

Черновик статьи

Моделирование измерения ЭПР инструментом DPR/GMI на модели заостренной морской поверхности

Понур К.А.

15 января 2021 г.

Введение

Моделирование морской поверхности является важной и активно развивающейся задачей, но несмотря на это остается ряд вопросов, которые требуют дальнейших исследований в приложении к решаемой задаче.

В настоящее время активно применяются модели третьего поколения, наиболее известные из которых модели WAM (WaveModel), SWAN (Simulation Waves Nearshore) и WaveWatch III [1–3]. Для описания поверхностного волнения эти модели применяют уравнения гидродинамики, но в общем виде задача пока не по силам современной вычислительной технике. Благодаря упрощениям и предположениям задача становится «счетной», но требует слишком много вычислительных ресурсов, поэтому этот подход используется для решения научно-исследовательских задач, например, [4–6].

В данной работе на модельной морской поверхности будет решаться задача обратного рассеяния электромагнитного излучения. При её решении необходимо найти отраженное поле вблизи приемной антенны, а для этого необходимо выполнить интегрирование по всей рассеивающей площадке. Для получения точного результата в результате интегрирования необходимо обеспечить шаг по поверхности в несколько раз меньше длины волны излу-

чения [7]- [8]. Для типичного пятна GMI необходимо будет построить модель поверхности размером 25 км^2 с разрешением порядка 0.2 см , вычисление на такой поверхности двумерного интеграла занимает слишком много времени на современной технике. К тому же само моделирование поверхности такого размера является сложной задачей для моделей, опирающихся на уравнения гидродинамики.

Для оценки эффективности работы радиолокационной аппаратуры больше подходит хорошо известный подход, опирающийся на модель спектра волнения, например, [9]. В этом случае морская поверхность представляется в виде набора гармоник, амплитуда которых вычисляется по спектру волнения. При таком подходе смоделированная морская поверхность утрачивает ряд свойств, присущих реальной морской поверхности, но становится более удобной для счета и моделирование может быть проведено на современном настольном компьютере за приемлемое время. Именно этот подход выбран для моделирования морской поверхности в данной работе.

Однако смоделированная одними лишь гармоническими функциями будет симметрична и иметь нулевое среднее. Из экспериментов [10] известно, что настоящая морская поверхность имеет более острые вершины и пологие впадины, по сравнению с синусоидами. Поэтому в данной работе используется модель заостренной поверхности (CWM) [11].

Надо отметить, что для выбранного подхода качество моделирования зависит от используемого спектра волнения и от численной реализации процедуры моделирования. Был выбран спектр [12], учитывающий короткие волны, играющие особую роль в задачах рассеяния.

Моделирование волнения

Обычный способ моделирования морской поверхности по известному спектру волнения заключается в суммировании гармоник с детерминированными амплитудами и случайными фазами. Поле возвышений в этом случае ζ представляется в виде

$$\zeta(\vec{r}_0, t) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M A_n(\vec{\kappa}_{nm}) \cos(\omega_{nm}t + \vec{\kappa}_{nm}\vec{r}_0 + \psi_{nm}),$$

где $\vec{\kappa}$ – двумерный волновой вектор, $\vec{r}_0 = (x_0, y_0)$, $\vec{r} = (x, y)$, ψ_{nm} – случайная фаза равномерно распределенная в интервале от 0 до 2π ,

$A_n(\vec{\kappa}_n)$ – амплитуда гармоники с волновым вектором, вычисляемая по известному спектру волнения [12], $\vec{\kappa}_n$ и временной частотой $\omega_n(\kappa_{nm})$ [13].

Известно что в глубоком море поверхностные частицы на волнах описывают окружность (см. [10]). Следовательно саму волну правильнее описывать параметрическим уравнением трохоиды (см. [11])

$$\begin{aligned} x(\vec{r}, t) &= x_0 - \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M A_n(\vec{\kappa}_{nm}) \frac{\vec{\kappa}_x}{\kappa} \sin(\omega_{nm}t + \vec{\kappa}_{nm}\vec{r}_0 + \psi_{nm}) \\ y(\vec{r}, t) &= y_0 - \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M A_n(\vec{\kappa}_{nm}) \frac{\vec{\kappa}_y}{\kappa} \sin(\omega_{nm}t + \vec{\kappa}_{nm}\vec{r}_0 + \psi_{nm}) \\ \zeta(\vec{r}, t) &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M A_n(\vec{\kappa}_{nm}) \cdot \cos(\omega_{nm}t + \vec{\kappa}_{nm}\vec{r}_0 + \psi_{nm}) \end{aligned} \quad (1)$$

