

УДК 591.463.21

ИЗМЕНЧИВОСТЬ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2002 г. В. М. Кузькин, В. Г. Петников

Институт общей физики РАН

117942 Москва, ул. Вавилова 38

E-mail: gera@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 22.01.2001 г.

Описана динамика осцилляций спектральной интенсивности в вертикальной плоскости, обусловленных временной изменчивостью среды по трассе. Рассмотрен вопрос о погрешности при измерении частотных сдвигов интерференционной структуры. Изложены экспериментальные данные смещений частотных спектров широкополосных низкочастотных сигналов при изменении глубин приема, зарегистрированных на стационарной трассе. По результатам измерений частотных смещений осцилляций спектральной интенсивности оценено число интерферирующих мод и направление прихода звука в вертикальной плоскости.

Имеющиеся в литературе данные о частотных смещениях осцилляций спектральной интенсивности, вызванных изменением условий распространения по трассе, как правило, не противоречат существующим теориям, основные положения которых приведены в работах [1–5]. В большинстве экспериментальных работ, посвященных этому вопросу, детально исследовались особенности пространственно-частотной интерференционной картины в горизонтально однородных волноводах, связанные с направлением линий экстремальных уровней (линий равной фазы) в системе координат, использующих частоту волны и относительные приращения расстояния между источником и приемником [1, 6–9]. Исключение в этом плане составляет работа [9], в которой изложены экспериментальные результаты смещений частотных спектров широкополосных низкочастотных сигналов в мелком море, измеренных на стационарной трассе. Явление смещения интерференционных локальных экстремумов по частоте может быть использовано в задачах мониторинга мелководных районов океана для определения их интегральных средних и статистических характеристик [4, 5, 9]. В настоящее время оно нашло применение в задачах управления фокусировкой поля в мелком море на основе принципа фазового сопряжения (обращения волнового фронта) [10–12].

В настоящей статье развиваются результаты работ [1–5, 9]. Описана динамика осцилляций спектральной интенсивности в вертикальной плоскости, обусловленных временной изменчивостью среды по трассе. Рассмотрен вопрос о погрешности при измерении частотных сдвигов интерференционной структуры. Изложены экспериментальные данные смещений частотных

спектров широкополосных низкочастотных сигналов при изменении глубины приема, зарегистрированные на стационарной трассе. По результатам измерений частотных смещений осцилляций спектральной интенсивности оценено число интерферирующих мод и направление прихода звука в вертикальной плоскости.

Рассмотрим прежде всего частотные смещения осцилляций интенсивности в вертикальной плоскости. Условия распространения звука в океане таковы [13], что локальная интерференционная структура, устойчивая к изменениям условий распространения, эффективно формируется небольшим числом интерферирующих однотипных мод. Положим, что в этом интервале номеров можно ограничиться линейным разложением постоянной распространения (горизонтальной составляющей волнового вектора) h_m в ряд в окрестности номера l -й моды

$$h_m = h_l + \alpha(m - l), \quad (1)$$

где $\alpha = \partial h_l / \partial l = -2\pi/S_l$, S_l – длина цикла луча, отвечающего l -й моде [14]. Тогда для принимаемой на момент времени t группы интерферирующих однотипных мод интерференционный инвариант η [1], описывающий направление линий экстремальных значений уровня в системе координат относительных приращений глубины приема и частоты, можно записать в виде

$$|\eta| = \left| \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \frac{\Delta z}{r_0} \right| = |\beta| \operatorname{ctg} \chi_l, \quad (2)$$

где

$$\beta = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \frac{\Delta r}{r_0} = -\alpha(\omega_0, r_0) r_0 / \omega_0 \int_0^{r_0} \frac{\partial \alpha(\omega_0, r)}{\partial \omega} dr \quad (3)$$

– интерференционный инвариант группы синфазных мод, характеризующий направление линий экстремальных значений уровня в системе координат относительных приращений горизонтального расстояния r_0 между источником и приемником и частоты ω_0 [1, 3]; χ_l – угол скольжения бриллюэновского луча моды номера l на интервале изменения глубины приема Δz . Для того, чтобы не различать углы скольжения бриллюэновских лучей, распространяющихся сверху вниз и снизу вверх, в соотношении (2) соответствующие величины взяты по модулю. Для вывода соотношения (2) достаточно в (3) положить $\Delta r = \Delta z \operatorname{ctg} \chi_l$. Более последовательный вывод (2) приведен в работе [1]. Физически угол χ_l определяет направление прихода в вертикальной плоскости группы мод, локализованных в окрестности бриллюэновского луча l -й моды. Другими словами, угол χ_l можно интерпретировать как угол прихода луча, соответствующего интерференционным экстремумам группы мод, имеющих близкие номера. Величина Δz ограничена вертикальным размером ρ , в пределах которого нормальные волны являются плоскими, т.е. рефракцией их в вертикальной плоскости можно пренебречь. Пренебрегая амплитудными изменениями нормальных волн, это условие можно записать в виде неравенства [15]

$$(\Delta z)^2 \ll \rho^2 = 4\lambda L_n \sin \chi_l / \pi n, \quad (4)$$

где $L_n = n(z) / |\nabla_z n(z)|$ – характерный вертикальный масштаб изменения показателя преломления $n(z)$ в пределах размера Δz , λ – длина волны.

