АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1995, том 41, № 1, с. 128 - 133

УДК 534 + 551.463.21

РАСЧЕТ СТЕПЕНИ КОГЕРЕНТНОСТИ И ФОРМЫ ИМПУЛЬСНОГО ЗВУКОВОГО СИГНАЛА В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С ВЗВОЛНОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

© 1995 г. А. Г. Сазонтов, В. А. Фарфель

Институт прикладной физики РАН
603600 Н. Новгород, ул. Ульянова, 46

Поступила в редакцию 01.03.94 г.

Проанализировано уравнение переноса излучения для частотно-пространственно-временной корреляционной функции узкополосного импульсного сигнала в приповерхностном канале с неровной границей. Изучено поведение средней формы импульса на выходе согласованного фильтра. Показано, что неровности границы приводят к уширению разрешаемых пиков и уменьшению их амплитуд.

Проблема распространения и рассеяния импульсного излучения в случайно-неоднородном океане является важной для многих приложений, связанных как с проектированием и функционированием гидроакустических систем практического назначения, так и с разработкой различных методов акустической томографии океана [1]. Для повышения помехоустойчивости приема на практике обычно вычисляется свертка принятого сигнала с копией излученного (процедура согласованной фильтрации). Формируемая на выходе устройства временной обработки функция неопределенности используется для оценки времени прихода сигнала. Увеличение длительности и полосы зондирующего импульса приводит к повышению отношения сигнал/шум. Однако на этом пути есть предел, устанавливаемый раскорреляцией звукового поля из-за рассеяния на неоднородностях океанической среды. В отсутствие эффектов регулярной рефракции анализ влияния крупномасштабных флуктуаций показателя преломления на качество временной фильтрации проведен в [2]. Отметим также, что расчет интегральных характеристик отклика фильтра, вычисление энергетических потерь усиления согласованной обработки и оценка точности измерения времени прихода импульсной волны в нерегулярном океаническом волноводе проводились в [3].

Цель настоящей работы – нахождение корреляционных характеристик импульсного сигнала в приповерхностном звуковом канале и расчет его формы на выходе согласованного фильтра.

Рассмотрим открытый к поверхности волноводный канал, рассеяние звука в котором происходит в основном на статистически неровной акустически мягкой границе $z = \zeta(\mathbf{r}, t)$ ($\mathbf{r} = x, y$) – горизонтальный радиус-вектор, z – вертикальная координата, t – время). Будем предполагать, что случайное поле ζ является гауссовым с нулевым математическим ожиданием и характеризуется пространственно-временной корреляционной функцией B_ζ:

$$\langle \zeta(\mathbf{r}, t)\zeta(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, t + \tau)\rangle = B_\zeta(\boldsymbol{\rho}, \tau).$$

Символ $\langle\ \rangle$ означает усреднение по статистическому ансамблю.

Для определенности все последующие расчеты будут выполнены применительно к зимним гидрологическим условиям северо-западной части Тихого океана для широты 45° (рис. 1) с использованием в качестве B_ζ спектральной модели Пирсона–Московитца.

Пусть звуковое поле создается ненаправленным источником, находящимся в точке с координатами $(0, z_0)$ и излучающим узкополосный импульсный сигнал с несущей частотой ω_0 вида $g(t) = e^{-i\omega_0 t}s(t)$. Этот сигнал, пройдя случайную трассу распространения, регистрируется в приемном устройстве обработки (положение которого характеризуется радиусом-вектором $(\mathbf{r}, z)$), представляющем собой согласованный фильтр, настроенный на огибающую излученного импульса $s(t)$.

При анализе корреляционных характеристик нестационарного излучения будем считать неровности границы невысокими и пологими, а характерную частоту спектра B_ζ малой по сравнению с ω_0.

Комплексную амплитуду поля звукового давления $p(\mathbf{r}, z, t)$ вдали от импульсного источника формально представим в виде

$$p(\mathbf{r}, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega g(\omega) e^{-i\omega t} \sum_{n=1}^{M(\omega)} p_n(\mathbf{r}, \omega, t)\varphi_n(z, \omega). \quad (1)$$

Здесь $g(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} g(t)\exp(i\omega t)dt$ – частотный спектр входного сигнала, $\varphi_n(z, \omega)$ – ортонормированные собственные функции регулярного

волновода, отвечающие собственным значениям $\kappa_n^2(\omega)$, M – число распространяющихся мод.

