

УДК 538.574.4 621.371.22

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА СИНТЕЗИРОВАННЫХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ МОРСКОГО ВОЛНЕНИЯ ПРИ БОЛЬШИХ ВРЕМЕНАХ СИНТЕЗА И ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

A. V. Иванов

Процесс синтеза радиолокационного изображения поверхностного морского волнения рассмотрен как процесс измерения корреляции между значениями обратно-рассеянного излучения радиолокатора с синтезированной апертурой при различных азимутальных положениях последнего. Получено, что плоскость наилучшей фокусировки изображения азимутально распространяющейся волновой системы должна быть смещена как плоскость фокусировки изображения точечной цели, движущейся вдоль курса со скоростью, равной половине фазовой скорости волны, независимо от прочих параметров волнения и от параметров станции, включая время синтеза. Показано, что контрастность изображения волны не должна зависеть от времени при достаточно больших его значениях. Те же результаты получены путем прямого анализа преобразования входного сигнала радиолокатора, рассчитанного в соответствии с двухмасштабной моделью рассения, в изображение для случая синусоидальной волны без ограничений на время синтеза.

Среди проблем, связанных с теорией синтеза радиолокационных изображений морского волнения, вероятно, две являются в настоящее время предметом наибольших затруднений: описание эффекта расфокусировки и описание влияния орбитального движения в крупных волнах, т. е. нелинейности движения элементов поверхностного слоя на азимутальное разрешение.

Явление, называемое эффектом расфокусировки, как известно, состоит в том, что плоскость наилучшей фокусировки изображения азимутально распространяющейся волны, полученного с помощью радиолокатора с синтезированной апертурой (PCA), смещается относительно плоскости фокусировки изображения неподвижной поверхности. При этом, если сравнивать величину смещения с той, которая имела бы место для точечной цели, перемещающейся параллельно курсу носителя PCA, то она лучше согласуется с фазовой скоростью волны, чем с орбитальной [¹⁻³], т. е. для получения равного смещения плоскости фокусировки изображения точечная цель должна была бы иметь скорость порядка фазовой скорости волны.

Относительно простая модель, сводящая задачу об изображении волны к задаче об изображении точечного рассеивателя, увлекаемого орбитальным движением [⁴⁻⁷], не дает удовлетворительной интерпретации эффекта: фазовой скорости эта модель вообще не содержит, а предположение о связи расфокусировки с радиальными ускорениями, а не с азимутальными перемещениями точек [^{4, 5}], как легко показать, не объясняет стопроцентной корреляции между направлением смещения плоскости наилучшей фокусировки и направлением фазовой скорости волны, наблюдавшейся в экспериментах [³].

Эта же модель предсказывает существование оптимального времени синтеза, зависящего от частоты и амплитуды наблюдаемой поверхности.

ной волны, при превышении которого разрешение быстро ухудшается [6]. Подобного явления не отмечено в эксперименте [3].

Очевидно, такое несоответствие результатов, получаемых в модели элементарных отражателей, с экспериментом объясняется в первую очередь тем, что в простейших вариантах модели не учитывается пространственная периодичность характеристик поверхности. Учет пространственной периодичности в рамках модели в сочетании с предположением о больших временах синтеза резко усложняет математический анализ процесса [14], и, хотя основные выводы из модели, описанные выше, остаются в силе, доказательство их не выглядит достаточно убедительным.

Кроме того, в случае, когда объектом наблюдения является сама волна, обуславливающая орбитальное движение, разбиение поверхности на точечные отражатели, характеризующиеся какими-то фиксированными коэффициентами отражения и нелинейно перемещающиеся в пространстве, вообще не всегда правомерно, поскольку в этом случае изменение всех отражательных характеристик данного элемента поверхности происходит (в среднем) синхронно с его орбитальным движением.

Были предложены и другие подходы к решению задачи. В одном из них получено, что для некоторых частных случаев изображение волны не должно исчезать при времени синтеза, стремящемся в бесконечность [8]. Однако используемый при этом математический аппарат очень громоздок, а полученные результаты имеют форму, требующую численного анализа, что очень усложняет исследование общих закономерностей.

В другом варианте, использующем лишь аналитические методы, было получено выражение для смещения плоскости наилучшей фокусировки, удовлетворительно согласующееся с экспериментом, но при этом рассмотрение ограничивалось либо малыми временами синтеза, либо исчезающе малыми высотами изображаемых волн [3, 9].

В настоящей работе метод, используемый в [3, 9], распространяется на случай произвольных времен синтеза, а также предлагается трактовка физического смысла полученных результатов.

1. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА РСА-ИЗОБРАЖЕНИЙ ВОЛНЕНИЯ

Рассмотрим формирование изображения длинной синусоидальной волны при произвольном времени синтеза. Чтобы не загромождать изложение, предположим, что волна перемещается строго параллельно курсу носителя РСА и что регулярные вариации интенсивности мелкомасштабного волнения (ряби) по фазе крупной волны отсутствуют, и волновое изображение обусловлено исключительно орбитальным движением, т. с. частотной модуляцией обратно-рассеянного излучения [9]. Основной целью данного раздела является исследование эффектов крупномасштабного волнения, и поэтому собственным движением ряби мы пока пренебрежем, а также пренебрежем горизонтальной компонентой орбитальной скорости, которая в данном случае, очевидно, гораздо меньше влияет на фазу рассеянного излучения, чем вертикальная. Все это позволяет опустить время в аргументах функции, описывающей форму ряби: $z=z(x, y)$.

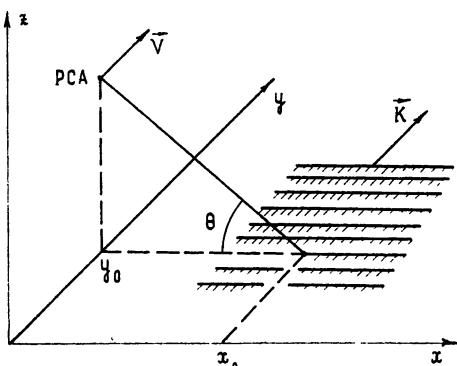


Рис. 1.

В рамках двухмасштабной модели рассеяния для входного сигнала РСА, движущейся в направлении y со скоростью V (рис. 1), можно записать, пренебрегая поляризационными эффектами и зависимостью от дальности интенсивности обратно-рассеянного излучения [9]:

$$E(x_0, y_0) \sim \int u(x-x_0, y-y_0) \exp [2ikx \cos \theta + \\ + ikr^{-1}(y-y_0)^2 - 2ikh(x, y, t) \sin \theta] z(x, y) dx dy, \quad (1)$$

где $u(x, y)$ — передаточная функция, учитывающая форму диаграммы направленности антенны (по y) и форму зондирующего импульса (по x), θ — угол скольжения, $k=2\pi/\lambda$ — волновое число радиоизлучения, r — дальность до центра освещенного участка (точки x_0, y_0), $h(x, y, t)$ — форма крупной волны, $t=y_0/V$.

Для того чтобы получить изображение, необходимо свернуть выражение (1) с опорной функцией $\exp(-ikay_0^2/r)$ и взять квадрат модуля результата. Чтобы исключить случайную тонкую структуру изображения, усредним его по реализациям ряби $z(x, y)$, предполагая при этом $h(x, y, t)$ регулярной, что соответствует операции некогерентного накопления. Таким образом, профиль изображения запишется как

$$P(x_0, y_0) \sim \left\langle \left| \int_{-Vt_c/2}^{Vt_c/2} E(x_0, y_0 + \xi) \exp(-ika\xi^2/r) d\xi \right|^2 \right\rangle, \quad (2)$$

где t_c — время синтеза. Множитель a в опорной функции учитывает возможную перестройку системы восстановления изображения, соответствующую фокусировке для оптической системы. Для стационарной поверхности $a=1$.

Очевидно, что при сделанном предположении о независимости средних характеристик поверхности от координаты x функция P также не будет зависеть от x_0 . Соответственно вид передаточной функции по x в (1) не играет роли, и мы опускаем ее.

Если время синтеза меньше времени наблюдения данной точки поверхности, то последнее также несущественно и может быть положено бесконечным. Таким образом, передаточную функцию по y также опускаем.

Множитель $\exp(2ikx \cos \theta)$ в (1) в сочетании с зависимостью z от x отражает просто резонансный характер рассеяния и даст в конечном счете постоянный множитель в выражении для $P(y_0)$, равный спектральной плотности ряби на брэгговской длине волн [9]. Поэтому указанный множитель и зависимость z от x опускаем.

Учитывая все сказанное, после подстановки (1) в (2) получаем

$$P(y_0) \sim \int \exp \{ -2ik [h(y_1, t_1) - h(y_2, t_2)] + \\ + ikr^{-1} [(y_0 - y_1)^2 - (y_0 - y_2)^2 + 2(y_0 - y_1)\xi_1 - 2(y_0 - y_2)\xi_2 + \\ + (1-a)(\xi_1^2 - \xi_2^2)] \} R(y_1 - y_2) dy_1 dy_2 d\xi_1 d\xi_2, \quad (3)$$

где $ti = (y_0 + \xi_i)/V$, R — функция корреляции ряби.

