

## Частотные смещения максимумов звукового поля, вызванные поверхностным волнением

В. М. Кузькин<sup>1,\*</sup> М. В. Куцов<sup>2,†</sup> С. А. Пересёлков<sup>2,‡</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики имени А. М. Прохорова РАН,

научный центр волновых исследований, Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, д. 38

<sup>2</sup>Воронежский государственный университет, физический факультет,

кафедра математической физики, Россия, 394006, Воронеж, Университетская пл., д. 1

(Статья поступила 10.11.2014; Подписана в печать 28.11.2014)

Дано общее решение задачи о связи между временными спектрами частотных смещений и возмущением океанической среды. Показано, что спектр частотных смещений можно интерпретировать как спектр возмущения, прошедший через передаточную функцию волновода, которая в той или иной мере сужает спектр входного воздействия. На основании полученного результата рассмотрен случай поверхностного волнения. Проанализированы некоторые частные случаи передаточной функции волновода. Обсуждены условия эффективности диагностики поверхностного волнения.

PACS: 43.30.Pc, 43.30.Vr, 43.30.Wi, 43.30.Zk

УДК: 534.222, 551.463.2

Ключевые слова: частотные смещения, временной спектр, поверхностное волнение, передаточная функция, мониторинг.

### ВВЕДЕНИЕ

В последнее время эффективное развитие получил метод мониторинга океанических неоднородностей, основанный на информации о частотных смещениях интерференционных максимумов (частотных смещений) звукового поля [1]. Метод не ограничен адиабатическим приближением, его эффективность подтверждена результатами численных и натуральных экспериментов (см. обзор [2], а также [3–5]). В [6] получено интегральное соотношение между временным спектром частотных смещений и пространственно-временным спектром возмущения океанической среды. Из него следует, что на трассах небольшой протяженности временные спектры частотных смещений и низкочастотных неоднородностей пропорциональны. Такая ситуация имеет место, например, при фоновых внутренних волнах (ФВВ). Практический интерес представляет установление явной связи между временными спектрами, что позволило бы оценить эффективность мониторинга океанической среды в широком диапазоне частот и интервале расстояний.

В данной работе решена задача о связи между временными спектрами частотных смещений и возмущением океанической среды. Детально проанализирован случай поверхностного волнения (ПВ). В отличие от ФВВ, временной спектр ПВ является высокочастотным, сосредоточенным в конечной области частот. Обсуждены возможности мониторинга поверхностного волнения.

### 1. ВРЕМЕННОЙ СПЕКТР ЧАСТОТНЫХ СМЕЩЕНИЙ

Дальнейшее продвижение в описании флуктуаций частотных смещений возможно, если считать частоту  $\nu$  и волновое число  $k = |\mathbf{k}|$  поля возмущения  $\zeta(t, \mathbf{r})$  не независимыми, а подчиняющимися дисперсионному уравнению

$$w(k, \nu) = 0, \quad (1)$$

когда оно удовлетворяет некоторым граничным условиям. Здесь  $\mathbf{k} = \mathbf{k}(k_x, k_y)$  и  $\nu$  — пространственная и циклическая частота;  $\mathbf{r} = \mathbf{r}(r_x, r_y)$  — радиус-вектор в горизонтальной плоскости  $(x, y)$ ;  $t$  — время. В этом случае удается выразить волновой спектр через временной спектр и, следовательно, область интегрирования по  $\nu$  и  $\mathbf{k}$  в разложении Фурье случайных полей становится двумерной, т. е. распространяется на область  $(\nu, \mathbf{k})$ , удовлетворяющую дисперсионному уравнению (1). Заметим, что рассматриваются двумерные статистически однородные случайные поля.