Коэффициенты разложения $p_n(\mathbf{r}, \omega, t)$ подчиняются уравнению для связанных нормальных волн, следующему из исходного уравнения Гельмгольца с линеаризованными граничными условиями

$$(\Delta_\perp + \kappa_n^2)\, p_n = \varphi_n(z_0, \omega)\delta(\mathbf{r}) - \sum_{m=1}^{M} V_{nm}(\mathbf{r}, \omega, t) p_m,$$

где $V_{nm}(\mathbf{r}, \omega, t)$ – матричный коэффициент межмодового взаимодействия (зависящий от t как от параметра), равный (см., например, [4])

$$V_{nm}(\mathbf{r}, \omega, t) = \frac{d\varphi_n(0, \omega)}{dz}\frac{d\varphi_m(0, \omega)}{dz}\zeta(\mathbf{r}, t).$$

Нас будут интересовать корреляционные характеристики импульсной волны, выражающиеся через второй момент акустического поля давления

$$B_p(\mathbf{r}_1, z_1, t_1;\ \mathbf{r}_2, z_2, t_2) = \langle p(\mathbf{r}_1, z_1, t_1) p^*(\mathbf{r}_2, z_2, t_2)\rangle.$$

В многомодовом волноводе с учетом представления (1) для $B_p(\cdot)$ имеем

$$B_p(\mathbf{r}_1, z_1, t_1;\ \mathbf{r}_2, z_2, t_2) =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_2 g(\omega_1) g^*(\omega_2)\Gamma \exp(-i\omega_1 t_1 + i\omega_2 t_2), \tag{2}$$

где $\Gamma(\cdot)$ – двухчастотная функция когерентности, определяемая формулами

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, z_1, \omega_1, t_1;\ \mathbf{r}_2, z_2, \omega_2, t_2) =$$

$$= \sum_{n,m} \Gamma_{nm}(1, 2)\varphi_n(z_1, \omega_1)\varphi_m(z_2, \omega_2), \tag{3}$$

$$\Gamma_{nm}(1, 2) = \langle p_n(1) p_m^*(2)\rangle.$$

Цифры 1 и 2 в аргументе Γ_{nm} означают соответственно совокупности переменных $\mathbf{r}_1$, ω_1, t_1 и $\mathbf{r}_2$, ω_2, t_2.

Таким образом, задача о распространении и рассеянии импульса в волноводном канале сводится к нахождению двухчастотной функции взаимной когерентности мод Γ_{nm}.

Как известно, двухчастотная функция когерентности играет ключевую роль при анализе задачи рассеяния импульсных сигналов в случайно-неоднородной среде [5]. Именно она позволяет описать корреляционные характеристики импульсной волны, прошедшей через слой с крупномасштабными неоднородностями акустического показателя преломления, и оценить полосу и время когерентности поля. При наличии регулярного волноводного канала эта характеристика была рассчитана в работах [6, 7] вдоль отдельного луча, соединяющего источник с приемником, с помощью метода интегрирования по траекториям.

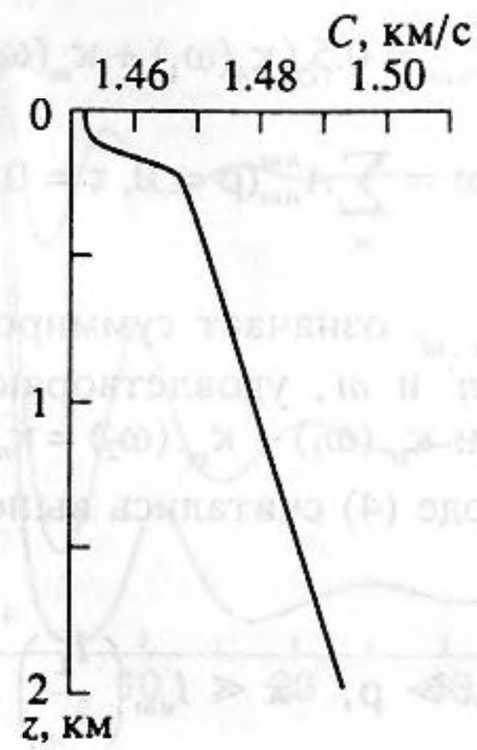

Рис. 1. Верхняя часть профиля скорости звука (C), используемого при расчетах.