Опишем картину частотных смещений вертикальной интерференционной структуры звукового поля, вызванных временной изменчивостью среды по трассе. Постоянную распространения $h_m(t, \tau)$ в момент времени $t + \tau$ на частоте ω представим в виде

$$h_m(\omega, t + \tau) = h_m^{(0)}(\omega, t) + h_m^{(1)}(\omega, \tau), \quad (5)$$

$$|h_m^{(1)}| \ll h_m^{(0)}.$$

Поправка $h_m^{(1)}$ к невозмущенному значению $h_m^{(0)}$ на момент времени t , которая предполагается известной, может быть найдена в рамках приближения ВКБ с использованием теории возмущений [16]. Тогда вариации частотного сдвига осцилляций интенсивности $\delta\omega(t, \tau)$ за время от t до $t + \tau$, используя (2) и (5), в линейном приближении равны

$$|\delta\omega(t, \tau)| = |\Delta\omega(t + \tau) - \Delta\omega(t)| = |\Delta\omega(t)| |\Delta\beta(t, \tau) + \Delta(\operatorname{ctg} \chi_l(t, \tau))|, \quad (6)$$

где $\Delta\omega(t) = \beta\omega_0 \Delta z \operatorname{ctg} \chi_l / r_0$ – частотный сдвиг осцилляций интенсивности, вызванный изменением глубины приема; $\Delta\beta(t, \tau)$ и $\Delta(\operatorname{ctg} \chi_l(t, \tau))$ – относи-

тельные поправки к значениям величин $\beta(t)$ и $\operatorname{ctg} \chi_l(t)$, обусловленные возмущениями водной

среды: $\Delta\beta = \beta_1 + \beta_2$, $\beta_1 = \alpha_1 / \alpha_0$, $\beta_2 = -\int_0^{r_0} dr \frac{\partial \alpha_1}{\partial \omega} / r \frac{\partial \alpha_0}{\partial \omega}$,

$\alpha_0 = \partial h_l^{(0)} / \partial l$, $\alpha_1 = \partial h_l^{(1)} / \partial l$ [3]; $\Delta(\operatorname{ctg} \chi_l) = -2\Delta\chi_l / \sin 2\chi_l$, $\Delta\chi_l = \chi_l(t + \tau) - \chi_l(t)$ – вариации угла прихода звука в вертикальной плоскости за время τ . Соотношение (6) позволяет при измеренных значениях вариаций частотного сдвига осцилляций спектра и гидрологических данных оценить вариации направления прихода звука в вертикальной плоскости.

Результаты измерений частотных смещений интерференционной картины поля при изменении глубины приема позволяют определить такие параметры принимаемой группы мод как их число N и направление прихода звука в вертикальной плоскости χ_l , если значение инварианта β известно. Действительно, из (2) получаем

$$\operatorname{ctg} \chi_l = |\eta / \beta|. \quad (7)$$

Наименьший частотный период осцилляций Θ в горизонтальной плоскости, определяемый диапазоном постоянных распространения h_m мод, формирующих поле [3]

$$\Theta = \frac{2\pi}{\left| \int_0^{r_0} (\partial h_{1N} / \partial \omega) dr \right|},$$

где $h_{1N} = h_1 - h_N$, N – максимальный номер моды, дающий заметный вклад в поле, с учетом разложения (1) определяется выражением

$$\Theta = \frac{2\pi}{(N-1) \left| \int_0^{r_0} (\partial \alpha / \partial \omega) dr \right|}. \quad (8)$$

Тогда из (3) и (8) для их числа находим

$$N = [1 + |2\pi\beta\omega_0 / \Theta\alpha r_0|] = [1 + |\beta\omega_0 S_l / \Theta r_0|]. \quad (9)$$

Здесь квадратные скобки означают целую часть числа. Заметим, что для оценки числа конструктивно интерферирующих мод можно пользоваться и другими, отличными от (9), выражениями (см., например, [17]).

Ошибка в измерении частотных сдвигов интерференционной структуры обусловлена, в общем случае, двумя факторами: а) погрешностью регистрации экстремумов уровня сигнала на фоне помехи и б) нестабильностью расстояния между излучателем и приемником звука.

При рассмотрении погрешности индикации экстремальных уровней ограничимся случаем наблюдения сигнала на фоне аддитивного шума. Будем предполагать, что сигнал и шум статисти-

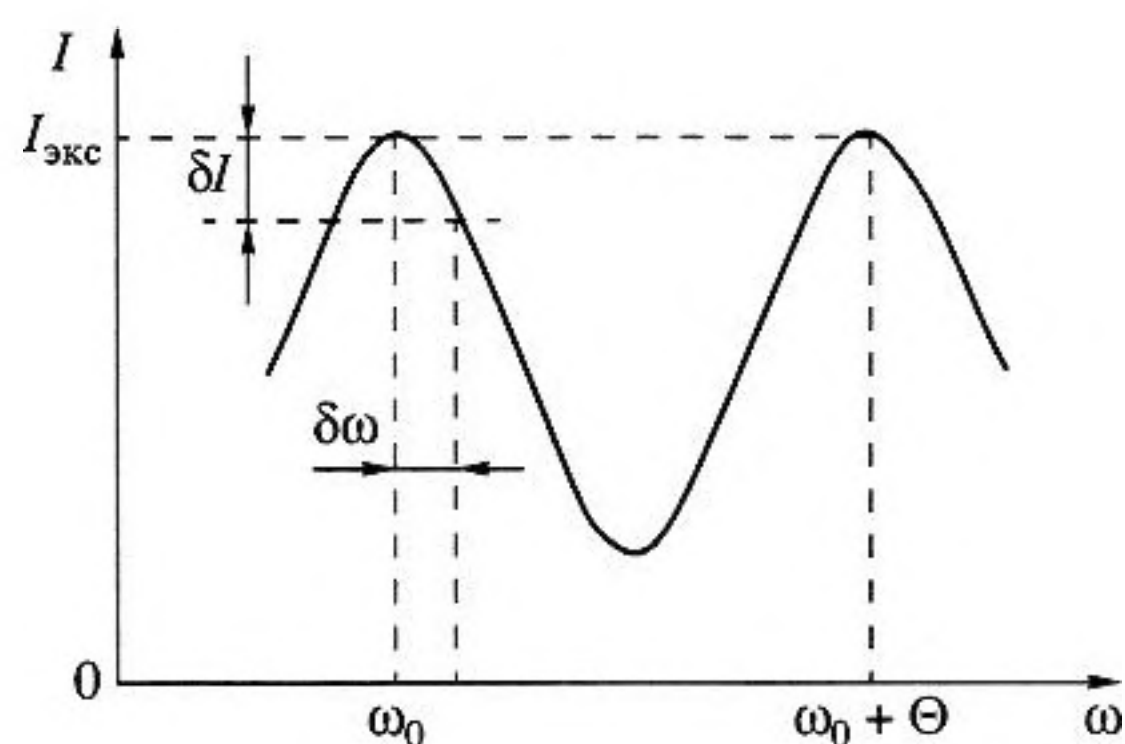


Рис. 1. К определению погрешности индикации экстремального уровня.

