АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1999, том 45, № 2, с. 258–263

УДК 591.463.21

ЧАСТОТНЫЕ СМЕЩЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ

© 1999 г. В. М. Кузькин

Институт общей физики РАН
117942 Москва, ул. Вавилова 38
E-mail petniko@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 26.05.98 г.

Описана динамика осцилляций спектральной интенсивности звукового поля в условиях временно́й изменчивости стратификации среды. Рассмотрены воздействия как регулярных, так и случайных неоднородностей водной среды. Исследованы статистические свойства частотных сдвигов осцилляций спектра. Развитая теория позволяет анализировать частотные смещения интерференционной картины поля по отношению к возмущениям в водной среде. Оценены частотные смещения локальных экстремумов интерференционной структуры поля для ряда моделей гидродинамических возмущений. Обсуждены возможности использования данного явления для диагностики состояния океана.

1. ВВЕДЕНИЕ

Ранее [1, 2] были исследованы теоретически и экспериментально особенности пространственно-частотной интерференционной структуры звукового поля в океане, связанные с направлением линий уровня (линий равной фазы) на плоскости дистанция–частота. Однако частотные смещения локальных экстремумов интерференционной структуры могут проявляться не только в силу геометрического фактора, обусловленного изменением расстояния между корреспондирующими точками, но и при неизменном расстоянии между ними в условиях временно́й изменчивости среды по трассе. На это явление впервые было обращено внимание в работах [3, 4]. Экспериментальное подтверждение оно получило в работе [5], где приведены данные о смещениях частотного спектра широкополосного низкочастотного сигнала, зарегистрированных на стационарной трассе в центральной части Баренцева моря в эксперименте 1990 г.

В данной работе, являющейся дальнейшим развитием идей [3, 4], описана динамика осцилляций спектральной интенсивности, обусловленная временно́й изменчивостью условий распространения. Рассмотрены воздействия как регулярных, так и случайных неоднородностей. Оценены характерные масштабы частотных смещений локальных экстремумов интерференционной структуры для ряда моделей возмущений водной среды. Обсуждены возможности использования данного явления для диагностики состояния океана.

2. ДИНАМИКА ЧАСТОТНЫХ СМЕЩЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Опишем картину частотных смещений интерференционной структуры в условиях временно́й изменчивости среды по трассе. Интенсивность монохроматического поля с частотой ω на большом расстоянии r_0 от источника запишем в виде суммы мод волновода сравнения

$$I = \sum_m \sum_n A_m(r_0) A_n^*(r_0) \exp\left[i \int_0^{r_0} \xi_{mn}(\omega, t, r) dr \right], \quad (1)$$

где A_m и ξ_m – амплитуда и постоянная распространения m-й моды, $\xi_{mn} = \xi_m - \xi_n$. В окрестности некоторого локального экстремума интенсивности справедливо соотношение

$$\frac{\partial I(\omega_0, t_0)}{\partial \omega} \Delta\omega + \frac{\partial I(\omega_0, t_0)}{\partial t} \Delta t = 0. \quad (2)$$

Условия распространения звука в океане таковы [6], что локальная интерференционная структура, устойчивая к изменениям условий распространения, эффективно формируется небольшим числом групп синфазно возбужденных конгруэнтных (однотипных) мод. Положим, что в этом интервале номеров можно ограничиться линейным разложением ξ_m в ряд в окрестности номера l-й моды

$$\xi_m = \xi_l + (m - l)\alpha, \quad (3)$$

где $\alpha = \partial\xi_l/\partial l = -2\pi/S_l$, S_l – длина цикла луча, отвечающего l-й моде [7]. Полагая, что амплитуда мод в течение времени с изменением частоты меняется существенно медленнее по сравнению с фазой, из (1)–(3) для направления линий уровня экстремальных значений получаем

