

УДК 621.371.2 : 551.46

О ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЯХ ИНТЕНСИВНОСТИ РАДИОЛОКАЦИОННОГО СИГНАЛА, ОТРАЖЕННОГО МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Л. С. Долин, В. В. Родин

В рамках «резонансной» теории рассеяния СВЧ поля на морской поверхности получены выражения для пространственных спектров флуктуаций интенсивности радиолокационного сигнала, отраженного поверхностью моря. Показано, в частности, что крупномасштабные образования в радиолокационном изображении водной поверхности могут возникать вследствие нелинейности связи интенсивности локационного сигнала с уклонами поверхностных волн (эффект «детектирования»). Обсуждается возможное влияние неоднородностей поля ветра над морской поверхностью на формирование ее изображения.

Для целей изучения взволнованной поверхности моря и, в частности, регистрации различного рода поверхностных образований, таких, как волны океанической зыби, загрязнения (пятна нефти), течения и т. д., в последние годы все шире привлекаются радиолокационные системы. Они позволяют получать качественные изображения поверхности с присутствующими на ней крупномасштабными возмущениями (см., например, [1-3]), однако последние приходится выделять на фоне пространственных шумов различного происхождения. Статистическое исследование некоторых из этих шумов и составляет содержание предлагаемой статьи.

1. СТРУКТУРА ИНТЕНСИВНОСТИ ЭХО-СИГНАЛА ОТ ВЗВОЛНОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ

Считаем, что радиолокационная система наблюдения равномерно облучает морскую поверхность в полосе обзора (рис. 1) и осуществляет прием — передачу квазимонохроматических импульсных сигналов с одной и той же поляризацией p (которую при численных расчетах полагаем вертикальной). Под радиолокационным (РЛ) изображением поверхности понимаем интенсивность поля обратного рассеяния (E_p) как функцию координат центра площадки разрешения (импульсной площадки). Характеристики отраженного сигнала будем находить по формулам «резонансной» теории рассеяния ультракоротких радиоволн [4], развитой для двухмасштабной модели поверхности. Согласно этой модели профиль морской поверхности аппроксимируется суммой $z(r, t) = \zeta(r, t) + \xi(r_c, t)$, в которой первый член описывает крупные пологие неровности с радиусом кривизны, много большим рабочей длины волны радиолокатора λ , а второй — пологие шероховатости рельефа с малой, в масштабе λ , характерной высотой («рябь»). Через r_c обозначен радиус-вектор на профиле крупной волны: $r_c = r + \zeta(r, t)z^0$, r — радиус-вектор точки на средней плоскости $z=0$. Спектр пространственной корреляционной функции крупномасштабной составляющей ветрового волнения.

$$W_{\zeta}(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \langle \zeta(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, t) \zeta(\mathbf{r}, t) \rangle e^{-i\mathbf{x}\boldsymbol{\rho}} d\boldsymbol{\rho} \quad (1)$$

будем полагать равным [5]

$$W_{\zeta}(\mathbf{x}) = \frac{\beta}{x^4} \exp \left[-0,74 \frac{g^2}{u^4 x^2} \right] \frac{2}{\pi} \cos^2(\varphi - \varphi_0), \quad (2)$$

где $x = |\mathbf{x}|$, $\varphi = (\mathbf{x}, \hat{\mathbf{x}}^0)$, $u = |\mathbf{u}|$, \mathbf{u} — скорость ветра на высоте 19,5 м от уровня моря, $\varphi_0 = (\mathbf{u}, \hat{\mathbf{x}}^0)$, $g = 9,8 \text{ м/с}^2$, $\beta \approx 8 \cdot 10^{-3}$ (спектр Пирсона — Московитца).

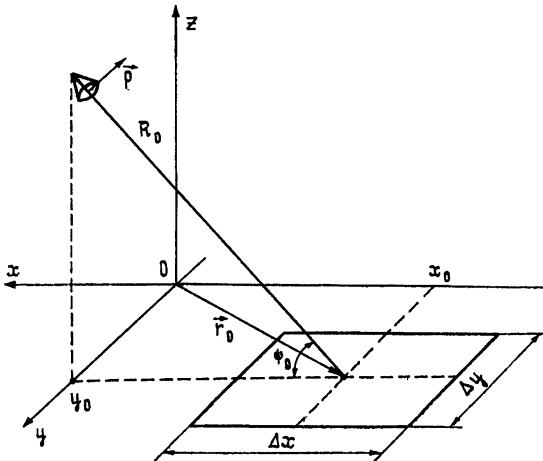


Рис. 1. Геометрия задачи: — $\hat{\mathbf{x}}^0$ — направление распространения зондирующего импульса, Δx , Δy — размеры площадки разрешения (которая имеет прямоугольную форму), $\mathbf{r}_0(x_0, y_0)$ — радиус-вектор ее центра, R_0 — расстояние от РЛС до точки (x_0, y_0) , ψ_0 — угол скольжения падающей волны, $\boldsymbol{\rho}$ — вектор поляризации приемопередающей антенны.

