АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2008, том 54, № 6, с. 962–970

АКУСТИКА ОКЕАНА. ГИДРОАКУСТИКА

УДК 534.87

ВАРИАЦИИ ФАЗОВОГО ФРОНТА ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ В ПРИСУТСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

© 2008 г. Б. Г. Кацнельсон, А. В. Цхоидзе

Воронежский государственный университет

394006 Воронеж, Университетская пл. 1

E-mail: katz@phys.vsu.ru

Поступила в редакцию 17.10.07 г.

В рамках метода вертикальных мод и горизонтальных лучей, а также параболического уравнения в горизонтальной плоскости рассматриваются пространственно-временные флуктуации фазового фронта звукового поля при прохождении пакета внутренних волн через акустическую трассу, анализируется возможность измерения искажений фазового фронта при одновременной фильтрации мод с помощью горизонтальной антенны. Численное моделирование проводится для условий шельфа Восточного побережья США и Баренцева моря.

PACS: 43.30.Re

Известно, что интенсивные внутренние волны (ВВ) вызывают значительные возмущения низкочастотного звукового поля. Одной из наиболее известных работ по измерению флуктуаций звукового поля на горизонтальной антенне в присутствии ВВ является работа [1], где акустическая трасса располагалась под небольшим углом (~10°) к волновым фронтам движущегося пакета интенсивных ВВ (примерно параллельно береговой линии). Экспериментально замечено, что флуктуации амплитуды звукового поля коррелируют с флуктуациями водного слоя, вызванными ВВ. Результаты численного моделирования дают основания предположить адиабатический механизм взаимодействия ВВ со звуковым полем (изменения интенсивности определяются локальными изменениями параметров волновода). Флуктуации фазы звукового поля на вертикальной антенне вследствие прилива исследовались в работе [2]. Детальное исследование флуктуаций звукового поля в присутствии ВВ проводилось также в эксперименте SWARM'95 [3] для различных ориентаций акустической трассы с использованием вертикальных антенн, с помощью которых осуществлялась фильтрация мод. В работах [4, 5, 6], посвященных анализу эксперимента SWARM'95, показано, что флуктуации интенсивности при расположении акустической трассы примерно параллельно волновому фронту пакета ВВ могут быть весьма значительны вследствие явления горизонтальной рефракции. Теоретический анализ и оценки флуктуаций интенсивности проводились в работе [6] в рамках лучевого приближения в горизонтальной плоскости. При этом механизм флуктуаций интенсивности звука с точки зрения теории горизонтальных лучей связан с изменением их плотности (или сечения лучевой трубки) и для оценки вариаций интенсивности можно считать горизонтальные лучи приблизительно прямолинейными и пренебречь возмущениями фазового фронта.

Вместе с тем, при наличии заметной горизонтальной рефракции, интерес представляют также флуктуации направления распространения звука в горизонтальной плоскости (или в более общей формулировке флуктуации фазового фронта), также имеющие место при указанной ориентации акустической трассы. Эксперимент по измерению флуктуаций направления распространения звука в горизонтальной плоскости проводился, например, в Баренцевом море [7], где с помощью горизонтальной антенны исследовались флуктуации распределения фазы с характерными периодами от нескольких до десятков минут, соответствующие, по мнению авторов, характерным периодам колебаний ВВ.

В данной работе предпринята попытка проанализировать вариации фазового фронта звукового поля при прохождении пакета интенсивных внутренних волн и оценить возможности экспериментального наблюдения указанных вариаций.

Рассмотрим распространение сигнала в трехмерном мелководном звуковом канале в присутствии ВВ (рис. 1). Представим океаническую среду в виде гидроакустического волновода в системе координат XYZ, где плоскость XY совпадает с поверхностью моря, ось Z направлена вертикально вниз. Волновод образован водным слоем $0 \le z \le H$ с плотностью $\rho(z)$ и профилем скорости звука $c(x, y, z) = c_0(z) + \delta c(x, y, z, T)$, где $c_0(z)$ соответствует некоторой средней равновесной стратифика-

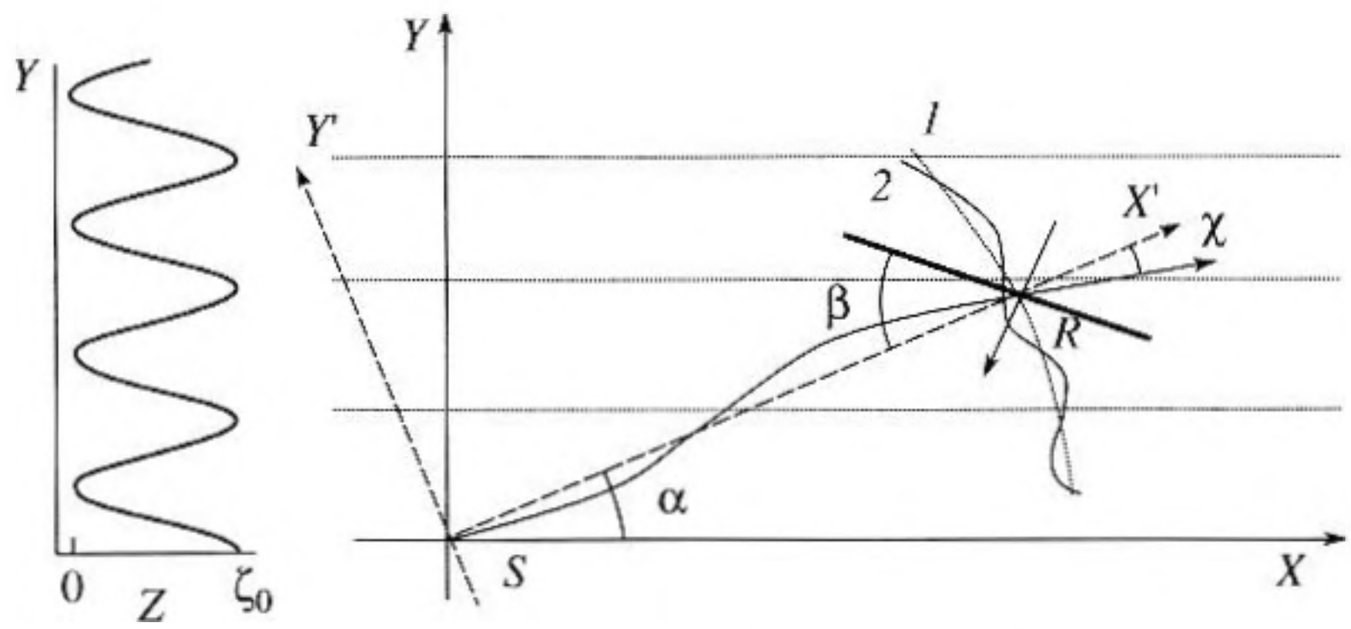

Рис. 1. Постановка задачи. Система координат XY связана с ВВ, система $X'Y'$ определяется направлением акустической трассы, α – угол между трассой и волновым фронтом ВВ, β – угол между трассой и антенной, γ – угол горизонтальной рефракции. Слева показано положение огибающей ВВ в момент времени $T = 0$. Волновой фронт в отсутствие ВВ (пунктир) обозначен (*1*), в присутствии (сплошная линия) ВВ – (*2*).