При практических реальных параметрах станции множителем $\exp \{ (ik/r) [(y_0 - y_1)^2 - (y_0 - y_2)^2] \}$ можно пренебречь [7].

По предположению, $h=h(y-vt)$. Перейдя в систему координат, движущуюся с волной,

$$y'_i = y_i - (y_0 + \xi_i)v/V,$$

изменив масштаб изображения,

$$y'_0 = y_0(1 - v/V),$$

и заменив переменные

$$y'_1 - y'_2 = 2\eta, \quad \xi_1 - \xi_2 = 2\psi,$$

$$y'_1 + y'_2 = 2y, \quad \xi_1 + \xi_2 = 2\xi,$$

из (3) получим

$$\begin{aligned} P(y'_0) \sim & \int \exp \{-2ik [h(y + \eta) - h(y - \eta)] + \\ & + 4ikr^{-1} [(y'_0 - y)\psi - \xi\eta + (1 - 2vV^{-1} - a)\xi\psi]\} \times \\ & \times \tilde{R}(2\eta + 2\psi V) dy d\eta d\psi. \end{aligned}$$

Пределы интегрирования по y и η бесконечны, по ξ и ψ — ограничены прямыми $\xi = \pm \psi \pm Vt_c/2$.

Предполагается, что функция корреляции ряби очень узка — порядка нескольких λ , и поэтому при интегрировании по η можно положить $\eta = \eta_0 = -\psi V/V$ в аргументах h . Тогда

$$\begin{aligned} P(y'_0) \sim & \int \exp \{-2ik [h(y + \eta_0) - h(y - \eta_0)] + \\ & + 4ikr^{-1} [(y'_0 - y)\psi + (1 - vV^{-1} - a)\xi\psi]\} \times \\ & \times \tilde{R}(2k\xi/r) dy d\xi d\psi, \end{aligned} \quad (4)$$

где \tilde{R} — спектральная плотность ряби. Как уже говорилось, \tilde{R} имеет ширину порядка k , и поэтому при $Vt_c \ll r$ можно считать $\tilde{R}(2k\xi/r) \simeq \tilde{R}(0) = \text{const}$. Расфокусировка соответствует член, пропорциональный $\xi\psi$ в показателе экспоненты (это видно хотя бы из сравнения со случаем стационарной поверхности: $v = 0$ и $a = 1$). Для восстановления фокусировки следует положить в (4)

$$a = 1 - v/V. \quad (5)$$

Легко показать, что это значение, которое уже было получено ранее для малого времени синтеза [9] либо для малой высоты волны [3], соответствует также фокусировке на точечную цель, движущуюся вдоль оси y со скоростью $v/2$.

Далее, если $h = A \cos Ky$, то

$$h(y + \eta_0) - h(y - \eta_0) = 2A \sin Ky \sin K\eta_0,$$

и соответствующую экспоненту можно разложить в ряд

$$\exp(-4ik \sin \theta \sin K\eta_0 \sin Ky) = \quad (6)$$

$$= \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(4kA \sin \theta \sin K\eta_0) \exp(inKy),$$

где J_n — функции Бесселя.

Подставив (5) и (6) в (4), получим

$$P(y'_0) \sim \sum_n J_n \left(4kA \sin \theta \sin \frac{nrvK^2}{4kV} \right) \times \\ \times \exp(inKy'_0)(1 - |n|rK(2kVt_c)^{-1}). \quad (7)$$

Если n невелико, $r/V \leq 100$ с, $\lambda \leq 20$ см, $\Lambda = 2\pi/K \geq 20$ м, то

$$|n|rK^2/4kV \ll 1, \quad (8)$$

второй синус в аргументе функции Бесселя в (7) можно заменить значением его аргумента. Окончательно получаем

$$P(y'_0) \sim \sum_n J_n(n\Delta_0 K) \left(1 - \frac{|n|\Delta y_0}{2\Lambda} \right) \exp(inKy'_0), \quad (9)$$

где $\Delta_0 = (r/V)AKv \sin \theta$ — амплитуда радиальной составляющей орбитальной скорости, $\Delta y_0 = r\lambda/Vt_c$ — азимутальное разрешение РСА по неподвижной поверхности по нулям передаточной функции. Суммирование в (9) производится по всем n , для которых $|n|\Delta y_0 < 2\Lambda$.

