

УДК 538.574.4 : 621.371.22

ОСОБЕННОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЯ МОРСКИХ ВОЛН В РСА

A. B. Иванов

На основе двухмасштабной модели рассеяния рассмотрена дефокусировка изображения волн, связанная с их перемещением, и некоторые характеристики модуляции яркости изображения, обусловленной периодическим изменением скоростей элементов поверхностного слоя.

ВВЕДЕНИЕ

В ряде работ показано, что с помощью радиолокационных станций бокового обзора (РБО) можно получать весьма интересную информацию о поверхности океана [¹⁻⁴]. Для использования на океанографических ИСЗ перспективны радиолокационные станции бокового обзора с синтезированной апертурой (РСА), позволяющие получать изображение с высоким разрешением независимо от расстояния до поверхности океана при небольших размерах реальной апертуры. Ограничения на разрешающую способность РСА при наблюдении стационарных образований на поверхности моря рассмотрены в работе [⁵].

Одно из полезных свойств РСА — возможность непосредственного наблюдения достаточно длинных ветровых волн и волн зыби, измерения их длины и направления распространения. Однако волны не являются стационарным образованием в том смысле, что статистические параметры поверхности, определяющие рассеяние электромагнитных волн, зависят не только от пространственных координат, но и от времени. Поэтому выводы работы [⁵], вообще говоря, неприменимы к процессу формирования изображения морских волн в РСА.

В работе [⁷] описывается эксперимент, показывающий, что изображение системы волн расфокусировано, как изображение цели, движущейся с некоторой скоростью ω параллельно курсу носителя РСА, и при этом значение ω близко к значению проекции фазовой скорости волн на линию курса носителя. Фокусировка восстанавливается путем введения соответствующих изменений в параметры системы обработки первичного изображения. Объясняя эксперимент, автор предполагает все величины, описывающие морскую поверхность, зависящими от координат и времени цилиндрически: $f(K_{0x} + K_{0y} y - \omega t)$, т. е. не зависящими от перемещения в направлении, перпендикулярном направлению распространения K_0 . Уже поэтому предложенное объяснение кажется неубедительным.

Приведенная интерпретация является частным случаем модели, предполагающей плоскопараллельный перенос поверхности с фазовой скоростью волн $v = \frac{\omega}{K_0} \frac{K_0}{K_0}$ (см., например, [⁸]). Однако при этом частота обратно рассеянного сигнала должна быть сдвинута в среднем на $2v_r/\lambda$, где λ — длина волны радиоизлучения, v_r — проекция v на направление распространения излучения, что противоречит многочисленным экспериментам по измерению доплеровского сдвига, показывающим, что средний сдвиг определяется фазовой скоростью резонансной составляющей ряби и скоростью дрейфа поверхностного слоя, как правило, много меньшим, чем фазовая скорость доминирующей системы волн [⁹⁻¹⁴].

Далее, РСА в отличие от некогерентных РБО чувствительны не только к изменению локального угла наклона поверхности и изменению интенсивности резонансной составляющей ряби на крупной волне, но и к изменению фазовой скорости резонансной составляющей, обусловленному орбитальным движением в поверхностном слое. На возможность дополнительной модуляции яркости изображения, связанной с градиентами скорости поверхностного слоя, указывалось ранее в работах [4, 6], но сколько-нибудь общих характеристик такой модуляции, зависимости ее параметров от параметров волнения не приводилось.

В предлагаемой работе теоретически исследуются расфокусировка изображения, связанная с перемещением волн, и некоторые особенности «скоростной» модуляции яркости изображения. Анализ основывается на двухмасштабной модели рассеяния УКВ излучения взволнованной поверхностью моря, наиболее полно на сегодняшний день согласующаяся с опытом.

1. РАСФОКУСИРОВКА ИЗОБРАЖЕНИЯ ВОЛН

В соответствии с двухмасштабной моделью поле, рассеянное в обратном направлении морской поверхностью, можно записать в виде

$$E(t) = \int_S e^{i\varphi(\rho, t)} F_0(\rho, t) e^{2ikr'(\rho)} z(\rho, t) d\rho,$$

где S — освещенный участок, $\rho = \{x, y\}$ — координаты точки на средней плоскости, $k = 2\pi/\lambda$, $\varphi = -2kh(\rho, t) \sin \theta$ — фазовый сдвиг, связанный с крупной волной, h — отклонение уровня поверхности от среднего за счет крупной волны, θ — средний угол скольжения, F_0 — коэффициент, описывающий зависимость интенсивности обратно рассеянного сигнала от локального угла скольжения, r' — расстояние от излучателя до точки ρ средней плоскости, z — изменение уровня за счет мелкомасштабной составляющей волнения (см. работы по двухмасштабной модели в библиографии [5, 13]).