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta t} = -\left(\int_0^{r_0} \frac{\partial\alpha(\omega_0, t_0, r)}{\partial t} dr \right) \Big/ \left(\int_0^{r_0} \frac{\partial\alpha(\omega_0, t_0, r)}{\partial\omega} dr \right). \quad (4)$$

Правую часть (4) можно представить и по другому. Для этого, следуя работе [1], предположим, что групповая $c_{гl}$ и фазовая $c_{фl}$ скорости l-й моды связаны функциональной зависимостью $c_{гl} = c_{гl}(c_{фl})$. Разлагая среднее по трассе значение $1/c_{гm}$, равное

$$\langle 1/c_{гm}\rangle = (1/r_0)\int_0^{r_0}[1/c_{гm}(r)]dr,$$

в ряд, и, ограничиваясь первыми двумя членами, находим

$$\langle 1/c_{гm}\rangle = \langle 1/c_{гl}\rangle + [d(\langle 1/c_{гl}\rangle)/d(\langle 1/c_{фl}\rangle)](\langle 1/c_{фm}\rangle - \langle 1/c_{фl}\rangle). \quad (5)$$

В этом случае, с учетом соотношений (1)–(3), (5) можно показать, что

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \omega_0 q\left(\int_0^{r_0}\frac{\partial\alpha(\omega_0, t_0, r)}{\partial t}dr\Big/\int_0^{r_0}\alpha(\omega_0, t_0 r)dr\right), \quad (6)$$

где $q = -d(\langle 1/c_{фl}\rangle)/d(\langle 1/c_{гl}\rangle)$ – коэффициент, характеризующий направление линий уровня частотно-временно́й интерференционной структуры. Выражению (6) можно придать следующий вид (ср. с (6) в [1]):

$$\frac{\Delta\omega/\omega_0}{\Delta t/T_\alpha} = q,$$

где

$$T_\alpha = \int_0^{r_0}\alpha(\omega_0, t_0, r)dr\Big/\int_0^{r_0}\frac{\partial\alpha(\omega_0, t_0, r)}{\partial t}dr$$

– характерный временно́й масштаб изменения величины α по трассе. Выражения (4), (6) показывают, что для принимаемой группы конгруэнтных мод относительный частотный сдвиг $\Delta\omega/\omega_0$ интерференционной структуры за время наблюдения Δt не зависит ни от частоты излучения, ни от номеров мод, ни от глубины излучения и приема, а определяется лишь характером стратификации среды и изменением за это время средней длины цикла луча. Из сравнения (4) и (6) находим

$$\int_0^{r_0}\alpha(\omega_0, t_0, r)dr = -q\omega_0\int_0^{r_0}\frac{\partial\alpha(\omega_0, t_0, r)}{\partial\omega}dr. \quad (7)$$

Если волновод вдоль трассы горизонтально однороден, выражение (7) упрощается и принимает вид

$$S_l = \omega q\frac{\partial S_l}{\partial\omega},$$

откуда следует, что длина цикла луча S_l пропорциональна $\omega^{1/q}$, $S_l \sim \omega^{1/q}$. Здесь $q = -d(1/c_{фl})/d(1/c_{гl}) \equiv \beta$, β – инвариант пространственно-частотной интерференционной структуры звукового поля [1] (см. ПРИЛОЖЕНИЕ).

К выражению (4) можно придти иначе, воспользовавшись условием сохранения фазы поля, формируемого группой конгруэнтных мод: $\int_0^{r_0}\xi_{mn}(\omega, t, r)dr = \text{const}$. Разлагая фазу в окрестности точки (ω_0, t_0) в ряд Тейлора, с точностью до линейных членов находим

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta t} = -\left(\int_0^{r_0}\frac{\partial\xi_{mn}(\omega_0, t_0, r)}{\partial t}dr\right)\Big/\left(\int_0^{r_0}\frac{\partial\xi_{mn}(\omega_0, t_0, r)}{\partial\omega}dr\right). \quad (8)$$

С учетом разложения (3) правая часть полученного выражения совпадает с правой частью (4) и не зависит от номеров мод.

3. СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЧАСТОТНЫХ СМЕЩЕНИЙ

Рассмотрим, как связан спектр частотных смещений интерференционной структуры со спектром случайных изменений океанической среды. Не нарушая общности, можно предположить, что волновод вдоль трассы является горизонтально-однородным с флуктуирующими во времени параметрами. Тогда для случайного сдвига по частоте осцилляций интенсивности за время от t до $t + \tau$, используя (4), получаем

$$\varphi(t, \tau) = \omega(t + \tau) - \omega(t) = -[\alpha(\omega, t + \tau) - \alpha(\omega, t)]/(\partial\alpha(\omega, t)/\partial\omega), \quad (9)$$

где $\omega(t)$ – случайный процесс частотных положений экстремальных значений интенсивности. Величину $\alpha(\omega, t)$ напишем в виде

$$\alpha(\omega, t) = \alpha_0(\omega) + \tilde{\alpha}(\omega, t), \quad (10)$$

где $\alpha_0 = \overline{\alpha(\omega, t)}$ – невозмущенное значение, $\tilde{\alpha}$ – возмущение, вызванное флуктуациями параметров волноводного канала, причем $\tilde{\alpha} = 0$. Черта сверху над величиной означает статистическое усреднение. Поправка $\tilde{\alpha}$ к невозмущенному значению α_0, которая предполагается известной, может быть найдена в рамках теории возмущений [8, 9]. Далее, если возмущение $\tilde{\alpha}$ представить в форме произведения детерминированной $\nu(\omega)$ и случайной $\rho(t)$ функций

$$\tilde{\alpha}(\omega, t) = \nu(\omega)\rho(t), \quad (11)$$

то выражение (9) в соответствии с (10) и (11) в линейном приближении приобретает вид

$$\varphi(t, \tau) = \kappa_1[\rho(t + \tau) - \rho(t)] + \kappa_2\rho(t)[\rho(t + \tau) - \rho(t)], \quad (12)$$

где

$$\kappa_1 = -\frac{\nu(\omega)}{(\partial\alpha_0/\partial\omega)}, \quad \kappa_2 = \frac{\nu(\omega)(\partial\nu/\partial\omega)}{(\partial\alpha_0/\partial\omega)^2}.$$

Таким образом, в рассматриваемом приближении процесс $\varphi(t, \tau)$, определяющий статистические характеристики частотных сдвигов осцилляций спектра, представляет собой суперпозицию приращений процесса $\rho(t)$ (линейная составляющая) и его квадратичного преобразования (нелинейная составляющая). Спектральная интенсивность нелинейной составляющей $\varphi(t, \tau)$ зависит как от вида спектра процесса $\rho(t)$, так и от его статистических свойств. Пусть процесс $\rho(t)$ – гауссовый и стационарный с корреляционной функцией $R_\rho(\tau)$, равной

$$R_\rho(\tau) = \sigma_\rho^2 K_\rho(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} G_\rho(\Omega)\cos(\Omega\tau)d\Omega, \quad (13)$$

где σ_ρ^2, $K_\rho(\tau)$ и $G_\rho(\Omega)$ – соответственно дисперсия, коэффициент корреляции и спектральная плотность. Тогда, учитывая правило вычисления моментов гауссового процесса [10], для среднего квадрата частотного сдвига $D_\omega(\tau) = \overline{\varphi^2(t, \tau)}$, представляющего собой структурную функцию процесса $\omega(t)$, в соответствии с (12) и (13) получаем

$$D_\omega(\tau) = 2\sigma_\rho^2[1 - K_\rho(\tau)]\{\kappa_1^2 + \kappa_2^2\sigma_\rho^2[1 - K_\rho(\tau)]\}.$$