Второй множитель в (9) учитывает ослабление гармоник за счет конечного разрешения станции, причем без учета собственного движения ряби это разрешение оказывается равным Δy_0 . При $t_c \rightarrow \infty$ разложение (9) совпадает с полученным в работе [9] для малых времен синтеза (но таких, которые позволяют разрешить данную волну). Таким образом, орбитальное движение не препятствует когерентному накоплению при синтезе изображения синусоидальной волны.

Собственное движение ряби учитывается точно таким же образом, как и для малых времен синтеза или в отсутствие крупного волнения [7, 9]. Напомним вкратце, к чему оно приводит.

Собственное движение брэгговской компоненты k_B со скоростью $s = \omega/k_B$ приведет к необнаружимому сдвигу всего изображения по азимуту в ту или другую сторону (в зависимости от знака s) на величину $(r/V)s \cos \theta$. Возможное, в принципе, одновременное существование на каждом участке поверхности брэгговских составляющих, движущихся как к станции, так и от нее, приведет к раздвоению (в среднем) изображения и к резонансному ослаблению изображений волн с азимутальными проекциями волновых векторов, отвечающими условию [9]

$$(n+1/2)\Lambda_y = 2(r/V)s \cos \theta, \quad (10)$$

где $\Lambda_y = 2\pi/K_y$.

Непрерывное уширение $\Delta\omega$ временного спектра колебаний той же составляющей около значения ω на каждом малом в азимутальном направлении участке поверхности (или, что то же самое, непрерывный разброс брэгговской составляющей по фазовым скоростям) ограничит азимутальное разрешение значением

$$\Delta y = r\lambda/V\tau_0, \quad (11)$$

где $\tau_0 = 2\pi/\Delta\omega$ — «время жизни» или «время когерентности» брэгговских колебаний [7, 10, 14].

Следовательно, и с учетом собственного движения ряби контрастность изображения волны не ухудшается с увеличением времени синтеза (и практически не зависит от последнего при $t_c > \tau_0$). Не влияют эти эффекты и на положение наилучшей фокусировки.

Таким образом, мы получили, что:

— наилучшая фокусировка азимутально перемещающейся синусоидальной волны должна достигаться при смещении плоскости изображения на величину, соответствующую половине фазовой скорости волны;

— контрастность изображения волны не должна за счет орбитального движения уменьшаться с увеличением времени синтеза практически при сколь угодно больших его значениях.

Хотя эти результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными (во всяком случае, не противоречат им), физическое содержание их остается недостаточно ясным. Это побуждает к поиску более простых и наглядных, хотя, возможно, и менее строгих способов описания процесса синтеза радиолокационного изображения волнения.

Выше была рассмотрена простейшая ситуация. Учет реальных особенностей крупномасштабного волнения (модуляции интенсивности обратного рассеяния, конечной ширины пространственно-временного спектра) тем же методом, в принципе, возможен, в том числе и для произвольного угла между средним направлением распространения волны и линией пути. Однако анализ при этом становится едва обозримым, еще больше возрастает количество приближений, и все это, естественно, уменьшает надежность получаемых результатов. Это также требует разработки более простых методов теоретического исследования.

Попытки построения такого метода посвящены последующие два раздела.

2. ЭФФЕКТ РАСФОКУСИРОВКИ ПРИ СИНТЕЗЕ АПЕРТУРЫ И ДВУХЧАСТОТНЫЙ МЕТОД

Как известно, между синтезом апертуры и согласованной фильтрацией рассеянного излучения при зондировании линейно-частотно-модулированными сигналами существуют глубокие аналогии. Фактически синтез апертуры можно рассматривать как согласованную фильтрацию при доплеровской линейной частотной модуляции рассеянного излучения, возникающей за счет движения РСА.

И для ЛЧМ излучения, и для азимутальной координаты РСА при времени когерентного накопления, стремящемся в бесконечность, вариации мощности выходного сигнала согласованного фильтра можно записать в виде

$$P(t_0) \sim \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \exp \left[\frac{i\beta_t}{2} (t - t_0)^2 \right] dt \right|^2, \quad (12)$$

где $E(t)$ — входной сигнал (ср. с формулой (2)). Время t в (12) пересчитывается в пространственные координаты через соотношения $x = ct/2 \cos \theta$ (где c — скорость света) для ЛЧМ сигнала и $y = vt$ для азимутальной координаты РСА.

