

УДК 551.46.086:629.78

## К ТЕОРИИ РСА-ИЗОБРАЖЕНИЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

М. Б. Каневский

Анализируется спектр РСА-изображения морской поверхности в условиях, когда отображение волнения связано с модуляцией сечения рассеяния уклонами крупных волн.

В работах, посвященных теории формирования радиоизображения морской поверхности с помощью радиолокатора с синтезированной апертурой (РСА), основное внимание уделяется специфическому для РСА механизму отображения азимутально-направленных волн, связанному с орбитальным движением рассеивающей ряби в поле крупномасштабного волнения (см., например, [1] и цитированную там литературу). Однако специфика РСА проявляется и в условиях, когда механизм отображения, как и в случае некогерентного локатора, связан с модуляцией сечения рассеяния крупномасштабным волнением. В частности, шумы РСА-изображения имеют иной характер по сравнению с шумами изображения, формируемого с помощью некогерентного радиолокатора.

В настоящей работе анализируется спектр РСА-изображения морской поверхности в условиях, когда основным механизмом отображения волнения является модуляция сечения рассеяния уклонами крупных волн.

1. Радиолокатор расположен на носителе, движущемся параллельно оси  $y$  с постоянной скоростью  $V$  (рис. 1), зондирование ведется с дальности  $R$  под углом скольжения  $\psi_0$ , обеспечивающим выполнение условий резонансного рассеяния без самозатенения поверхности.

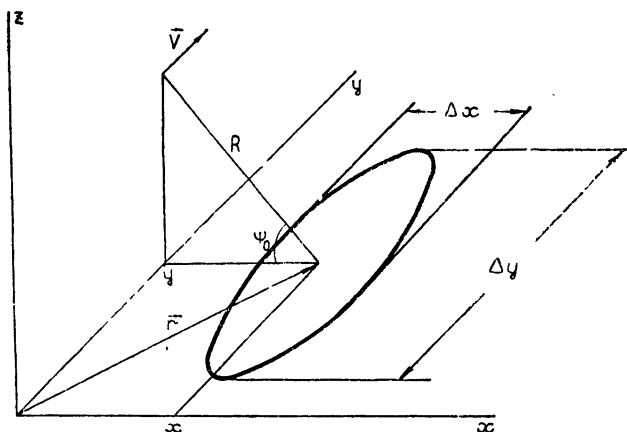


Рис. 1.

Синтезирование осуществляется с помощью следующей операции:

$$A_c(x, t) \sim \int_{\Delta t_c} dt' A(x, t') \exp \left[ -\frac{ik}{R} V^2 (t' - t)^2 \right], \quad (1)$$

где  $A$  и  $A_c$  — комплексные амплитуды отраженного и синтезированного сигналов,  $\Delta t_c$  — интервал синтезирования. В соответствии с теорией рассеяния СВЧ радиоволн на морской поверхности [2]

$$A \sim (k^2 e^{2ikR}/R^2) J(x, t'),$$

$$J(x, t') = \int d\mathbf{r}' \varphi(x' - x, y' - Vt') \frac{f_0(\vartheta(\mathbf{r}', t'))}{[1 - \vartheta^2(\mathbf{r}', t')]^{1/2}} \times \\ \times \xi(\mathbf{r}_c(\mathbf{r}', t'), t') \exp \left\{ 2ik \left[ (x' - x) \cos \psi_0 - \xi(\mathbf{r}', t') \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \sin \psi_0 + \frac{1}{2R} (y' - Vt')^2 \right] \right\}. \quad (2)$$

Здесь  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число зондирующей электромагнитной волны,  $\varphi(\mathbf{r}' - \mathbf{r})$  — распределение амплитуды падающего поля в физическом (с линейными размерами  $\Delta x$  и  $\Delta y$ ) элементе разрешения радиолокатора,  $f_0(\vartheta)$  — функция, описывающая модуляцию амплитуды отраженного поля уклонами  $\vartheta$  крупномасштабного рельефа  $\xi(\mathbf{r}, t)$  энергонесущего волнения,  $\xi(\mathbf{r}_c, t)$  — рябь, покрывающая крупномасштабный рельеф,  $\mathbf{r}_c$  — радиус-вектор на поверхности  $\xi$ .