чески независимы и ошибка в регистрации экстремальных значений интенсивности вызвана исключительно шумом. Погрешность δI индикации экстремума $I_{\text{экс}}$ вызывает погрешность $\delta\omega$ в определении частотного положения ω_0 экстремального значения интенсивности наблюдавшегося в момент времени t (рис. 1). Зависимость между этими погрешностями можно получить, вычислив полный дифференциал функции $I(\omega)$ в точке $\omega = \omega_0$ и перейдя к конечным приращениям. Ограничиваясь членами второго порядка малости, и усредняя полученное выражение, имеем

$$\sigma_{\omega_0}^2 = \frac{2\sigma_{\text{ш}}^2}{|I''(\omega_0)|}, \quad (10)$$

поскольку $I'(\omega_0) = 0$. Здесь $\sigma_{\omega_0}^2$ и $\sigma_{\text{ш}}^2$ — соответственно дисперсия погрешности в измерении значения частоты ω_0 и дисперсия шума. Положим далее, что на наименьшем частотном периоде интерференционных биений Θ (8) зависимость $I(\omega)$ описывается гармонической функцией

$$I(\omega) = I_0 + a^2 \cos[\gamma(\omega - \omega_0)], \quad \gamma = 2\pi/\Theta.$$

Тогда выражение (10) можно привести к виду

$$\sigma_{\omega_0} = \Theta/2\pi q, \quad (11)$$

где величина $q = a/\sqrt{2}\sigma_{\text{ш}}$ фактически определяет отношение сигнал/шум (с/ш). Таким образом, погрешность индикации экстремального уровня усиливается с увеличением частотного масштаба изменчивости интенсивности и уменьшением отношения с/ш.

Пусть в силу временной изменчивости водной среды данный локальный экстремум за время наблюдения τ переместился в точку $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$. Далее положим, что интервал времени τ существенно больше времени корреляции τ_* шума, $\tau \gg \tau_*$.

Тогда дисперсия ошибки σ_1^2 измерения сдвига частотного спектра $\Delta\omega$ за время τ равна

$$\sigma_1^2 = \sigma_{\omega_0}^2(t) + \sigma_{\omega_0 + \Delta\omega}(t + \tau) \approx 2\sigma_{\omega_0}^2 \left[1 + \frac{\delta\Theta}{\Theta} \right],$$

где $\delta\Theta = (\Delta\omega/\omega_0)\Theta$ — вариации величины Θ за время τ . Учитывая, что $\Delta\omega \ll \omega_0$, полученное соотношение можно записать как

$$\sigma_1 \approx \sqrt{2}\sigma_{\omega_0}. \quad (12)$$

Достоверность регистрации результатов измерений определяется доверительной вероятностью [18]. Если, например, индикация сдвигов частотного спектра определяется неравенством $\Delta\omega \geq \sigma_1$, то при нормальном распределении шума ему отвечает доверительная вероятность $P \geq 0.683$, если $\Delta\omega \geq 3\sigma_1$, то $P \geq 0.997$. Шумы могут приводить к неразрешимости двух локальных соседних интерференционных экстремумов (максимумов или минимумов). Для их достоверного разрешения, например, с доверительной вероятностью $P \geq 0.997$ необходимо выполнение условия: $\sigma_{\omega_0} \leq \Theta/6$. Согласно (1) это неравенство принимает вид $q \geq 3/\pi \approx 0.95$. Таким образом, наличие шума приводит к ограничениям на расстояние между корреспондирующими точками и ширину частотного диапазона сигнала, при которых частотные сдвиги осцилляций интенсивности могут быть надежно измерены. При этом нижняя граница частотного диапазона определяется достоверностью их регистрации, а верхняя — достоверностью разрешения соседних локальных экстремумов. С этой точки зрения использование дислокаций волнового фронта [19] для регистрации частотных сдвигов осцилляций спектральной интенсивности имеет ограниченную область применения.

Оценим погрешность при определении длины трассы. Среднеквадратичное значение частотного сдвига осцилляций интенсивности, вызванное нестабильностью расстояния r_0 между корреспондирующими точками, согласно (3) оценивается как

$$\sigma_2 = \beta\omega_0(\sigma_{\Delta r}/r_0), \quad (13)$$

где $\sigma_{\Delta r}$ — среднеквадратичное значение расстояния между источником и приемником звука.

Среднеквадратичное значение суммарной ошибки σ , возникающей при регистрации частотного сдвига интерференционной структуры, равно

$$\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}, \quad (14)$$

где величины $\sigma_{1,2}$ определяются соотношениями (12), (13). На практике при вычислении среднеквадратичного значения ошибки σ (14) в выражениях (12) и (13) должны быть произведены замены: $\omega_0 \rightarrow f_0 = \omega_0/2\pi$ и $\Theta \rightarrow \theta = \Theta/2\pi$.