Перейдем к полярным координатам в  $k$ -пространстве и предположим, что пространственный спектр  $F_\zeta(k, \theta)$  возмущения  $\zeta(t, \mathbf{r})$  факторизуется,

$$F_\zeta(k, \theta) = V_\zeta(k) W_\zeta(\theta), \quad (2)$$

т. е. на каждой частоте волнового спектра  $V_\zeta(k)$  имеем одинаковое распределение  $W_\zeta(\theta)$  интенсивности возмущения по углу, которое удовлетворяет условию нормировки

$$\int_{-\pi}^{\pi} W_\zeta(\theta) d\theta = 1. \quad (3)$$

Если теперь дисперсию поля  $\sigma_\zeta^2$  выразить через временной  $Z_\zeta(\nu)$  и пространственный  $F_\zeta(k, \theta)$  спектры,

\*E-mail: kumiov@yandex.ru

†E-mail: kutsov@sc.vsu.ru

‡E-mail: pereselkov@yandex.ru

$$\sigma_{\zeta}^2 = \int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} F_{\zeta}(k, \theta) k dk d\theta, \quad \sigma_{\zeta}^2 = \int_0^{\infty} Z_{\zeta}(\nu) d\nu, \quad (4)$$

то из условия эквивалентности этих представлений, используя (2), (3), получается связь между волновым и временным спектрами

$$V_{\zeta}(k) = \frac{1}{k} \frac{d\nu}{dk} G_{\zeta}[v(k)]. \quad (5)$$

Здесь  $G_{\zeta}(\nu) = 2Z_{\zeta}(\nu)$  – спектральная плотность по частотам  $\nu \geq 0$ .

Ограничимся адиабатическим приближением описания поля. Как показывают результаты численных и натурных экспериментов, в которых возмущение среды вызвано ФВВ [2–4], данный подход сохраняет работоспособность и за пределами области его формальной применимости. Не нарушая общности задачи, положим, что трасса расположена вдоль оси  $x$ , точечный источник расположен в начале координат, а точка наблюдения  $Q(\mathbf{L}, z)$  удалена на горизонтальное расстояние  $L$ , где  $\mathbf{L} = \mathbf{n}L$ ,  $\mathbf{n}$  – единичный вектор в горизонтальной плоскости  $(x, y)$ . Введем следующие обозначения

$$\begin{aligned} \bar{\alpha}(\omega) &= \bar{h}_{l+1}(\omega) - \bar{h}_l(\omega), \\ \tilde{\alpha}(\omega, t, \mathbf{nr}) &= \tilde{h}_{l+1}(\omega, t, \mathbf{nr}) - \tilde{h}_l(\omega, t, \mathbf{nr}), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\bar{h}_l$  и  $\tilde{h}_l$  – невозмущенное значение действительной части постоянной распространения  $l$ -й опорной моды, в окрестности которой моды синфазны и поправка к ней, обусловленная возмущением океанической среды;  $\omega$  – циклическая частота спектра излучения. Оценки номера опорной моды и числа синфазно возбужденных мод, формирующих интерференционную картину, приведены в библиографии к [2]. Величину  $\alpha = \bar{\alpha} + \tilde{\alpha}$  будем называть дисперсионной характеристикой волновода. В отсутствие возмущения волновод считается горизонтально-однородным.

Частотные смещения  $\Omega(t, \mathbf{L})$  можно представить как

$$\Omega(t, \mathbf{L}) = -\frac{b}{L} \int_0^L \tilde{\alpha}(t, \mathbf{nr}) dr, \quad (7)$$

где  $\Omega$  – циклическая частота;  $b = 1/[\partial\bar{\alpha}(\Omega_0)/\partial\omega]$ ,  $\Omega_0$  – положение выделенного максимума поля излучения в отсутствие возмущения [6]. Подчеркнем для ясности, что под частотными смещениями подразумеваются случайные временные положения выбранного локального максимума. Используя дисперсионное уравнение (1), разложим флуктуации случайного поля  $\tilde{\alpha}(t, \mathbf{r})$ , вызванные возмущением  $\zeta(t, \mathbf{r})$ , в спектр

$$\tilde{\alpha}(t, \mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\alpha}(k) \exp\{i[\mathbf{kr} - \nu(k)t]\} d^2k. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (7), получаем

$$\begin{aligned} \Omega(t, \mathbf{L}) &= \\ &= -b \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\xi) \exp[-i\nu(k)t] \tilde{\alpha}(k_x, k_y) dk_x dk_y, \\ &\quad \xi = k_x L/2. \end{aligned} \quad (9)$$