Случайные поля  $\xi$  и  $\zeta$  считаются статистически однородными, стационарными и некоррелированными между собой; поле  $\xi$  имеет нормальную статистику и корреляционную функцию  $B_\xi(\mathbf{r}'_c - \mathbf{r}''_c, t' - t'') \simeq B_\xi(\mathbf{r}' - \mathbf{r}'', t' - t'')$ . Ввиду резонансного характера рассеяния в качестве пространственного масштаба корреляции  $\rho_\xi$  следует принять  $\rho_\xi \sim \lambda$ , а для временного масштаба  $\tau_\xi$  справедлива оценка  $\tau_\xi \sim \lambda/v_{\text{орб}}$ , где  $v_{\text{орб}}$  — орбитальная скорость ряби, обычно существенно превышающая ее фазовую скорость. В дальнейшем предполагаются выполненными неравенства

$$\tau_\xi \ll \Delta t_c, T_\zeta, \quad V\tau_\xi \ll \Delta y, \quad (3)$$

где  $T_\zeta$  — характерный временной масштаб энергонесущего волнения.

Введем величину  $I_c = J_c J_c^* \sim A_c A_c^*$  и составим корреляционную функцию синтезированного изображения:

$$B_c(\rho) = \langle I_c(x, t) I_c(x + \rho_x, t + \tau) \rangle - \langle I_c(x, t) \rangle^2, \quad (4)$$

где  $\rho = \rho \{ \rho_x, V\tau \}$ , а угловые скобки означают статистическое усреднение. Выразив четвертый корреляционный момент нормального поля  $\xi(\mathbf{r}, t)$  через парные корреляции, после ряда преобразований с учетом (3) получим:

$$B_c(\rho) = B_c^{(1)}(\rho) + B_c^{(2)}(\rho) + B_c^{(3)}(\rho),$$

$$B_c^{(1)}(\rho) = \langle A_1(x, t) A_1(x + \rho_x, t + \tau) \rangle - \langle A_1(x, t) \rangle^2,$$

$$B_c^{(2)}(\rho) = \langle A_2(x, t, \rho_x, \tau) A_2^*(x, t, \rho_x, \tau) \rangle,$$

$$B_c^{(3)}(\rho) \sim (\lambda/\Delta x)^2 B_c^{(2)} \ll B_c^{(2)}; \quad (5)$$

$$A_1(x, t) = (2\pi)^3 \int_{\Delta t_c} dt' \int d\mathbf{r}' \varphi^2(x' - x, y' - Vt') \times \\ \times \frac{f_0^2(\mathbf{r}', t')}{1 - \vartheta^2(\mathbf{r}', t')} \Psi_\xi[\mathbf{x}_p(\mathbf{r}', t'), \omega(\mathbf{r}', t')],$$

$$A_2(x, t, \rho_x, \tau) = (2\pi)^3 \int_{\Delta t_c - |\tau|} dt' \exp \left( 2i \frac{kV^2\tau}{R} t' \right) \times$$

$$\begin{aligned} & \times \int dr' \varphi(x' - x, y' - Vt') \varphi(x' - x - \rho_x, y' - Vt') \times \\ & \times \frac{f_0^2(r', t')}{1 - \vartheta^2(r', t')} \Psi_{\xi} [x_p(r', t'), \omega(r', t') + kV^2\tau/R]; \\ & x_p(r', t') = -2k \cos \psi(r', t'), \\ & \omega(r', t') = -2k \sin \psi_0 \frac{\partial \kappa}{\partial t}(r', t') - 2k \frac{V}{R} (y' - Vt). \end{aligned}$$

В выражения для  $A_1$  и  $A_2$  входит пространственно-временной спектр ряби  $\Psi_{\xi}(\mathbf{x}, \omega)$  на резонансной пространственной частоте  $x_p$ , соответствующей локальному углу скольжения  $\psi(r', t')$ . Малые изменения направления вектора  $x_p$  в процессе синтезирования здесь не учитываются, что допустимо в отсутствие резкой анизотропии пространственного спектра ряби.