Будем рассматривать спектр мощности выходного сигнала (т. е. изображения) $P(t_0)$, считая, что наличие в спектре максимума, смещенного относительно начала координат, означает наличие изображения волнения, а величина максимума пропорциональна контрастности этого изображения. Тогда имеем

$$S(\sigma) = \int P(t_0) \exp(i\sigma t_0) dt_0 = \quad (13)$$

$$= \exp \left(-\frac{i\sigma^2}{2\beta_t} \right) \int_{-\infty}^{\infty} E(t) E^*(t + \sigma\beta_t) \exp(i\sigma t) dt.$$

Это соотношение, описывающее переход от входного сигнала к спектру изображения, минуя этап восстановления изображения, впервые приведено в работе [11]. Там же показано, что при конечном времени синтеза (или конечной длительности ЛЧМ сигнала) выраже-

ние (13) должно быть дополнено некоторой передаточной функцией, которая несущественна для дальнейшего рассмотрения.

В соответствии с выражением (13) значение спектра изображения на частоте σ совпадает со значением спектра (на той же частоте) входного сигнала $E(t)$, умноженного на себя со сдвигом по времени σ/β_t . Как было отмечено автором алгоритма [11], такой метод измерения спектральных характеристик модуляции отражательной способности поверхности в случае зондирования ее ЛЧМ излучением (очевидно, вариации плотности «изображения» $P(t_0)$ связаны с вариациями отражательной способности поверхности вдоль направления излучения) полностью эквивалентен хорошо известному двухчастотному методу [12]. Этот метод заключается в одновременном наклонном освещении некоторого участка поверхности непрерывным излучением на двух близких частотах и последующем анализе спектра произведения отраженных сигналов; этот спектр имеет вид, схематически изображенный на рис. 2. Величина пика в спектре рис. 2 пропорциональна глубине модуляции отражательной способности на пространственной частоте K , отвечающей условию Брэгга для разности волновых чисел зондирующих сигналов k_1 и k_2 :

$$K = 2(k_1 - k_2) \cos \theta,$$

а частота его в случае неподвижной поверхности равна разности частот зондирующих сигналов.

Относительный сдвиг отраженных сигналов по времени σ/β_t , предписываемый выражением (13), для случая зондирования поверхности ЛЧМ излучением эквивалентен заданию фиксированной разности частот зондирующих сигналов σ в совпадающие моменты времени. Таким образом выражение (13) описывает процедуру обработки, используемую в двухчастотном методе, а в качестве $S(\sigma)$ берется величина пика в спектре рис. 2.

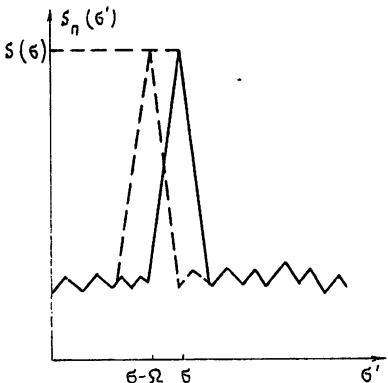


Рис. 2.

Сказанное выше заставляет предположить, что формирование спектра РСА-изображения в азимутальном направлении и измерение спектра модуляции отражательной способности поверхности можно интерпретировать с помощью одних и тех же физических представлений.

Основой двухчастотного метода служит корреляция между брэгговскими составляющими ряби с пространственными частотами $k_{B_1} = 2k_1 \cos \theta$ и $k_{B_2} = 2k_2 \cos \theta$ в направлении излучения, возникающая за счет появления комбинационных составляющих при регулярной модуляции интенсивности ряби в том же направлении на разностной пространственной частоте $K = k_{B_1} - k_{B_2}$; эта корреляция тем большая, чем больше глубина модуляции, и измеряется описанным выше способом.

Аналогично, модуляция параметров ряби в направлении y , перпендикулярном направлению излучения, приведет к появлению корреляции между составляющими ряби с волновыми векторами, y -компоненты которых отличаются на величину K . Легко показать, что при квадратичной аппроксимации формы волнового фронта излучения это, в свою очередь, приведет к появлению корреляции между значениями входного сигнала РСА при смещении носителя вдоль оси y на расстояние $\delta y = Kr/2k$ (или на время $\delta t = Kr/2kV$). Из выражения (13) следует, что спектральный анализ синтезированного изображения эквивалентен

измерению этой корреляции. Отличие заключается лишь в том, что вследствие сильно растянутого временного масштаба при синтезе апертуры оказывается существенной не только амплитудная, но и частотная модуляция рассеянного излучения орбитальным движением, которая и рассматривалась в разд. 1.