Временная корреляционная функция

$$B_{\Omega}(\tau, \mathbf{L}) = \overline{\Omega(t + \tau, \mathbf{L}) \Omega^*(t, \mathbf{L})}$$

равна

$$B_{\Omega}(\tau, L) = b^2 \int_{-\infty}^{\infty} F_{\alpha}(k_x, k_y) \frac{\sin^2 \xi}{\xi^2} \exp[i\nu(k)\tau] dk_x dk_y. \quad (10)$$

Фурье-обращение этого интеграла дает

$$\begin{aligned} G_{\Omega}(\nu, \mathbf{L}) &= \\ &= b^2 \int_{-\infty}^{\infty} F_{\alpha}(k_x, k_y) \frac{\sin^2 \xi}{\xi^2} \delta[\nu(k) - \nu'(k)] dk_x dk_y. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь  $G_{\Omega}(\nu, \mathbf{L})$  и  $F_{\alpha}(k_x, k_y)$  – временной и пространственный спектр частотных смещений и дисперсионной характеристики волновода;  $\delta(x)$  – дельта-функция. Перейдем в (11) к полярным координатам и используем (2) и (5), тогда

$$G_{\Omega}(\nu, \mathbf{L}) = b^2 T_{\alpha}(\eta) G_{\alpha}(\nu), \quad (12)$$

$$T_{\alpha}(\eta) = \int_{-\pi}^{\pi} W_{\alpha}(\theta) \frac{\sin^2(\eta \cos \theta/2)}{(\eta \cos \theta/2)^2} d\theta, \quad \eta = k(\nu)L. \quad (13)$$

Здесь  $G_{\alpha}(\nu)$  – угловой спектр дисперсионной характеристики, а зависимость  $k(\nu)$  определяется уравнением (1). Таким образом, временной спектр  $G_{\Omega}(\nu, \mathbf{L})$  – это спектр (с масштабным множителем  $b^2$ ) на выходе линейной системы, характеризуемой квадратом модуля передаточной функции  $T_{\alpha}(\eta)$  (13), если на входе системы действует временной спектр  $G_{\alpha}(\nu)$ .

Передаточная функция в той или иной мере сужает спектр входного воздействия  $G_{\alpha}(\nu)$ . Характер фильтрации зависит от ориентации трассы по отношению к угловому распределению интенсивности возмущения, удаленности точки наблюдения и дисперсионного уравнения. Если в пределах ширины углового спектра  $k(\nu)L \cos \theta/2 \leq \pi/4$ , т. е.

$$L \leq L_t = \frac{\pi}{2k_h(\nu)} = \frac{\lambda_s(\nu)}{4}, \quad (14)$$

где  $k_h(\nu) = k(\nu) \cos\theta$  и  $\lambda_s = \lambda(\nu) / \cos\theta$  — самые высокие пространственные частоты и самые короткие волны, тогда можно считать  $T_\alpha(\eta) \approx 1$ . В этом случае спектр частотных смещений  $G_\Omega(\nu, \mathbf{L})$  без искажений воспроизводит спектр возмущения  $G_\alpha(\nu)$ . Это объясняется тем, что в области низких частот дифракция в анизотропной среде слабо зависит от направления распространения звуковой волны. С увеличением частоты и расстояния, проходимого волной в такой среде, дифракционные эффекты возрастают, что делает их зависимыми от частоты, длины и расположения трассы. Отметим, что случай  $T_\alpha(\eta) \approx 1$  удовлетворительно реализуется на средних дистанциях ( $L \sim 1$  км) для ФВВ, спектр которых расположен около частоты  $\nu = 0$  [2–4]. Очевидно, чем больше ширина углового спектра, тем менее критично расположение трассы по отношению к направлению его максимума. В предельном случае изотропного спектра передаточная функция инвариантна относительно направления трассы.