Если для $\rho(t)$ выполнено достаточное условие эргодичности, а именно $R_\rho(\infty) = 0$, то

$$D_\omega(\infty) = 2\sigma_\rho^2(\kappa_1^2 + \kappa_2^2\sigma_\rho^2)$$

и функция корреляции процесса $\omega(t)$ запишется как

$$R_\omega(\tau) = \sigma_\rho^2 K_\rho(\tau)\{\kappa_1^2 + \kappa_2^2\sigma_\rho^2[2 - K_\rho(\tau)]\}.$$

При этом спектральная плотность $\omega(t)$ равна

$$G_\omega(\Omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} R_\omega(\tau)\cos(\Omega\tau)d\tau =$$

$$= G_\rho(\Omega)[\kappa_1^2 + 2\kappa_2^2\sigma_\rho^2] - \kappa_2^2\int_{-\infty}^{\infty} G_\rho(\Omega')G_\rho(\Omega - \Omega')d\Omega'.$$

Выражения для корреляционной функции $R_\varphi(\tau)$ и спектральной плотности $G_\varphi(\Omega)$ частотных сдвигов $\varphi(t, T) = \omega(t + T) - \omega(t)$, $T = \text{const}$, имеют вид [10]

$$R_\varphi(\tau) = \frac{1}{2}[D_\omega(\tau - T) + D_\omega(\tau + T) - 2D_\omega(\tau)],$$

$$G_\varphi(\Omega) = 2G_\omega(\Omega)(1 - \cos\Omega T).$$

В качестве оценки характерного масштаба частотных смещений интерференционной структуры можно принять среднеквадратичное значение флуктуаций $\omega(t)$:

$$\sqrt{\overline{\omega^2}} = \sqrt{R_\omega(0)} = |\kappa_1|\sigma_\rho\sqrt{1 + (\kappa_2\sigma_\rho/\kappa_1)^2}. \quad (14)$$

Как видно, нелинейной составляющей в выражении (12) для частотного сдвига можно пренебречь, если выполняется неравенство

$$\frac{\kappa_2^2\sigma_\rho^2}{\kappa_1^2} = \frac{\overline{(\partial\tilde{\alpha}/\partial\omega)^2}}{(\partial\alpha_0/\partial\omega)^2} \ll 1. \quad (15)$$

При выполнении условия (15) законы распределения процессов $\omega(t)$ и $\rho(t)$ совпадают, а их спектральные характеристики пропорциональны. Коэффициент пропорциональности, равный κ_1^2, определяется дисперсионной характеристикой волновода и характером возмущения водной среды.

4. ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРНЫХ МАСШТАБОВ ЧАСТОТНЫХ СМЕЩЕНИЙ

Приведенные выше соотношения позволяют при известной модели океанической среды оценить влияние различных ее параметров на частотный сдвиг интерференционной структуры. Проиллюстрируем сказанное на нескольких примерах как регулярных, так и случайных возмущений в звуковом канале с идеально отражающими границами. Усложнение модели дна не приводит к существенным изменениям в оценках величины частотного сдвига, если не проявляются резонансные свойства слоистой структуры дна [1].

A. Регулярные возмущения

При оценках частотных смещений осцилляций интенсивности будем пользоваться соотношением (8), в котором положим приближенно

$$(\partial\xi_{mn}(\omega_0, t_0)/\partial t)\Delta t \approx \xi_{mn}(\omega_0, t + \Delta t) - \xi_{mn}(\omega_0, t_0).$$

Пример 1. Суточные колебания ширины фронтальной зоны. Положим, что фронтальная зона представляет собой переходную область между двумя областями с горизонтально однородной стратификацией. Ограничимся двухслойной моделью звукового канала в переходной области $0 \le r \le L$, описываемой профилем скорости звука

$$c(r, z) = \begin{cases} c_0(r), & -h \le z \le 0, \\ c_0(r)[1 + \chi(r)(h + z)], & -H \le z \le -h \end{cases} \quad (16)$$