Выражение для средней по ансамблю реализаций плотности почертнения изображения данной поверхности, полученного в РСА, будет иметь вид [5]

$$\begin{aligned} \langle P(x_0, y_0) \rangle &\sim \int u(x_0 - x_1) u(x_0 - x_2) F\left(\rho_1, \frac{y_0 + \xi_1}{V}\right) \times \\ &\quad \times F^*\left(\rho_2, \frac{y_0 + \xi_2}{V}\right) \exp\{2ik(x_1 - x_2) \cos \theta\} \times \\ &\quad \exp\left\{\frac{ik}{r(x_0)} [(y_0 + \xi_1 - y_1)^2 - (y_0 + \xi_2 - y_2)^2 - a(\xi_1^2 - \xi_2^2)]\right\} \times \\ &\quad \times \left\langle z\left(\rho_1, \frac{y_0 + \xi_1}{V}\right) z\left(\rho_2, \frac{y_0 + \xi_2}{V}\right) \right\rangle d\rho_1 d\rho_2 d\xi_1 d\xi_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где x_0, y_0 — координаты точки в изображении, ось y направлена по линии курса носителя, $t = y_0/V$, V — скорость носителя, $u(x)$ — импульсная характеристика РСА по дальности, $F = F_0 e^{i\varphi}$, r — расстояние от станции до точки средней плоскости с координатами x_0, y_0 .

Импульсная характеристика фильтра обработки первичного изображения имеет вид $\exp\left[\frac{ik}{r(x_0)} ay^2\right]$ при $|y| < Vt_c/2$, где t_c — время когерентного накопления (синтеза) и a — безразмерный коэффициент. При $a = 1$ фильтр согласован с сигналом от неподвижной цели. Пределы

интегрирования по ξ_1 и ξ_2 от $-Vt_c/2$ до $Vt_c/2$. Пределы интегрирования по y_1 и y_2 полагаются бесконечными, так как обычно время наблюдения любой точки поверхности существенно больше времени синтеза. По x_1 и x_2 пределы также бесконечны.

В дальнейшем мы рассматриваем одну строку изображения по дальности, полагая $x_0 = \text{const}$. По всей видимости, медленное изменение интенсивности мелкомасштабной ряби на крупной волне можночесть, записав

$$\langle z(\rho_1, t_1) z(\rho_2, t_2) \rangle = \sigma_0(\rho_1, t_1) \sigma_0(\rho_2, t_2) R(\rho_1 - \rho_2, t_1 - t_2),$$

где R — нормированная функция корреляции и σ_0 меняется много медленнее, чем R . Среднестатистическое значение интенсивности ряби σ_0 в некоторой точке поверхности с координатами ρ зависит только от положения этой точки на крупной волне. Величина $F(\rho, t)$ зависит только от крупномасштабного волнения. Тогда, предположив строго цилиндрическую форму крупномасштабного волнения, можно записать $F\sigma_0 = \sigma(K_0\rho - \omega t)$.

Рассмотрим нормированную на σ_0 величину отклонения поверхности от среднего уровня за счет мелкомасштабной составляющей. Если в отсутствие крупной волны эта величина имеет вид $z_n(\rho, t)$, то на крупной волне она запишется как $z_n(\rho - s t, t)$, где $s = s(K\rho - \omega t)$ — вектор, лежащий в плоскости x, y , составляющие s_x и s_y которого равны проекциям орбитальной скорости на плоскость, касательную к крупной волне, в направлениях, перпендикулярном и параллельном курсу соответственно. Разумеется, считаем, что $s(\rho, t)$ меняется много медленнее, чем $z_n(\rho, t)$. Теперь нормированная функция корреляций примет вид

$$R = R[\rho_1 - \rho_2 - s(\rho_1, t_1)t_1 + s(\rho_2, t_2)t_2, t_1 - t_2].$$

Подставляем указанные выражения для σ и R в (1), заменив t_i на $(y_0 + \xi_i)/V$. Далее, полагаем в интеграле (1) $\exp \left\{ \frac{ik}{r} [(y_0 - y_1)^2 - (y_0 - y_2)^2] \right\} \approx 1$ (см. [5]), заменяем переменные: $y'_i = y_i - \frac{v(y)}{V}(y_0 + \xi_i)$, где $v(y) = \omega/K_{0y}$, сжимаем (растягиваем) масштаб изображения по y :