Определение степени когерентности поля при многомодовом распространении требует, как отмечалось выше, знания величин Γ_{nm}. В работах [8, 9] для матрицы Γ_{nm}, определяемой в двух точках $\mathbf{r}_1 = (x, y_1)$, $\mathbf{r}_2 = (x, y_2)$ в плоскости $x = \text{const}$ и в два момента времени t_1 и t_2, была выведена система уравнений переноса излучения

$$\left[\frac{\partial}{\partial x} - i(\kappa_n(\omega_1) - \kappa_m(\omega_2)) - i\xi_{nm}^+ \frac{\partial^2}{\partial\rho\partial R} - \right.$$

$$\left. - \frac{i}{2}\xi_{nm}^-\left(\frac{\partial^2}{\partial\rho^2} + \frac{1}{4}\frac{\partial^2}{\partial R^2}\right)\right]\Gamma_{nm}(1, 2) =$$

$$= -\frac{1}{2}(\sigma_n(\omega_1) + \sigma_m(\omega_2))\,\Gamma_{nm}(1, 2) + \tag{4}$$

$$+ \sum_{n', m'}{}' A_{nn'}^{mm'}(\rho, \tau)\Gamma_{n'm'}(1, 2)$$

с "начальным" условием

$$\Gamma_{nm}(1, 2)|_{x=0} = \frac{1}{4\kappa_n(\omega_1)\kappa_m(\omega_2)} \times$$

$$\times \varphi_n(z_0, \omega_1)\varphi_m(z_0, \omega_2)\delta(\rho)\delta(R).$$

При написании (4) использованы обозначения

$$\rho = y_1 - y_2, \qquad R = 0.5\,(y_1 + y_2), \qquad \tau = t_1 - t_2;$$

$$\xi_{nm}^+ = 0.5\,(\kappa_n^{-1}(\omega_1) + \kappa_m^{-1}(\omega_2)),$$

$$\xi_{nm}^- = \kappa_n^{-1}(\omega_1) - \kappa_m^{-1}(\omega_2);$$

$$A_{nn'}^{mm'}(\rho, \tau;\ \omega_1, \omega_2) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \langle V_{nn'}(0, 0, \omega_1, 0) \times$$

$$\times V_{mm'}(x, \rho, \omega_2, \tau) \exp\left[i\,(\kappa_{nm}^+ - \kappa_{n'm'}^+)\,x\right],$$

$$\kappa^{+}_{nm} = 0.5\,(\kappa_n(\omega_1) + \kappa_m(\omega_2))\,,$$

$$\sigma_n(\omega) = \sum_m A^{nm}_{nm}(\rho = 0, \tau = 0, \omega, \omega).$$

Символ $\sum'_{n',m'}$ означает суммирование по всем парам мод n' и m', удовлетворяющим условию синхронизма: $\kappa_{n'}(\omega_1) - \kappa_{m'}(\omega_2) = \kappa_n(\omega_1) - \kappa_m(\omega_2)$.

При выводе (4) считались выполненными неравенства

$$\kappa_n l_\perp \gg 1, \quad x \gg \rho, \quad x \ll l_{nm}\left(\frac{l_\perp}{\lambda_n}\right)^4, \quad \sigma_n \ll \Lambda_n^{-1} l_\perp^{-1},$$

где Λ_n – длина цикла n-й моды, $l_\perp$ – радиус корреляции флуктуаций в горизонтальной плоскости; $l_{nm} = 2\pi/|\kappa_n - \kappa_m|$, $\lambda_n = 2\pi/\kappa_n$.

При сделанных выше ограничениях на параметры задачи система уравнений (4) распадается на две независимые замкнутые подсистемы для недиагональных ($n \neq m$) и диагональных элементов матрицы Γ_{nm}.