и примем, что параметры $c_0(r)$, $\chi(r)$ линейно изменяются с расстоянием r:

$$c_0(r) = c_* + (\Delta c/L)r, \quad \chi(r) = \chi_* + (\Delta\chi/L)r.$$

Кроме того допустим, что ширина фронтальной зоны L меняется по синусоидальному закону: $L = L_0 + \Delta L \sin\Omega t$, где L_0 и ΔL – средняя ширина и амплитуда колебаний соответственно. Глубину дна H, толщину однородного слоя h и скорость звука на дне $c(-H)$ вдоль трассы считаем неизменными. Допустим еще, что протяженность трассы превышает ширину фронтальной зоны, $r_0 > L$. Примем для параметров волноводного канала следующие значения: $\Delta c \sim 13.8$ м/с, $c_* \sim 1480$ м/с, $\Delta\chi \sim 4.6 \times 10^{-5}$ м$^{-1}$, $\chi_* \sim 1.7 \times 10^{-5}$ м$^{-1}$, $L_0 \sim 10$ км, $\Delta L \sim 1$ км, $H \sim 250$ м, $h \sim 50$ м, что примерно соответствует полярной фронтальной зоне западной части Баренцева моря [11]. Для большей общности рассмотрим частотные смещения интерференционной структуры на примере двух групп конгруэнтных мод, относящихся к донным и донно-поверхностным лучам.

а. Донные лучи. Согласно [7] разность постоянных распространения имеет вид

$$\xi_{mn}(r) = -\frac{(3\pi)^{2/3}}{2}[(m-3/4)^{2/3} - (n-3/4)^{2/3}] \times \omega^{1/3}\chi^{2/3}(r)c_0^{-1/3}(r).$$

Подставив это выражение в (8), оценим полусуточный частотный сдвиг, когда ширина фронтальной зоны изменяется от минимального $(L - \Delta L)$ до максимального $(L + \Delta L)$ значений. В результате получаем

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx 6\Delta L\left\{\left(1+\frac{\Delta c}{c_*}\right)^{-1/3}\left(1+\frac{\Delta\chi}{\chi_*}\right)^{2/3} - \frac{3\chi_*}{5\Delta\chi}\left[\left(1+\frac{\Delta\chi}{\chi_*}\right)^{5/3} - 1\right]\right\} \Big/ \left\{R_1 + R_2\left(1+\frac{\Delta c}{c_*}\right)^{-1/3}\left(1+\frac{\Delta\chi}{\chi_*}\right)^{2/3} \times \left(1+\frac{\Delta L}{R_2}\right) + \frac{3\chi_* L_0}{5\Delta\chi}\left(1-\frac{\Delta L}{L_0}\right)\left[\left(1+\frac{\Delta\chi}{\chi_*}\right)^{5/3} - 1\right]\right\},$$

где R_1 и R_2 – длина трассы соответственно в первой и во второй горизонтально-однородных областях в момент времени, отвечающему невозмущенному значению $L = L_0$. Полагая $R_1 = R_2 = 10$ км (общая длина трассы составляет $R_1 + R_2 + L_0 = 30$ км), получаем оценку $\Delta\omega/\omega_0 \approx 7.4 \times 10^{-2}$.

б. Донно-поверхностные лучи. Разложим постоянную распространения ξ_m в ряд, ограничиваясь только линейным членом, $\xi_m = \xi_m^{(0)} + \xi_m^{(1)}$. Здесь величина

$$\xi_m^{(0)}(r) = \sqrt{(\omega/c_0(r))^2 - [\pi(m-1/2)/H]^2}$$

отвечает изоскоростному распределению скорости звука по глубине с дистанцией, $c(r, z) = c_0(r)$ [7]. Выражение для линейной поправки $\xi_m^{(1)}$ к $\xi_m^{(0)}$, воспользовавшись теорией возмущения [8], нетрудно привести к виду

$$\xi_m^{(1)}(r) \approx \frac{\omega^2\chi(r)h_1^2}{2\xi_m^{(0)}(r)c_0^2(r)H},$$