## 2. ВЗАИМОСВЯЗЬ ВРЕМЕННЫХ СПЕКТРОВ ЧАСТОТНЫХ СМЕЩЕНИЙ И ПОВЕРХНОСТНОГО ВОЛНЕНИЯ

Посмотрим теперь на примере ПВ, что происходит со спектром частотных смещений  $\Omega(t, \mathbf{L})$ , когда спектр возмущения  $\zeta(t, \mathbf{r})$  сосредоточен в области частоты  $\nu \neq 0$ . Поправка  $\tilde{h}_l(\omega, t, \mathbf{r})$ , обусловленная ветровым волнением, равна

$$\tilde{h}_l(\omega, t, \mathbf{r}) = \frac{\zeta(t, \mathbf{r})}{2\tilde{h}_l(\omega)} \left( \frac{\partial \bar{\psi}_l(\omega, z=0)}{\partial z} \right)^2. \quad (15)$$

Здесь  $\zeta(t, \mathbf{r})$  — случайное двумерное поле вертикальных смещений свободной поверхности  $z = 0$ ;  $\bar{\psi}_l(\omega, z)$  — собственная функция  $l$ -й моды невозмущенного волновода. Отсюда следует, что пространственные спектры возмущения  $\zeta(t, \mathbf{r})$  и дисперсионной характеристики  $\tilde{\alpha}(\omega, t, \mathbf{r})$  пропорциональны,

$$F_\alpha(k, \theta) = B^2 F_\zeta(k, \theta), \quad (16)$$

$$B = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{\tilde{h}_{l+1}} \left[ \frac{\partial \bar{\psi}_{l+1}(\omega, z=0)}{\partial z} \right]^2 - \frac{1}{\tilde{h}_l} \left[ \frac{\partial \bar{\psi}_l(\omega, z=0)}{\partial z} \right]^2 \right\}. \quad (17)$$

В соответствии с (12)

$$G_\Omega(\nu, \mathbf{L}) = \kappa^2 T_\zeta(\eta) G_\zeta(\nu). \quad (18)$$

Здесь  $\kappa^2 = (bB)^2$  — масштабный коэффициент, зависящий от параметров невозмущенного волновода,

а функция  $T_\zeta(\eta)$  определяется выражением (13) с заменой  $\alpha \rightarrow \zeta$ . Тогда, при известной передаточной функции, по измеренному временному спектру частотных смещений восстановленный временной спектр  $G_\zeta^{(r)}(\nu)$  ПВ определяется как

$$G_\zeta^{(r)}(\nu) = \kappa^{-2} \frac{G_\Omega(\nu, \mathbf{L})}{T_\zeta(\eta)}. \quad (19)$$

Примем, что для полностью развитого волнения временной спектр  $G_\zeta(\nu)$  является спектром Пирсона–Неймана

$$G_\zeta(\nu) = C\nu^{-6} \exp\left(-\frac{2g^2}{\nu^2 u^2}\right), \quad (20)$$

угловой спектр равен

$$W_\zeta(\theta) = \frac{2}{\pi} \cos^2(\theta - \theta_0), \quad |\theta - \theta_0| \leq \frac{\pi}{2}; \quad (21)$$

$$W_\zeta(\theta) = 0, \quad |\theta - \theta_0| > \frac{\pi}{2},$$

а дисперсионное соотношение (1) для гравитационных поверхностных волн имеет вид

$$\nu^2 = gk. \quad (22)$$

Здесь  $C = 2,4 \text{ м}^2/\text{с}^5$ ;  $u$  — скорость ветра;  $g = 9,81 \text{ м}/\text{с}^2$  — гравитационное ускорение;  $\theta_0$  — угол между направлением максимума углового спектра и ориентацией трассы  $\mathbf{L}$  [7]. Спектр  $G_\zeta(\nu)$  (20) имеет максимум на частоте  $\nu_{m1} = \sqrt{2/3}(g/u)$ .

Проанализируем поведение спектра  $G_\Omega(\nu, \mathbf{L})$  (18) для двух крайних случаев:  $\theta_0 = 0^\circ$  и  $\theta_0 = 90^\circ$ , полагая  $L = 15$  км,  $u = 12$  м/с. Нормированный модельный спектр (20),  $G_\zeta(\nu)$ , приведен на рис. 1 (сплошная линия). Он сосредоточен в области частот (0,3–2,5) Гц, частота  $\nu_{m1} = 0,67$  Гц.