ции слоя, $\delta c(x, y, z, T)$ – изменению его акустических свойств, связанных с ВВ, зависящему от координат и времени T (будем отличать "медленное" время T, определяющее изменчивость среды δc, от "быстрого" времени t, определяющего изменчивость звукового поля, например в выражении $\exp(-i\omega t)$).

Будем считать, что пакет ВВ, имеющий примерно прямолинейный волновой фронт параллельный оси X, с огибающей, зависящей от одной координаты y и амплитудой ζ_0 движется с некоторой скоростью v в направлении оси Y (рис. 1). Сигнал источника S, с частотой ω, расположенного в начале координат горизонтальной плоскости $x = y = 0$ на некоторой глубине $z = z_1$, принимается в точке наблюдения $R(x, y, z)$ на горизонтальной антенне (как правило $z = H$). Начальное положение огибающей пакета ВВ при $T = 0$ (с некоторой амплитудой ζ_0, показано на рис. 1 слева) соответствует положению максимума ВВ на источнике или нулевому сдвигу пакета $\nu T = 0$. Вследствие медленного движения пакета ВВ различные характеристики поля будут зависеть от положения ВВ или от времени T, как от параметра. Эту зависимость, для краткости, мы не будем писать в явном виде.

Построим фазу поля в точке наблюдения в рамках теории горизонтальных лучей и вертикальных мод [8]. Комплексное звуковое поле точечного источника единичной амплитуды в этом случае ищется в виде:

$$\Psi(\mathbf{r}, z) = \sum_l \psi_l(0, 0; z_1)\psi_l(x, y; z) \times \times A_l(x, y)\exp[i\theta_l(x, y)], \quad (1)$$

где $\psi_l(x, y, z) = \psi_l(\mathbf{r}, z)$ – локальные собственные функции (нормальные моды) волновода. Они являются решением задачи на собственные значения с профилем скорости звука $c(y, y, z)$ и зависят от $\mathbf{r} = (x, y)$ как от параметра. Соответствующие им собственные значения – $q_l(x, y)$. Величины $A_l(x, y)$, $\theta_l(x, y)$ – амплитуда и фазовый набег (эйконал) для n-ой "вертикальной моды", для которых можно получить двумерные уравнения лучевой акустики [8, 9]. В частности, уравнение эйконала в горизонтальной плоскости имеет вид

$$(\nabla_r\theta_l)^2 = (q_l^0)^2 n_l^2, \quad (2)$$

где $\nabla_r = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}\right)$ – оператор набла в горизонтальной плоскости, $n_l = q_l/q_l^0$ – показатель преломления горизонтальных лучей, q_l^0 – волновой вектор l-й моды в отсутствие ВВ.

Найдем фазовый набег за счет ВВ по теории возмущения. Полагая добавку к волновому числу, связанную с внутренними волнами, малой: $|\delta q_l| \ll q_l$, (или $n_l^2 = 1 + \mu_l$, $|\mu_l| \ll 1$)) можно найти ее в первом порядке теории возмущений: $q_l = q_l^0(1 + \mu_l/2)$. В рамках нашей простой модели внутренних волн μ_l зависит только от y. В [10] показано, что

$$\mu_l(y) = -\nu_l(\omega)\zeta_s(y), \quad (3)$$

где $\zeta_s(y)$ – огибающая внутренних волн, величина ν_l определяется соотношением

$$\nu_l(\omega) = \frac{2Qk^2}{(q_l^0)^2}\int_0^H [\psi_l^0(z)]^2 N^2(z)\Phi(z)dz, \quad (4)$$

где $N(z)$ – частота плавучести, $k = \omega/c$ (c – скорость звука на некоторой глубине), $Q \approx 2.4$ с^2/м, $\Phi(z)$ – первая гравитационная мода, дающая, как принято считать, основной вклад в модовый состав ВВ. Для типичных условий шельфа величина $\mu_l \sim 10^{-2}$–10^{-3}, соответственно $|\delta q_l/q_l| \le 5 \times 10^{-3}$. Заметим, что δq_l зависит, вообще говоря, от частоты.

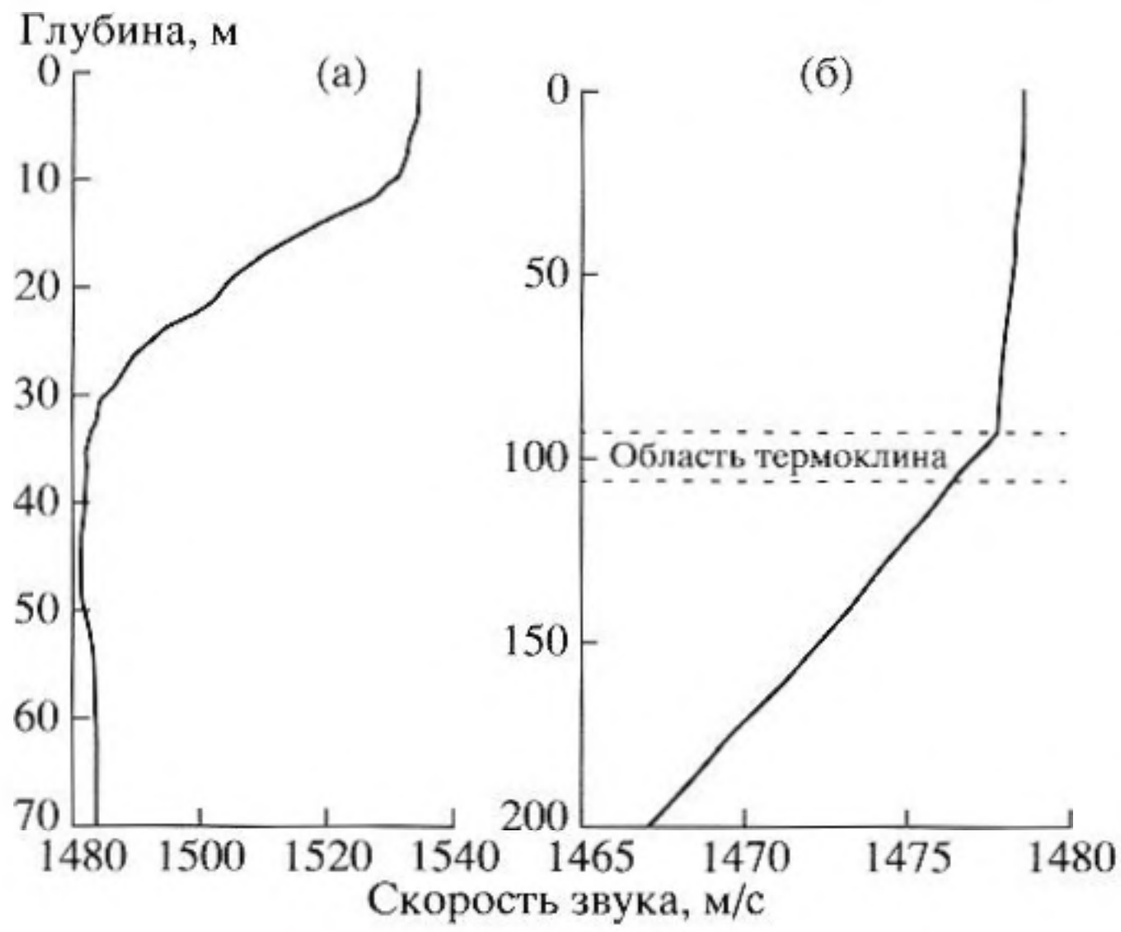

Рис. 2. Профиль скорости звука для модели эксперимента SWARM'95 (а) и Баренцева моря (б).