Для  $\Psi_{\xi}(\mathbf{x}, \omega)$  запишем

$$\Psi_{\xi}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{2} \sum_{\pm} W_{\xi}(\pm \mathbf{x}) \delta(\omega \mp \Omega_{\xi}(\mathbf{x}) - \mathbf{x} \mathbf{v}_{\text{орб}}), \quad (6)$$

где  $W_{\xi}$  — пространственный спектр,  $\Omega_{\xi}(\mathbf{x})$  — временная частота, определяемая дисперсионным соотношением. Если фазовая скорость ряби мала по сравнению с орбитальной, то

$$\Psi_{\xi}(x_p, \omega) \simeq \tilde{W}_{\xi}(x_p) \delta(\omega - x_p v_{\text{орб}}), \quad \tilde{W}_{\xi}(x_p) = \frac{1}{2} \sum_{\pm} W_{\xi}(\pm x_p).$$

Тогда, обозначив

$$F(r, t) = \frac{f_0^2(r, t)}{1 - \vartheta^2(r, t)} \tilde{W}_{\xi}(x_p(r, t)),$$

получим

$$\begin{aligned} A_1(x, t) &= (2\pi)^3 \int_{\Delta t_c} dt' \int dr' \varphi^2(x' - x, y' - Vt') F(r', t') \times \\ & \times \delta[\omega(r', t') - x_p(r', t') v_{\text{орб}}(r', t')]. \end{aligned} \quad (7)$$

Подставив в аргумент  $\delta$ -функции выражение для  $\omega(r', t')$  из (5), можно видеть, что основной вклад в интеграл по  $y'$  дают узкие интервалы  $\delta y' *$  вблизи точек  $\bar{y}$ , являющихся корнями уравнения

$$y' - Vt = (R/V) v_{\text{орб}}^{\text{рад}}(x', y', t'), \quad (8)$$

где  $v_{\text{орб}}^{\text{рад}} = kv_{\text{орб}}/k$  — радиальная составляющая орбитальной скорости.

Примем простую аппроксимацию:

$$\varphi(r' - r) = \begin{cases} 1 & (|x' - x| \leq \Delta x/2, |y' - y| \leq \Delta y/2) \\ 0 & (|x' - x| > \Delta x/2 \text{ или } |y' - y| > \Delta y/2) \end{cases}. \quad (9)$$

Тогда

$$A_1(x, t) = \frac{(2\pi)^3}{2k} \int_{\Delta t_c} dt' \int_{\Delta x} dx' \times$$

\* Нетрудно показать, что  $\delta y' \sim \lambda R/V \Delta t_c$ . Поэтому при  $R/V \sim 10^2$  с,  $\lambda \sim 1 \div 10$  см,  $\Delta t_c \sim 1$  с выполнено  $\delta y' \ll \Lambda_c$ , где  $\Lambda_c \sim 10^2$  м — характерный пространственный масштаб функции  $F(r, t)$ , т. е. пространственный масштаб энергонесущего волнения.

$$\times \sum_n^{N(x', t')} \left| \frac{V}{R} - \frac{\partial}{\partial y} v_{\text{орб}, n}^{\text{рад}}(x', t') \right|^{-1} \bar{F}_n(x', t'), \quad (10)$$

где  $v_{\text{орб}, n}^{\text{рад}}$  и  $F_n$  — функции, взятые в точках  $\bar{y}_n(x', t')$ . Из (10) видно, что  $A_1$  определяется числом  $N$  корней уравнения (8), причем  $N$  случайным образом зависит от  $x', t'$ . Зависимость  $A_1(x, t)$ , вообще говоря, не исчезает даже при  $F = \text{const}$ , т. е. в отсутствие модуляции сечения рассеяния уклонами крупномасштабного рельефа, что имеет место при азимутальном направлении бега волн. В этом случае  $A_1(x, t)$  отображает поле орбитальных скоростей, и, следовательно, визуализация с помощью РСА поля  $v_{\text{орб}}$  наряду с другими методами может быть исследована путем изучения статистики пересечений прямой со случайной функцией, обладающей заданным спектром.