1.  $\theta_0 = 0^\circ$ , т.е. максимум углового спектра ориентирован вдоль трассы. Используя (12), (21) и (22), получаем

$$T(\eta) = \frac{4}{\eta^2} [1 - J_0(\eta)], \quad \eta = \nu^2 L/g, \quad (23)$$

где  $J_0(\eta)$  — функция Бесселя нулевого порядка. Для области частот спектра ПВ параметр  $\eta$  лежит в интервале  $(1,5-96,5) \times 10^2$ , что позволяет упростить (18) и (23)

$$T(\nu) = \left(\frac{2g}{L}\right)^2 \frac{1}{\nu^4}, \quad (24)$$

$$G_\Omega(\nu) = \kappa^2 \left(\frac{2g}{L}\right)^2 \frac{1}{\nu^4} G_\zeta(\nu) \quad (25)$$

— спектр частотных смещений  $\Omega(t, \mathbf{L})$  с точностью до множителя  $\kappa^2 (2g/L)^2 / \nu^4$  воспроизводит спектр флук-

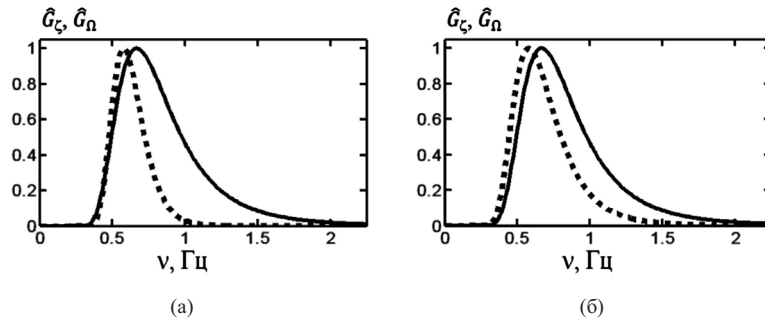


Рис. 1: Нормированные спектры ПВ  $\widehat{G}_\zeta(\nu)$  (сплошная линия) и частотных смещений  $\widehat{G}_\Omega(\nu)$  (пунктир):  $\theta_0 = 0$  (а);  $\theta_0 = \pi/2$  (б)

туаций ПВ. Максимум спектра (25) достигается на частоте  $\nu_{m2} = \sqrt{0,4(g/u)}$ ,  $\nu_{m2} = 0,52$  Гц, так что относительно спектра ПВ (20) он смещен в область низких частот. Нормированный спектр частотных смещений  $\widehat{G}_\Omega(\nu)$  изображен пунктиром на рис. 1а. Ширина спектра на уровне половины от максимума равна  $\delta\nu \approx 0,26$  Гц. Наименьшие отклонения в формах спектров  $\widehat{G}_\zeta(\nu)$  и  $\widehat{G}_\Omega(\nu)$  наблюдаются для частот  $\nu \leq \nu_{m2}$ , где преобладающее влияние оказывает экспоненциальный множитель в (20). При  $\nu > \nu_{m2}$  различие между ними усиливается из-за действия передаточной функции, обрезающей высокие частоты.

2.  $\theta_0 = \pi/2$ , что отвечает расположению трассы по нормали к максимуму углового спектра. Здесь интеграл (13) аналитически не вычисляется и зависимость (18) можно получить только численно. На рис. 1б пунктиром показан нормированный спектр  $\widehat{G}_\Omega(\nu)$  частотных смещений, его ширина  $\delta\nu \approx 0,37$  Гц. Положения максимумов спектров  $\widehat{G}_\Omega(\nu)$  на рис. 1а, б практически совпадают, в области значений  $\nu \leq \nu_{m2}$  различие между ними не существенно, а для  $\nu > \nu_{m2}$  расхождение возрастает с увеличением частоты.