Будем считать, что $\theta_l(x, y) = \theta_l^0(x, y) + \delta\theta_l(x, y)$, где θ_l^0 – эйконал в отсутствие ВВ, т.е. $\theta_l^0 = q_l^0 r$. Для $\delta\theta_l$ в первом порядке теории возмущений получим

$$\delta\theta_l = \frac{q_l^0}{2}\int_0^R \mu_l(y)ds, \tag{5}$$

где интегрирование ведется по невозмущенному (прямолинейному) лучу, соединяющему источник и точку наблюдения R, и, соответственно,

$$\theta_l(x, y) = q_l^0 r\left[1 - \frac{1}{2y}\int_0^y \mu_l(y)dy\right]. \tag{6}$$

Второй член в квадратных скобках определяет искажение цилиндрического (в отсутствие возмущений) волнового фронта звуковой волны. Фазовый набег изменяется вдоль фронта в соответствии с вариациями огибающей ВВ. Оценки для амплитуды фазовых флуктуаций для акустической трассы, расположенной под малым углом α к волновым фронта ВВ, дает для $\delta\theta_l \sim q_l^0 r\mu_l^0/4$, где μ_l^0 – усредненая по времени величина, что для расстояния $r \sim 15$ км, частоты 100 Гц, $\zeta_0 \sim 10$ м и условий Восточного побережья США (рис. 2а) дает $\delta\theta_l \leq 5$–6, и может приводить к заметному искажению формы волнового фронта – сдвигу его в направлении распространения звука на длину волны, в нашем случае примерно на 15 м. Характерный пространственный масштаб вариаций вдоль фронта определяется длиной волны ВВ, и может составлять от нескольких десятков до нескольких сотен метров.

В рамках теории возмущений можно также найти изменение формы горизонтального луча, и, соответственно, изменение направления луча, приходящего в точку наблюдения (угол горизонтальной рефракции).

Уравнение для радиус-вектора $\mathbf{r}_l$ горизонтального луча, соответствующего вертикальной моде с номером l, можно написать в виде

$$\frac{d^2\mathbf{r}_l}{ds^2} = \frac{1}{q_l}[\nabla - \boldsymbol{\tau}(\boldsymbol{\tau}\nabla)]q_l, \tag{7}$$

где $\boldsymbol{\tau}$ – единичный вектор касательной к лучу, и в квадратных скобках стоит оператор дифференцирования в направлении, перпендикулярном к лучу. В системе координат $X'Y'$ это уравнение можно упростить в приближении малого отклонения траектории луча от прямолинейного направления:

$$\frac{d^2y'}{dx'^2} = \frac{1}{q_l}\frac{dq_l}{dy'} \tag{8}$$

или

$$\frac{d^2y'}{dx'^2} = \frac{1}{2}\frac{d\mu_l}{dy'}. \tag{9}$$

Производную в правой части будем считать взятой по невозмущенному лучу, и интегрирование далее будем проводить также по невозмущенному лучу, т.е. по прямой, соответствующей акустической трассе. В нашей модели добавка к показателю преломления зависит от переменной y, которая выражается через штрихованные координаты $y = x'\sin\alpha + y'\cos\alpha$, так что $\frac{d\mu_l}{dy'} = \frac{d\mu_l}{dy}\frac{dy}{dy'} = \cos\alpha\frac{d\mu_l}{dy}$.

Проинтегрировав уравнение (9) один раз, получим

$$\frac{dy'}{dx'} = \frac{\cos\alpha}{2}\int_0^{x'} dx'\frac{d\mu_l}{dy} + C_1.$$

Учитывая, что интегрирование идет по прямой $y' = 0$, найдем:

$$\frac{dy'}{dx'} = \frac{\cos\alpha}{2\sin\alpha}\int_0^{x'} dx'\frac{d\mu_l}{dx'} + C_1 = \frac{\cos\alpha}{2\sin\alpha}\mu_l(x'\sin\alpha) + C_1.$$

Проинтегрируем второй раз

$$y' = \frac{\cos\alpha}{2\sin\alpha}\int_0^{x'} dx'\mu_l(x'\sin\alpha) + C_1x' + C_2.$$

Делая замену переменных, получим для отклонения луча вдоль трассы

$$y'(r) = \frac{\cos\alpha}{2\sin^2\alpha}\int_0^{x'\sin\alpha}\mu_l(y)dy + C_1x' + C_2.$$

Константы определим из условий, что нас интересует луч, исходящий их источника при $y'(0) = 0$ и приходящий в точку наблюдения, расположенную на расстоянии r, т.е. в точку $x' = r$, $y' = 0$: $y'(r) = 0$. Тогда получим уравнение горизонтального луча

$$y'(r) = \frac{\cos\alpha}{2\sin^2\alpha}\left[\int_0^{x'\sin\alpha}\mu_l(y)dy - \frac{x'}{r}\int_0^{r\sin\alpha}\mu_l(y)dy\right]. \quad (10)$$

На основе лучевой траектории можно оценить флуктуации горизонтального угла прихода луча как производную

$$\chi \approx \left.\frac{dy'}{dx'}\right|_{x'=r} = \frac{\cos\alpha}{2\sin^2\alpha}\left[\sin\alpha\mu_l(r\sin\alpha) - \frac{1}{r}\int_0^{r\sin\alpha}\mu_l(y)dy\right]. \quad (11)$$

Если оценить

$$\int_0^{r\sin\alpha}\mu_l(y)dy \sim \frac{\mu_l^0 r\sin\alpha}{2},$$

то

$$\chi \approx \frac{\cos\alpha}{2\sin\alpha}\left[\mu_l(r\sin\alpha) - \frac{\mu_l^0}{2}\right].$$

Если определить флуктуации угла $\Delta\chi$ как разность между максимальным и минимальным значениями, то

$$\Delta\chi \sim \frac{\mu_l^0}{\alpha}. \quad (12)$$

Значения флуктуаций угла зависят, как было отмечено ранее, от частоты и номера "вертикальной" моды, например, для угла $\alpha \sim 5°–10°$ и упомянутых ранее параметров волновода и ВВ, численные значения $\Delta\chi \sim 0.5°–5°$[1], что является вполне экспериментально наблюдаемой величиной.

Рассмотрим теперь в рамках более точного численного моделирования возмущение фазовой поверхности за счет внутренних волн для некоторых реальных ситуаций. Например, шельф в окрестности восточного побережья США (область проведения экспериментов SWARM'95, SW'06 и др.) характеризуется достаточно резким термоклином (профиль скорости звука изображен на рис. 2а) и заметной активностью ВВ. Возьмем акустическую трассу длиной $R = 15$ км. В качестве огибающей пакета ВВ, имеющего плоский фронт, в нашем приближении описываемой формулой $\zeta(y - vT)$, в координатах, связанных с акустической трассой, возьмем зависимость:

$$\zeta(x', y') = \frac{\zeta_0}{2}\left(\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}(y'\cos\alpha + x'\sin\alpha - vT)\right) + 1\right), \quad (13)$$

где $\Lambda = 400$ м – длина волны в пакете, $\zeta_0 = 10$ м – амплитуда, угол α возьмем равным 5–6°. Величина vT определяет изменение положения (сдвиг) пакета при его движении.