Итак, мы получили, что спектр произведения $E(t)E^*(t + \sigma/\beta_t)$ для азимутальной координаты РСА (дальность фиксирована) должен иметь вид, изображенный на рис. 2. Перепишем выражение (13) в пространственных координатах $t = y/V$, $\sigma = KV$, $\beta_t = \beta V^2$. Получим

$$S(K) \sim \int E(y) E^*(y + K/\beta) \exp(iKy) dy \quad (14)$$

(постоянный фазовый множитель не играет роли). Из сравнения с (2) и (12) видно, что здесь $\beta = 2ka/r$.

Из теории двухчастотного метода известно, что движение модулирующей волны с постоянной скоростью приводит к смещению положения пика в спектре рис. 2 на величину, равную частоте колебаний волны $\Omega(K)$. Естественно предположить, что то же самое будет справедливо и для спектра произведения $E(y)E^*(y + K/\beta)$; в пространственных координатах смещение будет равно Ω/V . Следовательно, для того чтобы получить максимальную величину $S(K)$, т. е. максимальную контрастность изображения волны, нужно взять значение спектра в (14) не в точке K , а в точке $K' = K - \Omega/V = K(1 - v/V)$. Тогда вместо (14) получим

$$S(K, K') \sim \int E(y) E^*(y + K/\beta) \exp(iK'y) dy. \quad (15)$$

Для того чтобы привести выражение (15) к виду (14), необходимо заменить в (15) K на K' , что соответствует искажению масштаба, обусловленному взаимным перемещением РСА и волны, а β заменить на $\beta' = \beta(1 - v/V)$, что соответствует перефокусировке, описываемой формулой (5).

Прямой подстановкой выражений для рассеянного поля в произведение $E(y)E^*(y + K/\beta)$ легко показать, что при перемещении точечной цели вдоль оси y со скоростью v смещение положения пика в спектре произведения будет вдвое большим, чем в случае перемещения огибающей модуляции отражательной способности, рассмотренном выше.

Отметим, что выражение (14) по сути содержит описание удобного метода определения положения наилучшей фокусировки: вместо многочленного восстановления изображения при различной фокусировке с последующим сравнением характеристик полученных изображений достаточно найти положение пика в спектре $E(y)E^*(y + K/\beta)$ при K , примерно равном волновому числу исследуемой системы волн.

3. ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВРЕМЕНИ СИНТЕЗА И ФУНКЦИЯ КОРРЕЛЯЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ОТРАЖЕННОГО СИГНАЛА

Для того чтобы получать информацию о глубине модуляции отражательной способности на пространственной частоте K , отказавшись от измерения скорости перемещения модулирующей волны, достаточно иметь интеграл от спектральной плотности $|S(K, K')|^2$ произведения $E(y)E^*(y + K/\beta)$ (см. формулу (15)) по волновым числам K' . Интегрирование случайного фона (рис. 2) при достаточном усреднении даст одинаковое значение для всех K . Различия в результатах интегрирования для разных K будут связаны с различиями в величинах пиков и поэтому в той же степени, что и последние, будут являться мерой модуляции отражательной способности. Из (15) имеем

$$B(K) = \int |S(K, K')|^2 dK' = \int |E(y)|^2 |E(y + K/\beta)|^2 dy. \quad (16)$$

Сместив $|E(y)|^2$ в (16) к нулевому среднему и перейдя к временным переменным $y=Vt$, $K/\beta=V\tau$, мы получим алгоритм уже известного метода определения характеристик модуляции отражательной способности поверхности с помощью автокорреляционной функции квадрата амплитуды отраженного сигнала [13], который для краткости мы будем называть методом Вайсмана—Джонсона. Из (16) видно, в частности, что синусоидальная модуляция отражательной способности на пространственной частоте K_0 приведет к появлению в $B(\tau)$ пика в точке

$$\tau_m = K_0/\beta V = K_0 r / 2kV.$$

Очевидно также, что волновая система, порождающая пик в $B(\tau)$, при надлежащей фокусировке может быть отображена с помощью РСА.

Как отмечено в работе [13], причина возникновения пика в $B(\tau)$ достаточно очевидна. Если рассеивающая поверхность состоит из последовательности точечных отражателей, разделенных по y интервалами $\Lambda_0=2\pi/K_0$, то обратно-рассеянный сигнал (например, для фиксированной дальности РСА) будет состоять из суммы подобных сигналов с доплеровской линейной частотной модуляцией, но смещенных один относительно другого на частоту $\Delta f=2kV/K_0$. Нелинейная операция возведения в квадрат выделит эту и кратные частоты, и в функции автокорреляции величины $|E(t)|^2$ возникнет последовательность пиков, разнесенных на длительность периода $\Delta f^{-1}=K_0 r / 2kV$. Кажется вполне естественным, что для синусоидально модулированной поверхности сохраняется только первый пик [13].