Заметим, что для изотропного спектра,  $W_\zeta(\theta) = 1/\pi$ , поведение  $\widehat{G}_\Omega(\nu)$  практически неотличимо от зависимости для случая  $\theta_0 = \pi/2$ . Это объясняется тем, что функция

$$H(\theta) = \frac{\sin^2(\nu^2 L \cos\theta / 2g)}{(\nu^2 L \cos\theta / 2g)^2}, \quad (26)$$

определяющая передаточную функцию (13), локализована в окрестности угла  $\theta = \pi/2$  (рис. 2). Поэтому следует ожидать стирания различий в форме спектра  $\widehat{G}_\Omega(\nu)$  с увеличением угла  $\theta_0$ . Численные расчеты подтверждают данное заключение: это имеет место для значений  $|\theta_0| \geq \theta_l \approx 5^\circ$ . Поэтому можно считать, что для областей углов  $5^\circ \leq \theta_0 \leq 90^\circ$  и  $-90^\circ \leq \theta_0 \leq -5^\circ$  ориентация трассы относительно максимума углового спектра и его вид не существенны. Тогда можно ограничиться угловой зависимостью  $W_\zeta(\theta) = 1/\pi$  и при восстановлении временного спектра ПВ (19) пользоваться эталонной передаточной функцией

$$T(\nu) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} H(\theta) d\theta. \quad (27)$$

Таким образом, если при возмущении океанической среды ФВВ в качестве эталонной передаточной функции можно принять единицу, то в случае ПВ для широкой области углов  $\theta_0$  эту роль играет зависимость (27).

Подставив дисперсионное соотношение (22) в условие (14), оценим граничную длину трассы  $L_l$ , при которой передаточная функция  $T_\zeta(\eta) \approx 1$ . В результате получаем

$$L_l = \frac{\pi}{2} \frac{g}{\nu^2 \cos\theta}$$

что дает  $L_l \approx 3,1$  м. Следовательно, при ПВ условие  $T_\zeta(\eta) \approx 1$  практически не реализуемо.

### 3. ПЕРЕДАТОЧНАЯ ФУНКЦИЯ

При заданном расположении трассы передаточная функция полностью определяется угловым спектром  $W_\zeta(\theta)$  возмущения, который можно получить как из данных аэрокосмических изображений морской поверхности [8], так и из регистрации пространственного спектра частотных смещений. Остановимся во втором способе.

В силу линейности преобразования (9), связывающего флуктуации частотных смещений и дисперсионной характеристики, частота  $\nu$  и волновое число  $k$  частотных смещений будут также подчинены дисперсионному уравнению (1). В этом случае, согласно (5) и (18), волновые спектры частотных смещений  $V_\Omega(k)$  и ПВ  $V_\zeta(k)$  связаны соотношением  $V_\Omega(k) = \kappa^2 T_\zeta(\eta) V_\zeta(k)$ . Отсюда, в силу причинно-следственной связи, следует равенство угловых спектров частотных смещений и ПВ,  $W_\Omega(\theta) = W_\zeta(\theta)$ . В рамках численного эксперимента, рассматривая возмущение океанической среды ФВВ, данный результат успешно продемонстрирован в [9].

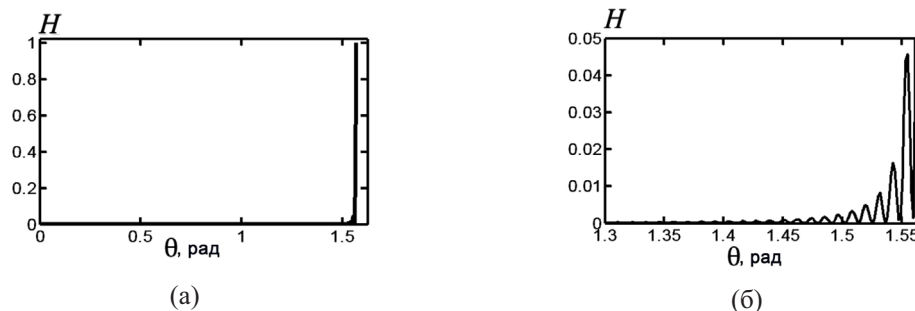


Рис. 2: График функции  $H(\theta)$ : панорама (а); детализация вблизи  $\theta = \pi/2$  ( $\nu = 0,6$  Гц,  $L = 15$  км) (б)

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При разработке любого нового подхода к мониторингу решающую роль играет выбор физического механизма, наиболее эффективно передающего возмущение среды через измеряемые характеристики поля. В предложенном варианте таким механизмом является дисперсия, определяющая основные свойства звукового поля и этим обуславливающая применение частотных смещений для измерения изменений физических свойств океанической среды. Временной спектр частотных смещений представляется как спектр на выходе фильтра, на входе которого действует временной спектр возмущения.