Построим фазу в точках горизонтальной антенны, расположенной перпендикулярно акустической трассе (параллельно оси Y'). В отсутствие ВВ фазовый фронт звуковой волны примерно плоский и фаза в каждой точке антенны постоянна. В присутствии ВВ фаза меняется вдоль антенны, причем для каждой моды и частоты по-разному. На рис. 3 показана фаза θ для первой вертикальной моды на частоте 100 Гц, как функция расстояния вдоль антенны (среднее значение по антенне выбрано равным нулю). В линейном приближении методом наименьших квадратов мы получим угол горизонтальной рефракции (рис. 3). Такая аппроксимация дает для модельного случая угол порядка 3°.

На основании этого рисунка видно, что характеризовать поведение фазового фронта на антен-

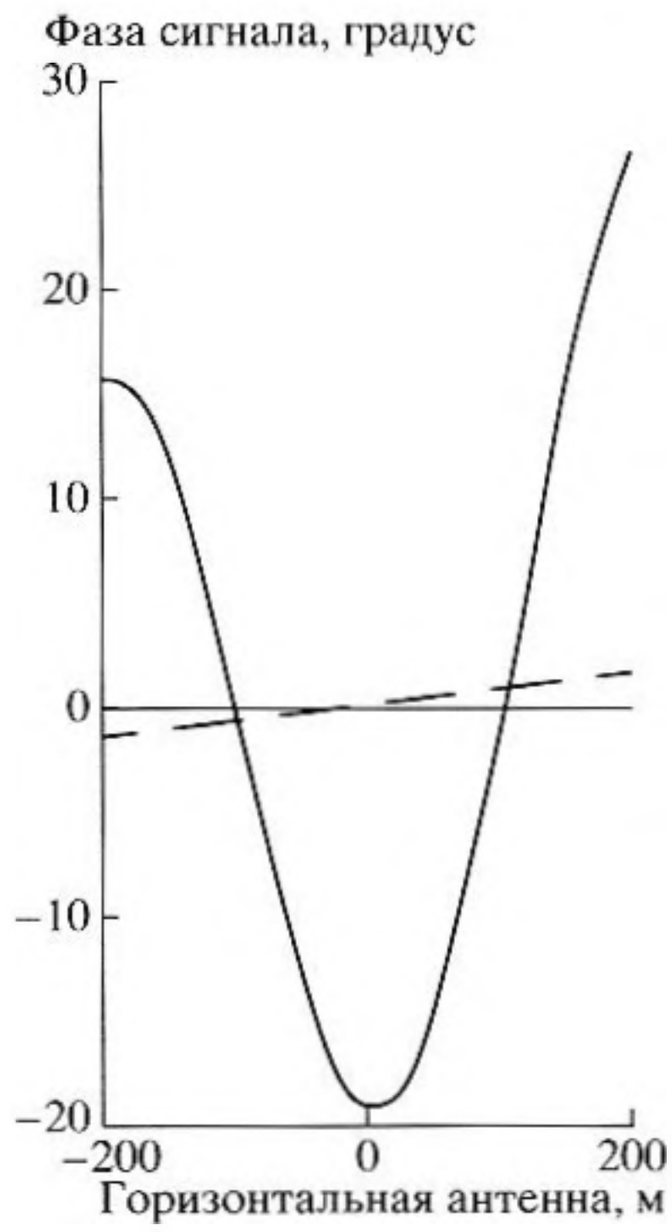

Рис. 3. Фаза сигнала на горизонтальной антенне и ее линейная аппроксимация (пунктир). Антенна перпендикулярна трассе, длиной 400 м. Частота 100 Гц, 1 мода. Сдвиг пакета равен 200 м.

[1] Отметим, что для очень малых углов α оценки неточны, так как они получены в рамках теории возмущений [6].

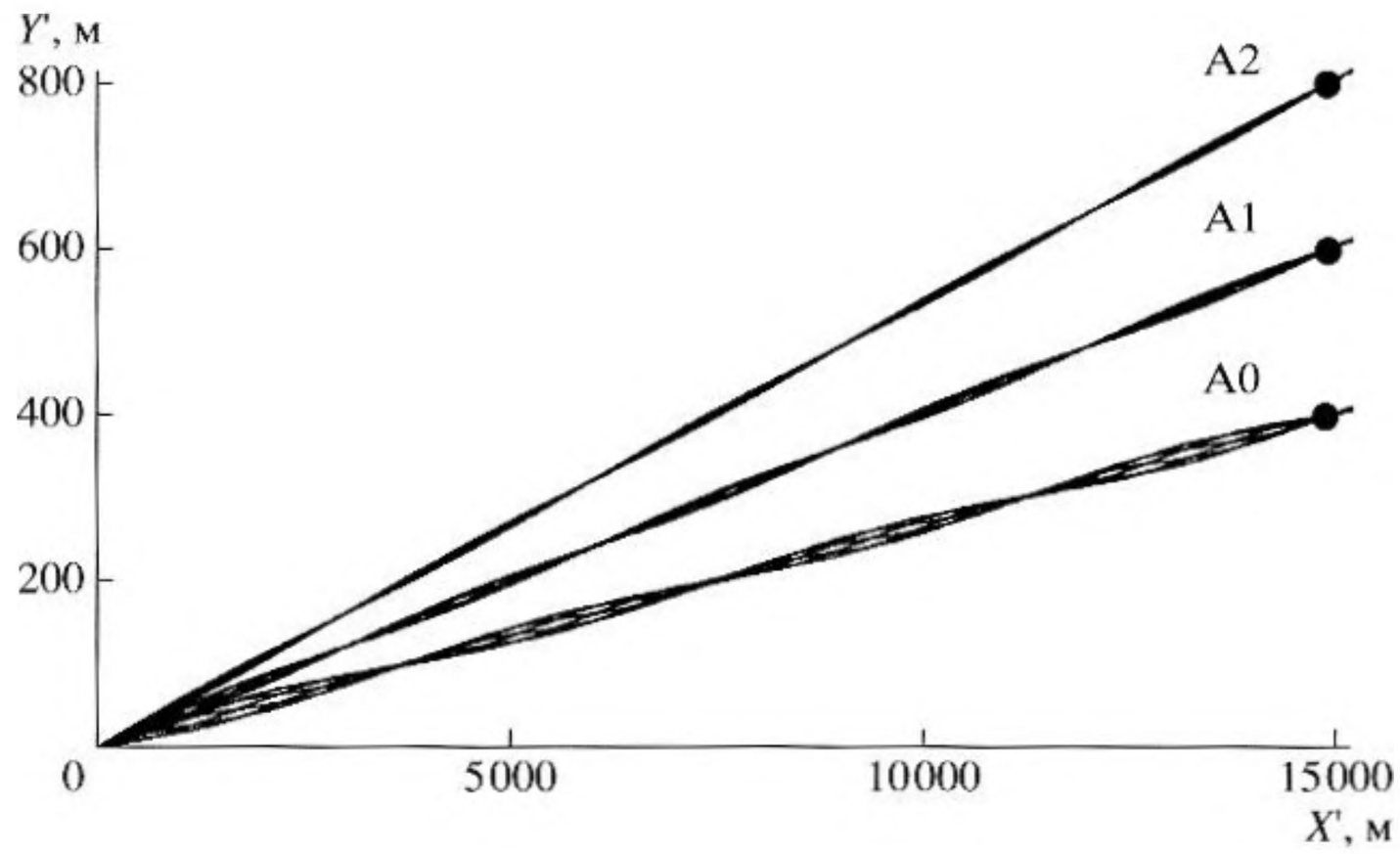

Рис. 4. Траектории горизонтальных лучей, приходящих в различные точки горизонтальной антенны. Расчет проделан для модели эксперимента SWARM'95, частота 100 Гц, 1 мода.