2. Здесь мы, однако, рассмотрим ситуацию, когда «работает» тот же механизм отображения волнения, что и в случае некогерентного локатора, — модуляция сечения рассеяния уклонами крупных волн. Как будет видно из дальнейшего, этой ситуации соответствует условие

$$\Lambda_{\zeta, y} \gg R \sigma_{\text{орб}}^{\text{рад}} / V, \quad (11)$$

где  $\Lambda_{\zeta, y}$  — характерный масштаб энергонесущего волнения вдоль оси  $y$ , а  $\sigma_{\text{орб}}^{\text{рад}}$  — среднеквадратическое значение радиальной составляющей орбитальной скорости. Положив

$$\sigma_{\text{орб}}^{\text{рад}} \sim \sigma_{\text{орб}} \sim \pi H_s / T_{\zeta},$$

где  $H_s$  — высота значительного волнения ( $H_s \simeq 4h$ ,  $h$  — среднеквадратическое возвышение), и воспользовавшись дисперсионным соотношением для гравитационных волн, найдем, что (11) нарушается, если

$$H_s \sin \varphi_0 \gtrsim (V/g^{1/2}R) \Lambda_{\zeta}^3 = H_*,$$

где  $\varphi_0$  — угол относительно оси  $x$ , определяющий генеральное направление бега волн,  $g = 9,8$  м/с<sup>2</sup>. Например, при  $V/R \sim 10^{-2}$  с<sup>-1</sup> получаем  $H_* = 3$  м для  $\Lambda_{\zeta} = 100$  м и  $H_* = 8,4$  м для  $\Lambda_{\zeta} = 200$  м. Если, что нередко наблюдается в реальных условиях,  $H_s \ll H_*$ , то (11) справедливо во всем диапазоне углов  $\varphi_0$ .

При условии (11) уравнение (8) имеет единственный корень

$$\bar{y} \simeq Vt + (R/V) v_{\text{орб}}^{\text{рад}}(x', Vt, t') \quad (12)$$

и выражение (10) принимает вид

$$A_1(x, t) = \frac{(2\pi)^3 R}{2kV} \int_{\Delta t_{\zeta}} dt' \int_{\Delta x} dx' F(x', t', \bar{y}(x', t')). \quad (13)$$

Очевидно, в этом случае волна, бегущая в азимутальном направлении, не визуализируется; для волны длины  $\Lambda$  и высоты  $H$  условие (11) означает  $H \ll H_*/\sin \varphi_0$ .

Повторив проделанные выше выкладки, найдем

$$A_2(x, t, \rho_x, \tau) = \frac{(2\pi)^3 R}{2kV} \int_{\Delta t_{\zeta} - |\tau|} dt' \exp\left(2i \frac{kV^2 \tau}{R} t'\right) \int_{\Delta x - |\rho_x|} dx' \times \\ \times F(x', t', \bar{y}_{\tau}(x', t')), \quad (14)$$

$$\bar{y}_{\tau} = V \left( t + \frac{\tau}{2} \right) + \frac{R}{V} v_{\text{орб}}^{\text{рад}} \left( x', V \left( t + \frac{\tau}{2} \right), t' \right).$$

Функцию  $F(r, t)$  представим в виде разложения по степеням уклонов крупномасштабного рельефа:

$$F = a_0(1 + a_x \vartheta_x + a_{xx} \vartheta_x^2 + a_{y1} \vartheta_y^2 + \dots), \quad (15)$$

где  $\vartheta_x = \partial \zeta / \partial x$ ,  $\vartheta_y = \partial \zeta / \partial y$ . Коэффициенты  $a_0$ ,  $a_x$ ,  $a_{xx}$  ... вычислены в [3], причем, как показано в [4], при углах скольжения  $10^\circ \leq \psi_0 < 70^\circ$  и вертикальной поляризации излучения можно ограничиться линейным членом разложения (15). Поэтому, учитывая (12) и (11), запишем

$$F(x', t', \bar{y}) = a_0 + a_0 a_x \left[ \vartheta_x(x', Vt, t') + \frac{R}{V} \mu(x', Vt, t') \right],$$

$$\mu(r', t') = v_{\text{орб}}^{\text{рад}}(r', t') \frac{\partial}{\partial y} \vartheta_x(r', t'),$$

откуда для корреляционной функции  $B_c^{(1)}(\rho)$  следует:

$$B_c^{(1)}(\rho) = \alpha a_0^2 a_x^2 \int_{\Delta t_c} \int_{\Delta t_c} dt' dt'' \int_{\Delta x} \int_{\Delta x} dx' dx'' \times \quad (16)$$

$$\times [B_{\vartheta_x}(x' - x'', \rho_y, t' - t'') + (R/V)^2 B_\mu(x' - x'', \rho_y, t' - t'')],$$

где  $\alpha = (2\pi)^6 R^2 / 4k^2 V^2$ , а  $B_{\vartheta_x}$  и  $B_\mu$  — корреляционные функции соответствующих величин. Участки интегрирования в двойных интегралах разнесены соответственно на  $\tau$  и  $\rho_x$ .