Подробный анализ уравнения (4) приведен в работах [8, 9], результатами которых воспользуемся ниже. Для приповерхностных волноводов, обладающих неэквидистантным спектром продольных волновых чисел κ_n, при $n \neq m$ в области ненасыщенных флуктуаций приближенно имеем [9]

$$\Gamma_{nm}(1, 2) = \langle p_n(1)\rangle\langle p^*_m(2)\rangle T_{nm}(1, 2), \tag{5}$$

где

$$\mathbf{r}_1 = \left(x, R + \frac{1}{2}\rho\right), \quad \mathbf{r}_2 = \left(x, R - \frac{1}{2}\rho\right),$$

$$\langle p_n(\mathbf{r}, \omega, t)\rangle = -i\varphi_n(z_0, \omega)\left(\frac{1}{8\pi\kappa_n(\omega)x}\right)^{1/2} \times$$

$$\times \exp\{i\kappa_n(\omega)|\mathbf{r}| - \frac{1}{2}\sigma_n(\omega)|\mathbf{r}| - i\frac{\pi}{4}\} -$$

когерентное поле n-й моды, а

$$T_{nm}(1, 2) = \exp\{\int_0^x dx'\, A^{nm}_{nm}\left(\rho\frac{x'}{x}, \tau;\ \omega_1, \omega_2\right)\},$$

$$n \neq m.$$

При $l_\perp \ll \Lambda_n$, когда элементарные акты рассеяния происходят на статистически независимых ансамблях поверхности, формула (5) упрощается до вида

$$\Gamma_{nm}(1, 2) = \langle p_n(1)\rangle\langle p^*_m(2)\rangle, \quad n \neq m. \tag{6}$$

В узкополосном приближении, когда $\Omega = \omega_1 - \omega_2 \ll \omega_0$, а $0.5(\omega_1 + \omega_2) \approx \omega_0$ для автокорреляционной функции Γ_{nn} можно воспользоваться выражением [9]

$$\Gamma_{nn}(1, 2) = \frac{1}{8\pi x}\sum_m \kappa_m^{-1}(\omega_0)\varphi_m^2(z_0, \omega_0) \times$$

$$\times \exp\left(i\Omega t_m - \frac{1}{2}\Omega^2\overline{\Delta t_m^2}\right)H_{nm}(1, 2). \tag{7}$$

Здесь величина $t_n = \dfrac{x}{v_n}\left(1 + \dfrac{R^2}{2x^2}\right)$ имеет смысл времени прихода "центра тяжести" импульса, распространяющегося по n-му модовому лучу (v_n – групповая скорость n-й моды), $\overline{\Delta t_n^2} = \dfrac{1}{4}\dfrac{d^2\sigma_n(\omega_0)}{d\omega^2}$ – его временного уширения, обусловленного рассеянием,

$$H_{nm}(1, 2) =$$

$$= \int_0^1 d\alpha \exp\{-2\pi i\,(n - m)\,\alpha - \frac{1}{2}D_{m\alpha}(1, 2)\}\,,$$

$$D_{m\alpha}(1, 2) = 2\sum_{n'=1}^{M}\int_0^x dx' \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa_y \int_{-\infty}^{\infty} d\omega B_{n'm} \times$$

$$\times (\kappa_{n'} - \kappa_m, \kappa_y, \omega)\ \{1 - \left[\exp\left(2\pi i\,(n' - m)\,\alpha - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{i\kappa_y^2\Omega x'\,(x - x')}{2x v_m \kappa_m^2} + i\Omega v^-_{n'm}x' + i\kappa_y\frac{x'}{x}\rho\right)\right]\cos(\omega\tau)\ \},$$

где

$$v^-_{nm} = v_n^{-1} - v_m^{-1}, \quad B_{nm}(\boldsymbol{\kappa}, \omega) =$$

$$= \frac{\pi}{2\kappa_n\kappa_m}\left[\frac{d\varphi_n(0, \omega_0)}{dz}\frac{d\varphi_m(0, \omega_0)}{dz}\right]^2 F_\zeta(\boldsymbol{\kappa}, \omega),$$

а $F_\zeta(\boldsymbol{\kappa}, \omega)$ – преобразование Фурье по ρ и τ от корреляционной функции $B_\zeta(\boldsymbol{\rho}, \tau)$ ($\boldsymbol{\kappa} = (\kappa_x, \kappa_y)$ – волновой вектор в горизонтальной плоскости).