Наклоны поверхности в каждой точке можно найти дифференцируя (1)

$$\begin{aligned} \xi_x(\vec{r}, t) &= \frac{\partial \zeta(\vec{r}, t)}{\partial x_0} = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \kappa_x A_n(\vec{\kappa}_{nm}) \cdot \sin(\omega_{nm}t + \vec{\kappa}_{nm}\vec{r}_0 + \psi_{nm}) \\ \xi_y(\vec{r}, t) &= \frac{\partial \zeta(\vec{r}, t)}{\partial y_0} = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \kappa_y A_n(\vec{\kappa}_{nm}) \cdot \sin(\omega_{nm}t + \vec{\kappa}_{nm}\vec{r}_0 + \psi_{nm}) \end{aligned}$$

GPI/DPR

Вычисление УЭПР

В данной работе будет проводиться Задача: найти УЭПР в зависимости от углов падения.

По-честному её нужно вычислять как

$$\sigma = 4\pi R^2 \left| \frac{E_2^2}{E_1^2} \right|$$

Поле отраженной от поверхности сферической волны запишется как

$$\begin{aligned}
 E_2 &= \frac{1}{\lambda} \int_S \frac{E_1}{R} \exp(-j \cdot 2kR) \cos \theta dS = \\
 &\quad \frac{1}{\lambda} \exp(-j \cdot 2kR_0) \int_S \frac{E_1}{R} \exp\{-j \cdot 2kr\} dS \\
 \frac{E_2}{E_1} &= \frac{1}{\lambda} \exp(-j \cdot 2kR_0) \int_S \frac{1}{R} \exp\{-j \cdot 2kr\} dS \\
 \sigma &= \frac{4\pi}{\lambda^2} \left| \int_S \exp\{-j \cdot 2kr\} \cos \theta \right|^2
 \end{aligned} \tag{2}$$

Но искать ЭПР для всей поверхности слишком сложно и затратно, поэтому мы будем считать ЭПР только от точек, дающих максимальный вклад в отраженный сигнал – тех, для которых максимально скалярное произведение вектор \vec{R} и нормали к поверхности в текущей точке \vec{n} : для зеркальных точек. Искать все зеркальные точки мы тоже не в состоянии, поэтому будем искать только точки из достаточно большой выборки. Если выборка получится достаточно большой, то разницы между практикой не будет.

Для выборки зеркальных точек интеграл (2) развивается на сумму площадей отдельных зеркальных площадок.