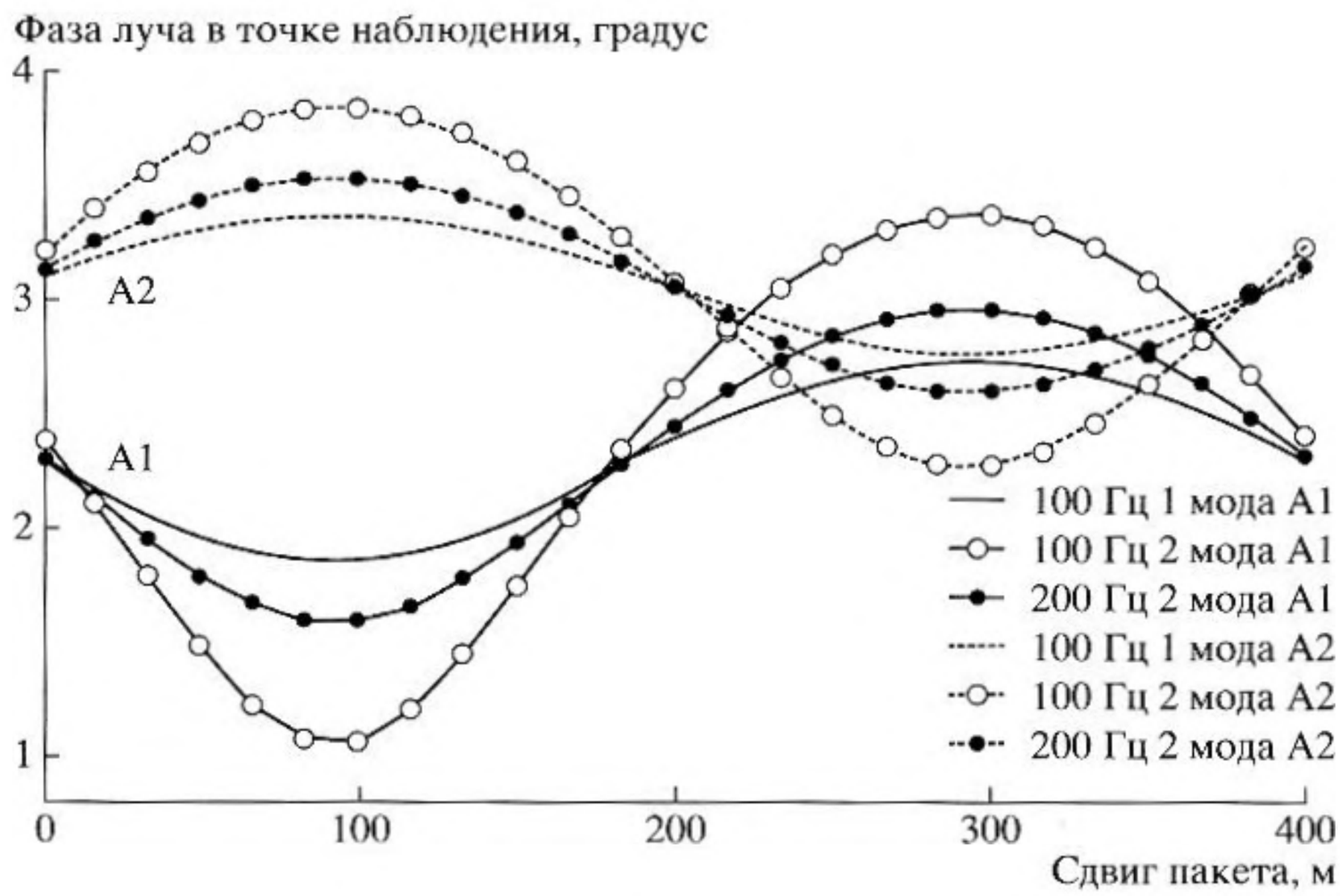

Рис. 5. Фаза луча, приходящего в две точки наблюдения A1 и A2 (см. рис. 4), для разных значений положения пакета, определяемого величиной сдвига vT (или в различные моменты времени T) для модели эксперимента SWARM'95. Кривые, соответствующие разным номерам мод и частотам, показаны на рисунке.

не такой длины только углом поворота довольно упрощенно, поскольку фаза на антенне распределяется достаточно сложным образом (в зависимости также от частоты и номера моды). На языке горизонтальных лучей можно сказать, что лучи в разное время для разной частоты источника и номера моды приходят с разной фазой, причем флуктуации фазы также разные в разных точках антенны. На рис. 4 показан примерный ход горизонтальных лучей, приходящих в различные точки на горизонтальной антенне при различных положениях пакета ВВ для условий, соответствующих эксперименту SWARM'95. Видно, что флуктуации углов прихода (фазы поля) увеличиваются с уменьшением угла между направлением распространения звука и волновым фронтом ВВ.

На рис. 5 показаны значения фазы поля в двух точках для различных значений сдвига vT движущегося пакета. Видно, что значение фазы зависит от номера моды и частоты. Такое поведение фазы поля находится в соответствии с частотной зависимостью модальных показателей преломления в горизонтальной плоскости (рис. 6а). Именно, флуктуации фазы для первой моды на частоте

100 Гц меньше, чем для моды 2 на той же частоте. Соответственно, флуктуации на частоте 200 Гц для моды 2 меньше, чем для той же моды на частоте 100 Гц. Уточним, что значение фазы определяется также направлением акустической трассы, именно, невозмущенная фаза луча в точку A1 (15000 м, 600 м) и в точку A2 (15000 м, 800 м) должны быть соответственно 6/150 (2, 3°) и 8/150 (3°), и флуктуации при движении пакета должны быть около этих углов, что и изображено на рис. 5.

Можно сказать, что в данной ситуации следует говорить об угле прихода горизонтального луча только для заданной моды и заданной частоты, т.е., предполагая проведение частотной и модовой селекции. Что касается зависимости от точки наблюдения, то мы видим, что флуктуации в точке наблюдения A_1 имеют большую амплитуду, чем в точке A_2, причем характер зависимости различен (области возрастания и убывания фазы как функции времени точно противоположны).