Степень когерентности принятого сигнала характеризуется коэффициентом корреляции, определяемым следующим образом:

$$b_p(1, 2) = \Gamma(1, 2)/\,[\Gamma(1, 1)\Gamma(2, 2)]^{1/2}. \tag{8}$$

Соотношение (8) с привлечением (3), (6), (7) позволяет оценить важнейшие корреляционные характеристики регистрируемого излучения. В качестве примера на рис. 2 приведены результаты численного расчета модуля коэффициента корреляции (8) в зависимости от аргументов пространственного, временного и частотного разнесений. Вычисления выполнены для профиля скорости

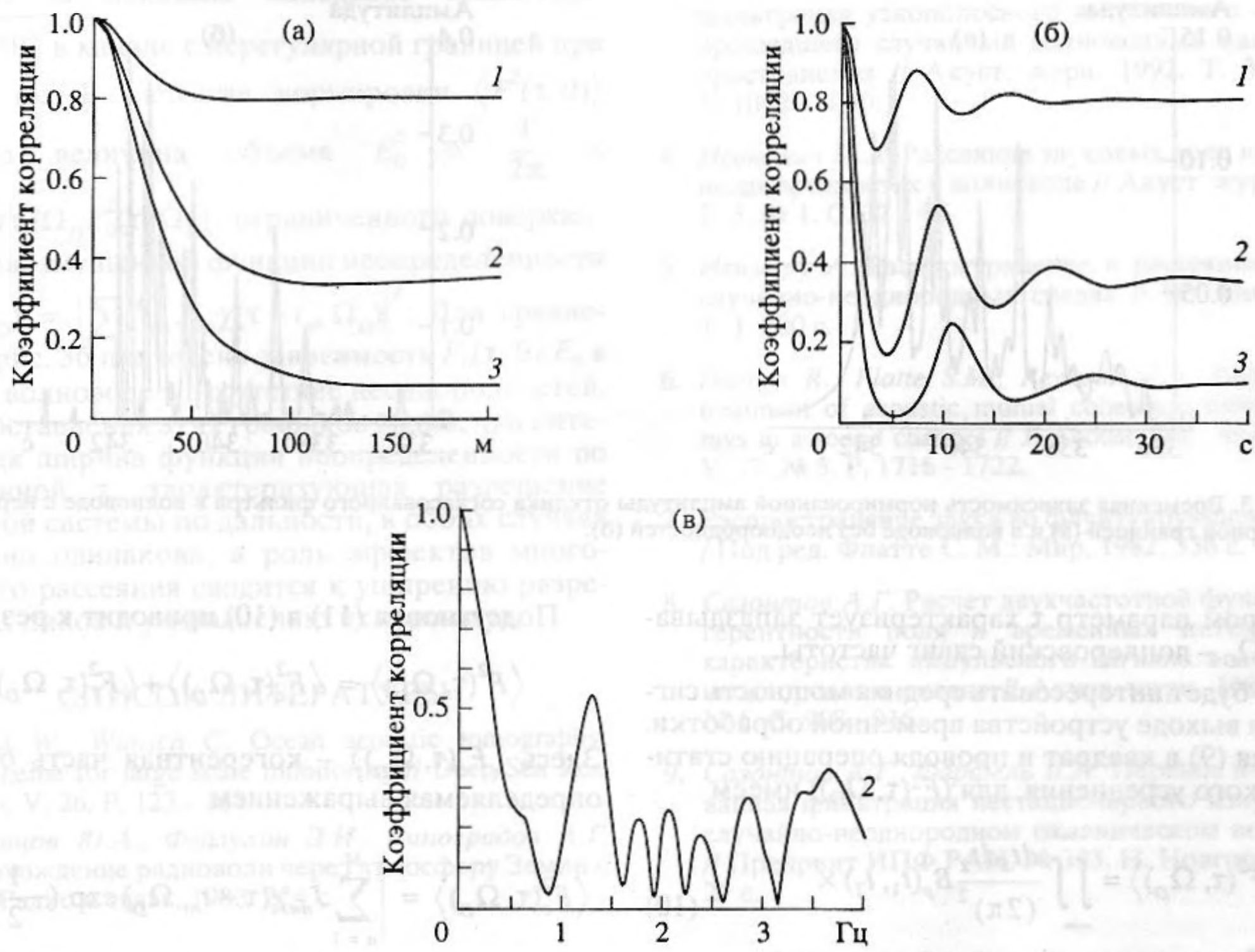

Рис. 2. Поведение модуля коэффициента корреляции полного поля в зависимости от величин пространственного (а), временного (б) и частотного (в) разнесения при следующих значениях скорости ветра: *1* – 10, *2* – 13, *3* – 15 м/с.