Спектр ряби

$$W_{\xi}(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \overline{\xi(\mathbf{r}_c + \boldsymbol{\rho}, t) \xi(\mathbf{r}_c, t)} e^{-i\mathbf{x}\boldsymbol{\rho}} d\boldsymbol{\rho}, \quad (3)$$

следуя Филлипсу [5], зададим в виде

$$W_{\xi}(\mathbf{x}) = C x^{-4}, \quad (4)$$

причем будем допускать, что параметр C , характеризующий среднеквадратичную высоту ряби, может зависеть от \mathbf{r} и t : $C = C_0[1 + \mu(\mathbf{r}, t)]$. Такое допущение не противоречит спектральному представлению (3), если характерные масштабы неоднородности $\mu(\cdot)$ — пространственный (Δr_{μ}) и временной (Δt_{μ}) — велики по сравнению с радиусом и временем корреляции ряби. Символами $\overline{\cdot}$ и $\langle \cdot \cdot \cdot \rangle$ мы обозначаем операции статистического усреднения по ансамблям реализаций ряби и крупной волны.

Интенсивность I эхо-сигнала от поверхности описанного типа, опираясь на результаты работы [4], представим следующим образом:

$$I(\mathbf{r}_0, t) \equiv \frac{1}{2} E_p(\mathbf{r}_0, t) E_p^*(\mathbf{r}_0, t) = K(\mathbf{r}_0, t) N(\mathbf{r}_0, t); \quad (5)$$

$$K(\mathbf{r}_0, t) = \frac{k^4}{2\pi^2 R_0^4} |B_p^{\dot{\nu}}[\nu(\mathbf{r}_0, t)]|^2 \frac{1 + \mu(\mathbf{r}_0, t)}{1 - \nu^2(\mathbf{r}_0, t)}; \quad (6)$$

$$N = J J^*,$$

$$J = \iint_{-\infty}^{\infty} \Phi(\mathbf{r}_1) \xi^{\text{ст}}(\mathbf{r}_0 + \mathbf{r}_1, t) \exp[-i q(\mathbf{r}_0, t) \mathbf{r}_1] d\mathbf{r}_1, \quad (7)$$

$$q(\mathbf{r}_0, t) = -2k \cos \psi_0 x^0 - 2k \sin \psi_0 \nabla \xi(\mathbf{r}_0, t);$$

$$\Phi(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1 & \text{при } |x| \leq \Delta x/2 \text{ и } |y| \leq \Delta y/2 \\ 0 & \text{при } |x| > \Delta x/2 \text{ или } |y| > \Delta y/2 \end{cases}, \quad (8)$$

где $\nu(\cdot)$ — проекция вектора единичной внешней нормали к поверхности $\zeta(\cdot)$ на плоскость $z=0$, выражение для $B_p^{\dot{\nu}}[\nu(\cdot)]$ содержится в [6] (см. формулу (4)), $\xi^{\text{ст}}(\cdot)$ — статистически однородное поле с пространственным спектром $C_0 x^{-4}$, $k = 2\pi/\lambda$.

При написании (5)–(7) предполагалось, что 1) размеры площадки разрешения $(\Delta x, \Delta y)$ малы по сравнению с Δr_{μ} и характерной длиной крупной волны Λ ; 2) $\xi(\mathbf{r}, t)$, $\zeta(\mathbf{r}, t)$, $\mu(\mathbf{r}, t)$ медленно меняются в масштабе $2R_0/c$ (c — скорость света); 3) эффект самозатенения поверхности несуществен ($\psi_0 > |\nu|_{\text{max}}$); 4) импульсная площадка находится в зоне Фраунгофера антенны РЛС.

Формирование РЛ изображения морской поверхности реальными системами осуществляется путем многократного облучения каждого из элементов поверхности (с размерами $(\Delta x, \Delta y)$) и накопления (за время Δt_{Σ}) энергии достаточно большого числа n реализаций отраженного сигнала. Полученное указанным способом изображение может быть описано величиной

$$I_{\text{im}}(\mathbf{r}_0) = K(\mathbf{r}_0, t_n) \sum_{m=1}^n N(\mathbf{r}_0, t_n + m/F_n), \quad (9)$$

где t_n — момент начала наблюдения за данным элементом поверхности ($t_n = y_0/V_n$, если речь идет о РЛС бокового обзора, размещенной на самолете, летящем со скоростью V_n вдоль y^0); считаем, что $\zeta(t_n + \Delta t_{\Sigma}) \approx \zeta(t_n)$; F_n — частота следования зондирующих импульсов ($F_n \Delta t_{\Sigma} \ll \gg 1$); $n < F_n \Delta t_{\Sigma}$.

Величину I_{im} можно представить следующим образом:

$$I_{\text{im}} = \bar{I}_{\text{im}} + \Delta I_{\text{im}} = \bar{I}_{\text{im}}(1 + \delta I_{\text{im}}) \quad (10)$$

(\bar{I}_{im} — результат усреднения I_{im} по реализациям ряби при замороженном рельефе крупных волн);

$$\delta I_{\text{im}} = \frac{\Delta I_{\text{im}}}{\bar{I}_{\text{im}}} = \sum_{m=1}^n \Delta N(\mathbf{r}_0, t_n + m/F_n) / \bar{N}n,$$

$$\Delta N(\cdot) = N(\cdot) - \bar{N}; \quad (11)$$

$$\bar{I}_{\text{im}} = nK(\cdot)\bar{N}. \quad (12)$$

Изображение (10) носит, вообще говоря, случайный характер в силу нерегулярности ветрового волнения. Оно представляет собой аддитивную смесь двух шумовых компонент, одна из которых \bar{I}_{im} отображает структуру конкретной реализации крупномасштабной состав-

ляющей волнения и пространственных неоднородностей распределения ряби (см. (12); (6)), а другая — $\Delta \bar{I}_{\text{im}}$ — является шумом с нулевым средним значением (см. (11)), промодулированным функцией \bar{I}_{im} . Аналогичное представление для I_{im} можно найти у Загородникова [7].

