

УДК 621.371

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТЕЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО РАДИОЛОКАТОРА С СИНТЕЗИРОВАННОЙ АПЕРТУРОЙ С ПРОДОЛЬНОЙ БАЗОЙ В ЗАДАЧЕ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА

М. Б. Каневский

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Предлагается простой метод оценки разрешающей способности интерференционного радиолокатора с синтезированной апертурой с продольной базой при измерении скорости течений на поверхности океана. Метод не требует обычно применяемого для этой цели трудоёмкого численного моделирования.

ВВЕДЕНИЕ

Со времени своего появления [1, 2] интерференционный радиолокатор с синтезированной апертурой (ИРСА) с продольной базой показал себя как чрезвычайно полезный и многообещающий инструмент для обнаружения и изучения течений, а также порождающих их внутриокеанических явлений, проявляющихся на поверхности через создаваемое ими специфическое (т. е. присущее каждому конкретному явлению) поле скоростей.

В отличие от обычного РСА, рассматриваемый интерферометр в его традиционной конфигурации оборудован двумя антеннами, расположенными на расстоянии B одна от другой вдоль направления полёта носителя и смотрящими на один и тот же участок поверхности.

Принцип действия ИРСА с продольной базой состоит в измерении разности фаз сигнала, отражённого от зондируемого участка поверхности и пришедшего к первой и второй антеннам последовательно через промежуток времени $\tau = B/V$ или $\tau = B/(2V)$, где V — скорость носителя. (Временная задержка $\tau = B/V$, если каждая из антенн по отдельности используется для излучения и приёма, и $\tau = B/(2V)$, если для излучения используется одна, а для приёма обе антенны [3].) Измерив разность фаз ϕ за время τ , можно определить доплеровскую частоту эхо-сигнала

$$f = \phi/(2\pi\tau), \quad (1)$$

а затем и радиальную (т. е. в проекции на направление зондирующего луча) скорость рассеивателей на поверхности:

$$v_{\text{рад}} = \frac{\lambda f}{2 \sin \theta_0} = \frac{\lambda \phi}{4\pi\tau \sin \theta_0}. \quad (2)$$

Здесь λ — рабочая длина волны, θ_0 — угол падения луча. Как видно из формулы (2), точность измерения скорости течения повышается с увеличением времени τ , на котором измеряется набег фазы ϕ . Однако значение τ не может быть сколь угодно большим, но не только (и не столько) потому, что не может быть сколь угодно большим расстояние B между двумя антеннами ИРСА. Дело в том, что разность фаз принципиально нельзя измерить на временном отрезке τ , превышающем характерное время флуктуаций эхо-сигнала $\tau_{\text{кор}}$, и, следовательно, для того, чтобы оценить точность измерения скорости течений с помощью ИРСА, необходимо знать $\tau_{\text{кор}}$.

Кроме того, следует иметь в виду, что мгновенное значение ϕ при единичном измерении содержит информацию не только о скорости течения, но и об орбитальных скоростях в поле волнения. Для оценки разрешающей способности ИРСА следует определить число некоррелированных

значений разности фаз ϕ , необходимое для того, чтобы отфильтровать орбитальные скорости, и, соответственно, определить размер участка поверхности, на котором можно накопить указанное число; эта задача рассматривается в настоящей статье.

Изучению возможностей ИРСА посвящён ряд работ (см., например [4–6]), причём в [4, 5] широко используется численное моделирование, в частности, для того, чтобы получить оценку $\tau_{\text{кор}}$ для различных параметров ИРСА и внешних условий. Ниже излагается простой метод получения необходимых оценок без обращения к численному моделированию.

1. КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО РАДИОЛОКАТОРА С СИНТЕЗИРОВАННОЙ АПЕРТУРОЙ

Последующий анализ основан на известной композиционной (двухмасштабной) модели морской поверхности, в соответствии с которой эхо-сигнал микроволнового радиолокатора приходит от резонансной ряби с длиной волны порядка длины рабочей волны радиолокатора, а крупные волны проявляются в амплитудной и частотной модуляции эхо-сигнала.

Рассмотрим корреляционную функцию

$$B_{\text{ИРСА}}(\tau) = \langle a_{\text{РСА.1}}(\mathbf{r}, t) a_{\text{РСА.2}}^*(\mathbf{r}, t + \tau) \rangle, \quad (3)$$

где $a_{\text{РСА.1}}$ и $a_{\text{РСА.2}}$ — комплексные амплитуды сигналов первой и второй антенн, звёздочка сверху означает комплексное сопряжение, а угловые скобки — усреднение по реализациям поверхности.