звука (рис. 1) при $f_0 = \omega_0/2\pi = 250$ Гц, $z_0 = 100$ м, $z = 300$ м, $x = 500$ км. Предполагалось, что основным источником, вызывающим флуктуации акустического сигнала, является ветровое волнение, описываемое изотропной моделью спектра Пирсона–Московитца. Скорость ветра v бралась равной 10, 13 и 15 м/с.

При $\rho \longrightarrow \infty$ и $\tau \longrightarrow \infty$ функция $|b_p|$ асимптотически стремится к параметру когерентности: $I_c = |\langle p(\mathbf{r}, z, t)\rangle|^2/\langle|p(\mathbf{r}, z, t)|^2\rangle$. Характерные длина и время когерентности, определяемые по спаду коэффициента корреляции рассеянной компоненты поля до уровня 1/2, в анализируемом случае зависят от скорости ветра и при $v = 13$ м/с составляют ~50 м и 2 с. Отметим, что величины, обратные длине и времени когерентности, пропорциональны уширению углового и частотного спектров первоначально монохроматической волны.

Что касается поведения частотной зависимости $|b_p|$, то в рассматриваемой ситуации, как видно из рис. 2в, она носит осциллирующий характер, что обусловлено интерференцией волн, обладающих разными временами прихода t_n (явление "детерминированной многолучевости"). Полоса частотной когерентности (составляющая в приведенном примере ~0.3 Гц), а следовательно, и временное затягивание выходного сигнала для данных параметров задачи будут в основном определяться эффектами регулярной волноводной дисперсии.

Подчеркнем, что знание частотного и временного интервалов когерентности является исключительно важным при выборе параметров зондирующего сигнала, оптимальных для томографии заданной акватории океана. Так, полоса когерентности определяет допустимую ширину спектра зондирующего импульса, при которой излучаемый сигнал будет передаваться без искажений, а время когерентности – его предельную длительность, при которой еще возможна когерентная обработка.

Как отмечалось во введении, для повышения помехоустойчивости в точке приема регистрируемое излучение подвергается процедуре согласованной фильтрации. Отклик согласованного фильтра на случайную реализацию поля (1) дается выражением

$$F(\tau, \Omega_D) = \frac{1}{2\pi}\left|\int_{-\infty}^{\infty} p(\mathbf{r}, z, t)s^*(t-\tau)\exp(-i\Omega_D t)dt\right|, \quad (9)$$