$$y'_0 \left(1 - \frac{v(y)}{V} \right) \rightarrow y_0.$$

В итоге получаем, считая $v(y) \ll V$,

$$\begin{aligned} & \langle P(x_0, y_0) \rangle \sim \int u(x_0 - x_1) u(x_0 - x_2) \exp[2ik(x_1 - x_2) \cos \theta] \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{ik}{r} \left[2(y_0 - y'_1) \xi_1 - 2(y_0 - y'_2) \xi_2 + \left(1 - a - \frac{2v(y)}{V} \right) (\xi_1^2 - \xi_2^2) \right] \right\} \times \\ & \times \sigma(\rho'_1) \sigma(\rho'_2) R[x_1 - x_2 - \frac{s_{x1}}{V}(y_0 + \xi_1) + \frac{s_{x2}}{V}(y_0 + \xi_2)], \quad (2) \\ & y'_1 - y'_2 + \frac{v(y)}{V}(\xi_1 - \xi_2) - \frac{s_{y1}}{V}(y_0 + \xi_1) + \frac{s_{y2}}{V}(y_0 + \xi_2), \end{aligned}$$

$$\frac{\xi_1 - \xi_2}{V} \Big] d\rho'_1 d\rho'_2 d\xi_1 d\xi_2,$$

где $\rho' = \{x, y'\}$, $s_{x,y} = s_{x,y}(\rho_i)$.

Заменим переменные

$$y'_1 - y'_2 = 2\eta, \quad x_1 - x_2 = 2\chi,$$

$$y'_1 + y'_2 = 2y, \quad x_1 + x_2 = 2x.$$

Можно предположить, что $R(\chi, \eta, t)$ спадает к нулю быстрее, чем изменяются σ , u и s как функции этих же переменных, и при интегрировании по χ и η положить $\chi = \chi_0$, $\eta = \eta_0$ в аргументах σ , u , s , где χ_0 , η_0 — значения, при которых аргументы R равны нулю. В свою очередь, при $t_c \ll T$, где T — период волнения, и при $s_x t_c$ многое меньшем разрешения по дальности, можно считать $|\sigma(\chi_0, \eta_0)| \approx |\sigma(0, 0)|$ и $u(\chi_0) \approx u(0)$ во всей области интегрирования по ξ_1 и ξ_2 . Положим также $s(\chi_0, \eta_0) \approx s(0, 0)$. Тогда

$$2\chi_0 = \frac{s_x(\rho)}{V} (\xi_1 - \xi_2),$$

$$2\eta_0 = \frac{s_y(\rho) - v^{(y)}}{V} (\xi_1 - \xi_2).$$

Фазу φ разложим в ряд по степеням χ_0 , η_0 в окрестности точки x, y , ограничившись линейными членами:

$$\varphi(x + \chi_0, y + \eta_0) - \varphi(x - \chi_0, y - \eta_0) \approx \frac{2k}{V} (\xi_1 -$$

$$-\xi_2) \sin \theta \left[\frac{\partial h}{\partial x} s_x + \frac{\partial h}{\partial y} (s_y - v^{(y)}) \right].$$

В используемой для интегрирования системе координат, движущейся со скоростью $v^{(y)}$ параллельно курсу, вектор орбитальной скорости должен лежать в плоскости, касательной к поверхности, в каждой точке поверхности, поскольку форма поверхности не меняется во времени. s_x и $s_y - v^{(y)}$ есть составляющие этого вектора в касательной плоскости, а, следовательно, величина в квадратных скобках равна просто вертикальной составляющей орбитальной скорости s_z . В итоге получаем

$$\varphi(x + \chi_0, y + \eta_0) - \varphi(x - \chi_0, y - \eta_0) \approx \frac{2k}{V} (\xi_1 - \xi_2) s_z \sin \theta.$$

Интеграл (2) теперь примет вид

$$\langle P(x_0, y_0) \rangle \sim \int \Phi u^s(x_0 - x) |\sigma(\rho)|^s \exp \left\{ \frac{ik}{r} \left[2(y_0 - y - \frac{r}{V} s_z \sin \theta) (\xi_1 - \xi_2) + \left(1 - a - \frac{2v^{(y)}}{V} \right) (\xi_1^2 - \xi_2^2) \right] \right\} d\rho d\xi_1 d\xi_2 d\eta d\chi,$$