Обсудим теперь, как оценить вариации фронта в эксперименте, используя горизонтальную антенну, составленную из некоторого числа гидрофонов. В первом приближении можно считать, что фронт плоский и поворот фронта, если бы не было ВВ, соответствует повороту антенны на источник (соответствующий угол назовем углом направленности). В присутствии пакета ВВ возникает горизонтальная рефракция, поворачивающая фронт. Угол рефракции зависит от частоты и номера моды и меняется со временем. Соответственно такие же зависимости следует ожидать и у флуктуаций угла направленности. Заметим далее, что разные моды приходят на антенну с разной фазой и соответственно для каждой моды необходим разный угол компенсации фазы сигнала для максимума направленности энергии антенны [11, 12, 13]. Таким образом, в эксперименте при должной обработке мы сразу получаем и разделение по модам – разный угол направленности для разных мод.

Вычислим теперь отклик $u(\gamma)$ горизонтальной антенны, расположенной под углом β к акустической трассе (рис. 1) , в соответствии с выражением

$$u(\gamma) = \int_{-L/2}^{L/2} \Psi(\mathbf{R}+\boldsymbol{\rho}, z)e^{-ik\rho\cos\gamma}d\rho, \qquad (14)$$

где γ – угол компенсации антенны, L – ее длина. Для расчета отклика будем использовать метод "вертикальных мод и параболического уравнения". В этом случае поле ищется в виде

$$\Psi(\mathbf{r}, z) = \sum_l P_l(\mathbf{r})\psi_l(\mathbf{r}; z), \qquad (15)$$

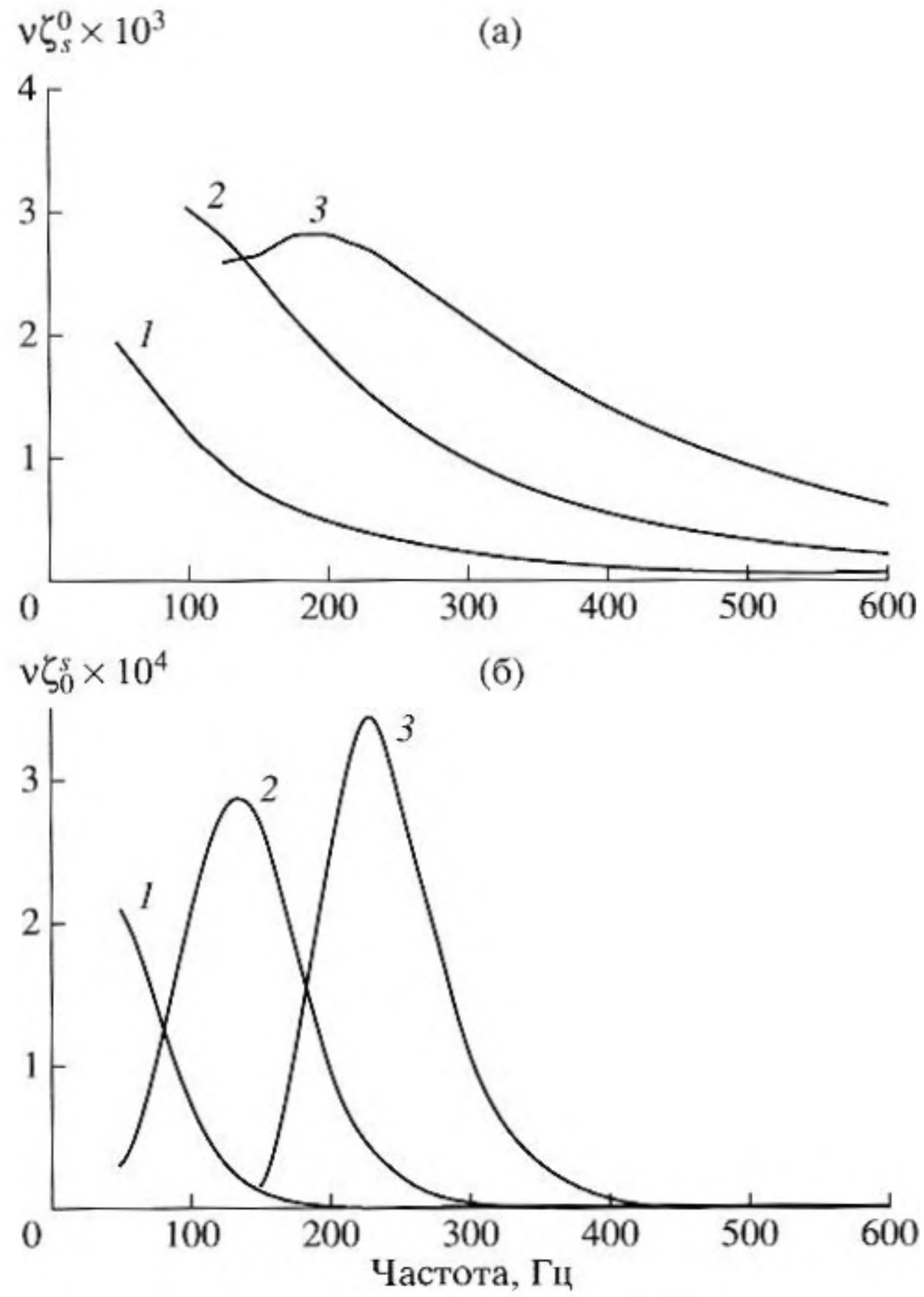

Рис. 6. Добавка к показателю преломления горизонтальных лучей (3) для модели эксперимента SWARM'95 (а) и Баренцева моря (б), как функция частоты для первых трех мод (номера показаны на рисунках).

а модальная амплитуда – в виде

$$P_l(\mathbf{r}) = F_l(x, y)\exp(iq_l^0 x), \qquad (16)$$

и для амплитуды $F_l(\mathbf{r})$ можно получить уравнение параболического типа

$$\frac{\partial F_l}{\partial x} = \frac{i}{2q_l^0}\frac{\partial^2 F_l}{\partial y^2} + \frac{iq_l^0}{2}(n_l^2(x, y) - 1)F_l. \qquad (17)$$

Уравнение (17) мы будем решать (как это обычно делается) численно, для чего используется метод SSF (Split Step Fourier) [10]. Подставляя затем результаты в (15) и (14), получим отклик как функцию угла компенсации γ. В отсутствие возмущений положение максимумов γ_l в зависимости $u(\gamma)$ определяет собственные значения q_l: $q_l\cos\beta = k\cos\gamma_l$, что дает возможность проведения модовой фильтрации с помощью горизонтальной антенны.

Для интерпретации результатов численных расчетов в присутствии ВВ отметим, что при наличии горизонтальной рефракции, луч (соответ-