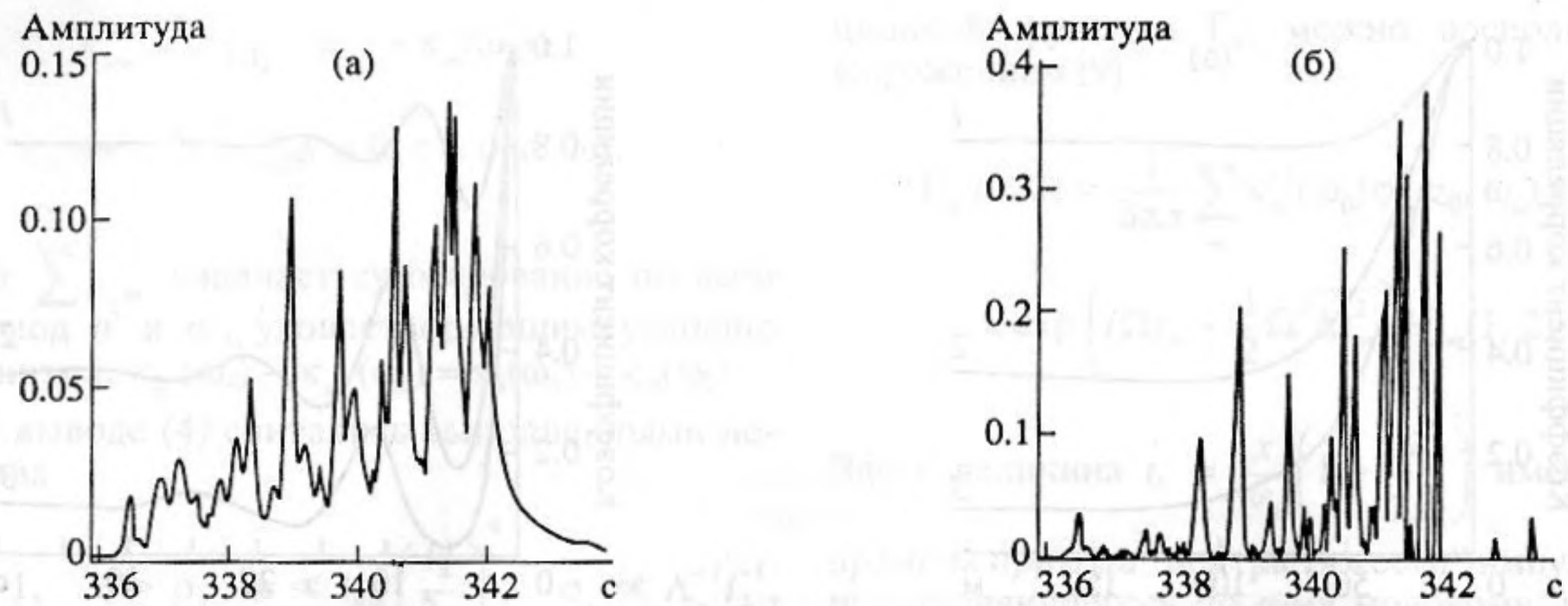

Рис. 3. Временная зависимость нормированной амплитуды отклика согласованного фильтра в волноводе с нерегулярной границей (а) и в волноводе без неоднородностей (б).

в котором параметр τ характеризует запаздывание, а Ω_D – доплеровский сдвиг частоты.

Нас будет интересовать средняя мощность сигнала на выходе устройства временной обработки. Возводя (9) в квадрат и проводя операцию статистического усреднения, для $\langle F^2(\tau, \Omega_D)\rangle$ имеем

$$\left\langle F^2(\tau, \Omega_D)\right\rangle = \int\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt_1 dt_2}{(2\pi)^2} B_p(t_1, t_2) \times \tag{10}$$

$$\times s^*(t_1 - \tau) s(t_2 - \tau) \exp\left[-i\Omega_D (t_1 - t_2)\right],$$

где $B_p(t_1, t_2) = \langle p(\mathbf{r}, z, t_1) p^*(\mathbf{r}, z, t_2)\rangle$ – временная корреляционная функция принимаемого звукового поля. Используя общую формулу (2), с учетом (3), (6), (7) для $B_p(t_1, t_2)$ имеем

$$B_p(t_1, t_2) = \sum_{n \neq m}^{M}\sum^{M} J_{nn} J_{mm}^* s(t - t_n) s^*(t - t_m) \times$$

$$\times \exp\left[-\frac{1}{2}(\sigma_n + \sigma_m) x\right] + \sum_{n=1}^{M} \varphi_n^2(z, \omega_0) \times \tag{11}$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} d\omega |\chi(\tau, \omega)|^2 \Gamma_{nn}(x, \rho = 0, R, \tau, \omega) \times$$

$$\times \exp\left[-i\omega (t - t_n)\right],$$

где

$$\tau = t_1 - t_2, \quad t = 0.5(t_1 + t_2),$$

$$J_{nn} = \frac{\exp(i\kappa_n x)}{(8\pi\kappa_n x)^{1/2}} \varphi_n(z, \omega_0) \varphi_n(z_0, \omega_0),$$

$$\chi(\tau, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt s\left(t + \frac{1}{2}\tau\right) s^*\left(t - \frac{1}{2}\tau\right) \exp(i\omega t)$$

– функция неопределенности входного импульса.

Подстановка (11) в (10) приводит к результату

$$\left\langle F^2(\tau, \Omega_D)\right\rangle = \left\langle F_c^2(\tau, \Omega_D)\right\rangle + \left\langle F_i^2(\tau, \Omega_D)\right\rangle.$$

Здесь $\left\langle F_c^2(\tau, \Omega_D)\right\rangle$ – когерентная часть отклика, определяемая выражением

$$\left\langle F_c^2(\tau, \Omega_D)\right\rangle = \left|\sum_{n=1}^{M} J_{nn} \chi(\tau - t_n, \Omega_D) \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma_n x\right)\right|^2,$$

а $\left\langle F_i^2(\tau, \Omega_D)\right\rangle$ – некогерентная составляющая, равная

$$\left\langle F_i^2(\tau, \Omega_D)\right\rangle = \sum_{n=1}^{M} \varphi_n^2(z, \omega_0) \left\langle F_{ni}^2(\tau, \Omega_D)\right\rangle -$$

$$- |J_{nn}|^2 |\chi(\tau - t_n, \Omega_D)|^2 \exp(-\sigma_n x),$$

где

$$\left\langle F_{ni}^2(\tau, \Omega_D)\right\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\tau'}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega |\chi(\tau', \omega)|^2 \times$$

$$\times \Gamma_{nn}(x, \rho = 0, R, \tau', \omega) \exp(i\Omega_D \tau' - i\omega\tau).$$