Пространственный шум ΔI_{im} возникает вследствие того, что поле, рассеянное на площадке разрешения, имеет случайное сильно «изрезанное» угловое распределение, поскольку является результатом интерференции большого числа некоррелированных волн, приходящих от различных «элементарных рассеивателей». Этот шум мы будем называть интерференционным в отличие от шума \bar{I}_{im} , который, в свою очередь, назовем модуляционным. Ниже будут рассмотрены две разновидности последнего. В разд. 3 мы остановимся на модуляционном шуме (линейном и нелинейном), возникающем при наблюдении пространственно-однородного ветрового волнения ($\mu \equiv 0$), шум же, рассмотренный в разд. 4 ($\mu \neq 0$), — модуляционный ветровой шум — целиком обязан своим происхождением турбулентным пульсациям скорости ветра в приводном слое атмосферы.

2. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ШУМ

Как известно, эхо-сигнал от фиксированной площадки разрешения флуктуирует во времени и имеет конечное время корреляции $\Delta t_{\text{к}}$. За время накопления сигнала $\Delta t_{\text{з}}$ от элемента будет получено $n_{\text{н}} = \Delta t_{\text{з}} / \Delta t_{\text{к}}$ некоррелированных пачек импульсов, в каждой из которых содержится $n/n_{\text{н}}$ коррелированных импульсов. Переходя в (11) от суммирования импульсов к суммированию некоррелированных пачек, запишем выражение для реализации интерференционного шума в виде

$$\delta I_{\text{im}} = \frac{n}{n_{\text{н}}} \sum_{m=1}^{n_{\text{н}}} \Delta N(\mathbf{r}_0, t_{\text{н}} + m \Delta t_{\text{к}}) / \bar{N} n. \quad (13)$$

В соответствии с (7) действительную и мнимую части рассеянного поля можно рассматривать как сумму большого числа независимых случайных величин с нулевым средним. Можно ожидать поэтому, что $\text{Re } J$ и $\text{Im } J$ распределены нормально, модуль комплексной амплитуды локационного сигнала — по закону Рэлея*, а $N = (\text{Re } J)^2 + (\text{Im } J)^2$ подчиняется экспоненциальному распределению вероятности

$$P(N) = \frac{1}{\bar{N}} \exp\left(-\frac{N}{\bar{N}}\right), \quad (\overline{\Delta N})^2 = (\bar{N})^2. \quad (14)$$

Тогда из (13) и (14) следует, что $\overline{(\delta I_{\text{im}})^2} = 1/n_{\text{н}}$.

Считая случайное поле $\xi^{\text{ст}}(\cdot)$ нормальным с радиусом корреляции, значительно меньшим Δx , Δy , для пространственной корреляционной функции интерференционного шума из (5) и (13) получим

$$B_{\delta I_{\text{im}}}(\rho) = \overline{\delta I_{\text{im}}(\rho + \mathbf{r}_0) \delta I_{\text{im}}(\mathbf{r}_0)} = [b_{\Phi}(\rho)]^2 / [b_{\Phi}(0)]^2 n_{\text{н}}; \quad (15)$$

$$b_{\Phi}(\rho) = \frac{1}{(\Delta x \Delta y)} \iint_{-\infty}^{\infty} \Phi(\mathbf{r} + \rho) \Phi(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (16)$$

$$\iint_{-\infty}^{\infty} b_{\Phi}(\rho) d\rho = 1.$$

* Это предположение не противоречит существующим экспериментальным данным об отклонениях статистики РЛ сигнала, рассеянного морской поверхностью, от рэлеевской (см., например, [8]). Напротив, как показано в [9], подобные отклонения (при $\Delta x, \Delta y \ll \Lambda$) можно рассматривать как результат хаотической модуляции крупными волнами амплитуды эхо-сигнала, который в течение времени «замороженности» крупномасштабного рельефа подчиняется рэлеевской статистике.

