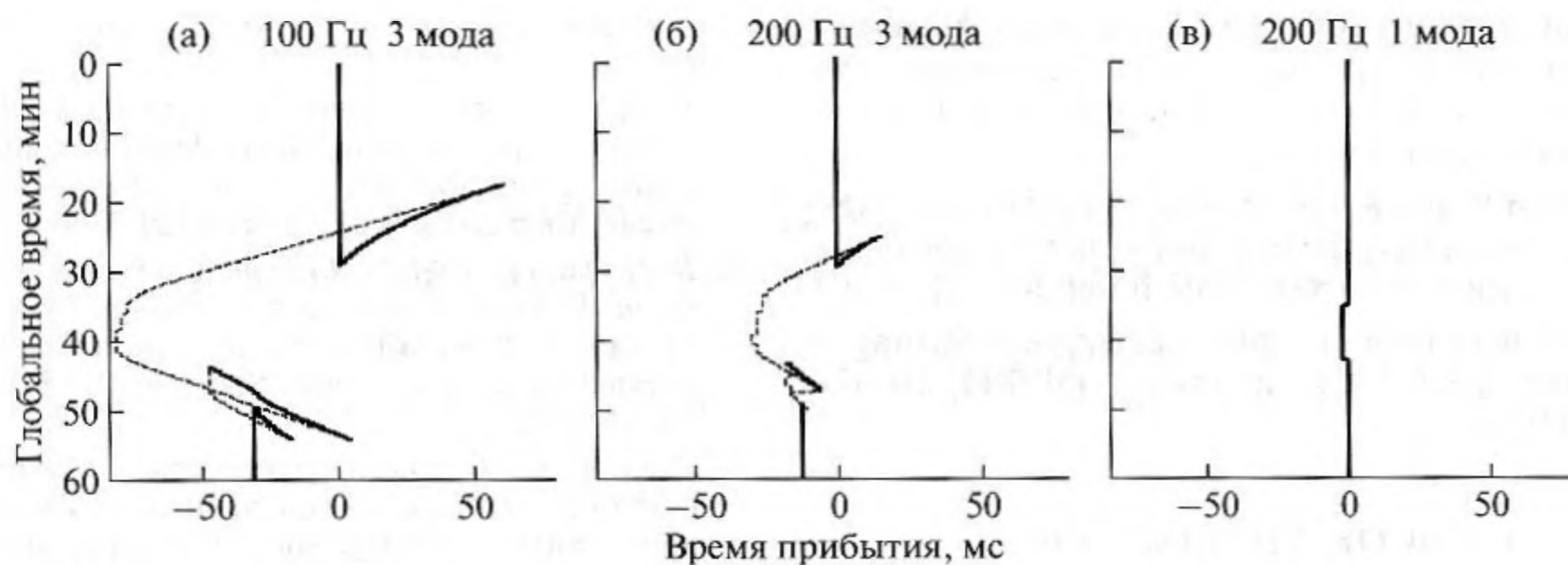


Рис. 4. Время прихода сигналов на приемник в зависимости от положения пакета солитонов (или глобального времени). Значения частоты и номера мод показаны сверху.

на последовательности рис. 3а. Видно, что для моментов времени $T < 15$ мин на приемник попадает один сигнал и флуктуации времени прихода достаточно малы. Ситуация для моментов $T > 15$ мин соответствует появлению отраженного горизонтального луча на приемнике (второй сверху рисунок из серии 3а), что соответствует появлению второго сигнала с задержкой ~50–60 мс, уменьшающейся по мере движения пакета НВВ, затем точка приема попадает в область каустики ($T \sim 30$ мин), что соответствует одному принимаемому сигналу большей интенсивности. Далее приемник попадает в область тени (соответствует последнему из рис. 3а) и далее ситуация в целом повторяется в обратном порядке, хотя и в несколько более сложной форме из-за наличия второго максимума в пакете. Отметим, что характеристики такой диаграммы зависят от частоты и номера моды, что видно из серии рис. 3б, где указанные выше эффекты выражены существенно слабее. Соответственно появление второго сигнала, а также исчезновение его в области тени выражены слабее для других номеров мод и частот (рис. 4б и 4в) в соответствии с зависимостью рис. 1б. Отметим, что уменьшение времени прихода прямого сигнала в конце рассматриваемого временного промежутка по сравнению с началом соответствует понижению термоклина и увеличению групповой скорости моды. Видно, далее, что групповая скорость первой моды на частоте 200 Гц менее чувствительна, как и должно быть, к глубине термоклина. Пунктиром на рис. 4 обозначен приход формально существующей боковой волны, хотя возможности ее экспериментального наблюдения не очевидны.