где $h_1 = H - h$ – толщина термоклина. В результате для полусуточного частотного сдвига, согласно (9), находим

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx \frac{\Delta c\Delta L}{c_*\left\{R_1 + \left(1+\frac{\Delta c}{c_*}\right)\left[R_2\left(1+\frac{\Delta L}{L_0}\right) + L_0\left(1-\frac{\Delta L}{L_0}\right)\right]\right\}}.$$

При тех же значениях R_1 и R_2, что и в предыдущем случае, это составит $\Delta\omega/\omega_0 \approx 3.1 \times 10^{-4}$, что более чем на два порядка меньше, чем для донных лучей. Последнее означает, что интерференционная картина, формируемая группой мод, отражающихся от границ волноведущей системы, мало чувствительна к изменчивости стратификации среды. Отметим, что на эту сторону явления в связи с исследованием другого вопроса, а именно, инварианта пространственно-частотной интерференционной структуры звукового поля в слоистом океане, ранее обращалось внимание и в ряде других работ (см., например, [1] и цитированную там литературу).

Пример 2. Приливные колебания. Вариации постоянных распространения мод, отражающихся от границ канала, как отмечалось выше, слабо зависят от характера стратификации среды. Поэтому ограничимся изоскоростным каналом. Пусть верхняя граница океана меняется по синусоидальному закону: $H(t) = H_0 + b\sin\Omega t$, где H_0 – среднее значение глубины, а b и Ω – высота и частота прилива. Используя дисперсионное соотношение для идеального волновода [7] и принимая $b \ll H_0$, из (8) находим $\max|\Delta\omega/\omega_0| \approx 4b/H_0$. Полагая $b = 1$ м, $H_0 = 150$ м, находим $\max|\Delta\omega/\omega_0| \approx 2.7 \times 10^{-2}$.

Б. Случайные возмущения

Пример 3. Поверхностное волнение. Рассмотрим изоскоростной канал глубины H_0. Для спектра смещений поверхности от ее среднего уровня воспользуемся спектром Пирсона и Московитца $G(\Omega)$ для полностью развитого волнения [7]. Для направления трассы, расположенной вдоль ветра, дисперсия вертикальных смещений равна

$$\sigma_\rho^2 = (2/\pi)\int_0^\infty G(\Omega)d\Omega = au^4/2\pi bg^2,$$

где u – скорость ветра (в м/с), $a = 8.1 \times 10^{-3}$, $b = 0.74$, $g = 9.81$ м/с^2. При скоростях ветра $u = (10–15)$ м/с, отвечающих полностью развитому волнению, условие (15) выполняется, так что относительная флуктуация частотного сдвига осцилляций спектра, согласно (14), будет

$$\sqrt{\overline{\omega^2}}/\omega \approx (u^2/H_0 g)\sqrt{2a/\pi b}.$$

Полагая $H_0 = 150$ м, $u = 12$ м/с, находим $\sqrt{\overline{\omega^2}}/\omega \approx \approx 8.2 \times 10^{-3}$.

Пример 4. Фоновые внутренние волны. Ограничимся волноводом с равновесным распределением скорости звука по глубине, описываемым выражением (16), в котором параметры $c_0(r)$ и $\chi(r)$ неизменны по трассе: $c_0(r) = c_0 = \text{const}$, $\chi(r) = \chi = \text{const}$. Фоновые внутренние волны будем рассматривать как суперпозицию внутренних гравитационных волн, в которых доминируют первые моды. Для данной модели волновода частота плавучести равна

$$N(z) = \begin{cases} 0, & h \le z \le 0, \\ N = \sqrt{\chi/Q} = \text{const}, & -H \le z \le -h, \end{cases}$$

