

Ania Ali-Yahia, Fabrice Comblet, Ali Khenchaf
{Ania.Ali-Yahia ; Fabrice.Comblet ; Ali.Khenchaf}@ensieta.fr

E3I² (EA 3876) ENSIETA, 2 rue François Verny, 29806 Brest cedex09, FRANCE

Contexte

L'étude de la diffusion des ondes électromagnétiques par une surface de mer rugueuse, aléatoire, présente un intérêt primordial dans le domaine de la surveillance maritime. Que ce soit pour l'aide à la caractérisation de l'environnement (état de la mer, détection de polluants, salinité...), ou encore, pour la détection de cibles (bateaux, objets dérivants...). Pour effectuer ce travail, nous avons opté pour le modèle WCA, introduit par Elfouhaily et al.[1][2].

Objectif et méthodologie

Modélisation de la diffusion d'une onde électromagnétique par une surface maritime en configuration bistatique en utilisant l'approximation WCA:

- ✓ Modélisation de la surface de mer en utilisant le spectre d'Elfouhaily et calcul de sa fonction d'autocorrélation.
- ✓ Etude du modèle WCA et Calcul des coefficients de diffusion incohérents WCA11 et WCA12 pour la caractérisation du fouillis de mer.

Caractérisation de la surface maritime

Caractérisation géométrique:

Spectre d'Elfouhaily

$$S(K, \phi) = \frac{1}{K} S(K) f(K, \phi)$$

Le spectre d'Elfouhaily prend en compte la vitesse et la direction du vent, le fetch, la fréquence [3]...

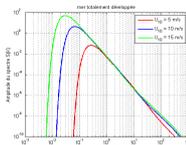


Figure 1: Amplitude du spectre d'Elfouhaily pour différentes vitesses du vent

$$S(K) = K^{-3} (B_L(K) + B_H(K))$$

$$\Delta(K) = \tanh \left[a_0 + a_g \left(\frac{v_{ph}}{v_g} \right)^{2.5} + a_c \left(\frac{v_c}{v_{ph}} \right)^{2.5} \right]$$

$a_0 = 0.173$ $a_g = 4$ $a_c = 0.13 (v_f/v_c)$

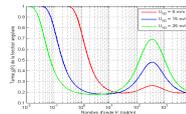


Figure 2: Delta(K) pour différentes vitesses du vent

$$f(K, \phi) = \frac{1}{2\pi} (1 + \Delta(K) \cos(2\phi))$$

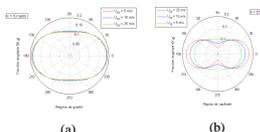


Figure 3: Fonction angulaire en régime de (a) capillarité et (b) gravité

Fonction d'autocorrélation

$$C(r, \psi) = C_0(r) - \cos(2(\psi - \phi_0)) \times C_2(r) \quad [5]$$

$$\begin{cases} C_0(r) = \int_0^\infty S(K) J_0(rK) dK & \text{Partie isotrope} \\ C_2(r) = \int_0^\infty S(K) J_2(rK) \Delta(K) dK & \text{Partie anisotrope} \end{cases}$$

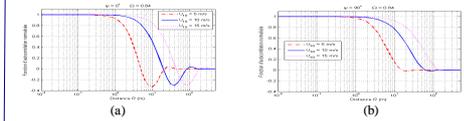


Figure 4: Variation de la partie (a) isotrope et (b) anisotrope de la fonction d'autocorrélation en fonction de la distance pour différentes vitesses de vent

Caractérisation physique: Modèle de Debye

$$\begin{cases} \mu_r = 1 & \text{(milieu non magnétique)} \\ \epsilon_r = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} - \frac{j\sigma}{\omega\epsilon_0} & \text{(constante diélectrique)} \end{cases}$$

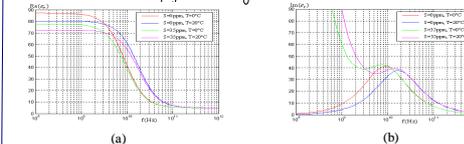


Figure 5: Variation de la partie (a) réelle et (b) imaginaire de la constante diélectrique en fonction de la fréquence pour différentes salinités et températures de l'eau

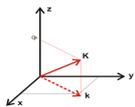
WCA (Weighted Curvature Approximation)

Le WCA est un modèle dit unifié, il converge, par construction, vers la limite haute fréquence de l'approximation de Kirchhoff et vers la limite basse fréquence de la méthode des petites perturbations à l'ordre 1[1][2][4].