Рассмотрим далее особенности пространственной интерференционной картины между прямым и отраженным (рефрагированным) сигналом, которую в принципе можно наблюдать с помощью горизонтальной антенны (ГА). Предположим, что в пределах ГА можно считать волно-

вой фронт падающего сигнала плоским, что для длины ГА порядка 500 м приемливо. Амплитуды и волновые вектора горизонтального луча для моды l прямого и отраженного от ВВ сигналов обозначим соответственно A_l, A'_l и \vec{q}_l, \vec{q}'_l (естественно, что $q_l = q'_l$), угол между которыми χ_l . Пусть сдвиг фаз прямой и отраженной волны за счет дополнительного пути последней составляет φ . В этом случае интенсивность общего поля для моды l как сумма прямого и отраженного сигналов будет иметь вид:

$$I_l = \frac{1}{2} |P_l|^2 = \frac{1}{2} \left| A_l \exp[i\vec{q}_l \vec{r}] + A'_l \exp[i(\vec{q}'_l \vec{r} - \varphi)] \right|^2 = \frac{|A_l|^2 + |A'_l|^2}{2} + A_l A'_l \cos(\Delta\vec{q}_l \vec{r} - \varphi), \quad (16)$$

где $\Delta\vec{q}_l = \vec{q}'_l - \vec{q}_l$. Если обозначить угол ГА с трассой через β , расстояние вдоль ГА ρ ($0 < \rho < L$), то интенсивность как функция расстояния вдоль антенны будет иметь вид

$$I_l = \frac{|A_l|^2 + |A'_l|^2}{2} + A_l A'_l \cos(q_l \rho \sin \chi_l \sin \beta - \varphi). \quad (17)$$

Интерференционные биения вдоль горизонтальной антенны характеризуются пространственным масштабом

$$D_l = 2\pi / (q_l \sin \chi_l \sin \beta). \quad (18)$$

Отметим, что эта величина зависит от частоты и номера моды. Для типичных условий, приведенных выше, например, для частоты 300 Гц, нетрудно получить для возможных углов горизонтальной рефракции $\sim 3^\circ - 5^\circ$ величину $D_l \sim 100 - 200$ м, что вполне может наблюдаться экспериментально при длине ГА в несколько сотен метров.

Отметим одно важное обстоятельство. На горизонтальной антенне, ориентированной под некоторым углом к акустической трассе, могут наблюдаться пространственные биения, обусловленные модальной структурой поля. Их масштаб,

как правило, существенно больше (километр или несколько километров), однако в отдельных случаях наличие межмодовых пространственных биений должно учитываться.

Отметим в заключение, что соотношение (18) дает возможность определения угла горизонтальной рефракции, зная указанный период [8].

Работа выполнена при поддержке Минвуза РФ, грант 2.1.1/1029, а также РФФИ 10-02-92005/ННС/а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сабинин К.Д., Серебряный А.Н. "Горячие точки" в поле внутренних волн в океане // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 3. С. 410–436.
2. Newhall A.N., Duda T.F., von der Heydt K., Irish J.D., Kemp J.N., Lerner S.A. et al. Acoustic and oceanographic observations and configuration information for the WHOI moorings from the SW06 experiment. Technical report WHOI 2007-004.
3. Кацнельсон Б.Г., Переселков С.А. Пространственно-частотная зависимость горизонтальной структуры звукового поля в присутствии интенсивных внутренних волн в мелком море // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 2. С. 1–10.
4. Кацнельсон Б.Г., Бади М., Линч Дж. Горизонтальная рефракция в мелком море и ее экспериментальные наблюдения // Акуст. журн. Т. 53. № 3. С. 362–376.
5. Badiéy M., Mu Y., Lynch J.F., Apel J.R., Wolf S.N. Temporal and azimuthal dependence of sound propagation in shallow water with internal waves // IEEE J. Ocean. Eng. 2002. V. 27. P. 117–129.
6. Badiéy M., Katsnelson B., Lynch J., Pereselkov S., Siegmann W. Measurement and modeling of three dimensional sound intensity variations due to shallow water internal waves // J. Acoust. Soc. Am. 2005. V. 117 (2). P. 613–625.
7. Doolittle R., Tolstoy A. Experimental confirmation of horizontal refraction of cw acoustic radiation from a point source in a wedge-shaped ocean environment // J. Acoust. Soc. Am. 1988. V. 83(6). P. 2117–2125.
8. Badiéy M., Katsnelson B., Lin Y-T, Lynch J. Horizontal reflection of a low-frequency sound signal from a moving nonlinear internal wave front. J. Acoust. Soc. Am. 127 (3), p. 1974. 2010. Observation of an acoustic multipath arrivals in the horizontal plane due to approaching nonlinear internal waves. J. Acoust. Soc. Am. Express Letters (в печати).
9. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980. 304 с.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
11. Badiéy M., Katsnelson B.G., Lynch J.F., Pereselkov S.A. Frequency dependence and intensity fluctuations due to shallow water internal waves // J. Acoust. Soc. Am. 2007. V. 119. № 8. P. 747–760.