где $Q \approx 2.4$ с^2/м [12]. Согласно [13], временны́е спектры внутренних волн спадают обратно пропорционально квадрату частоты. Поэтому можно положить, что их спектр сосредоточен в области частот $\Omega \ll N$. Пусть направление распространения внутренних волн перпендикулярно трассе. Допустим, что звуковое поле в точке приема формируется донными лучами. В этом случае постоянную распространения для не слишком больших номеров можно записать в первом приближении в виде $\xi_m = \xi_m^{(0)} + \xi_m^{(1)}$, где

$$\xi_m^{(0)} \approx k\{1 + \chi h_1 - (1/2)[3\pi\chi(m - 3/4)/k]^{2/3}\}$$

– невозмущенное значение [7],

$$\xi_m^{(1)} \approx (1/3)s\chi^{2/3}k^{1/3}[3\pi(m - 3/4)]^{2/3}\rho(t)$$

– возмущение [14]. Здесь $\rho(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega t)g(\omega)d\omega$, $g(\omega)$ – спектральная амплитудная плотность амплитуд первых мод внутренних волн, $k = \omega/c_0$ – волновое число. Параметр $s = \Lambda N/\Omega$, где Λ – постоянная распространения первой моды внутренней волны, определяется из дисперсионного соотношения $\text{tg}(sh_1) = -sh$. Тогда из (14) для относительной флуктуации частотных смещений интерференционной структуры находим

$$\sqrt{\overline{\omega^2}}/\omega \approx 2s\sigma_\rho.$$

При значениях $H = 150$ м, $h = 20$ м ($h_1 = 130$ м), $\sigma_\rho = 1$ м это составляет $\sqrt{\overline{\omega^2}}/\omega \approx 4.2 \times 10^{-2}$ ($s \approx 0.021$). Отметим, что для параметра s, как следует из дисперсионного соотношения, получается оценка: $s = \mu/h_1$, где коэффициент μ удовлетворяет неравенству $\pi/2 < \mu < \pi$.

Пример 5. Случайные неоднородности среды. Рассмотрим изоскоростной волновод, скорость звука в котором флуктуирует относительно среднего значения, равного c_0. Примем, что дисперсия флуктуаций скорости звука σ_ρ^2 не зависит от глубины канала. В этом случае, согласно (14), приходим к оценке

$$\sqrt{\overline{\omega^2}}/\omega \approx \sigma_\rho/c_0.$$

Полагая $\sigma_\rho \sim 1$ м/с, $c_0 \sim 1500$ м/с, получаем $\sqrt{\overline{\omega^2}}/\omega \approx \approx 6.7 \times 10^{-4}$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ показал, что смещения интерференционных локальных экстремумов по частоте, вызванные временной изменчивостью стратификации, во многих случаях достигают заметной величины. Это свидетельствует о возможности их измерений и надежного прогнозирования в мелком море, что подтверждается и экспериментальными данными [5]. Рассмотренное явление может быть использовано в задачах мониторинга мелководных районов океана для определения их интегральных средних и статистических характеристик (суточных и сезонных изменений температуры, вертикальных смещений слоев воды в поле внутренних волн, высоты прилива и т.д.). Предлагаемый метод представляется перспективным на малых и средних дистанциях, на которых применение других методов (например, основанных на временно́м разрешении сигналов, приходящих по отдельным модам или лучам), вызывает большие трудности. На практике такой мониторинг может быть реализован с помощью вертикальных антенн малой апертуры, позволяющих выделять группы конгруэнтных мод, интерференционная структура поля которых чувствительна к исследуемому типу возмущения в водной среде.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В соответствии с работой [1] инвариант пространственно-частотной интерференционной структуры звукового поля в горизонтально-неоднородном волноводе определяется как

$$\beta = -d[1/c_{\phi l}(r_0)]/d[\langle 1/c_{\text{г}l}\rangle], \qquad (\text{П}.1)$$

где $c_{фl}(r_0)$ – средняя фазовая скорость группы принимаемых конгруэнтных мод на расстоянии r_0 от источника, $\langle 1/c_{гl}\rangle$ – среднее по трассе значение $1/c_{гl}$. Определим связь между величинами β (П.1) и q (6).

