Etude de la signature électromagnétique bi-statique d'une surface maritime hétérogène avec prise en compte des phénomènes Hydrodynamiques

Slah-Eddine Ben Khadra, Ali Khenchaf

▶ **To cite this version:**

Slah-Eddine Ben Khadra, Ali Khenchaf. Etude de la signature électromagnétique bi-statique d'une surface maritime hétérogène avec prise en compte des phénomènes Hydrodynamiques. JNM 2011, May 2011, Brest, France. hal-00596810

HAL Id: hal-00596810

https://ensta-bretagne.hal.science/hal-00596810v1

Submitted on 30 May 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

17èmes Journées Nationales Microondes
18-19-20 Mai 2011 - BREST

Etude de la signature électromagnétique bi-statique d'une surface maritime hétérogène avec prise en compte des phénomènes Hydrodynamiques

S. Ben Khadra, A. Khenchaf
Ensta Bretagne, E3I2-EA3876 (REMS).
2, rue François Verny 29806 Brest Cedex 09,
(benkhasl, ali.khenchaf)@ensta-bretagne.fr

Résumé
Dans ce papier, nous avons réalisé une étude préliminaire sur l'effet hydrodynamique (non-linéaire) produit par les vagues déferlantes côtières, sur le coefficient de diffusion EM d'une surface maritime. Nous avons calculé en configuration bistatique les coefficients de diffusion σ_{HH} et σ_{VV} d'une série de profils de surface océanique (différentes phases de construction d'une vague déferlante (θi = -20°), puis nous avons effectué et présenté différentes simulations en propagation avant dans la bande X. Dans ce premier travail présenté dans ce papier nous avons considéré la surface maritime comme un conducteur parfait.

1. Introduction

Plusieurs phénomènes physiques coexistent et perturbent la propagation des ondes électromagnétiques au dessus d'une surface maritime hétérogène (la réfraction due aux gradients d'indice, la rugosité de la surface maritime, la présence d'objets, des polluants, sillage de navires, zones côtières, …). Dans la littérature récente, la prise en compte des différents phénomènes est généralement réalisée séparément. Il n'y a pas véritablement de travaux de recherche qui analysent l'interaction entre ces phénomènes et leur contribution au processus de diffusion EM par la surface avec prise en compte des phénomènes hydrodynamiques (déferlement des vagues).

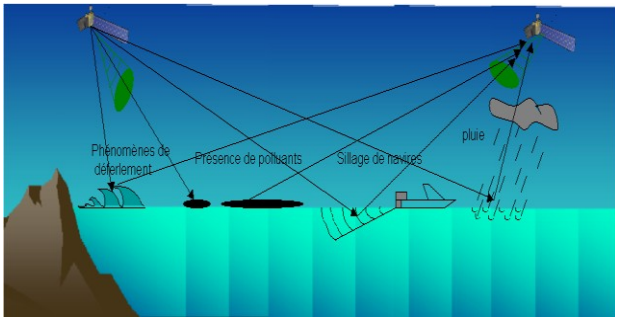


Figure 1 : observation d'une surface maritime hétérogène

L'étude présentée dans ce papier s'intéresse aux effets hydrodynamiques de type non-linéaire (vagues déferlantes).

La diffusion d´une onde électromagnétique par la surface de l'océan peut être généralement divisée en deux phénomènes distincts. D'une part, il y a la diffusion par des vagues linéaires et d'autre part, la diffusion par des vagues déferlantes « non-Bragg ». Dans ces conditions, et à partir d'une formulation vectorielle, le coefficient de diffusion total peut s'écrire sous la forme suivante:

$$\sigma = \sigma_{Bragg} + \sigma_{Non-Bragg}$$

La dispersion des vagues déferlantes est plus compliquée que la dispersion classique réalisée en décrivant les surfaces rugueuses via un spectre classique. Ceci en raison de la présence de différents phénomènes complexes. La diffusion EM par ce type de surface ne peut pas être directement traitée en utilisant les méthodes approchées comme KA, SPM, SSA, TSM, WCA... [1] [2] [3]. Par conséquent, pour calculer la diffusion EM par des vagues déferlantes, nous avons commencé par l´utilisation les méthodes exactes utilisant les techniques des moments (MOM) et plus précisément la technique FB (Forward-Backward). Cette dernière technique est développée par Dennis Holliday [4].

La technique FB permet d'obtenir des résultats réalistes en bande X (10 GHz), et cela, même pour une surface très incurvée comme une vague déferlante (phase de déformation) [4].

2. Vagues déferlantes

Le déferlement est un processus dissipatif de l'énergie qui correspond à la dernière étape de la vie d'une vague et qui a donc le plus souvent lieu à l'approche du rivage. Durant cette phase, la vague subira d'importantes transformations dans son comportement et dans sa structure.

Lorsque les vagues s'approchent du rivage, elles arrivent dans des eaux de profondeur inférieure à la moitié de leur longueur d'onde. Leur période ne change pas, mais leur longueur d'onde décroît, leur vitesse diminue, contrairement à leur hauteur qui augmente. Quand la profondeur de l'eau de la côte diminue, les particules d'eau situées sur la crête de la vague n'ont plus assez de place pour décrire une orbite : la vague se brise.

Dans nos jours, des simulations numériques de ces types des vagues sont devenues possibles. Nous présentons par la suite des résultats de simulations issues du code

LONGTANK [5] (Figure 2), et qui seront utilisés tout au long de ce papier pour modéliser les vagues déferlantes.