где

$$\Phi = \exp(4ik\chi \cos \theta) \exp \left[-\frac{2ik}{r} \eta (\xi_1 + \xi_2) \right] \times$$

$$\times R \left[2\chi - \frac{s_x}{V} (\xi_1 - \xi_2), 2\eta - \frac{s_y - v^{(y)}}{V} (\xi_1 - \xi_2), \frac{\xi_1 - \xi_2}{V} \right].$$

Выполняем интегрирование по χ и η :

$$\begin{aligned} \int \Phi d\chi d\eta &= \tilde{R}_{12} \left[2k \cos \theta, \frac{k}{r} (\xi_1 + \xi_2), \frac{\xi_1 - \xi_2}{V} \right] \times \\ &\times \exp \left[2ik \cos \theta \frac{s_x}{V} (\xi_1 - \xi_2) \right] \exp \left[\frac{ik}{r} \frac{v^{(y)} - s_y}{V} (\xi_1^2 - \xi_2^2) \right] \approx \\ &\approx \tilde{R}(2k \cos \theta, 0) \exp \left(i\Omega_0 \frac{\xi_1 - \xi_2}{V} \right) \exp \left[2ik \cos \theta \frac{s_x}{V} (\xi_1 - \xi_2) \right] \times \\ &\times \exp \left[\frac{ik}{r} \frac{v^{(y)} - s_y}{V} (\xi_1^2 - \xi_2^2) \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь \tilde{R} — пространственная спектральная плотность мелкомасштабной части волнения; через \tilde{R}_{12} обозначен фурье-образ R по двум первым переменным. Второй аргумент \tilde{R} заменен нулем, поскольку $\frac{k}{r} V t_c$ (максимальное значение $|\xi_1 + \xi_2|$ в области интегрирования равно $V t_c$) много меньше ширины \tilde{R} по y [5], $\Omega_0 = \Omega_0(2k \cos \theta, 0)$ — собственная частота колебаний резонансной составляющей ряби.

Подставив (3) в (2), окончательно получим

$$\begin{aligned} \langle P(x_0, y_0) \rangle &\sim \int_{-\infty}^{\infty} d\rho |\sigma(\rho)|^2 u^2(x_0 - x) \times \\ &\times \int_{-\frac{Vt_c/2}{V}}^{\frac{Vt_c/2}{V}} \exp \left\{ \frac{2ik}{r} \left[(y_0 - y - \Delta)(\xi_1 - \xi_2) + \right. \right. \\ &\left. \left. + \frac{1}{2} \left(1 - a - \frac{v^{(y)} + s_y}{V} \right) (\xi_1^2 - \xi_2^2) \right] \right\} d\xi_1 d\xi_2, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\Delta = \frac{r}{V} \left[-\frac{\Omega_0}{2k} - s_x \cos \theta + s_z \sin \theta \right] = \frac{r}{V} [-v_\phi \cos \theta + s_r(\rho)],$$

v_ϕ — собственная фазовая скорость резонансной составляющей, s_r — проекция орбитальной скорости на направление к станции (ось x направлена от линии пути, ось z — вверх).

Присутствие величины $\Delta(\rho)$ в показателе экспоненты указывает на искажение изображения волны, связанное с орбитальным движением (см. ниже), а квадратичный фазовый множитель описывает расфокусировку изображения. Напомним, что значение $a = 1$ соответствует обычной настройке фильтра на наблюдение неподвижной поверхности; $v^{(y)} = s_y = 0$.

Вообще говоря, поскольку величина s_y зависит от координат, полностью восстановить фокусировку изменением значения a невозможно. Однако, так как значения орбитальной скорости обычно существенно меньше $v^{(y)}$, можно утверждать, что наилучшая фокусировка будет достигаться вблизи значения

$$a = 1 - \frac{v^{(y)}}{V} \quad (5)$$

или, во всяком случае, при некотором a , лежащем в пределах

$$1 - \frac{v^{(y)} + |s_y|_{\max}}{V} < a < 1 - \frac{v^{(y)} - |s_y|_{\max}}{V}.$$

При этом, насколько ухудшится разрешающая способность системы, зависит от амплитуды колебаний s_y . При

$$|s_y|_{\max} t_c < \Delta y_0, \quad (5a)$$

где $\Delta y_0 = \frac{r}{V} \frac{\lambda}{t_c}$ — разрешение РСА по неподвижной поверхности, ухудшением разрешения можно пренебречь ([16], стр. 173).