Amplitudes de diffusion du WCA:

$$S(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{1}{Q} \int \exp(-j\mathbf{q}_H \cdot \mathbf{r} + jQh(r)) \times [B_E(\mathbf{w}_H, \mathbf{q}_H) - T(\mathbf{w}_H, -Q\nabla h)] \frac{d\mathbf{r}}{(2\pi)^2}$$

$$T(\mathbf{w}_H, \mathbf{u}) = B_E(\mathbf{w}_H, \mathbf{u}) - K_E(\mathbf{w}_H, \mathbf{u})$$



$$\begin{cases} \mathbf{q}_H = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0 \\ \mathbf{w}_H = \mathbf{k} + \mathbf{k}_0 \\ Q = q_r + q_0 \end{cases} \begin{cases} \mathbf{K} = \mathbf{k} + q_r \mathbf{z} \\ \mathbf{K}_0 = \mathbf{k}_0 - q_0 \mathbf{z} \end{cases}$$

Coefficients de diffusion du WCA:

$$\sigma_{\alpha\alpha 0}^{WCA}(\vec{k}, \vec{k}_0) = \sigma_{\alpha\alpha 0}^{WCA11}(\vec{k}, \vec{k}_0) + \sigma_{\alpha\alpha 0}^{WCA12}(\vec{k}, \vec{k}_0) + \sigma_{\alpha\alpha 0}^{WCA22}(\vec{k}, \vec{k}_0)$$

$$\sigma_{\alpha\alpha 0}^{WCA11}(\vec{k}, \vec{k}_0) = \frac{1}{Q^2} \int |\chi(\vec{r}) - \chi(\infty)| |B_E|^2 \exp[-j\vec{q}_H \cdot \vec{r}] \frac{d\vec{r}}{(2\pi)^2}$$

$$\sigma_{\alpha\alpha 0}^{WCA12}(\vec{k}, \vec{k}_0) = \frac{-2}{Q^2} \int \mathcal{R}e\{B_E[L_{12}(\vec{r}) - L_{12}(\infty)]\} \exp[-j\vec{q}_H \cdot \vec{r}] \frac{d\vec{r}}{(2\pi)^2}$$

$$\sigma_{\alpha\alpha 0}^{WCA22}(\vec{k}, \vec{k}_0) = \frac{1}{Q^2} \int [L_{22}(\vec{r}) - L_{22}(\infty)] \exp[-j\vec{q}_H \cdot \vec{r}] \frac{d\vec{r}}{(2\pi)^2}$$

$$L_{12} = \int T^*(\mathbf{w}_H, -Q\nabla h_1) \exp(a_{12}) p_s(\nabla h_1) d\nabla h_1$$

$$L_{22} = \int \int T^*(\mathbf{w}_H, -Q\nabla h_2) T(\mathbf{w}_H, -Q\nabla h_1) \times \exp(a_{22}) p_s(\nabla h_1, \nabla h_2) d\nabla h_1 d\nabla h_2$$

$$p_s(\nabla h) = \frac{1}{2\pi\sigma_{sx}\sigma_{sy}} \exp\left(-\frac{\gamma_x^2}{2\sigma_{sx}^2} - \frac{\gamma_y^2}{2\sigma_{sy}^2}\right)$$

$$p_s(\nabla h_1, \nabla h_2) = \frac{1}{(2\pi)^2 |C_{44}|^2} \exp\left(-\frac{V_4^T [C_{44}]^{-1} V_4}{2}\right)$$

$$V_4^T = [\gamma_{1x} \ \gamma_{2x} \ \gamma_{1y} \ \gamma_{2y}] \equiv [\nabla h_1 \ \nabla h_2]$$