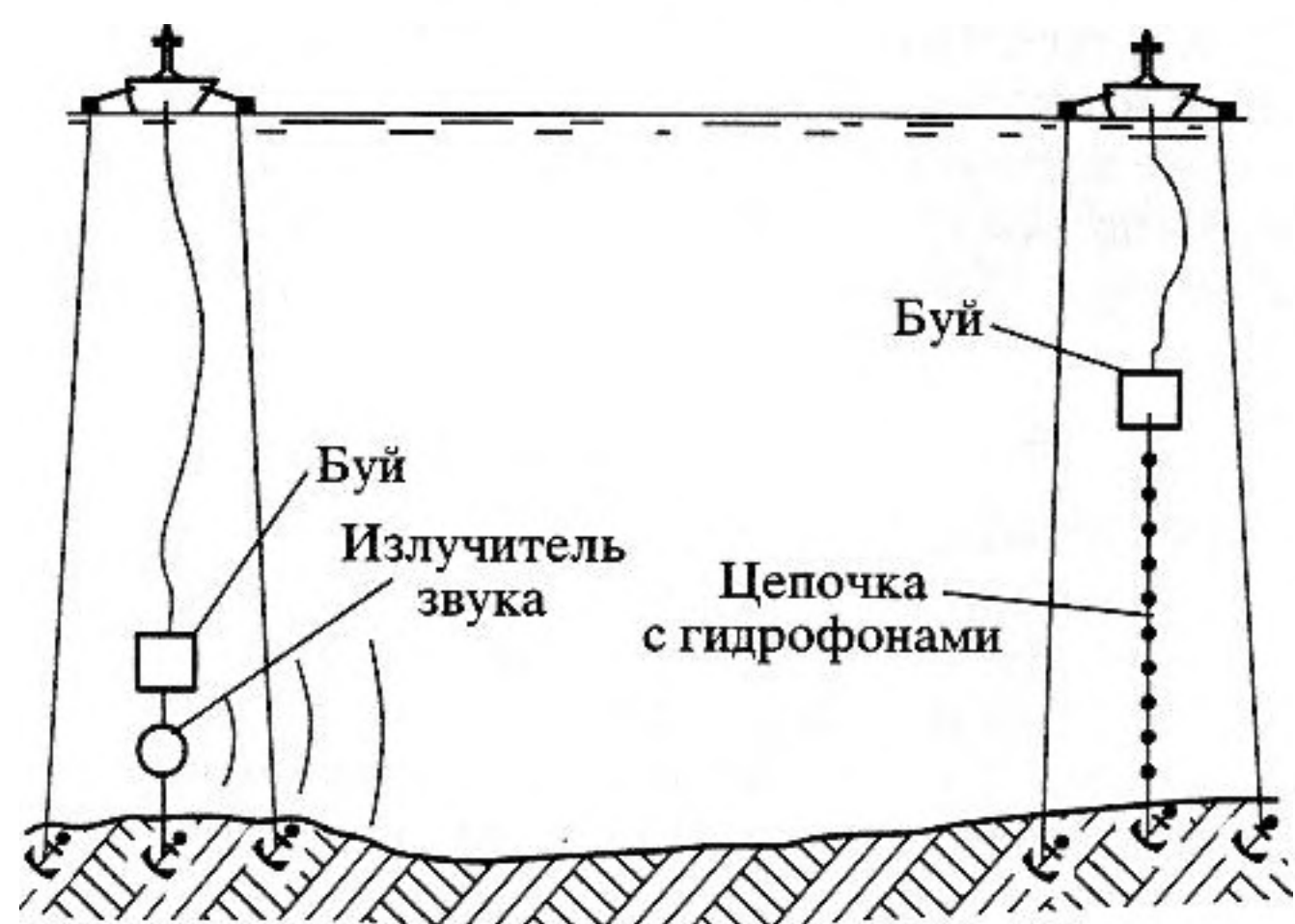


Рис. 2. Схема эксперимента на стационарной трассе.

В дополнение к работе [9] изложим экспериментальные результаты смещений частотных спектров широкополосных низкочастотных сигналов в вертикальной плоскости, измеренных в 1990 г. во время экспедиции 4-го рейса НИС "Академик Иоффе" и 7-го рейса НИС "Академик Сергей Вавилов".

А. Описание эксперимента

Условия проведения и данные контроля акустически значимых характеристик эксперимента подробно описаны в работах [9, 20]. Эксперимент проводился на стационарной трассе в централь-

ной части Баренцева моря с помощью двух научно-исследовательских судов, каждое из которых было растянуто на двух заякоренных рейдовых бочках (рис. 2). С кормы НИС "Академик Иоффе" на глубину 70 м был опущен излучатель поршневого типа, возбуждающий широкополосные импульсные сигналы с линейной частотной модуляцией в полосе 25–95 Гц. Длительность каждого импульса составляла 40 с, период повторения был равен 60 с. Продолжительность эксперимента составляла 101 мин: начало зондирования – 17 час 20 мин, окончание – 19 час 00 мин. С кормы НИС "Академик Сергей Вавилов" была опущена на морское дно вертикальная цепочка длиной 66 м из десяти эквидистантно расположенных гидрофонов. Расстояние от нижнего гидрофона до якоря на морском дне составляло 18.5 м. Глубина дна по трассе изменялась плавно в пределах 20 м и в среднем равнялась 170 м. Отношение с/ш на выходе одиночных гидрофонов было не менее 12 дБ (3.98). Эксперимент проводился при волнении моря не более 1 балла. Постоянно регистрируемая скорость ветра не превышала 6 м/с.

Гидрологические измерения приведены на рис. 3а. Как видно из рисунка, распределение скорости звука в области слоя скачка (сезонного термоклина) за два часа претерпело серьезные изменения. Граница однородного верхнего слоя опустилась почти на 15 м, а градиент профиля скорости звука увеличился почти в 2 раза. В то же время в области глубин от нижней границы слоя скачка до дна (главного термоклина) распределение скорости звука не претерпело заметных из-