В случае плоскопараллельного перемещения наблюдаемой поверхности в направлении y со скоростью w наилучшая фокусировка достигается при $a = 1 - 2w/V$. Этот результат легко получить, положив, например, в исходных интегралах $z = z(x, y - wt)$. Это значит, что система обработки, характеризуемая коэффициентом [5], сфокусирована также на наблюдение поверхности, перемещающейся параллельно курсу со скоростью $w = v^{(y)}/2$. Напомним, что $v^{(y)} = \omega/(K_0 \cos \alpha)$ — фазовая скорость волны, образованной сечением рассматриваемой трехмерной волны плоскостью $x = \text{const}$ (K_0 — волновой вектор, α — угол между K_0 и осью y). В работе [7] предсказывается достижение наилучшей фокусировки при настройке системы обработки на скорость $w = v_y = \omega \cos \alpha / K_0$. Чтобы сделать выбор в пользу одного из двух указанных значений w , необходимы дополнительные эксперименты.

При полностью изотропном мелкомасштабном волнении выражение [3] следует дополнить вторым слагаемым того же вида, но с противоположным знаком Ω_0 . Это значит, что изображение волны в среднем будет суммой двух идентичных изображений, сдвинутых по y в противоположные стороны относительно истинного положения на $\Delta_c =$

$$= \frac{r}{V} v_\phi \cos \theta, \text{ и изображение волны исчезнет при } 2\Delta_c = \Lambda_y/2 = \pi/K_{0y},$$

что соответствует значениям $\Lambda_y = 100 \div 150 \text{ м}$ при $\lambda = 3 \div 25 \text{ см}$, $r/V = 100 \text{ с}$ и $\theta = \pi/4$. В рамках данной модели — это главное ограничение на разрешение РСА при наблюдении цилиндрического волнения.

Выражение (4) нелинейно связывает характеристики волнения и изображения, т. е. если волнение образовано двумя цилиндрическими системами с существенно различными значениями $v^{(y)}$, то изображение ни одной из них не может быть сфокусировано так же, как в отсутствие второй, или, иными словами, интеграл (4) нельзя представить в виде суммы двух членов, в одном из которых время исключено. Это относится и к случаю наблюдения стационарного образования на поверхности моря (системы с $v^{(y)} = 0$) в условиях волнения, с чем связан несколько иной подход к такой задаче и дополнительные ограничения на разрешающую способность [5].

Наконец, отметим, что даже при $|\sigma| = \text{const}$ и $\Delta = 0$ интеграл (4) зависит от x_0, y_0 из-за присутствия в нем функции $s_y(\rho)$ т. е. различное положение фокуса изображения для различных участков волны, в принципе, может привести к модуляции яркости изображения [4, 17]. Однако этот механизм модуляции не должен играть существенной роли, поскольку условие (5а), как правило, выполняется.

Оценим погрешность, содержащуюся в приближении $s(x_0, y_0) \approx$

$\approx s(0, 0)$. Для этого учтем в аргументах R члены первого порядка разложения s по χ_0, η_0 , определяя значения χ_0, η_0 по-прежнему с точностью до членов нулевого порядка того же разложения. Наиболее существенные из полученных в результате дополнительных слагаемых имеют вид $\frac{\partial s_x}{\partial y} \frac{v}{V^2} y_0 (\xi_1 - \xi_2)$ и $\frac{\partial s_x}{\partial y} \frac{v}{V_2} \xi_2^2$ (здесь $v(v) \approx v$ — фазовой скорости волны). Первое из них приведет к появлению при y_0 в правой части (4) множителя $\left(1 + \frac{r}{V} \frac{v}{V} \frac{\partial s_x}{\partial y}\right)$, не играющего особой роли даже при наблюдениях с самолета и исчезающего при наблюдениях из космоса. Второе даст в показателе и исчезающего при наблюдениях из космоса. Второе даст в показателе экспоненты слагаемое типа $ik \frac{\partial s_x}{\partial y} \frac{v}{V^2} \xi_2^2$. Потребовав, чтобы при всех ξ оно было меньше единицы, положив $\left|\frac{\partial s_x}{\partial y}\right|_{\max} \approx \frac{|s|_{\max}}{\Lambda}$ и $|s|_{\max} \approx cv$, получим условие $t_c^2 < \lambda/cg$, где g — ускорение силы тяжести, $c \approx 0,2$ для развитого ветрового волнения (см. ниже) и еще меньше для волны зыби. Аналогичное условие фигурирует в [5] как результат влияния нелинейности движения отражателей и может существенно ограничивать разрешающую способность.