Как видим, корреляционная функция относительных флуктуаций не зависит от параметров яриби, а целиком определяется видом «аппаратной» функции $\Phi(\mathbf{r})$, т. е. формой и размерами импульсной площадки. В случае, когда $\Phi(\mathbf{r})$ задается формулой (8), из (15), (16) имеем

$$B_{\delta I_{\text{им}}}(\rho) = \frac{1}{n_n} \left(1 - \frac{|\rho_x|}{\Delta x}\right)^2 \left(1 - \frac{|\rho_y|}{\Delta y}\right)^2 \begin{cases} 1 & \text{при } |\rho_x| \leq \Delta x \text{ и } |\rho_y| \leq \Delta y \\ 0 & \text{при } |\rho_x| > \Delta x \text{ или } |\rho_y| > \Delta y \end{cases} \quad (17)$$

При этом энергетический спектр пространственного шума

$$\begin{aligned} W_{\delta I_{\text{им}}}(\mathbf{x}) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} B_{\delta I_{\text{им}}}(\rho) e^{-i\mathbf{x}\rho} d\rho = \\ &= \frac{4\Delta x \Delta y}{n_n \pi^2 \alpha_x^2 \alpha_y^2} \left(1 - \frac{\sin \alpha_x}{\alpha_x}\right) \left(1 - \frac{\sin \alpha_y}{\alpha_y}\right), \end{aligned} \quad (18)$$

где $\alpha_x = \Delta x x$, $\alpha_y = \Delta y y$. В области низких пространственных частот ($x_x \ll 1/\Delta x$, $x_y \ll 1/\Delta y$) выражение (18) дает величину спектральной плотности, не зависящую от \mathbf{x} :

$$W_{\delta I_{\text{им}}} \approx \frac{\Delta x \Delta y}{2\pi^2 n_n} \quad (19)$$

3. МОДУЛЯЦИОННЫЙ ШУМ В СЛУЧАЕ ОДНОРОДНОГО ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ

Перейдем теперь к расчету пространственных флуктуаций величины $\bar{I}_{\text{им}}$. Согласно формулам разд. 1

$$\begin{aligned} \bar{I}_{\text{им}}(\mathbf{r}_0) &= \frac{2\pi k^4}{R_0^4} \iint_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{v}(\mathbf{r})) [1 + \mu(\mathbf{r})] \Phi^2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) d\mathbf{r}, \\ f(\mathbf{v}) &= \frac{1}{1 - \mathbf{v}^2} |B_p^E(\mathbf{v})|^2 W_\epsilon \left[-2k \cos \psi_0 x^0 + \frac{2k \sin \psi_0}{\sqrt{1 - \mathbf{v}^2}} \mathbf{v} \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

(Отметим, что при написании (20) мы не требуем выполнения условия $\Delta x, \Delta y \ll \Lambda, \Delta r_{\mu}$.)

Таблица 1

ψ_0 , град	2	5	8	10	20	30	50	70
$f(0)$	10-2	0,13	0,34	0,5	1,2	1,5	1,4	1,1
a_x	90	27	14	9,9	3,9	2,9	4,2	10,4
a_{xx}	$2,5 \cdot 10^3$	160	21	5,5	0,8	3,0	12	70
a_{yy}	-2,5	-2,2	-2,0	-1,8	-1,7	-2,0	-4,0	-16

Примечание: $a_y \equiv 0$. Данные таблицы относятся к случаю $\lambda = 3$ см, $\epsilon = 60,5 - i30$ (ϵ — диэлектрическая проницаемость воды), $\mathbf{p} = -\sin \psi_0 x^0 + \cos \psi_0 z^0$ (вертикальная поляризация излучения и приема).

Разложим $f(\mathbf{v})$ в ряд по степеням $\mathbf{v}(v_x, v_y)$ (см. табл. 1):

$$f(\mathbf{v}) = f(0)[1 + a_x v_x + a_{xx} v_x^2 + a_{yy} v_y^2 + \dots], \quad (21)$$

и, подставив (21) в (20), образуем функцию

$$\begin{aligned} \bar{T}(r_0) = \bar{I}_{lm}(r_0) / [\bar{I}_{lm}]_{\mu=0}^{\nu=0} = \frac{1}{(\Delta x \Delta y)} \iint_{-\infty}^{\infty} [1 + a_x v_x(r) + \\ + a_{xx} v_x^2(r) + a_{yy} v_y^2(r) + \dots] [1 + \mu(r)] \Phi^2(r - r_0) dr, \end{aligned} \quad (22)$$

которая дает величину контраста в произвольной точке РЛ изображения по отношению к горизонтально ориентированным ($\nu = 0$) элементам профиля крупной волны с невозмущенным спектром мелкомасштабных неровностей ($\mu = 0$).

Из (22) видно, что в отсутствие крупной волны ($\nu \equiv 0$) РЛС линейно отображает пространственные вариации среднеквадратичной высоты «резонансной» ряби (последняя имеет волновой вектор $\mathbf{x} \approx \approx 2k \cos \psi_0 \mathbf{x}^0$, см. (7)). При $\nu \neq 0$, но $\mu \equiv 0$ и в пренебрежении членами ряда (21) со степенями v_x , v_y выше первой РЛ изображение можно рассматривать как результат линейной фильтрации пространственного распределения уклонов профиля поверхности в плоскости визирования [10]. Однако уже учет в (21) квадратичных членов (которые мы далее и ограничимся) приведет к появлению в изображении поверхности своеобразного пространственного шума, являющегося результатом «детектирования» «линейного» изображения на квадратичной нелинейности (v_x^2 , $v_x v_y$ и т. п.). Величину этого шума оценим по среднему квадрату флуктуаций нормированной интенсивности эхо-сигнала $\langle (\Delta \bar{T}(r_0))^2 \rangle$ ($\Delta \bar{T}(r_0) \equiv \bar{T}(r_0) - \langle \bar{T} \rangle$), считая, что ветровое волнение образует однородное случайное поле возвышений $\zeta(r)$ (с пространственным спектром (1), (2)), и полагая $\mu(r) \equiv 0$ (случай $\mu(r) \neq 0$ будет рассмотрен в следующем разделе). Желаемую оценку получим посредством нахождения пространственного спектра $W_{\Delta \bar{T}}(\mathbf{x})$ флуктуаций $\Delta \bar{T}(r_0)$. Соответствующий расчет (он не приводится из-за громоздкости), выполненный в предположении о нормальности распределения $\nu(r)$ [11]* с использованием формулы (22)**, дает