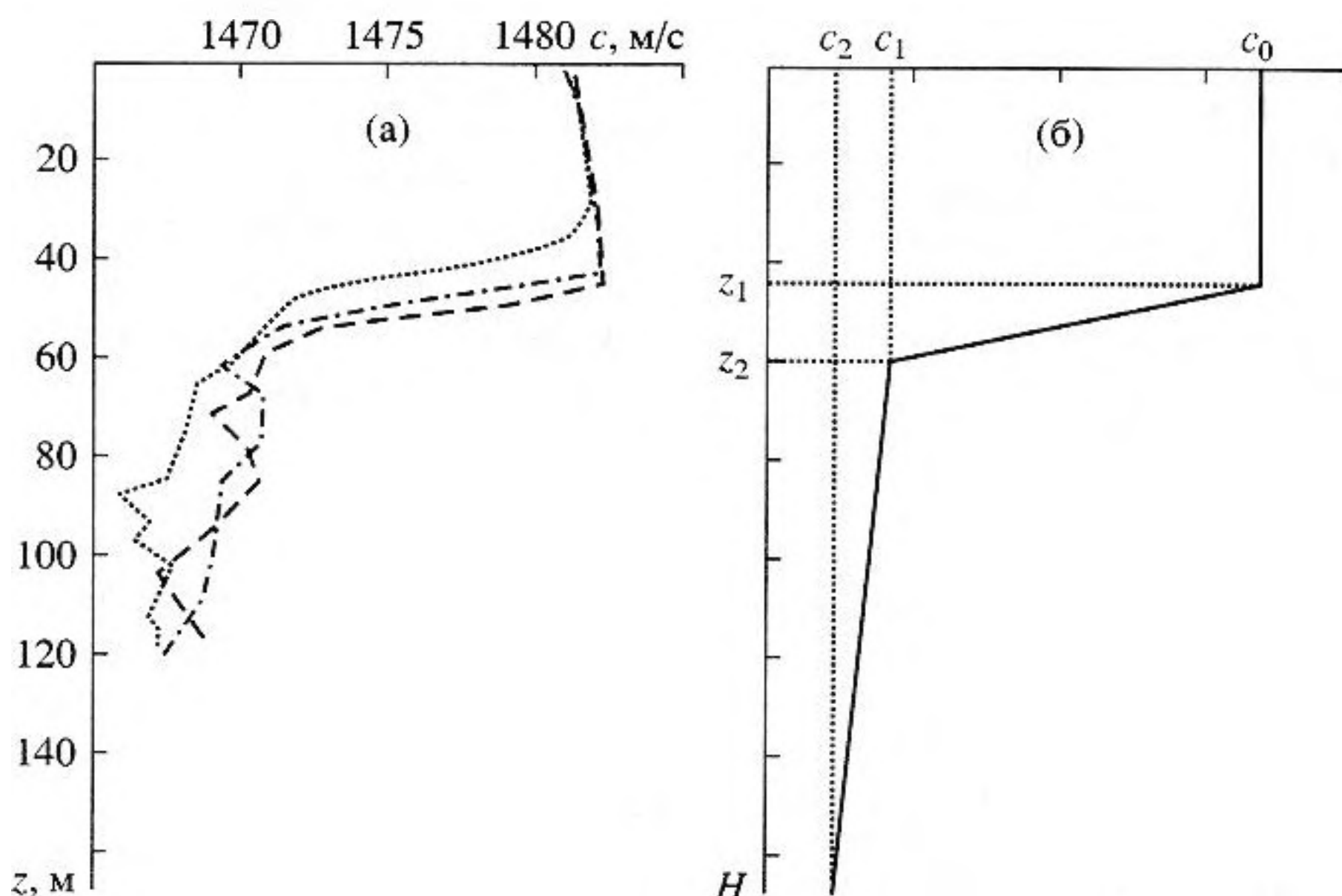


Рис. 3. Профили скорости звука $c(z)$: а – измеренные в эксперименте к моментам времени 17 час 12 мин (пунктирная линия), 18 час 04 мин (штрих-пунктирная), 18 час 58 мин (штриховая); б – используемый при расчетах.

менений. Заметные изменения скорости звука со временем были обусловлены приливными колебаниями. При этом полусуточные изменения в значении глубины достигали 1.5 м. Моментам времени 14 час 00 мин, 17 час 00 мин и 20 час 00 мин отвечали соответственно минимальная, средняя (невозмущенная) и максимальная глубины. Существенно, что приливная волна, с одной стороны возмущала всю трассу одновременно, а с другой — наклоняла приемную цепочку гидрофонов в плоскости, перпендикулярной трассе. Доминирующее направление приливных течений было по нормали к трассе. Угол наклона цепочки к вертикали в плоскости, перпендикулярной направлению распространения звука, не превышал 9° . Последнее позволяет утверждать, что горизонтальные вариации местоположения приемников цепочки были много меньше 3 м и не влияли на вариации расстояния между корреспондирующими точками.

Расстояние между судами, измеряемое с точностью до 1 м радиодальномером "Syledis", составляло в среднем 13834 м. За время эксперимента среднеквадратичное отклонение расстояния между радиомаяками, установленными в центральной части, на носу и корме обоих судов было равно 3 м. Можно предположить, что примерно такими же были и горизонтальные вариации расстояния между излучателем звука и приемниками. В дальнейшем при обсуждении данных эксперимента, не делая большой ошибки, за расстояние между излучателем и цепочкой гидрофонов примем расстояние между судами.

Б. Экспериментальные результаты

Обработка включала в себя вычисление модуля спектра и фазового спектра принимаемых импульсных сигналов на каждом из приемников цепочки [9]. На рис. 4 и рис. 5 представлены нормированные частотные спектры огибающей и производной фазы сигнала в полосе частот 60–90 Гц, принятого в момент времени 18 час 10 мин. На этих рисунках нижняя кривая соответствует верхнему гидрофону, а верхняя — нижнему гидрофону. Указанный ограниченный частотный диапазон связан с присутствием сильных дискретных помех в спектре принимаемых сигналов на частотах ниже 60 Гц, связанных с шумами приемного судна. Заметно проявляются осцилляции спектральной интенсивности с минимальным периодом по частоте $\theta \approx 1.3$ Гц. Глубоким интерференционным минимумом интенсивности, когда уровень сигнала падает примерно до уровня шума, отвечают скачки фазы, что свидетельствует о наличии в этих точках дислокаций волнового фронта звуковых полей [19]. На фоне случайных частотных смещений интерференционной структуры заметен регулярный сдвиг, относительное значение которого на длине антенны оценивается как $\Delta f/f_0 \approx$

$\approx 2.06 \times 10^{-2}$. Примерно аналогичные результаты имели место и в остальные моменты времени, что свидетельствует о несущественном влиянии возмущения водной среды на вариации частотного сдвига при изменении глубины приема.

В. Обсуждение результатов

Направление линий уровня интенсивности звука η (2) в системе координат относительных приращений глубины приема и частоты, согласно результатам измерений, оценивается в среднем как $|\eta| \approx 4.38$. При вычислении было принято: $\Delta z = 65$ м — проекция длины антенны l на вертикаль ($\Delta z = l \cos 9^\circ$, $l = 66$ м); $r_0 = 13834$ м — среднее горизонтальное расстояние между судами; $\Delta f/f_0 = 2.06 \times 10^{-2}$ — относительные частотные смещения.