Получаем формулу для нахождения в численном эксперименте ЭПР

$$\sigma = \frac{4\pi}{\lambda^2} S^2 \cdot N,$$

где N – количество зеркальных точек

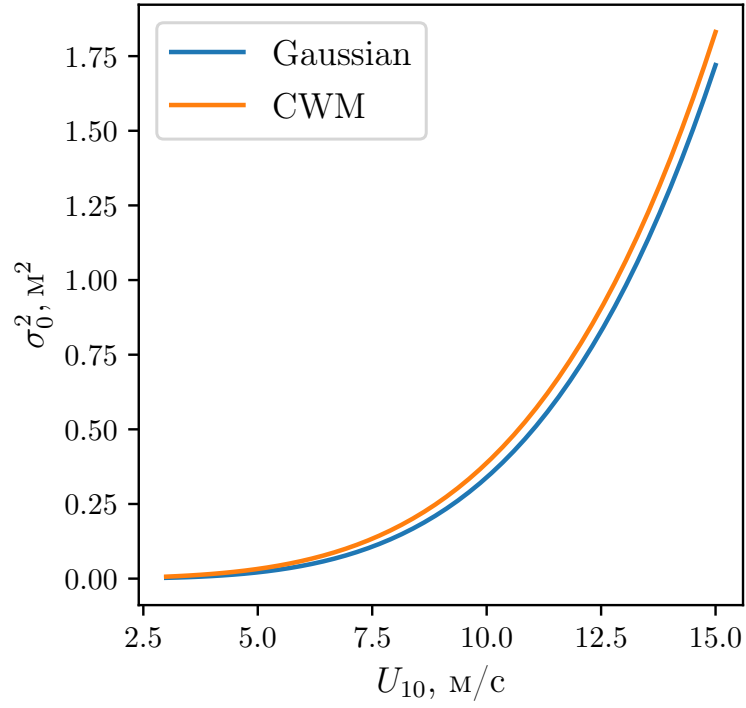


Рис. 1

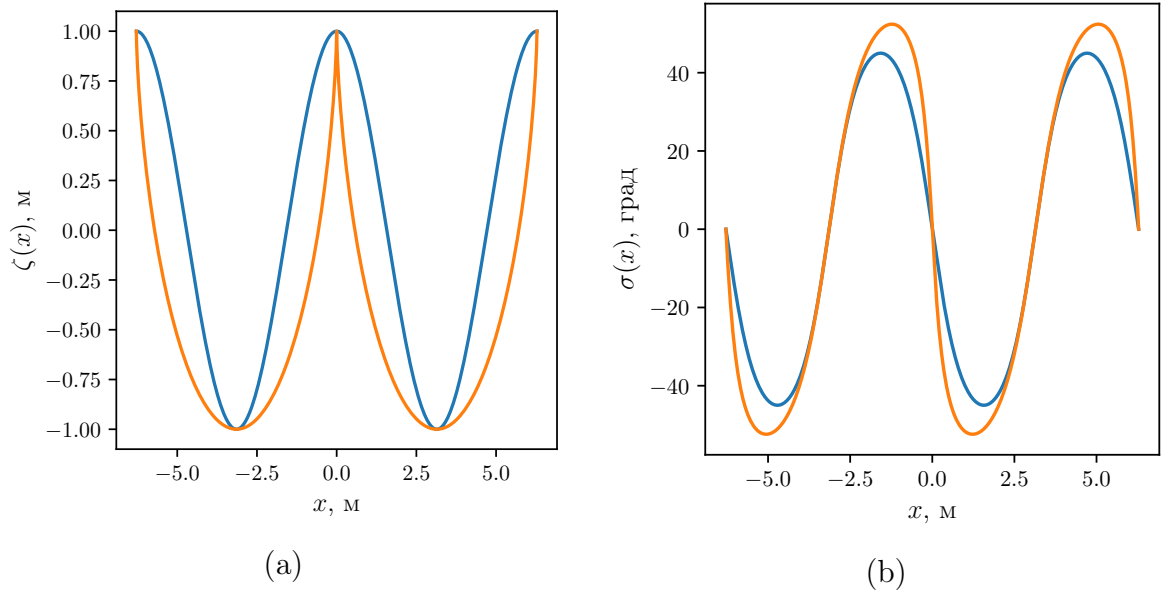


Рис. 2: Сравнение характеристик заостренной и обычной поверхностей на примере одной синусоиды (эффект заострения усилен для наглядности): (а) поле высот; (б) поле полных наклонов; Синей линией отмечена синусоида, оранжевой – трохоида.