$$\begin{aligned} W_{\Delta \bar{T}}(\mathbf{x}) = 4\pi^2 w^*(\mathbf{x}) \left[a_x^2 W_{v_x}(\mathbf{x}) + \right. \\ \left. + 2a_{xx}^2 \iint_{-\infty}^{\infty} W_{v_x}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) W_{v_x}(\mathbf{x}_1) d\mathbf{x}_1 \right], \end{aligned} \quad (23)$$

где

$$\begin{aligned} W_{\Delta \bar{T}}(\mathbf{x}) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \langle \Delta \bar{T}(r_0 + \rho) \Delta \bar{T}(r_0) \rangle e^{-i\mathbf{x}\rho} d\rho, \\ W_{v_x}(\mathbf{x}) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \langle v_x(r_0 + \rho) v_x(r_0) \rangle e^{-i\mathbf{x}\rho} d\rho, \\ w(\mathbf{x}) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \left[\frac{\sin(x_x \Delta x/2)}{x_x \Delta x/2} \frac{\sin(x_y \Delta y/2)}{x_y \Delta y/2} \right], \end{aligned} \quad (24)$$

$w(\mathbf{x})$ — спектр функции $B_\Phi(\rho) = \frac{1}{(\Delta x \Delta y)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \Phi^2(r+\rho) \Phi^2(r) dr$ при условии, что $\Phi(r)$ имеет вид (8).

* Это предположение позволяет выразить моменты четвертого порядка поля ν через моменты второго порядка.

** Под интегралом в (22) мы сохраняем первые два слагаемых, поскольку (см. табл. 1) $a_{yy} \ll a_{xx}$ всюду, где $a_{xx} \gg a_x$ (т. е. квадратичный по v_x член может дать заметный вклад в $\Delta \bar{T}$).

В дальнейшем для упрощения вычислений вместо спектра (24) будем использовать «эквивалентный ступенчатый спектр», который удовлетворяет условиям

$$\omega_3(0) = \omega(0), \quad \int_{-\infty}^{\infty} \omega_3(|x|) dx = \int_{-\infty}^{\infty} \omega(x) dx$$

и имеет вид

$$\omega_3(x) = \begin{cases} 1/4 \pi^2 & \text{при } |x| \leq x_0, \\ 0 & \text{при } |x| > x_0, \end{cases} \quad x_0 = \left(\frac{4\pi}{\Delta x \Delta y} \right)^{1/2}$$

Заменяя в (23) $\omega(x)$ на $\omega_3(x)$ и интегрируя получившееся для $W_{\Delta \bar{T}}(x)$ выражение (с учетом того, что при $|v| \ll 1$ $W_{v_x}(x) = (x x^0)^2 W_{\zeta}(x)$), находим искомую величину $\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle$. Она представляется суммой линейного ($\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_{\text{л}}$) и нелинейного ($\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_{\text{нл}}$) по v_x слагаемых

$$\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} W_{\Delta \bar{T}}(x) dx = \langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_{\text{л}} + \langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_{\text{нл}}, \quad (25)$$

$$\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_{\text{л}} = -a_x^2 \frac{\beta}{8} \text{Ei} \left(-\frac{1}{m} \right) (1 + 2 \cos^2 \varphi_0),$$

где

$$\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_{\text{нл}} \approx \begin{cases} a_{xx}^2 \left(\frac{\beta}{8} \right)^2 m \left[59 \cos^4 \varphi_0 + \sin^2 \varphi_0 \left(\frac{1}{2} + \cos^2 \varphi_0 \right) + \right. \\ \left. + 3 \sin^4 \varphi_0 \right] & \text{при } m \ll 1 \\ 2a_{xx}^2 (\langle v_x^2 \rangle)^2 & \text{при } m \gg 1 \end{cases} \quad (26)$$

$$m = \frac{4\pi u^4}{0,74 g^2 (\Delta x \Delta y)}, \quad \langle v_x^2 \rangle = \frac{\beta}{8} \left[\ln \frac{4\pi^2 u^4}{0,74 g^2 \lambda^2} - 0,58 \right] (1 + 2 \cos^2 \varphi_0).$$

Вид $\langle v_x^2 \rangle$ получен, как и в [11], интегрированием $W_{v_x}(x)$ по интервалу $0 \leq |x| \leq 2\pi/\lambda$.