Несложный анализ показывает, что наблюдавшиеся в эксперименте экстремумы звукового поля были обусловлены устойчивой интерференцией группы мод, относящихся к донно-поверхностным лучам, которые отражаются от дна и от верхней границы. Действительно, обозначим через χ_* угол скольжения луча у дна, который в дальнейшем касается поверхности воды. Согласно [14] он равен $\chi_* = \sqrt{2\Delta c/c_0}$, где c_0 — скорость звука на поверхности, Δc — разница в скоростях звука на поверхности и на дне. Подставив сюда значения $c_0 = 1482.1$ м/с и $\Delta c = 15.6$ м/с, оценим значение угла χ_* . В результате получаем $\chi_* = 8.4^\circ$, так что для донных лучей углы скольжения на дне $\chi_{\text{д}} \leq 8.4^\circ$ и, соответственно, для донно-поверхностных лучей — $\chi_{\text{д-п}} > 8.4^\circ$. Каждой нормальной волне можно сопоставить семейство лучей с одним и тем же значением угла χ . Полное число распространяющихся нормальных волн приблизительно равно $2H/\lambda$ и им соответствуют χ , заключенные в интервале $(0, \pi/2)$, где H — глубина дна. Тогда в интервале существенных значений $(0, \chi_*)$ число нормальных волн оценивается как $N_{\text{д}} \approx [4\chi_* f H / \pi c_0]$ [14]. Для верхней границы частотного диапазона $f = 90$ Гц, полагая $H = 170$ м, число донных мод $N_{\text{д}} \approx 1$. Таким образом, в рассматриваемом частотном диапазоне звуковое поле формируется модами, отвечающими донно-поверхностным лучам с углами скольжения $\chi > \chi_*$. Для данной группы мод можно пренебречь рефракцией и положить интерференционный инвариант $\beta \approx \cos^2 \chi_l$ и длину цикла луча $S_l \approx 2H \operatorname{ctg} \chi_l$ [1, 9]. Тогда для направления прихода звука в вертикальной плоскости (7) и числа мод (9) получаем оценки

$$\eta \approx \cos^3 \chi_l / \sin \chi_l,$$

$$N \approx [1 + (2H f_0 \eta / r_0 \theta)].$$

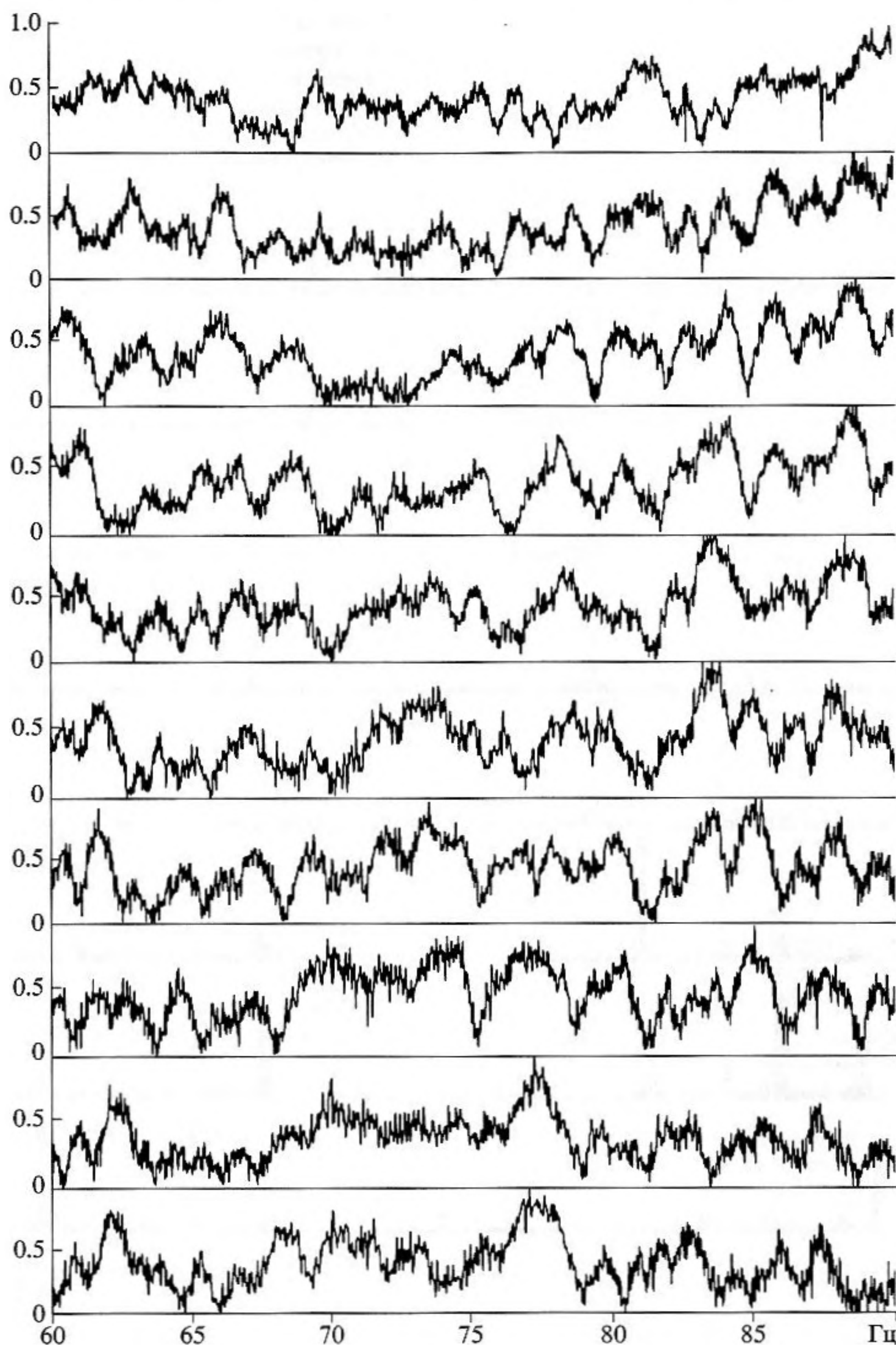


Рис. 4. Частотные спектры огибающей сигнала на различных горизонтах в фиксированный момент времени.