Из изложенного ясно, что орбитальное движение не может повлиять на азимутальную разрешающую способность РСА, т. е. оно не ограничивает диапазон волновых чисел K , для которых может быть получен пик в $B(\tau)$. Достаточно, чтобы модуляция (амплитудная и частотная) отражательной способности поверхности была пространственно периодической в каждый момент времени, а фаза модуляции не изменялась существенно за время, необходимое для получения пика в $B(\tau)$:

$$\Omega \tau_m \ll 1 \quad \text{или} \quad rvK^2/2kV \ll 1.$$

Это есть условие (8) для $n=1$, и в данном контексте оно приобретает ясный смысл.

Можно распространить этот подход на случай конечной ширины пространственного и временного спектров волнения. В соответствии с предложенной интерпретацией ясно, что времененная изменчивость формы волны не играет роли. Достаточно, чтобы пространственный спектр модуляции не изменялся существенно за время τ_m . Теоретически при времени синтеза, стремящемся в бесконечность, каждая составляющая модуляции будет наблюдаться при своей фокусировке. Вся картина волнения будет получена в изображении одновременно, если уширение пика в спектре, изображенном на рис. 2, равное t_c^{-1} , будет больше, чем ширина временного спектра модуляции $\Delta\Omega/2\pi$. На практике это может ограничить допустимое время синтеза несколькими секундами.

Закономерности влияния собственного движения ряби на синтез изображения волнения, описанные в разд. 1, могут быть получены и с помощью метода Вайсмана—Джонсона.

Резонансное ослабление изображения волны произойдет, если разность доплеровских частот сигналов, рассеянных от противоположно распространяющихся брэгговских составляющих ряби на данном малом участке поверхности, равная удвоенной частоте собственных колебаний ряби 2ω , окажется равной разности доплеровских частот сигна-

лов, рассеянных от самого светлого и самого темного участков периода волны:

$$2\omega/2\pi = \Delta f/2, \text{ где } \Delta f = 2kV/Kr \quad (17)$$

(для первой пространственной гармоники изображения).

Аналогично, уширение доплеровского спектра за счет собственного движения ряби должно быть меньше Δf :

$$\tau_0^{-1} < \Delta f. \quad (18)$$

Легко убедиться в том, что условия (17) и (18) в точности совпадают с условиями (10) (при $n=0$) и (11) соответственно.

Аналогия между синтезом апертуры и методом Вайсмана—Джонсона позволяет также дополнить теорию последнего. В работе [13] при анализе этого метода движением поверхности полностью пренебрегалось. Мы можем утверждать, что величина пика в $B(\tau)$ будет зависеть от орбитального движения так же, как и контраст изображения волны, и будет описываться выражениями, подобными тем, что были получены для спектральных компонент синтезированного изображения. В случае невертикального зондирования поверхности по методу Вайсмана—Джонсона надо учитывать также собственное движение ряби, как это делалось выше.

Процесс синтеза радиолокационного изображения поверхности с узкополосной амплитудной и частотной модуляцией отражательной способности — изображения морского волнения — рассмотрен как процесс измерения обусловленной этой модуляцией корреляции между значениями обратно-рассеянного излучения РСА при различных азимутальных положениях последней. Получено, во-первых, что плоскость наилучшей фокусировки изображения азимутально распространяющейся волновой системы должна быть смещена как плоскость фокусировки изображения точечной цели, движущейся вдоль курса со скоростью, равной половине фазовой скорости волны, независимо от прочих параметров волнения и от параметров станции, включая время синтеза. Во-вторых, показано, что контрастность изображения волны не должна зависеть от времени синтеза при достаточно больших значениях последнего.

Те же результаты получены путем прямого анализа преобразования входного сигнала РСА, рассчитанного в соответствии с двухмасштабной моделью рассеяния, в изображение для случая синусоидальной модулирующей волны без ограничений на время синтеза.

Оба эти результата не противоречат имеющимся экспериментальным данным.

Поскольку движение крупномасштабной волны не препятствует синтезу ее изображения (при оптимальной обработке), то единственным фактором, ограничивающим достижимое азимутальное разрешение РСА по отношению к морскому волнению, т. е. определяющим минимальную разрешаемую длину волны в изображении, является собственное движение брэгговской составляющей ряби, а именно ее «время жизни», или «время когерентности».