Таблица 2

m_1	[0,5]		1,0		$\infty \left(u = 3 \text{ м/с} \right)$ $(\Delta x, \Delta y \rightarrow 0)$	
	$\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_{\text{нл}}$	$\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_{\text{л}}$	$\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_{\text{нл}}$	$\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_{\text{л}}$	$\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_{\text{нл}}$	$\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_{\text{л}}$
φ_0 , град						
2	9,3	$8,3 \cdot 10^{-11}$	37	$7,3 \cdot 10^{-2}$	$7,8 \cdot 10^3$	200
5	$4 \cdot 10^{-2}$	$7,5 \cdot 10^{-12}$	0,16	$6,6 \cdot 10^{-3}$	32	18
8	$7 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-12}$	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	0,55	4,9
10	$4,5 \cdot 10^{-5}$	10^{-12}	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$8,8 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$	2,4
20	$9,6 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-13}$	$3,9 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$	0,38
30	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$8,5 \cdot 10^{-14}$	$5,4 \cdot 10^{-5}$	$7,5 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	0,21
50	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-13}$	$8,4 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	0,18	0,44
70	$7 \cdot 10^{-3}$	10^{-12}	$2,9 \cdot 10^{-2}$	10^{-3}	6,1	2,7

Значения $\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_{\text{л}}$ и $\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_{\text{нл}}$ для различных углов скольжения φ_0 и значений параметра $m_1 = u^2 (\text{м/с}) / \sqrt{\Delta x (\text{м}) \Delta y (\text{м})}$ приведены

в табл. 2 ($\varphi_0 = 30^\circ$, $\lambda = 3$ см, поляризация вертикальная). Данные таблицы, за исключением последнего столбца, относятся к случаю, когда размеры площадки разрешения (Δx , Δy) существенно превышают характерную длину ветровой волны $\Lambda \sim 2\pi u^2/g$.

Сопоставление $\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_n$ с $\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_{нл}$ по формулам (25), (26) и табл. 2* показывает, что при $m_1 \ll 1$ линейная составляющая модуляционного шума мала по сравнению с нелинейной. По мере уменьшения Δx , Δy относительный вклад линейной составляющей растет.

Зависимость флуктуаций РЛ сигнала от размеров импульсной площадки исследовалась ранее Переслегиным [12] в линейном (по v_x) приближении. Последнее, как показано выше, имеет ограниченную область применимости (Δx , $\Delta y < \Lambda$).

4. МОДУЛЯЦИОННЫЙ ВЕТРОВОЙ ШУМ

До сих пор при расчетах средних характеристик эхо-сигнала мы использовали в качестве спектра ряби равновесный спектр Филлипса (4). Однако существует ряд теоретических соображений и экспериментальных данных [13, 14], по которым спектр коротких гравитационных и капиллярных волн (рассеивающих СВЧ поле) зависит от скорости ветра над морем. Такая зависимость может привести к тому, что достаточно крупномасштабные неоднородности поля ветра $u(\mathbf{r})$, «отпечатавшись» на поверхности (через рябь), отобразятся в соответствующие вариации отраженного сигнала. Оценим отмеченный выше эффект, исходя из спектра ряби (3) в форме Лейкина — Розенберга [15]:

$$W_{\xi}(\mathbf{x}) = \alpha u x^{-3.5},$$

где $\alpha \approx 10^{-5}$ с/см, $x = 0,6-6$ рад/с, u — скорость ветра на высоте 19,5 м, $u < 10$ м/с.

Модуляционный шум, связанный с отображением локатором крупных поверхностных волн, рассмотренный ранее, в данном разделе учитывать не будем. Тогда, обозначая символом (\sim) операцию статистического усреднения по реализациям $u(\mathbf{r})$ и полагая в (22) $\mu(\mathbf{r}) = \Delta u(\mathbf{r})/\bar{u}$ ($\Delta u(\cdot) \equiv u(\cdot) - \bar{u}$), $\nu(\cdot) \equiv 0$, получим

$$\begin{aligned} W_{\Delta \bar{T}_u}(\mathbf{x}) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \overline{\Delta \bar{T}_u(\mathbf{r}_0 + \boldsymbol{\rho}) \Delta \bar{T}_u(\mathbf{r}_0)} e^{-i\mathbf{x}\boldsymbol{\rho}} d\boldsymbol{\rho} \\ &= 4\pi^2 \omega(\mathbf{x}) W_{\Delta u}(\mathbf{x})/(\bar{u})^2, \end{aligned} \quad (27)$$

где $\Delta \bar{T}_u(\cdot) = \bar{T}(\cdot) - \bar{T}$, $W_{\Delta u}(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \overline{\Delta u(\mathbf{r}_0 + \boldsymbol{\rho}) \Delta u(\mathbf{r}_0)} e^{-i\mathbf{x}\boldsymbol{\rho}} d\boldsymbol{\rho}$, $\omega(\mathbf{x})$ определяется формулой (24).

Если размеры площадки разрешения достаточно малы, так что ее фильтрующее действие (см. (27) и (24)) несущественно при отображении основных энергонесущих (крупных) масштабов ветровой турбулентности, то

$$\overline{(\Delta \bar{T}_u)^2} = \iint_{-\infty}^{\infty} W_{\Delta \bar{T}_u}(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \approx \overline{(\Delta u)^2}/(\bar{u})^2.$$

* Заметим, что результаты вычислений для $\psi_0 = 2^\circ, 5^\circ$ имеют невысокую точность, поскольку при указанных углах скольжения перестает выполняться условие отсутствия затенений. Легко видеть, что появляющиеся затенения могут усилить низкочастотный пространственный шум в изображении поверхности (т. е. увеличить $\langle (\Delta \bar{T})^2 \rangle_{нл}$).