Разложим $1/c_{фl}(r)$ в ряд в окрестности r_0, ограничившись линейным членом и усредним полученное выражение по трассе протяженностью r_0. В результате получаем

$$\langle 1/c_{фl}(r_0)\rangle = [1/c_{фl}(r_0)] - \frac{r_0}{2}\frac{\partial(1/c_{фl}(r_0))}{\partial r}. \quad (П.2)$$

Далее, дифференцируя (П.2) по $\langle 1/c_{гl}(r_0)\rangle$, и, используя соотношение $1/c_{фl} = \xi_l/\omega$, находим окончательно:

$$q = \beta\left[1 - \frac{r_0}{2}\left(\frac{\partial\xi_l(r_0)}{\partial r}\right)^{-1}\frac{\partial^2\xi_l(r_0)}{\partial r^2}\right]. \quad (П.3)$$

Из (П.3) следует, что коэффициенты q и β близки друг другу, $q \approx \beta$, если величина $\partial\xi_l/\partial r$ мало меняется на дистанции r_0:

$$r_0/2L \ll 1,$$

где $L = |\partial\xi_l/\partial r|/|\partial^2\xi_l/\partial r^2|$ – характерный масштаб изменения $\partial\xi_l/\partial r$. Разумеется, в регулярных волноводах $q \equiv \beta$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-17194).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Чупров С.Д.* Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние // Под ред. Бреховских Л.М. М.: Наука, 1982. С. 71–91.
2. Интерференция широкополосного звука в океане // Сб. под ред. Зверева В.А., Орлова Е.Ф. // Горький: ИПФ АН СССР, 1984. 185 с.
3. *Кузькин В.М.* Влияние изменчивости стратификации океана на интерференционную структуру звукового поля // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 2. С. 344–345.
4. *Petnikov V.G., Kuz'kin V.M.* Effect of large-scale hydrodynamic variability on the sound interference structure in shallow water // Proceedings of the 15-th International congress on acoustics. Norway, Trondheim, 1995. V. 4. P. 509–512.
5. *Кузькин В.М., Огурцов В.А., 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.
6. *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.
7. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана // Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 232 с.
8. *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.
9. *Буров В.А., Сергеев С.Н.* Современные методы теории возмущений при расчете гидроакустических полей // Вестн. МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 1992. Т. 33. № 2. С. 49–56.
10. *Рытов С.М.* Введение в статистическую радиофизику // М.: Наука. 1976. Ч. 1. Случайные процессы. 496 с.
11. *Lynch J., Jin G., Pawlowich R., Ray D., Plueddemann A.* Acoustic travel-time perturbations due to shallow water internal waves and tides in the Barents sea polar front: Theory and experiment // J. Acoust. Soc. Am. 1996. V. 99(2). P. 803–821.
12. Распространение звука во флуктуирующем океане / Под ред С. Флатте. М.: Мир, 1982. 336 с.
13. *Борисов Н.Г., Грищенко А.В., Козицкий С.Б., Никора О.И., Рутенко А.Н., Трофимов М.Ю., Филонов А.Е.* Флуктуации гидроакустических сигналов, обусловленные внутренними волнами // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 5. С. 749–755.
14. *Кузькин В.М.* Горизонтальная рефракция звуковых лучей на внутренних волнах в мелком море // Акуст. журн. Т. 42. № 3. С. 443–445.

Frequency Shifts of the Sound Field Interference Pattern in a Shallow Sea

V. M. Kuz'kin

Dynamics of spectral intensity oscillations of a sound field under the conditions of a temporal variability of the medium stratification is described. Effects of both regular and random inhomogeneities of a water medium are considered. Statistical properties of the frequency shifts of spectrum oscillations are investigated. The developed theory allows one to analyze the frequency shifts of the field interference pattern due to the water medium perturbations. The frequency shifts of the local extrema of the interference pattern are estimated for a number of hydrodynamic perturbation models. The possibilities of using this phenomenon for ocean diagnostics are discussed.