Определение этой величины для реальных условий является сегодня одной из самых насущных задач, связанных с применением радиолокаторов с синтезированной апертурой для изображения поверхностного морского волнения.

ЛИТЕРАТУРА

1 Jain A.—Appl Phys, 1978, 15, № 3, p 323.

2 Shuchman R. A, Zelenka J S.—Boundary Layer Meteor, 1978, 13, № 1—4, p 181.

3. Иванов А. В. — Исслед. Земли из космоса, 1982, № 1, с. 102
4. Alpers W. R., Rufenach C. L. — IEEE Trans., 1979, AP-27, № 5, p. 685
5. Alpers W. R., Rufenach C. L. — In «Seasat-SAR Processor» (ESA SP-154), selected papers from a workshop ESRIN, Frascati, Italy, 10—14 Dec 1979.
6. Swift C. T., Wilson L. R. — IEEE Trans., 1979, AP-27, № 6, p. 725.
7. Иванов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 12, с. 1750.
8. Valenzuela G. R. — Radio Sci., 1980, 15, № 1, p. 105.
9. Иванов А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 8, с. 925
10. Raney R. K. — IEEE Trans., 1980, AP-28, № 6, p. 777
11. Hasselman K. — Int. J. Rem. Sens., 1980, 1, № 3, p. 219
12. Plant W. J. — IEEE Trans., 1977, AP-25, № 1, p. 28
13. Weissman D. E., Johnson J. W. — IEEE Trans., 1979, AP-27, № 6, p. 730
14. Rufenach C. L., Alpers W. R. — IEEE Trans., 1981, AP-29, № 3, p. 422

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

Поступила в редакцию
11 июня 1982 г

PRINCIPAL PROPERTIES OF SYNTHETIC APERTURE RADAR IMAGES OF OCEAN WAVES FOR LARGE INTEGRATION TIMES AND THEIR INTERPRETATION

A. V. Ivanov

A process of synthetic aperture radar imaging of ocean surface waves is considered as a process of measuring correlation between values of the SAR backscattered radiation at the SAR platform different azimuthal positions. In this way a relatively simple description is suggested for the focusing effect, inherent for the SAR imaging of ocean waves, and for the wave image contrast dependence on the integration time (the contrast is shown to not degrade with the time increase). The same results are also obtained with a more rigorous, but simultaneously a much more awkward technique, by analysing transformation of the backscattered radiation, taken in the framework of the two-scale model, into the SAR image.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, т. 59, вып. 1, 1982 г.

(Окончание)

Вальц И. Е. О возможности наблюдения радиорекомбинационных линий от квазаров

Оценивается возможность наблюдения низкочастотных рекомбинационных радиолиний тяжелых элементов в направлении на квазары при наличии областей, в которых формируются оптические линии поглощения. Физические параметры поглощающих зон требуют учета механизма динамической рекомбинации, который значительно усиливает линии тяжелых элементов по сравнению с линиями водорода

Абраменков Е. А., Крымкин В. В. Наблюдения туманностей IC 405, IC 410 в дециметровом диапазоне волн

На радиотелескопе УТР-2 проведены наблюдения областей ионизованного водорода IC 405, IC 410 на пяти частотах в интервале 12,6—25 МГц с разрешением 0°,5—1°. Области H II видны в поглощении. Средняя объемная плотность нетеплового излучения межзвездной среды на частоте 12,6 МГц в направлении туманности IC 405 равна 135 K pc^{-3} , в направлении туманности IC 410 — 37 K pc^{-3} . Кинетическая температура IC 410 составляет $11\,000 \text{ K}$, электронная концентрация $\sim 12 \text{ см}^{-3}$

Петрухин Н. С. О рефракционных волноводах для акусто-гравитационных волн

Рассматривается рефракция акусто-гравитационных волн в атмосфере с плавно и монотонно меняющейся температурой. Показано, что любой слой такой атмосферы является рефракционным волноводом для акустических и гравитационных волн определенных частот. На диагностической диаграмме частота—горизонтальное волновое число указаны области, соответствующие «захваченным» волнам

Смирнова Т. В. Зависимость энергий дрейфующих субимпульсов от мгновенной скорости дрейфа

Показано, что в среднем с увеличением мгновенной скорости дрейфа увеличиваются разность и огашение энергий последовательных субимпульсов для PSR 0809+74. Соотношение энергий последовательных субимпульсов изменяется при значениях скорости, близкой к средней. Характерное время корреляции между энергией и мгновенной скоростью субимпульсов $\sim (1-2) P_1$.