Квадратичные члены в разложении s и члены третьего порядка в разложении φ (квадратичных оно не содержит) накладывают более слабые ограничения на время синтеза.

2. МОДУЛЯЦИЯ ЯРКОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОРБИТАЛЬНЫМ ДВИЖЕНИЕМ

Пусть в интеграле (4) $a = 1 - v(y)/V$, и условие (5а) выполняется. Тогда, предполагая очень высокое разрешение РСА по обеим координатам и опуская параметр x_0 , из (4) получаем

$$\langle P(y_0) \rangle = \rho(y_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_0(y) \delta[y_0 - y - \Delta(y)] dy, \quad (6)$$

где $\rho_0(y) = |\sigma(y)|^2$. Требуется сравнить плотность почернения изображения, полученного с помощью РСА, т. е. $\rho(y)$ с плотностью почернения изображения, полученного с помощью обычной РБО, т. е. с $\rho_0(y)$. Можно записать

$$\begin{aligned} \rho(y_0) &= \int_{-\infty}^{\infty} \rho(y') \delta(y_0 - y - \Delta) dy' = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \rho(y + \Delta) \left(1 + \frac{d\Delta}{dy}\right) \delta(y_0 - y - \Delta) dy, \end{aligned} \quad (7)$$

где $y' = y + \Delta(y)$.

Сравнивая (6) и (7), получаем для $\rho(y)$

$$\rho(y + \Delta) = \rho_0(y) \left(1 + \frac{d\Delta}{dy}\right)^{-1} \quad (8)$$

или, что то же самое,

$$\rho(y') dy' = \rho_0(y) dy, \quad y' = y + \Delta(y). \quad (9)$$

(см. также [4, 6]).

Это значит, что в синтезированном изображении каждая точка перенесена из положения y в положение $y + \Delta(y)$ по сравнению с изображением, получаемым на некогерентной РБО, и уравнение (9) описывает происходящее при этом изменение линейной плотности точек.

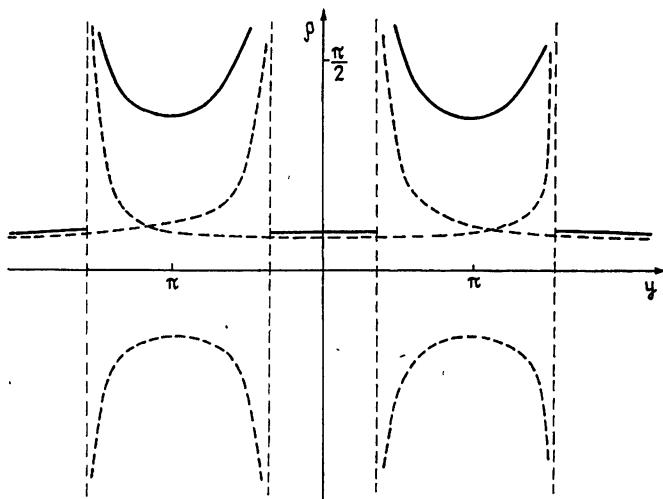


Рис. 1.

Если встречаются значения $\Delta'(y) < -1$, то, во-первых, $\rho(y)$ неоднозначна и, во-вторых, имеет отрицательные ветви. На рис. 1 (пунктир) для иллюстрации изображен вид функции $\rho(y)$, определенной из формулы (8) для $\rho_0 = 1$ и $\Delta = \pi \sin y$. Обращаясь к задаче о преобразовании линейной плоскости точек, легко видеть, что уравнение (8) в этом случае должно быть дополнено:

$$\rho(y) = \sum_n |\rho_n(y)|, \quad (10)$$

где ρ_n — различные ветви функции (8). Сплошная кривая на рисунке соответствует такому доопределению функции $\rho(y)$.

Спектр функции $\rho(y)$

$$\tilde{\rho}(x) = \int_{-L}^L \rho(y') \exp(-ixy') dy',$$

где $2L$ — длина строки. Если преобразование $y(y')$ однозначно, то, переходя от y' к y , получим

$$\rho(x) = \int_{L_1}^{L_2} \rho_0(y) \exp[-ixy - ix\Delta(y)] dy. \quad (11)$$

Заменой переменных в пределах участков однозначности легко убедиться, что разложение (11) останется справедливым и при неоднозначной зависимости $y(y')$ для функции $\rho(y)$, определенной в соответствии с выражениями (8) и (10).