Обратившись к (5), заметим, что если  $B_c^{(1)}$  целиком определяется флуктуациями функции  $F(r, t)$ , то в  $B_c^{(2)}$  эти флуктуации дают относительно малый вклад. Поэтому в (14) положим  $F = a_0$ , и для корреляционной функции  $B_c^{(2)}$  получим

$$B_c^{(2)}(\rho_x, \tau) = \alpha a_0^2 (\Delta x \Delta t_c)^2 (1 - |\rho_x| / \Delta x)^2 (1 - |\tau| / \Delta t_c)^2 \times \quad (17)$$

$$\times \text{sinc}^2 [ (kV^2 \tau / R) (\Delta t_c - |\tau|) ],$$

$$\text{sinc } x = \sin x / x, \quad |\rho_x| \leq \Delta x, \quad |\tau| \leq \Delta t_c.$$

Первый нуль  $B_c^{(2)}$  приходится на  $\tau_0 \simeq \lambda R / 2V^2 \Delta t_c$  и, поскольку для фокусированного РСА  $|\tau_0| \ll \Delta t_c$ ,

$$B_c^{(2)}(\rho) = \begin{cases} \alpha a_0^2 (\Delta x \Delta t_c)^2 (1 - |\rho_x| / \Delta x)^2 \text{sinc}^2 \left( \frac{kV \Delta t_c}{R} \rho_y \right) & (|\rho_x| \leq \Delta x) \\ 0 & (|\rho_x| > \Delta x) \end{cases} \quad (18)$$

Таким образом, при выполнении условия (11) корреляционная функция РСА-изображения морской поверхности определяется выражениями (16) и (18). Первое из них дает собственно изображение волнения, а второе — пятнистую структуру с характерными размерами пятен вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно  $\Delta x$  и  $\lambda R / 2V \Delta t_c$ .

3. От корреляционной функции  $B_c(\rho)$  перейдем к пространственному спектру РСА-изображения  $W_c(\mathbf{x})$ . Вначале рассмотрим  $W_c^{(1)}(\mathbf{x})$  — спектр функции  $B_c^{(1)}(\rho)$ :

$$W_c^{(1)}(\mathbf{x}) = 4\pi^2 \alpha a_0^2 a_x^2 \int d\omega \omega(\kappa_x, \omega) [\Psi_{\vartheta_x}(\mathbf{x}, \omega) + (R/V)^2 \Psi_\mu(\mathbf{x}, \omega)], \quad (19)$$

где  $\Psi_x$  и  $\Psi_\mu$  — пространственно-временные спектры  $\vartheta_x$  и  $\mu$ ,

$$\omega(\kappa_x, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} (\Delta x \Delta t_c)^2 \text{sinc}^2 \left( \frac{1}{2} \kappa_x \Delta x \right) \text{sinc}^2 \left( \frac{1}{2} \omega \Delta t_c \right)$$

— характеристика фильтрующего действия пространственно-временного элемента разрешения.

Крупномасштабное волнение, распространяющееся под углом  $\varphi_0$  к оси  $x$ , будем считать однонаправленным. Можно показать, что

$$\tilde{\Psi}_\mu(\mathbf{x}, \omega) = (\sin^2 \psi_0 + \cos^2 \psi_0 \cos^2 \varphi_0) \tilde{\Psi}_\mu(\mathbf{x}, \omega),$$

$$\tilde{\Psi}_\mu(\mathbf{x}, \omega) = \iint d\mathbf{x}' d\omega' \omega'^2 (\kappa_x - \kappa'_x)^2 (\kappa_y - \kappa'_y)^2 \Psi_\zeta(\mathbf{x}', \omega') \Psi_\zeta(\mathbf{x} - \mathbf{x}', \omega - \omega'),$$

где  $\Psi_\zeta$  — спектр возвышений крупномасштабного волнения:

$$\Psi_\zeta(\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{2} \sum_{\pm} W_\zeta(\pm \mathbf{x}) \delta(\omega \mp \Omega(\mathbf{x})),$$