$L_{12} \Rightarrow$ Une intégration bidimensionnelle

$L_{22} \Rightarrow$ Deux intégrations bidimensionnelles

$\sigma_{\alpha\alpha 0}^{WCA} \Rightarrow$ Trois intégrations bidimensionnelles

Hypothèse:

Surface de mer 2D isotrope $\Rightarrow C(r) = C(r, \psi) = C_0(r)$

Simulations

Afin de valider les résultats obtenus, les simulations réalisées sont comparées avec des résultats publiés dans la littérature scientifique

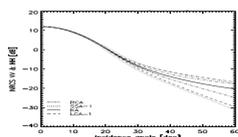
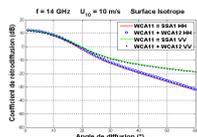


Figure 6: Coefficient de rétrodiffusion en bande Ku (gauche) du WCA11 (droite) du RCA, SSA-1, KA et LCA-1 [7]

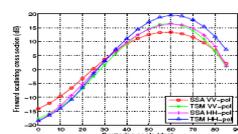
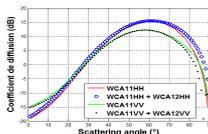


Figure 7: Coefficient de diffusion en propagation avant, en bande C (gauche) du WCA11 (droite) du SSA, TSM [6]

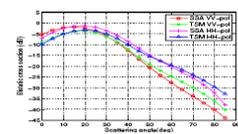
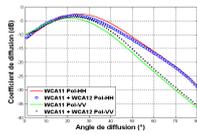


Figure 8: Coefficient de diffusion en configuration bistatique, en bande Ku (gauche) du WCA11 (droite) du SSA, TSM [6]

Conclusion

Les coefficients de diffusion incohérents du WCA11 et du WCA12 ont été simulés en configuration monostatique et bistatique, en bande Ku et C et pour différentes vitesses de vent. Les résultats obtenus ont été comparés avec des résultats publiés dans la littérature scientifique. La prochaine étape est de finaliser le modèle en intégrant le dernier terme WCA22. Ceci nous permettra, d'une part, de le situer par rapport aux méthodes approchées, tels que SSA[6], SPM et TSM, et d'autre part, de le qualifier par rapport aux méthodes exactes et notamment dans la zone de rasanse.

Références

- [1] T. Elfouhaily, S. Guignard, R. Awadallah, and D.R. Thompson. Local and non-local curvature approximation: a new asymptotic theory for wave scattering. *Waves in Random Media*, 13(4):321–337, 2003.
- [2] T. Elfouhaily, C. Bourlier, and J.T. Johnson. Two families of non-local scattering models and the weighted curvature approximation. *Waves in random media*, 14(4):563–580, 2004.
- [3] T. Elfouhaily, B. Chapron, K. Katsaros, and D. Vandemark. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 102(C7),
- [4] C. Bourlier, N. Dechamps, and G. Berginc. Comparison of asymptotic backscattering models (SSA, WCA, and LCA) from one-dimensional Gaussian ocean-like surfaces. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 53(5):1640–1652, 2005.
- [5] C. Baufays. Développement et validation d'un modèle statistique de la surface de la mer pour la télédétection aux hautes fréquences. PhD thesis, Université Catholique de Louvain, 2005.
- [6] A. Awada, A. Khenchaf, A. Coatanhay and M. Ayari. Comparison between small slope approximation and two scale model in bistatic configuration. *IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2005. IGARSS'05*.
- [7] A. Mouche, B. Chapron, and N. Reul. A simplified asymptotic theory for ocean surface electromagnetic wave scattering. *Waves in Random and Complex Media, Abingdon, Oxon, UK: Taylor & Francis*, c2005, 2007, 17, 321-342.