Характер фильтрации зависит от ориентации трассы по отношению к угловому распределению спектра возмущения, удаленности точки наблюдения и дисперсионного уравнения. Если спектр входного воздействия расположен в области низких частот и длина трассы не слишком протяженна, передаточная функция примерно равна единице и без искажения пропускает все частотные составляющие неоднородности. Такой случай реализуется, например, при возмущении океаниче-

ской среды ФВВ. В противном случае, когда входной спектр расположен в области высоких частот, как у ПВ, передаточная функция искажает его форму, обрезаая высокочастотные составляющие.

Восстановление высокочастотных неоднородностей возможно, если известна передаточная функция, которая полностью определяется угловым распределением возмущения относительно трассы. Для его определения могут быть использованы аэрокосмические изображения морской поверхности или измерения углового спектра частотных смещений. Однако, как показано выше, можно выделить интервалы ориентаций трассы относительно максимума углового спектра возмущения, в которых для восстановления временного спектра ПВ удастся предложить эталонную передаточную функцию. Развитие этого направления имеет, на наш взгляд, очевидную исследовательскую перспективу.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред» и Научной школы № НШ-4484.2014.2.

- [1] Кузькин В.М. Акуст. журн. **41**, №2. С. 344. (1995).  
 [2] Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A. Phys. Wave Phenom. **18**, N3. P. 196. (2010).  
 [3] Кузькин В.М., Лин Й.-Т., Луньков А.А., Линч Дж.Ф., Петников В.Г. Акуст. журн. **57**, №3. С. 387. (2011).  
 [4] Turgut A., Mignerey P.C., Goldstein D.J., Schindall J.A. J. Acoust. Soc. Am. **133**, N4. P. 1981. (2013).  
 [5] Kuz'kin V.M., Kutsov M.V., Pereselkov S.A. Phys. Wave Phenom. **21**, N2. P. 139. (2013).

- [6] Кузькин В.М., Луньков А.А. Акуст. журн. **57**, №5. С. 649. (2011).  
 [7] Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. (М.: Наука., 2007).  
 [8] Бункин Ф.В., Воляк К.И., Ляхов Г.А., Паненко В.В., Шуган И.В. Исследования Земли из космоса. №5. С. 22. (1983).  
 [9] Кузькин В.М., Пересёлков С.А. Акуст. журн. **55**, №2. С. 193. (2009).

### Frequency shift of maxima initiated by surface roughness

V. M. Kuz'kin<sup>1,a</sup>, M. V. Kutsov<sup>2,b</sup>, S. A. Pereselkov<sup>2,c</sup>

<sup>1</sup>Wave Research Center, Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow 119991, Russia

<sup>2</sup>Department of Mathematical Physics, Faculty of Physics, Voronezh State University, Voronezh 394006, Russia

E-mail: <sup>a</sup>kumiov@yandex.ru, <sup>b</sup>kutsov@sc.usu.ru, <sup>c</sup>pereselkov@yandex.ru

The problem of correlation between the temporal spectra of the frequency shifts of interference maxima of a sound field and oceanic perturbation has been solved in the adiabatic approximation. The case of wind-induced roughness is considered on the basis of the relationship established. The questions of surface roughness monitoring efficiency are discussed.

PACS: 43.30.Pc, 43.30.Bp, 43.30.Wi, 43.30.Zk

Keywords: frequency shifts, temporal spectrum, surface roughness, transfer function, monitoring.

Received 10.11.2014.

#### **Сведения об авторах**

1. Кузькин Венедикт Михайлович — докт. физ.-мат. наук, главный научный сотрудник научного центра волновых исследований ИОФ РАН; тел.: (499) 503-83-84; e-mail: kumiov@yandex.ru.
2. Куцов Михаил Викторович — аспирант кафедры математической физики физического факультета Воронежского государственного университета; тел.: (473) 2-208-748, E-mail: kutsov@sc.vsu.ru.
3. Переселков Сергей Алексеевич — докт. физ.-мат. наук, профессор кафедры математической физики физического факультета Воронежского государственного университета; тел.: (473) 2-208-748, e-mail: pereselkov@yandex.ru.