$W_\zeta(\mathbf{x})$  — пространственный спектр,  $\Omega = (\kappa g)^{1/2}$ . Для спектра уклонов имеем

$$\Psi_{\vartheta_x}(\mathbf{x}, \omega) = \kappa_x^2 \Psi_\zeta(\mathbf{x}, \omega).$$

Примем следующую упрощенную модель пространственного спектра возвышений крупномасштабного волнения:

$$W_\zeta(\kappa, \varphi) = \begin{cases} 2h^2 \kappa_0^2 \kappa^{-4} \delta(\varphi - \varphi_0) & (\kappa \geq \kappa_0) \\ 0 & (\kappa < \kappa_0) \end{cases}. \quad (20)$$

Спектр вида  $W_\zeta \sim \kappa^{-4}$  в интервале  $0,03 \text{ м}^{-1} \leq \kappa \leq 0,1 \text{ м}^{-1}$  при высоте значительного волнения  $H_s \simeq 4h \simeq 3 \text{ м}$  был измерен с помощью контактных средств в [5]; данные для  $\kappa > 0,1 \text{ м}^{-1}$  в [5] не приведены.

Используя (20), получим

$$\begin{aligned} W_\zeta^{(1)}(\kappa, \varphi) &= W_\zeta^{(1)}(\kappa) [\delta(\varphi - \varphi_0) + \delta(\varphi - \varphi_0 - \pi)], \\ W_\zeta^{(1)}(\kappa) &= \frac{1}{2} \alpha a_0^2 a_x^2 (\Delta x \Delta t_c)^2 \left[ W_{\vartheta_x}(\kappa) + \frac{1}{2} \beta f(\kappa/\kappa_0) \right], \\ \beta &= (\sin^2 \psi_0 + \cos^2 \psi_0 \cos^2 \varphi_0) \sin^2 2\varphi_0 (R/V)^2 g h^4 \kappa_0^3, \end{aligned} \quad (21)$$

$$f(u) = \begin{cases} \frac{u+2}{u+1} & (0 \leq u \leq 2) \\ \frac{2(u^2-2)}{u^2-1} & (2 \leq u \leq \Omega_c^2/\Omega_0^2), \\ 0 & (u > \Omega_c^2/\Omega_0^2), \end{cases}$$

$$\Omega_0^2 = \kappa_0 g, \quad \Omega_c^2 = (2\pi/\Delta t_c)^2, \quad \Omega_c^2/\Omega_0^2 \gg 1, \quad \kappa \Delta x \ll 1.$$

В (21) не выписано в явном виде выражение для  $W_{\vartheta_x}(\kappa)$ , следующее из модели (20). Дело в том, что эта довольно грубая модель была использована лишь для нахождения дополнительного к  $W_{\vartheta_x}$  «шумового» члена, в который спектр возвышений входит под интегралом. Если принять модель, характеризующуюся не скачкообразным, а плавным изменением спектра вблизи главного максимума, то в  $W_\zeta^{(1)}$  главный максимум будет несколько смещен в низкочастотную область и его положение  $\kappa_m$  будет определяться уравнением

$$(d/d\kappa) W_{\vartheta_x}(\kappa_m) \simeq \beta/8\kappa_0.$$

В области низких ( $\kappa \ll \kappa_0$ ) пространственных частот спектр  $W_\zeta^{(1)}$  определяется шумовым членом:

$$W_\zeta^{(1)}(\kappa) = (1/2) \alpha a_0^2 a_x^2 (\Delta x \Delta t_c)^2 \beta(\psi_0, \varphi_0, R/V, h, \kappa_0). \quad (22)$$

Найдем спектр корреляционной функции (18):

$$W_\zeta^{(2)}(\mathbf{x}) = \quad (23)$$

$$= \begin{cases} \frac{\alpha a_0^2}{\pi} \frac{R \Delta t_c}{kV} (\Delta x)^3 \frac{1 - \text{sinc}(\kappa_x \Delta x)}{(\kappa_x \Delta x)^2} \left( 1 - \frac{R}{2kV \Delta t_c} |x_y| \right) & \left( |x_y| \leq 2k \frac{V}{R} \Delta t_c \right), \\ 0 & \left( |x_y| > 2k \frac{V}{R} \Delta t_c \right), \end{cases}$$

откуда для низкочастотной области следует

$$W_c^{(2)}(\mathbf{x}) = \frac{\alpha a_0^2}{6\pi} \frac{R\Delta t_c}{kV} (\Delta x)^3. \quad (24)$$