Подставляя сюда опытные данные $\eta = 4.38$, $r_0 = 13834$ м, $\theta = 1.3$ Гц, $H = 170$ м и принимая $f_0 = 75$ Гц, находим $\chi_l \approx 12.3^\circ$ и $N \approx 7$. Полученная оценка числа мод близка к значению $N = 8$, использованному в вычислительном эксперименте по моделированию изменчивости спектров сигналов с линейной частотной модуляцией, наблюдавшихся в данном эксперименте [21].

Измеренные в эксперименте профили скорости звука вполне удовлетворительно аппроксимируются кусочно линейной зависимостью $c(z)$, представленной на рис. 3б. Значения скоростей звука $c(H) = c_2$ на дне и c_0 в перемешанном верхнем слое постоянны и не зависят от времени. Для такой зависимости возмущения водной среды приводят к изменениям границ сезонного и глав-

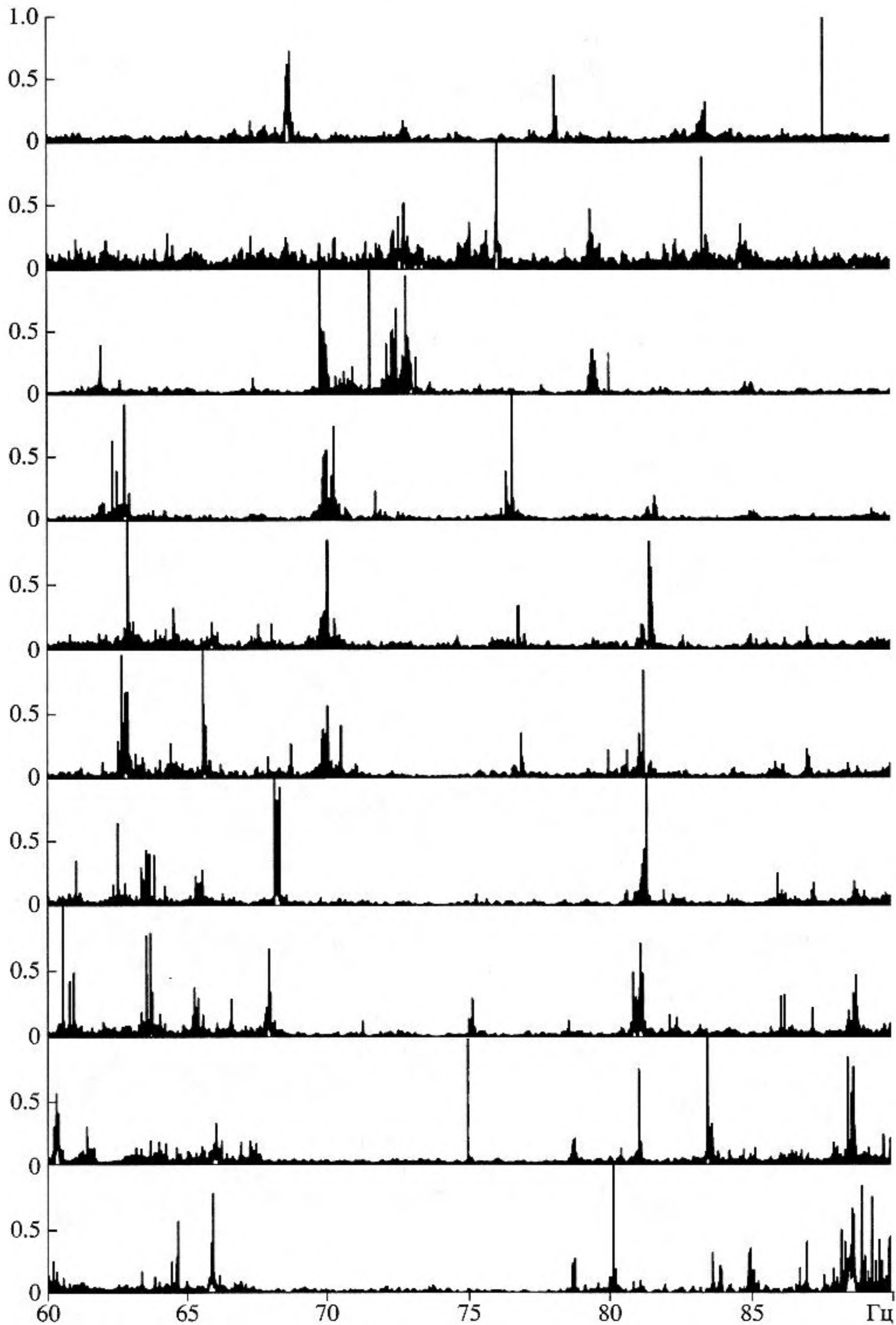


Рис. 5. Частотные спектры производной фазы сигнала на различных горизонтах в фиксированный момент времени.

ного термоклинов и глубины моря, т.е. к вариациям параметров c_1 , z_1 , z_2 и H . Параметры, аппроксимирующие профиль скорости звука, оцениваются как: $c_1 = 1468.9$ м/с, 1471.0 м/с и 1471.1 м/с; $z_1 = 35.2$ м, 43.4 м и 48.3 м; $z_2 = 54.2$ м, 54.6 м и 55.3 м при неизменных $c_0 = 1482.1$ м/с и $c_2 =$

$= 1466.5$ м/с. Здесь значения c_1 , z_1 и z_2 относятся соответственно к моментам времени проведения гидрологических измерений (см. рис. 3а). Согласно этим данным среднее значение характерного масштаба изменения показателя преломления в области главного термоклина, где расположена

была цепочка гидрофонов, оценивается как $L_n \approx 4.5 \times 10^4$ м. Ограничиваясь верхней частотой звука $f = 90$ Гц и принимая $\chi_l = 12.3^\circ$, из неравенства (4) для допустимого изменения глубины получаем оценку $\rho \approx 4.5 \times 10^2$ м. Как видно, условие (4) выполняется, т.е. на вертикальной длине антенны $\Delta z = 65$ м рефракцией бриллюэновского луча l -й моды можно пренебречь.