Дисперсия горизонтальных пульсаций скорости ветра $(\widetilde{\Delta u})^2$ на фиксированной высоте (в нашем случае 19,5 м) зависит от \bar{u} и стратификации воздушной среды над морем. Так, для безразличной стратификации (число Ричардсона равно нулю), привлекая результаты измерений [16], находим $(\widetilde{\Delta T_u})^2 \approx 9,8 \cdot 10^{-3}$; $1,06 \cdot 10^{-2}$; $1,4 \cdot 10^{-2}$ при $\bar{u} = 3$; 5; 10 м/с соответственно.

Из сравнения этих данных с данными табл. 2 следует, что в общие пространственные флуктуации изображения вполне заметный вклад дает пространственный шум, обусловленный турбулентными пульсациями скорости ветра. Относительная роль последнего, по-видимому, будет возрастать с уменьшением интенсивности волнения и увеличением Δx , Δy , когда шум, обусловленный ветровыми волнами, будет эффективно сглаживаться вследствие конечности размеров площадки разрешения.

Модуляционный ветровой шум, с одной стороны, может затруднить регистрацию каких-либо протяженных образований на поверхности (скажем, пятен нефти), а с другой — позволяет сделать некоторые заключения о состоянии ветровой обстановки в исследуемом районе моря (на такую возможность указывают, в частности, авторы экспериментальной работы [1]).

Нужно отметить, что материал настоящего раздела носит скорее предварительный характер, поскольку вопрос о спектре ряби, ее взаимодействии с крупными волнами и ветром остается еще в значительной мере открытым.

5. ПОЛНАЯ ДИСПЕРСИЯ ФЛУКТУАЦИЙ ПРОФИЛЬТРОВАННОГО РЛ ИЗОБРАЖЕНИЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Возвращаясь к формуле (10), видим, что пространственные вариации РЛ изображения взволнованной поверхности моря складываются из модуляционных шумов (они обусловлены крупными волнами (см. разд. 3) и неоднородностями распределения ряби ветрового происхождения (разд. 4)) и интерференционного шума (разд. 2), т. е.

$$(\Delta I_{lm})_t = I_{lm} - \langle \widetilde{I_{lm}} \rangle = \Delta \bar{I}_{lm} + \bar{I}_{lm} \delta I_{lm}, \quad (28)$$

$$\Delta \bar{I}_{lm} = \bar{I}_{lm} - \langle \widetilde{I_{lm}} \rangle.$$

Предположим, что изображение $I_{lm}(\mathbf{r}_0)$ подвергается пространственной фильтрации* с помощью окна усреднения, осуществляющего преобразование

$$I_1(\mathbf{r}_0) = \frac{1}{(\Delta x_1 \Delta y_1)} \iint_{-\infty}^{\infty} I_{lm}(\mathbf{r}) \Phi_1(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (29)$$

где $\Phi_1(\mathbf{r})$ получается из (8) заменой Δx , Δy на Δx_1 , Δy_1 , и найдем полную дисперсию флуктуаций профильтрованного изображения:

$$\sigma_{I_1}^2 = \langle [(\Delta I_1)_t]^2 \rangle = \langle (I_1 - \langle \widetilde{I_1} \rangle)^2 \rangle. \quad (30)$$

Подставляя (28) в (29), имеем

* Подобная процедура реализуется на практике (см., например, [1]) для понижения уровня высокочастотных (мелкомасштабных) шумов изображения: они являются явной помехой при наблюдении каких-либо крупномасштабных поверхностных образований.

$$\sigma_{I_1}^2 = \iint_{-\infty}^{\infty} b_{\Phi_1}(\rho) B_{(\Delta I_{1m})_t}(\rho) d\rho, \quad (31)$$

где $B_{(\Delta I_{1m})_t}(\rho) = \langle (\Delta I_{1m}(\mathbf{r} + \rho))_t (\Delta I_{1m}(\mathbf{r}))_t \rangle$, а $b_{\Phi_1}(\rho)$ совпадает с (16) при $\Phi(\cdot) \rightarrow \Phi_1(\cdot)$.

Если считать $\Delta x_1 \gg \Delta x$, $\Delta y_1 \gg \Delta y$ и вернуться к предположению о том, что локатор обладает высоким пространственным разрешением, то радиус корреляции δI_{1m} (см. (17)) будет мал по сравнению с радиусом корреляции \bar{I} и масштабом изменения $b_{\Phi_1}(\rho)$. Тогда, принимая гипотезу о статистической независимости функции δI_{1m} от профиля крупной волны и поля ветра, получим

$$\sigma_{I_1}^2 = \iint_{-\infty}^{\infty} b_{\Phi_1}(\rho) B_{\Delta \bar{I}_{1m}}(\rho) d\rho + \frac{4\pi W_{\delta I_{1m}}(0)}{\Delta x_1 \Delta y_1} B_{\bar{I}_{1m}}(0), \quad (32)$$