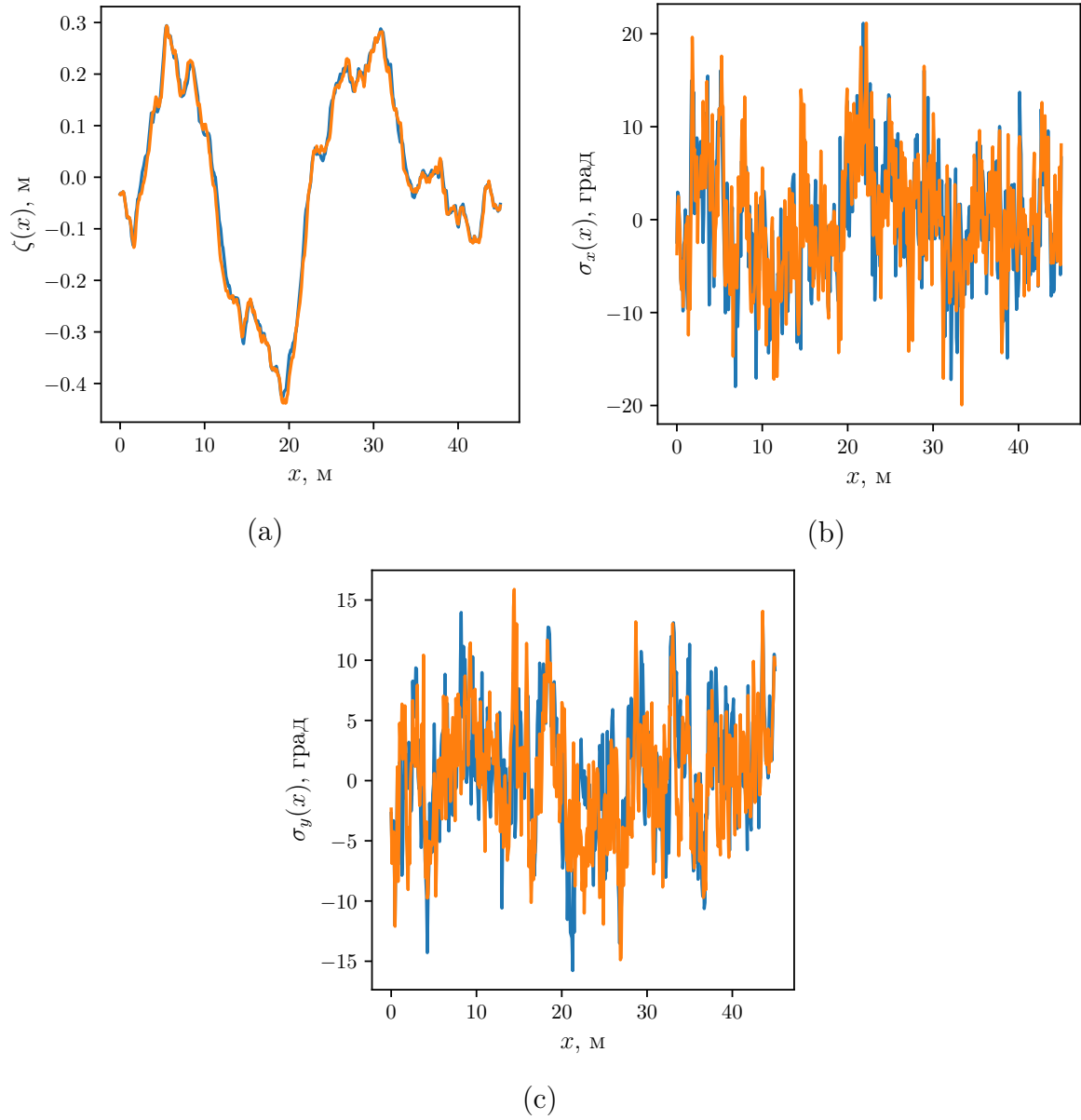


Рис. 3: Сравнение основных характеристик реализаций заостренной и обычной морских поверхностей:

(а) поле высот; (б) поле наклонов вдоль направления распространения волнения; (с) поле наклонов перпендикулярное направлению распространения волнения; Синей линией отмечена обычная поверхность, оранжевой – заостренная.

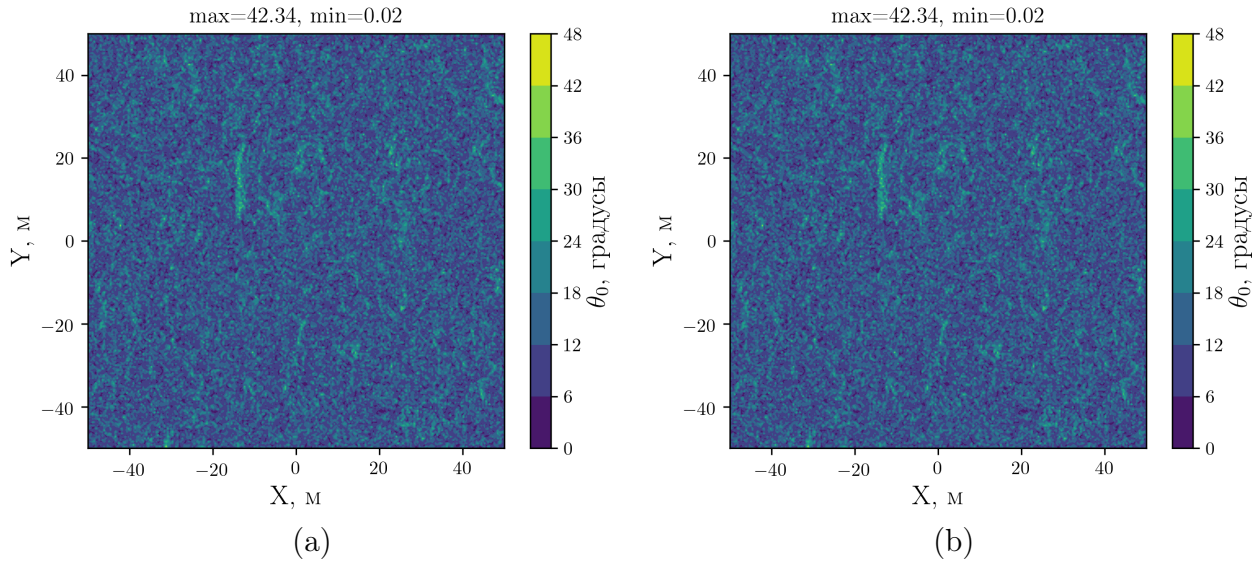


Рис. 4: Распределение углов отклонения от направления зеркального отражения для (a) Ku- и (b) Ka- диапазонов