Как показано в [7] для ИРСА с продольной базой, работающего над океаном, функция $B_{\text{ИРСА}}(\tau)$ по форме не отличается от корреляционной функции эхо-сигнала неподвижного доплеровского радиолокатора. Неявное различие состоит в том, что в данном случае эхо-сигнал в каждый момент времени формируется не физическим элементом разрешения, а областью, из-за орбитальных скоростей значительно расширенной по сравнению с номинальным разрешением РСА и сдвинутой в азимутальном направлении из-за средней скорости на поверхности. Таким образом,

$$B_{\text{ИРСА}}(\tau) \propto \sigma_0^+ \exp(-2i\mathbf{k}\mathbf{v}_0\tau) \exp(-2k^2\sigma_{\text{рад}}^2\tau^2 - 2i\mathbf{k}\mathbf{v}_\phi\tau) + \sigma_0^- \exp(-2i\mathbf{k}\mathbf{v}_0\tau) \exp(-2k^2\sigma_{\text{рад}}^2\tau^2 + 2i\mathbf{k}\mathbf{v}_\phi\tau), \quad (4)$$

где σ_0^+ и σ_0^- — удельные сечения рассеяния двух компонент спектра резонансной ряби — двух волн, бегущих по направлению на локатор (σ_0^+) или от локатора (σ_0^-) с фазовой скоростью v_ϕ , а $\sigma_{\text{рад}}$ — среднеквадратическое значение радиальной составляющей орбитальной скорости в поле крупных волн. Средняя скорость $\mathbf{v}_0$ помимо скорости течения включает в себя скорость ветрового сноса и стоковому компоненту.

Измерения доплеровского спектра (см., например [8]) показывают, что в спектре микроволнового эхо-сигнала от морской поверхности практически отсутствуют компоненты, обусловленные рассеянием на волне ряби, направление распространения которых имеет отрицательную проекцию на направление ветра. Исключение составляет лишь случай зондирования поперёк (или почти поперёк) направления ветра. Поэтому в формуле (4) мы ограничимся одним слагаемым, положив для определённости $\mathbf{k}\mathbf{U} < 0$, где U — скорость ветра на высоте 10 м над средним уровнем поверхности. Учёт второй волны ряби лишь удлинит формулы, не влияя существенно на результат.

Опустив верхний индекс в обозначении σ_0^+ , запишем:

$$B_{\text{ИРСА}}(\tau) = \sigma_0 \exp(-2i\mathbf{k}\mathbf{v}_0\tau) \exp(-2k^2\sigma_{\text{рад}}^2\tau^2 - 2i\mathbf{k}\mathbf{v}_\phi\tau). \quad (5)$$

Из выражения (5) для интервала корреляции, определённого по уровню спада 1/2 функции $B_{\text{ИРСА}}(\tau)$, следует:

$$\tau_{\text{кор}} = \frac{1,3\lambda}{(\cos^2 \theta_0 + \cos^2 \varphi_0 \sin^2 \theta_0)^{1/2} U}, \quad (6)$$

где φ_0 — угол между направлением зондирования (в проекции на горизонтальную плоскость) и генеральным направлением распространения волнения. При написании (6) было учтено, что

$$\sigma_{\text{рад}} \approx (\cos^2 \theta_0 + \cos^2 \varphi_0 \sin^2 \theta_0)^{1/2} \sigma_{\text{орб}}, \quad \sigma_{\text{орб}} \approx 6,8 \cdot 10^{-2} U. \quad (7)$$

В частности, для ИРСА X -диапазона ($\lambda = 3,2$ см) при углах $\theta_0 = 30^\circ$, $\varphi_0 = 45^\circ$ и скорости $U = 10$ м/с из формулы (4) следует: $\tau_{\text{кор}} \approx 5 \cdot 10^{-3}$ с. Эта оценка совпадает с той, что получена в [3] путём численного моделирования.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ

Корреляционной функции (5) соответствует частотный спектр

$$S(\omega) \propto \exp \left[- \left(\frac{\omega - 2k(v_{0,\text{рад}} + v_{\text{ф.рад}})}{2\sqrt{2} k \sigma_{\text{рад}}} \right)^2 \right], \quad (8)$$

от которого с помощью соотношения $\omega = 2kv_{\text{рад}}$ перейдём к распределению радиальных скоростей на поверхности:

$$P(v_{\text{рад}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\text{рад}}} \exp \left[- \left(\frac{v_{\text{рад}} - (v_{0,\text{рад}} + v_{\text{ф.рад}})}{\sqrt{2} \sigma_{\text{рад}}} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Нормировочный множитель в (9) выбран исходя из того, что следующее из (8) распределение скоростей можно рассматривать как плотность вероятности.