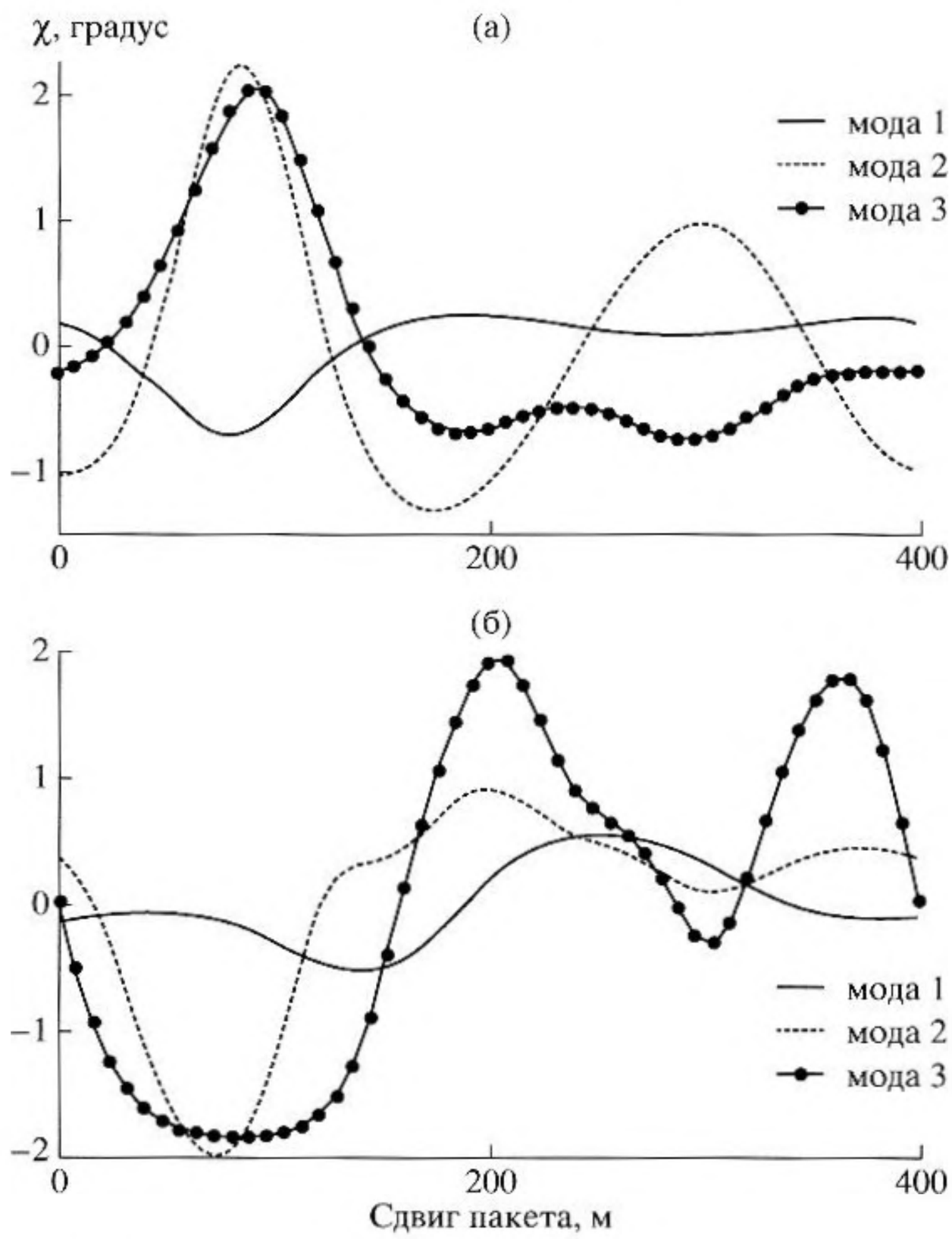

Рис. 7. Углы горизонтальной рефракции для первых трех мод, как функция сдвига пакета vT для модели эксперимента SWARM'95, длина антенны 400 м, частота: 100 Гц (а) и 200 Гц (б). Кривые, соответствующие разным номерам мод, показаны на рисунках.

ствующий l-й вертикальной моде), приходящий на горизонтальную антенну составляет с ней угол $\beta + \chi_l$ (рис. 1, где знак χ_l может быть различным). Вычисляя в разное время T угол компенсации γ_l для l-ой моды, соответствующий максимуму в спектре амплитуды отклика (14), получим угол рефракции, как функцию частоты, номера моды и положения пакета:

$$\chi_l(\omega) = \arccos\left(\frac{k\cos\gamma_l}{q_l}\right) - \beta. \qquad (18)$$

На рис. 7 показаны построенные при помощи формулы (18) углы горизонтальной рефракции для условий эксперимента SWARM'95 (рис. 2а), как функция положения пакета (в предположении постоянной скорости движения можно считать эти зависимости временны́ми). Зависимость углов от частоты и номера моды определяется величиной показателя преломления (формула (3), рис. 6а). Заметим, что возможность и точность измерения указанных углов совместно с разделением мод зависит от ориентации антенны. В частности, положение антенны параллельно трассе ($\beta = 0$) является наилучшим для селекции мод. Углы горизонтальной рефракции при этом проявляются, как временны́е флуктуации положения максимумов γ_l в зависимости $u(\gamma)$. Интересно отметить, что даже при $\beta = 90°$, когда моды не разделяются указанным выше способом (все невозмущенные γ_l равны нулю), флуктуации указанных величин будут определять углы горизонтальной рефракции. Возьмем для численных расчетов, для определенности, $\beta = 45°$ (рис. 7). Видно, что для частоты источника 100 Гц флуктуации угла горизонтальной рефракции первой моды меньше, чем для второй и третей, для второй и третьей же моды они практически совпадают. На частоте 200 Гц показатель преломления 3-ей моды больше, и, соответственно, флуктуации для третьей моды имеют большую амплитуду. С дальнейшим увеличением частоты флуктуации углов для первых трех мод уменьшаются.