В томографических экспериментах с импульсным излучением, где используются неподвижные источник и приемник, основным объектом исследования является функция $\langle F^2(\tau, 0)\rangle$, описывающая распределение среднего квадрата амплитуды выходного сигнала по времени задержки. Для приведенной выше модели двухчастотной функции (рис. 2в) и входного сигнала длительности T, имеющего прямоугольную огибающую

$$s(t) = \frac{1}{T^{1/2}} \operatorname{rect}\left(\frac{t}{T}\right) \equiv \frac{1}{T^{1/2}} \begin{cases} 1, & |t| \le T/2, \\ 0, & |t| > T/2 \end{cases}$$

на рис. 3а показано поведение амплитуды $\sqrt{\langle F^2(\tau, 0)\rangle}$ в канале с нерегулярной границей при $T = 50$ мс. В качестве нормировки $\langle F^2(\tau, 0)\rangle$ выбрана величина объема $E_0^2 = \frac{1}{2\pi} \times \times \iint_{-\infty}^{\infty} d\tau d\Omega_D F_0^2(\tau, \Omega_D)$, ограниченного поверхностью невозмущенной функции неопределенности $F_0^2(\tau, \Omega_D) = \left|\sum_{n=1}^{M} J_{nn}\chi(\tau - t_n, \Omega_D)\right|^2$. Для сравнения на рис. 3б приведена зависимость $F_0(\tau, 0)/E_0$ в том же волноводе в отсутствие неоднородностей. Из сопоставления этих графиков видно, что интегральная ширина функции неопределенности по переменной τ, характеризующая разрешение приемной системы по дальности, в обоих случаях примерно одинакова, а роль эффектов многократного рассеяния сводится к уширению разрешаемых пиков и уменьшению их амплитуд.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Munk W., Wunsch C.* Ocean acoustic tomography: A scheme for large scale monitoring // Deep-Sea Res. 1979. V. 26. P. 123 - 161.
2. *Кравцов Ю.А., Фейзулин З.И., Виноградов А.Г.* Прохождение радиоволн через атмосферу Земли // М.: Радио и связь, 1983. 224 с.
3. *Сазонтов А.Г., Фарфель В.А.* Согласованная фильтрация узкополосного импульсного сигнала, прошедшего случайный волноводный канал распространения // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 6. С. 1082 - 1090.
4. *Исакович М.А.* Рассеяние звуковых волн на малых неоднородностях в волноводе // Акуст. журн. 1957. Т. 3. № 1. С. 37 - 45.
5. *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах // М.: Мир, 1981. Т. 1. 280 с.
6. *Dashen R., Flatte S.M., Reynolds S.A.* Path-integral treatment of acoustic mutual coherence functions for rays in a sound channel // J. Acoust. Soc. Amer. 1985. V. 77. № 5. P. 1716 - 1722.
7. Распространение звука во флуктуирующем океане / Под ред. Флатте С. М.: Мир, 1982. 336 с.
8. *Сазонтов А.Г.* Расчет двухчастотной функции когерентности поля и временных интегральных характеристик импульсного сигнала в случайно-неоднородном океане // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 5. С. 908 - 916.
9. *Сазонтов А.Г., Фарфель В.А.* Перенос и согласованная фильтрация нестационарного излучения в случайно-неоднородном океаническом волноводе // Препринт ИПФ РАН. № 333. Н. Новгород, 1992. 27 с.

Calculation of the Degree of Coherence and Form of a Pulse Sound Signal in an Oceanic Waveguide with a Rough Surface

A. G. Sazontov and V. A. Farfel

Starting from a system of radiation transport equations, we derived an expression for the frequency-space-time correlation function of a narrow-band pulse signal in a surface channel with a rough boundary. For a special case, the moduli of the corresponding correlation coefficients were calculated and their profiles for different wind speeds were plotted. The received signal was convolved with the radiated signal to estimate the signal from at the point of reception. It was shown that a surface roughness results in a broadening of peaks, corresponding to signal propagation along different paths, and in a decreasing of their amplitudes.