Оценим погрешность измерений частотных сдвигов интерференционной картины. Из (12) и (13), согласно экспериментальным данным, получаем $\sigma_1 \approx 7.25 \times 10^{-2}$ Гц и $\sigma_2 \approx 1.86 \times 10^{-2}$ Гц, так что $\sigma_1 \gg \sigma_2$. При вычислении величины σ_2 было принято $f_0 = 90$ Гц (оценка сверху), $\sigma_{\Delta r} = 3$ м и $r_0 = 13834$ м. В результате суммарная ошибка σ (14) оценивается как $\sigma \approx 7.58 \times 10^{-2}$ Гц. Это более чем на порядок меньше зарегистрированных в эксперименте значений частотных сдвигов.

Таким образом экспериментальные данные свидетельствуют о том, что частотные смещения осцилляций спектров в вертикальной плоскости достигают заметной величины и могут быть надежно измерены. В условиях многомодового распространения интерференционные эффекты часто затрудняют или делают невозможным какие-либо определенные выводы относительно связи параметров океанической среды с наблюдаемой изменчивостью характеристик звукового поля. В данном случае частотные смещения интерференционной картины полностью определяются дисперсионной характеристикой звукового канала и легко прогнозируемы. Показано, что явление смещения интерференционных локальных экстремумов по частоте может быть использовано для определения числа интерферирующих мод и их направления прихода в вертикальной плоскости.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 99-02-17671).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние / Под ред. Л.М. Бреховских и И.Б. Андреевой. М.: Наука, 1982. С. 71–91.
2. Орлов Е.Ф. Интерференционная структура широкополосного звука в океане // Проблемы акустики океана / Под ред. Л.М. Бреховских и И.Б. Андреевой. М.: Наука, 1984. С. 85–93.
3. Кузькин В.М. Влияние изменчивости стратификации океана на интерференционную структуру звукового поля // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 2. С. 344–345.
4. Кузькин В.М. Частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в мелком море // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 2. С. 258–263.
5. Кузькин В.М. Осцилляции спектральной интенсивности звукового поля в случайно-неоднородной океанической среде // Акуст. журн. 2000. Т. 46. № 3. С. 365–372.
6. Бархатов А.Н., Горская Н.В., Громогласов Н.М., Николаев Г.Н., Салин Б.М. Исследование в модельных условиях интерференционной структуры широкополосного сигнала в акустическом волноводе // Интерференция широкополосного звука в океане / Под ред. В.А. Зверева и Е.Ф. Орлова. Горький: ИПФ АН СССР, 1984. С. 73–81.
7. Голубев В.Н., Лазарев В.А., Орлов Е.Ф., Раков И.С., Соколов А.Д., Шаронов Г.А., Шевцов В.П. Экспериментальные исследования интерференции широкополосного звука в океане // Интерференция широкополосного звука в океане / Под ред. В.А. Зверева и Е.Ф. Орлова. Горький: ИПФ АН СССР, 1984. С. 93–132.
8. Голубев В.Н., Ильичев В.И., Орлов Е.Ф., Раков И.С., Соколов А.Д., Шаронов Г.А., Шевцов В.П. Экспериментальные исследования интерференции широкополосного звука в подповерхностном океаническом волноводе // Акустические волны в океане / Под ред. Л.М. Бреховских и И.Б. Андреевой. М.: Наука, 1987. С. 100–111.
9. Кузькин В.М., Огурцов А.В., Петников В.Г. Влияние гидродинамической изменчивости на частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в мелком море // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 1. С. 94–100.
10. Kuperman W.A., Hodgkiss W.S., Song H.C. Phase conjugation in the ocean: Experimental demonstration of an acoustic time-reversal mirror // J. Acoust. Soc. Amer. 1998. V. 103. № 1. P. 25–40.
11. Song H.C., Kuperman W.A., Hodgkiss W.S. A time-reversal mirror with variable range focusing // J. Acoust. Soc. Amer. 1998. V. 103. № 6. P. 3234–3240.
12. Hodgkiss W.S., Song H.C., Kuperman W.A. A long-range and variable focus phase conjugation experiment in shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105. № 3. P. 1597–1604.
13. Кулаков В.Н., Мальцев Н.Е., Чупров С.Д. О возбуждении групп мод в слоистом океане // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 1. С. 74–79.
14. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана // Л.: Гидрометеоздат, 1982. 264 с.
15. Кузькин В.М. Об излучении и рассеянии звуковых волн в океанических волноводах // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 4. С. 483–489.
16. Кобозев И.К., Кравцов Ю.А., Огурцов А.В. Теория возмущений для расчета характеристик нормальных волн в придонных волноводах // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 1. С. 109–112.
17. Вировлянский А.Л. Управление полем небольшой группы мод в плоскостойстом многомодовом вол-

- новоде / Препринт № 120. Горький: ИПФ АН СССР, 1985. 19 с.
18. Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1970. 296 с.
19. Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А. Дислокации фазового фронта в океаническом волноводе и их проявление в акустических измерениях // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 2. С. 260–265.
20. Кацнельсон Б.Г., Кулапин Л.Г., Мигулин А.А., Петников В.Г. Влияние гидродинамической изменчивости на вертикальную интерференционную структуру звукового поля в волноводе // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 2. С. 308–316.
21. Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г. Частотная зависимость эффективного коэффициента поглощения звука в дне Баренцева моря // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 5. С. 712–714.

Variability of the Vertical Interference Structure of the Sound Field in a Shallow Sea

V. M. Kuz'kin and V. G. Petnikov

General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, Moscow, 117942 Russia
e-mail: gera@kapella.gpi.ru

Abstract—Dynamics of the spectral intensity oscillations that occur in the vertical plane because of the time variability of the medium along the propagation path is described. The errors arising in measuring the frequency shifts of the interference structure are considered. For low-frequency broadband signals received on a stationary propagation path, experimental data on the shifts of their frequency spectra due to the variation of the reception depth are presented. The number of interfering modes and their arrival directions in the vertical plane are estimated from the measured frequency shifts of the spectral intensity oscillations.