где

$$B_{\Delta \bar{I}_{1m}}(\rho) = \langle \Delta \bar{I}_{1m}(\mathbf{r} + \rho) \Delta \bar{I}_{1m}(\mathbf{r}) \rangle, \quad B_{\bar{I}_{1m}}(\rho) = \langle I_{1m}(\mathbf{r} + \rho) \bar{I}_{1m}(\mathbf{r}) \rangle.$$

Переход в (32) к нормированным функциям $T = \bar{I}_{1m} / [\bar{I}_{1m}]_{\mu=0}^{\nu=0}$, $T_1 = I_1 / [\bar{I}_1]_{\mu=0}^{\nu=0}$, $\sigma_{T_1} = \sigma_{I_1} / [\bar{I}_1]_{\mu=0}^{\nu=0}$ с учетом равенства $[\bar{I}_1]_{\mu=0}^{\nu=0} = [\bar{I}_{1m}]_{\mu=0}^{\nu=0}$ и формул (31), (19) дает

$$\sigma_T^2 \approx \sigma_T^2(\Delta x_1, \Delta y_1) = \left[\langle \widetilde{T} \rangle^2 + \sigma_T^2(\Delta x, \Delta y) \right] \frac{4\Delta x \Delta y}{9\Delta x_1 \Delta y_1 n_n},$$

где $\sigma_T^2(\Delta x, \Delta y)$ — дисперсия флуктуаций нормированной интенсивности в исходном изображении (сформированном РЛС с разрешением $(\Delta x, \Delta y)$), а $\sigma_T^2(\Delta x_1, \Delta y_1)$ — аналогичная величина для случая, когда импульсная площадка имеет размеры $(\Delta x_1, \Delta y_1)$ (размер отверстия транспаранта, с помощью которого «сглаживается» распределение $I_{1m}(\mathbf{r}_0)$). При $\Delta x_1 \rightarrow 0$, $\Delta y_1 \rightarrow 0$ дисперсия флуктуаций на выходе пространственного фильтра совпадает с дисперсией флуктуаций интенсивности в исходном изображении:

$$\sigma_{T_1}^2 \rightarrow \sigma_T^2 = \sigma_T^2(\Delta x, \Delta y) + \left[\langle \widetilde{T} \rangle^2 + \sigma_T^2(\Delta x, \Delta y) \right] \frac{1}{n_n}.$$

Для нахождения величины σ_T^2 и $\langle \widetilde{T} \rangle$ можно обратиться к формулам (22), (25), (26) и табл. 2.

В заключение авторы выражают признательность В. Л. Веберу за помощь, оказанную при проведении численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. E. Brown, Jr. C. Elachi, T. W. Thompson, J. Geophys. Res., 81, № 15 (1976).
2. R. O. Pilon, C. G. Purves, Trans. IEEE, AES-9, № 5 (1973).
3. J. R. Apel, Trans. American Geophys. Union, 57, № 9 (1976).
4. Ф. Г. Басс, И. М. Фукс, Рассеяние волн на статистически неровной поверхности, изд. Наука, М., 1972.
5. С. А. Китайгородский, Физика взаимодействия атмосферы и океана, Гидрометеонадат, М., 1970.

6. И. А. Лейкин, И. Е. Островский, А. Д. Розенберг, В. Г. Рускевич, И. М. Фукс, Изв. вузов — Радиофизика, 18, № 3, 346 (1975).
7. А. А. Загородников, Радиотехника и электроника, 19, № 2 (1974).
8. G. V. Trunk, Trans. IEEE, AES-8, № 2 (1972).
9. Ю. А. Лементя, И. М. Фукс, Краткие тексты докладов на VII Всесоюзном симпозиуме по дифракции и распространению волн, 1, М., 1977.
10. С. Д. Ещенко, А. А. Загородников, Метеорология и гидрология, № 6 (1972).
11. Л. М. Марцинкевич, Метеорология и гидрология, № 10 (1970).
12. С. В. Переслегин, Изв. АН СССР, ФАО, 11, № 5, 6 (1975).
13. H. Mitsuyasu, T. Honda, J. Oceanogr, Soc. Japan, 30, № 4 (1974).
14. J. C. Daley, J. Geophys. Res., 78, № 33 (1973).
15. В. И. Зельдис, И. А. Лейкин, А. Д. Розенберг, В. Г. Рускевич, Акуст. ж., 19, № 2 (1973).
16. Регистр СССР, Ветер и волны в океанах и морях, Справочные данные, изд. Транспорт, Л., 1974.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
11 января 1979 г.

SPACE INTENSITY FLUCTUATIONS OF A RADAR SIGNAL REFLECTED FROM THE SEA SURFACE

L. S. Dolin, V. V. Rodin

In the frames of «resonance» theory of a microwave field scattering on the sea surface expressions have been derived for space spectra of the intensity fluctuations of a radar signal reflected by the sea surface. In particular, it is shown that large-scale formations in radar image of water surface may occur due to the nonlinearity of relation between the intensity of the location signal and the slope of surface waves (the effect of «detecting»). The possible effect of the wind field inhomogeneities above the sea surface on the formation of its image is discussed.