Как видно из (2), точность единичного измерения скорости

$$\delta v_{\text{рад}} = \frac{\lambda}{4\pi\tau \sin \theta_0} \delta \phi, \quad (10)$$

где $\delta \phi$ — точность измерения разности фаз сигналов двух антенн, которая по свидетельству [4] в современных ИРСА составляет доли градуса. Поэтому при анализе возможностей интерферометра следует в (9) заменить $\sigma_{\text{рад}}$ на $\sigma_{\text{рад.эфф}}$:

$$\sigma_{\text{рад.эфф}} = \sqrt{\sigma_{\text{рад}}^2 + (\delta v_{\text{рад}})^2}. \quad (11)$$

Для того чтобы из поля скоростей выделить постоянную составляющую, необходимо усреднить измеренные значения ϕ по достаточному количеству N независимых измерений, в результате чего распределение скоростей сузится:

$$P(v_{\text{рад}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi/N} \sigma_{\text{рад.эфф}}} \exp \left[- \left(\frac{v_{\text{рад}} - (v_{0,\text{рад}} + v_{\text{ф.рад}})}{\sqrt{2/N} \sigma_{\text{рад.эфф}}} \right)^2 \right]. \quad (12)$$

Положим, что постоянная составляющая радиальной скорости $\bar{v}_{\text{рад}} = v_{0,\text{рад}} + v_{\text{ф.рад}}$ может быть выделена, если $\bar{v}_{\text{рад}} \geq 3\sigma_{\text{рад.эфф}}/\sqrt{N}$, откуда для требуемой точности измерений следует:

$$\delta \bar{v}_{\text{рад}} = 3[\sigma_{\text{рад}}^2 + (\delta v_{\text{рад}})^2]^{1/2} / \sqrt{N}, \quad (13)$$

поэтому

$$N = 9 \frac{\sigma_{\text{рад}}^2 + (\delta v_{\text{рад}})^2}{(\delta \bar{v}_{\text{рад}})^2}. \quad (14)$$

Поскольку мы интересуемся горизонтальной скоростью $\bar{v}_{\text{рад.гор}} = \bar{v}_{\text{рад}} / \sin \theta_0$, выражение (14) следует переписать в виде

$$N = 9 \frac{\sigma_{\text{рад}}^2 + (\delta v_{\text{рад}})^2}{(\delta \bar{v}_{\text{рад.гор}} \sin \theta_0)^2}. \quad (15)$$

Таким образом, учитывая формулы (7) и (10), получаем число N как функцию параметров интерферометра и внешних условий.

Как было замечено выше, среднее значение скорости, помимо скорости течения, включает в себя скорость ветрового сноса и стоковую компоненту, которые не представляется возможным отделить одно от других. Поэтому вряд ли целесообразно требовать точности измерения скорости выше, чем 10 см/с.

Что касается фазовой скорости ряби, то её величина определяется дисперсионным уравнением, а знак совпадает со знаком проекции вектора скорости ветра на направление зондирования. Следовательно, обладая минимальной информацией о направлении ветра, можно вычесть $v_{\text{ф}}$ из полученного в результате измерений значения $\bar{v}_{\text{рад.гор}}$ и, таким образом, найти скорость течения (включая скорость ветрового дрейфа и стоковую компоненту). В неблагоприятном случае, когда скорость течения и фазовая скорость ряби имеют близкие значения и разные знаки, течение может быть пропущено.

Однако можно обойти требование информации о ветре и уменьшить вероятность пропуска, если использовать двухчастотный интерферометр [9].

Пусть космический ИРСА X-диапазона ($\lambda = 3,2$ см) с базой $B_{\text{эфф}} = B/2 = 2,5$ м движется со скоростью $V = 7,5$ км/с и «смотрит» на океан под углом падения $\theta_0 = 30^\circ$. Если положить погрешности $\delta\phi = 1^\circ$ и $\delta\bar{v}_{\text{рад.гор}} = 10$ см/с, то при скорости ветра $U = 7$ м/с и $\varphi_0 = 45^\circ$ после элементарного расчёта получим $N \approx 900$.

3. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО РАДИОЛОКАТОРА С СИНТЕЗИРОВАННОЙ АПЕРТУРОЙ

Определим разрешение ИРСА как размер участка поверхности, способного обеспечить необходимое число некоррелированных значений величины ϕ . Очевидно, этот участок должен включать в себя N площадок с линейными размерами не менее радиуса корреляции крупномасштабных по сравнению с $\Delta_{\text{РСА}}$ (разрешением РСА) радиальных скоростей.

При $\theta_0 = 30^\circ$ основной вклад в радиальную скорость вносит вертикальная составляющая, поле которой изотропно. Поэтому для корреляционной функции радиальной скорости можно записать:

$$B_{\text{рад}}(\rho) \propto \int_0^{\pi/\Delta_{\text{РСА}}} d\kappa \kappa^2 S(\kappa) \cos(\kappa\rho), \quad (16)$$

где $S(\kappa)$ — «всенаправленный» спектр возвышений поверхности, т. е. зависящий от κ множитель в спектре возвышений, записываемом в полярной системе координат как $W(\kappa, \varphi) = \kappa S(\kappa) \Phi(\varphi)$. Интегрирование в формуле (16) ведётся по крупным волнам, длины которых, по крайней мере вдвое превышают номинальное разрешение РСА [10].

Расчёт, выполненный для спектра волнения Пирсона—Московитца при скорости ветра $U = 7$ м/с и $\Delta_{\text{РСА}} = 15$ м, показал, что огибающая модуля осциллирующей функции $B_{\text{рад}}(\rho)$ спадает в два раза на масштабе $\rho \approx 25$ м.

Очевидно, при каждом единичном измерении охватывается определённый участок поверхности, а именно, элемент разрешения РСА. При указанной скорости ветра азимутальный размер расширенного из-за орбитальных скоростей элемента разрешения космического РСА в зависимости от отношения R/V (R — наклонная дальность) составляет $50 \div 70$ м. С учётом этого обстоятельства получаем, что в рассмотренном случае ИРСА может измерить горизонтальную проекцию радиальной составляющей скорости течения с заданной точностью 10 см/с на площади примерно 2×2 км. Аналогичные расчёты нетрудно выполнить и для иных условий.

В заключение заметим, что оценка разрешающей способности имеет вероятностный характер. Её достоверность определяется выбором критерия различимости двух распределений $P(v_{\text{рад}})$ со значениями параметра $\bar{v}_{\text{рад}}$, отличающимися одно от другого на величину $\delta \bar{v}_{\text{рад}}$. Различить распределения тем проще, чем более узкими они становятся с увеличением N , однако при этом ухудшается разрешающая способность ИРСА. Проблема оптимального соотношения между чувствительностью и разрешающей способностью в каждой конкретной ситуации должна решаться с учётом полученных выше связей между характеристиками ИРСА с одной стороны и внешними условиями с другой.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, ОФН РАН (Программа Радиофизика), ГКФЦП 16.515.11.5077, Правительства РФ (грант 11.G34.31.0048) и Минобрнауки РФ (госконтракт 02.740.11.0566).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goldstein R. M., Zebker H. A. // *Nature*. 1987. V. 328. P. 707.
2. Goldstein R. M., Barnett T. P., Zebker H. A. // *Science*. 1989. V. 246. P. 1282.
3. Carande R. E. // *Proc. IGARSS'92*. 1992. P. 1585.
4. Romeiser R., Thompson D. R. // *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* 2000. V. 38, No. 1. P. 446.
5. Romeiser R. // *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* 2007. V. 45, No. 1. P. 21.
6. Переслегин С. В., Сеницын Ю. П. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2011. Т. 54, № 6. С. 415.
7. Kanevsky M. B. *Radar imaging of the ocean waves*. Elsevier, 2009. 208 p.
8. Poulter E. M., Smith M. J., McGregor J. A. // *J. Geophys. Res. C*. 1994. V. 99, No. 4. P. 7929.
9. Kim D., Moon W. M., Moller D., Imel D. A. // *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* 2003. V. 41, No. 12. P. 2821.
10. Alpers W. // *J. Geophys. Res. C*. 1983. V. 88, No. 3. P. 1745.

Поступила в редакцию 27 декабря 2011 г.; принята в печать 26 апреля 2012 г.

CAPACITY ESTIMATION OF THE ALONG-TRACK INTERFEROMETRIC SYNTHETIC-APERTURE RADAR IN MEASUREMENTS OF THE OCEAN SURFACE CURRENT VELOCITY

M. B. Kanevsky

We propose a simple method for estimation of the resolution of the along-track interferometric synthetic-aperture radar (AT-InSAR) in measurements of the ocean surface current velocity without resorting to the laborious numerical simulation commonly used for this purpose.