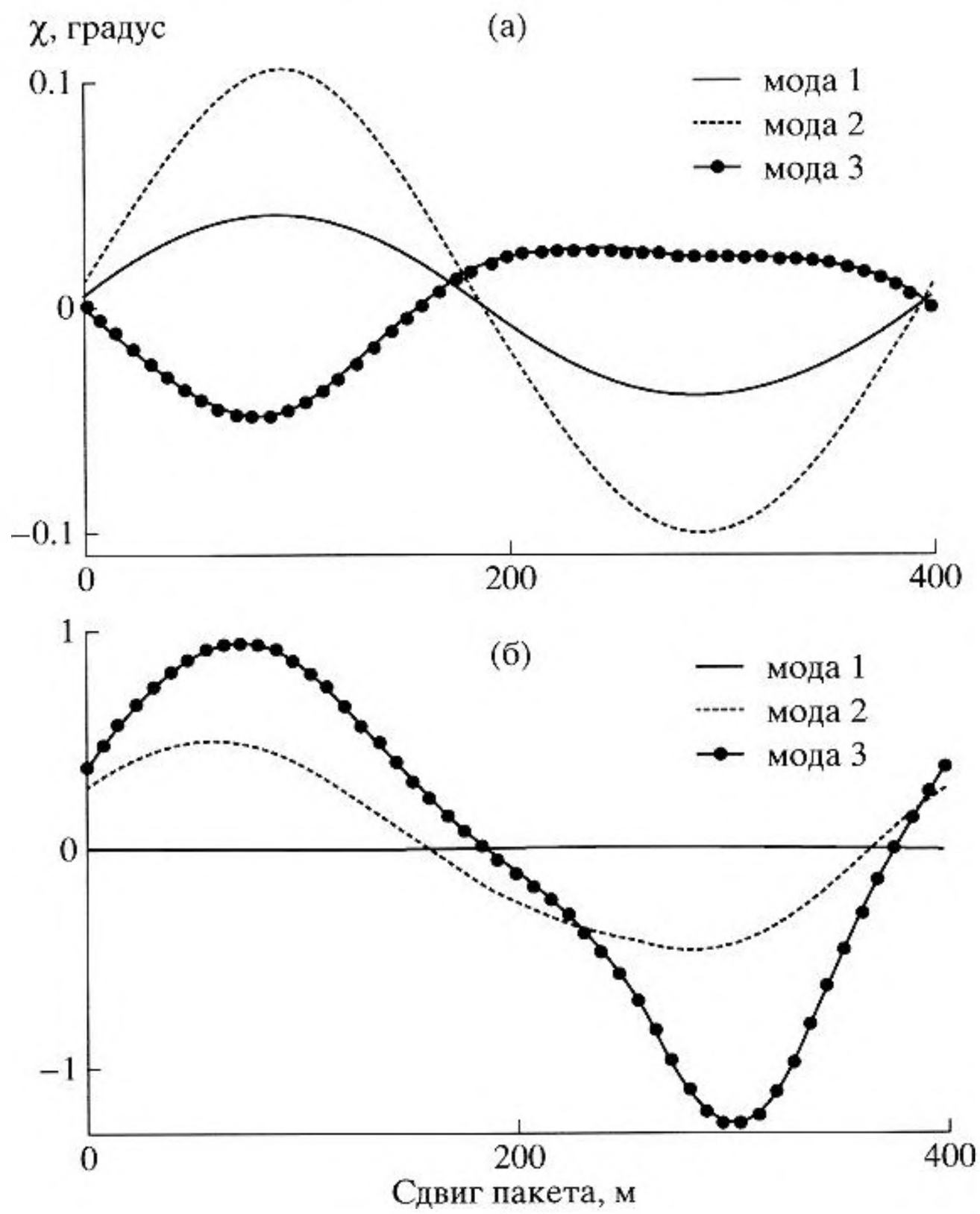

Рис. 8. Углы горизонтальной рефракции для первых трех мод, как функция сдвига пакета vT для модели эксперимента в Баренцевом море, длина антенны 400 м, частота: 100 Гц (а) и 200 Гц (б). Кривые, соответствующие разным номерам мод, показаны на рисунках.

Следует отметить, что существуют определенные моменты времени T (или положения пакета), когда углы горизонтальной рефракции для всех мод одинаковы, но в целом ситуация является более сложной и, вообще говоря, без разделения мод оценить угол прихода горизонтального луча нельзя. Если говорить о численных значениях вариаций углов прихода горизонтальных лучей, то они могут быть до 4°, что вполне регистрируется экспериментально.

Рассмотрим теперь вариации фазы на горизонтальной антенне в иных условиях, в рамках модели, характерной для эксперимента в Баренцевом море [7]. Модель пакета ВВ и длину акустической трассы возьмем прежними. Профиль скорости звука изображен на рис. 2б, который существенно отличается от приведенного для модели SWARM'95. Это приводит к меньшему значению добавки к показателю преломления и более слабой частотной и модальной зависимостям показателя преломления для горизонтальных лучей, что мы и видим на рис. 6б. В соответствии с этим и значения углов горизонтальной рефракции для отдельных мод заметно меньше, чем для предыдущего случая, в частности для частоты 100 Гц (рис. 8а) эти значения не превышают 0.1°, однако для более высоких частот (~200 Гц) их значения (1–2°) также в принципе могут быть измерены в эксперименте (рис. 8б).

Таким образом, фазовые флуктуации в мелком море в присутствии ВВ могут быть значительными (в частности, в условиях, аналогичных SWARM'95) и существенно зависят от характеристик волновода (глубина его, профиль скорости звука, глубина положения и толщина термоклина). Вариации фазового фронта при движении пакета ВВ носят сложный характер, зависят от координат и времени, поскольку определяются суперпозицией горизонтальных лучей для отдельных "вертикальных" мод. В соответствии с этим, при обработке и оценке данных эксперимента необходимо проводить частотную и модовую фильтрацию, в частности это можно сделать с помощью горизонтальной антенны, как показано в работе, но нали-

чие дополнительной вертикальной антенны может повысить точность измерений.

Приведенные особенности флуктуаций фазы могут служить основой для регистрации и исследования свойств ВВ акустическими методами, а также быть полезными при интерпретации результатов акустического зондирования.

Работа поддержана РФФИ, грант 06-05-64853.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rubenstein D., Brill M.N.* Acoustic variability due to internal waves and surface waves in shallow water, in Ocean Variability and Acoustics Propagation, eds. J. Potter and A. Warn-Varnas (Kluwer Academic, Dordrecht, 1991), P. 215–228.
2. *Андреев М.Ю., Кацнельсон Б.Г., Кулапин Л.Г., Петников В.Г.* Влияние гидродинамической изменчивости в мелком море на фазу звукового поля // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 4. С. 459–464.
3. *Apel J.R., Badiey M., Chiu C.-S., Finette S., Headrick R.H., Kemp J., Lynch J. F., et al.* An overview of the SWARM 1995 shallow-water internal wave acoustic scattering experiment // IEEE J. Ocean. Eng. 1997. V. 22. P. 465–500.
4. *Badiey M., Mu Y., Lynch J.F., Apel J.R. and 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.
5. *Badiey M., Katsnelson B.G., Lynch J.F., Pereselkov S.A., Siegmann W.L.* Measurement and modeling of three-dimensional sound intensity variations due to shallow-water internal waves // J. Acoust. Soc. Amer. 2005. V. 117. № 2. P. 613–625.
6. *Badiey M., Katsnelson B.G., Lynch J.F., Pereselkov S.A.* Frequency dependence and intensity fluctuations due to shallow water internal waves // J. Acoust. Soc. Amer. 2007. V. 119. № 8. P. 747–760.
7. *Shmelev A.Yu., Migulin A.A., Petnikov V.G.* Horizontal refraction of low frequency acoustic waves in the Barents Sea stationary acoustic track experiment // J. Acoust. Soc. Amer. 1992. V. 92. № 2. P. 1003–1007.
8. *Барридж Р., Вейнберг Г.* Горизонтальные лучи и вертикальные моды в кн. Распространение волн и подводная акустика под ред. Дж.Б. Келлера и Дж.С. Пападакиса. М.: Мир, 1980. 232 с.
9. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 264 с.
10. *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.
11. *Елисеевнин В.А.* О работе горизонтальной линейной антенны в мелком море // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 1. С. 44–49.
12. *Lynch J.F.* On the use of focused horizontal arrays as mode separation and source location devices in ocean acoustics. Part I: Theory // J. Acoust. Soc. Amer, 1983. V. 74. № 5. P. 1406–1416.
13. *Lynch J.F.* On the use of focused horizontal arrays as mode separation and source location devices in ocean acoustics. Part II: Theoretical and numerical modeling results // J. Acoust. Soc. Amer, 1985. V. 78. № 2. P. 575–586.

Sound Field Phase Front Variations in Shallow Water in the Presence of Intense Internal Waves

B. G. Katsnel'son[a] and A. V. Tskhoidze

Voronezh State University, Universitetskaya pl. 1, Voronezh, 394006 Russia

e-mail: katz@phys.vsu.ru

Abstract—The method of vertical modes and horizontal rays and the method of parabolic equation in the horizontal plane are used to study space–time fluctuations of the phase front of the sound field in the presence of a train of internal waves passing through the acoustic path. The possibility of measuring the distortions of the phase front with a simultaneous filtering of modes by a horizontal array is analyzed. A numerical simulation is carried out for the conditions corresponding to the Eastern coast of United States and the Barents Sea.