Предположим сначала $\rho_0 = \text{const}$ и $\Delta = \Delta_0 \sin K_{0y} y$ (постоянная составляющая не играет роли). Очевидно, в этом случае функция $\rho(y)$ периодична с периодом $2\pi/K_{0y}$ и коэффициенты ее разложения в ряд равны

$$\tilde{\rho}_n = \frac{\rho_0 K_{0y}}{2\pi} \int_{-\pi/K_{0y}}^{\pi/K_{0y}} \exp(-in K_{0y} y - in K_{0y} \Delta_0 \sin K_{0y} y) \times \\ \times dy = (-1)^n \rho_0 J_n(n \Delta_0 K_{0y}), \quad (12)$$

где J_n — функция Бесселя, n — целые от $-\infty$ до $+\infty$. Конечность разрешения РСА по y , включая раздвоение изображения, выразится в ограничении числа гармоник в этом разложении. Отличными от нуля можно считать амплитуды составляющих с n такими, что $2\pi/n K_{0y} \geq 100 \text{ м}$ (см. разд. 2). Это значит, что в большинстве практически интересных случаев можно ограничиться учетом двух-трех первых гармоник. Если первая гармоника равна нулю, а вторая и последующие не проходят по разрешению, то изображения волны получено не будет, или же оно будет иметь вдвое меньший истинного пространственный период, если проходит только вторая гармоника.

Амплитуда проекции скорости отражателя на направление к станции при грубом предположении о круговом орбитальном движении равна $v_0 = v_{\text{орб}} (\sin^2 \alpha \cos^2 \theta + \sin^2 \theta)^{1/2}$, где α — угол между направлением распространения волны и линией пути. Предполагая для развитого ветрового волнения $v_{\text{орб}} = cv$, где v — фазовая скорость волн, и подставляя в (12) значения $\Delta_0 = \frac{r}{V} v_0$ и $K_{0y} = K_0 \cos \alpha$, вместо $\tilde{\rho}_1 = 0$ получим

$$J_1 \left[\frac{cr}{V} \cos \alpha \sqrt{K_0 g (\sin^2 \alpha \cos^2 \theta + \sin^2 \theta)} \right] = 0. \quad (13)$$

Значение c определялось в [5] в предположении о синусоидальном профиле волны путем приравнивания величины среднеквадратичного отклонения поверхности (синусоидальной) от среднего уровня соответствующей величине, полученной из принятых выражений для спектральной плотности волнения. Если A — полученная таким образом амплитуда синусоидальной волны и орбиты круговые, то $c = 2\pi A/\Lambda$, где Λ — длина волны. Однако предположение о синусоидальности, т. е. сглаживание профиля по сравнению с реальным, привело к заниженной оценке c : было получено $A/\Lambda \approx 10^{-2}$. Для предельно заостренной волны (предельно крутой безветровой волны) дается значение $A/\Lambda \approx 7 \cdot 10^{-2}$ [15], но оказывается, что ветровые волны имеют меньшие амплитуды. Мы примем значение $3 \cdot 10^{-2}$. Тогда, предполагая по-прежнему круговое орбитальное движение, хотя это не совсем соответствует истине [15], получаем $c \approx 0,2$ для развитого ветрового волнения.

Тогда при различных α при $0 < \theta < 45^\circ$ и $r/V = 100$ с значения Λ_y , соответствующие первому корню уравнения (13), охватывают диапазон от 0 до 700 м, второму корню — от 0 до 200 м. Отсюда следует, что наблюдение преждевременного исчезновения изображения волны или удвоения ее пространственной частоты, в принципе, возможно.

Пусть теперь $\rho_0(y) = \rho_0 [1 + m \sin(K_{0y} y + \varphi)]$. Тогда вместо (13) имеем систему

$$\operatorname{Re} \tilde{\rho}_1 = -J_1(z) + \frac{m}{2} \sin \varphi [J_0(z) - J_2(z)] = 0,$$

$$\operatorname{Im} \tilde{\rho}_1 = \frac{m}{2} \cos \varphi [J_0(z) + J_2(z)] = 0,$$

где $z = \Delta_0 K_{0y}$.