Объединив (22) и (24), запишем спектр РСА-изображения в области низких пространственных частот:

$$W_c(\mathbf{x}, \varphi) = \frac{1}{2} \alpha a_0^2 a_x^2 \beta (\Delta x \Delta t_c)^2 [\delta(\varphi - \varphi_0) + \delta(\varphi - \varphi_0 - \pi)] + \frac{\alpha a_0^2}{6\pi} \frac{R\Delta t_c}{kV} (\Delta x)^3. \quad (25)$$

4. До сих пор предполагалось, что резонансная рябь, ответственная за обратнорассеянный сигнал, распределена на морской поверхности равномерно. Введем теперь, как и в [4], некоррелированную с рельефом  $\zeta(\mathbf{r})$  функцию  $F_1(\mathbf{r})$ , описывающую крупномасштабные изменения интенсивности ряби, вызванные, например, воздействием внутренних волн, так что пространственный спектр ряби принимает вид  $F_1(\mathbf{r}) W_{\zeta}(\mathbf{x})$ . Поле флуктуаций  $F_1(\mathbf{r})$  считаем статистически однородным с дисперсией  $\sigma_1^2 = \langle (F_1 - \langle F_1 \rangle)^2 \rangle$  и спектром  $W_1(\mathbf{x})$ , сосредоточенным в области  $0 < \mathbf{x} \leq \mathbf{x}_1 \sim 2\pi \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ . Временные изменения  $F_1$  не учитываем ввиду их малости за время пролета носителя РСА. Воспользовавшись результатами [4], для спектра РСА-изображения морской поверхности с неравномерным распределением ряби запишем

$$W_{c1}(\mathbf{x}) \simeq W_1'(\mathbf{x}) + W_c(\mathbf{x}) + \hat{W}(\mathbf{x}),$$

где  $W_1' = \alpha a_0^2 (\Delta x \Delta t_c)^2 \sum_{\pm} W_1(\pm \mathbf{x})$ , а  $\hat{W}$  — свертка спектров  $W_c^{(1)}$  и  $\sum_{\pm} W_1(\pm \mathbf{x})$ . В области  $\mathbf{x} \leq \mathbf{x}_1 \ll \mathbf{x}_0$

$$\frac{\hat{W}}{W_1'} \sim a_x^2 \beta x_1^2 \leq a_x^2 \left(\frac{R}{V}\right)^2 g h^2 x_0^3 x_1^2 \ll 1,$$

поэтому степень присутствия шума в низкочастотной части спектра РСА-изображения при регистрации крупномасштабных неоднородностей в распределении ряби можно оценить с помощью соотношения

$$\frac{W_1'}{W_c}(\mathbf{x} \leq \mathbf{x}_1) \approx \begin{cases} \frac{\Delta t_c W_1}{0,5 a_x^2 \beta \Delta t_c + R \Delta x / 6\pi k V} & (\varphi = \varphi_0 \text{ или } \varphi_0 + \pi) \\ \frac{6\pi \Delta t_c k V W_1}{R \Delta x} & (\varphi \neq \varphi_0, \varphi_0 + \pi) \end{cases}$$

Как следует из (25), отношение сигнал/шум в РСА-изображении морской поверхности растет с увеличением скорости носителя и интервала синтезирования.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. В., Мошков А. В. — Исследование Земли из космоса, 1984, № 6, с. 91.
2. Bass F. G. et al. — IEEE Trans., 1977, AP-25, № 1, p. 43.
3. Долин Л. С., Родин В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 1, с. 79.
4. Каневский М. Б. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1985, 21, № 5, с. 544.
5. Vesecy J. F. et. al. Geosci. and Remote Sens. Symp. (IGARSS' 82) Munich, June 1—4, 1982. Dig. Vol. 1, N-Y., 1982, WP3. 1/1—WP3. 1/5.

Институт прикладной физики  
АН СССР

Поступила в редакцию  
1 июля 1986 г.

#### ON THE THEORY OF SAR IMAGE SPECTRUM OF THE SEA SURFACE

M. B. Kanevskij

A synthetic aperture radar (SAR) image spectrum of the sea surface when surface wave imaging is effected by the slope modulation of the backscattering cross-section is theoretically analysed.