Заключение

Список литературы

- [1] U. S. Department of Commerce National Oceanic and Atmospheric Administration National Weather Service, *User manual and system documentation of WAVEWATCH III*.
- [2] University of Technology, *SWAN – user manual*.
- [3] Gunter, S. Hasselman, and Jansen P., *The WAM model cycle 4*, University of Technology.
- [4] Alexey Slunyaev, “Nonlinear analysis and simulations of measured freak wave time series,” *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, vol. 25, no. 5, pp. 621 – 635, 2006, Rogue waves.
- [5] Alexey Slunyaev, “Numerical simulation of “limiting” envelope solitons of gravity waves on deep water,” *J. Exp. Theor. Phys*, vol. 109, pp. 676, 2009, Rogue waves.
- [6] Bruce J. West, Keith A. Brueckner, Ralph S. Janda, D. Michael Milder, and Robert L. Milton, “A new numerical method for surface hydrodynamics,”

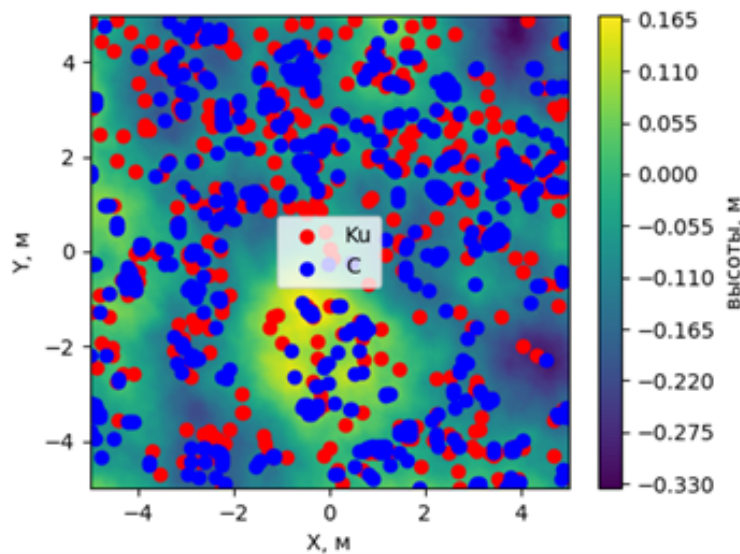


Рис. 5: Распределение зеркальных точек на поверхности высот для Ku- и Ka-диапазонов. **перерисовать картинку для нужного диапазона!**

Journal of Geophysical Research: Oceans, vol. 92, no. C11, pp. 11803–11824, 1987.

- [7] J. Toporkov and G. Brown, “Numerical simulations of scattering from time-varying, randomly rough surfaces,” *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 38, no. 4, pp. 1616–1625, 2000.
- [8] J. Toporkov and G. Brown, “Numerical study of the extended kirchhoff approach and the lowest order small slope approximation for scattering from ocean-like surfaces: Doppler analysis,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 50, no. 4, pp. 417–425, 2002.
- [9] М. С. Лонге-Хиггинс, *Статистический анализ случайно движущейся поверхности*, Иностранная литература, Москва, 1962.
- [10] В.В. Шулекин, *Физика моря*, Наука, Москва, 1962.
- [11] Frédéric Noguier, C-A Guérin, and Chapron Bertrand, “"choppy wave" model for nonlinear gravity waves,” *Journal of Geophysical Research (JGR) - Oceans (0148-0227) (American Geophysical Union)*, 2009-09, Vol. 114, N. C09012, P. 1-16, vol. 114, 09 2009.

- [12] M. Ryabkova, V. Karaev, J. Guo, and Yu. Titchenko, “A Review of Wave Spectrum Models as Applied to the Problem of Radar Probing of the Sea Surface,” *Journal of Geophysical Research: Oceans*, vol. 124, no. 10, pp. 7104–7134, 2019.
- [13] В. Пустовойтенко and А. Запевалов, *Оперативная океанография: современное состояние перспективы и проблемы спутниковой альтиметрии*, Севастополь, 2012.