При $\varphi = \pi/2$ эта система переходит в уравнение

$$J_1(z) - \frac{m}{2} [J_0(z) - J_2(z)] = 0. \quad (14)$$

Значение первого корня уравнения (14) относительно z изменяется в пределах от 0 до 0,8 при m , изменяющемся соответственно от 0 до 1. В этом диапазоне значений z при различных θ и α можно получить практически любое значение Λ_y . Значения m и φ зависят от условий волнения и, кроме того, от θ и α . Эти зависимости пока точно не известны, и поэтому следует учитывать возможность описанных выше искажений волновых изображений.

Мы рассмотрели особенности изображения морских волн в РСА по сравнению с изображениями, получаемыми с помощью некогерентных РБО, исходя при этом из двухмасштабной модели рассеяния радиоволн УКВ диапазона взволнованной поверхностью моря.

Проведенное рассмотрение показало, что при обычной настройке системы обработки изображение цилиндрической системы волн должно быть расфокусировано, как изображение цели, движущейся в направлении y , параллельном курсу носителя РСА, со скоростью $v^{(y)}/2$, где $v^{(y)}$ — фазовая скорость волны, образованной сечением рассматриваемой системы волн плоскостью, параллельной оси y . При $v^{(y)} \ll V$ фокусировка может быть практически полностью восстановлена соответствующей перестройкой системы обработки.

Пространственные вариации скоростей элементов поверхности должны приводить к дополнительной модуляции плотности почернения изображения. Показано, что при синусоидальном изменении скоростей элементов поверхности и коэффициента обратного рассеяния первая гармоника в разложении плотности в ряд может обращаться в нуль. При этом изображение может вообще отсутствовать, если вторая и последующие гармоники не разрешаются, и может также произойти удвоение пространственной частоты волны в изображении, если не разрешаются гармоники, начиная с третьей.

Показано также, что в используемой модели главное специфическое (по сравнению со случаем наблюдения неподвижной поверхности) ограничение на азимутальную разрешающую способность РСА при наблюдении цилиндрического волнения связано с возможной изотропностью мелкомасштабных колебаний поверхности и следующим отсюда раздвоением изображения.

Автор благодарит А. А. Калинкевича за неоднократные обсуждения работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоусов П. С. и др. — В сб.: Советско-американский эксперимент «Беринг». — Л.: Гидрометеоиздат, 1975.
2. Elachi, C. — J. Geophys. Res., 1976, 81, № 15, p. 2655.
3. Brown, W. E., Elachi, C., Thompson, T. W. — J. Geophys. Res., 1976, 81, № 15, p. 2657.
4. Larson, T. R., Moskowitz, L. I., Wright, J. W. — IEEE Trans., 1976, AP-24, № 3, p. 393.
5. Иванов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 12, с. 1750.
6. Elachi, C., Brown, W. E. — IEEE Trans., 1977, AP-25, № 1, p. 84.
7. Jain, A. — Appl. Phys., 1978, 15, № 3, p. 323.
8. Муш Б. С. — Зарубежная радиоэлектроника, 1978, № 6, с. 63.
9. Plant, W. J. — IEEE Trans., 1977, AP-25, № 1, p. 28.
10. Розенберг А. Д., Островский И. Е., Калмыков А. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1966, 9, № 2, с. 234.

11. Розенберг А. Д. и др. — Изв. АН СССР, Сер. Физика атмосферы и океана, 1973, 9, № 12, с. 1323.
12. Зельдис В. И. и др. — Акуст. ж., 1974, 20, № 2, с. 235.
13. Wright, J. W., Keller, W. C. — Phys. Fluids, 1971, 14, № 3, p. 466.
14. Duncap, J. W., Keller, W. C., Wright, I. W. — Radio Sci., 1974, 9, № 10, p. 809.
15. Шулейкин В. В. Физика моря. — М.: Наука, 1968.
16. Кук Ч., Бернфельд М. Радиолокационные сигналы. — М.: Сов. радио, 1971.
17. Valenzuela, G. R. In Surveillance of Environmental Pollution and Resources by Electromagnetic Waves. Ed. by T. Lund. Dordrecht, Holland, 1978.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

Поступила в редакцию
2 апреля 1979 г.

FEATURES OF SAR IMAGERY OF OCEAN WAVES

A. V. Ivanov

The effect of defocusing of synthetic aperture radar imagery of ocean waves in consequence of their transference, and some characteristics of the image density modulation connected with periodical variations of surface layer velocity are considered theoretically. Analysis is based on the composite surface model of scattering.