LONGTANK est un code hydrodynamique développé à l'Université de Californie, Santa Barbara (UCSB), les chercheurs de cette université ont mis au point un bassin à houle numérique, permettant l'étude des groupes de vagues, les interactions vague-vague, la déformation des vagues, le déferlement des vagues, et d'autres effets non-linéaires [5]. Leurs calculs des formes d'ondes sont cohérents avec les mesures expérimentales et observations de l'océan.

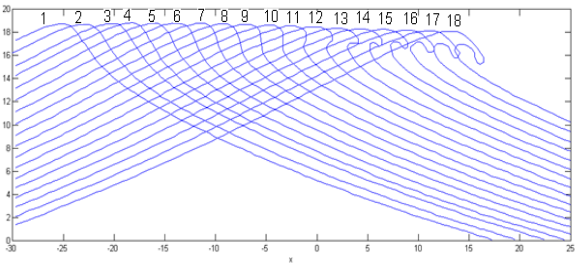


Figure 2 : profils des vagues déferlantes [5]

Les 18 profils de vagues utilisés dans ce papier appartiennent au cas 2.4 des vagues de LONGTANK (étudié par Holliday) [4].

La séquence (Figure 2) représente l'évolution temporelle d'une vague déferlante de longueur d'onde de 2, 3 m, et pendant une période de 1,212 secondes.

D'une manière générale, il existe quatre types de mécanisme de diffusion d'une vague déferlante. Nous trouvons un seul mécanisme simple trajet, c'est la diffusion de la crête de vague, et trois mécanismes multi-trajet (double), qui sont l'origine de la propagation de l'onde électromagnétique entre la crête et la face avant de la vague.

Dans notre étude, nous traitons seulement le cas correspondant au simple trajet puisque dans nos profils des vagues nous avons éliminé les faces avant des vagues, come le montre la figure 3.

3. Méthode de calcule

Comme indiqué dans l'introduction, la méthode FBM est utilisée pour calculer le coefficient de diffusion. La FBM est une technique de résolution numérique de l'équation intégrale de champ électrique (EFIE) pour un conducteur parfait (équation 1), cette technique a été bien discutée dans [7] [8].

$$\overline{E}(\overline{r}) = \overline{E}(\overline{r})_{inc} + i.\omega.\mu_0 \int_S \overline{\overline{G}}(\overline{r},\overline{r'}).\overline{J}(\overline{r'}).dS' \quad (1)$$

Où J(r) désigne le courant de surface, G c'est la fonction de Green pour l'espace libre, c'est la perméabilité magnétique du vide, et E désigne l'onde électrique incidente.

L'équation intégrale du champ électrique (EFIE) pour un conducteur parfait (équation 1) est discrétisée sous forme d'une équation matricielle donnée par l'équation (2).

$$Z.I=V \quad (2)$$

Z désigne l'impédance de matrice, V est l'onde d'incidence, et I est le courant induit le long de la surface rugueuse.

La méthode FBM consiste à décomposer l'équation (2) en utilisant les équations (3) et (4) :

$$I=If+IB \quad (3)$$

$$Z=Zf+ZS+ZB \quad (4)$$

Où *If* désigne la composante d'avant du courant (due à des ondes qui se propagent vers l'avant du récepteur), *Ib* est la composante d'arrière du courant (due à des ondes qui se propagent vers l'arrière du récepteur), et *Zf*, *Zs* et *Zb* sont, respectivement, la partie triangulaire inférieure, la partie diagonale, et la partie triangulaire supérieure de Z.

En s'appuyant sur les équations (3) et (4), l'équation (2) peut s'écrire :

$$(Zs+Zf).If=V- Zf.Ib \quad (5)$$

$$(Zs+Zb).Ib=- Zb.If \quad (6)$$

Le système d'équations (5) et (6) peut se résoudre par itération:

$$(Zs+Zf).If(i)=V- Zf.Ib(i-1) \quad (7)$$

$$(Zs+Zb).Ib(i)=- Zb.If(i) \quad (8)$$

Nous commençons l'itération par Ib(0)=0.

L'algorithme FB retenu et utilisé pour notre étude, est développé en deux dimensions (x, y), une extension à l'infinie est faite dans la troisième dimension (z), dans laquelle aucune des propriétés varient (Figure 3).

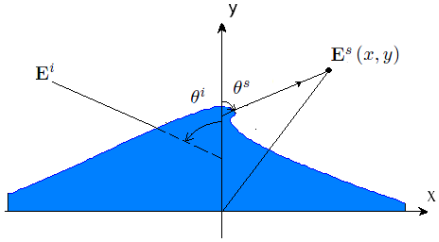


Figure 3: La géométrie de diffusion par une vague déferlante.

4. Résultats numériques

Afin de déterminer les différents types de mécanisme de diffusion caractérisant une vague déferlante, nous avons étudié l'évolution du coefficient de diffusion pour chaque phase de formation d'une vague déferlante. Les simulations des coefficients de diffusion ont été réalisées à l'aide de la méthode FBM en commençant par générer une surface de mer (1D) pour différentes valeurs de la vitesses du vent (v=0 m/s, v=3 m/s fig4 : a, b), puis utiliser les profils des vagues déferlantes (profile 2, 9,11, 16 fig4 : c, d, e, f) générés par le code LONGTANK[5]. Les résultats numériques obtenus pour chaque profil de surface sont donnés par la figure 5 (fig.5: a, b, c, d, e, f) (θi=-20°).

.

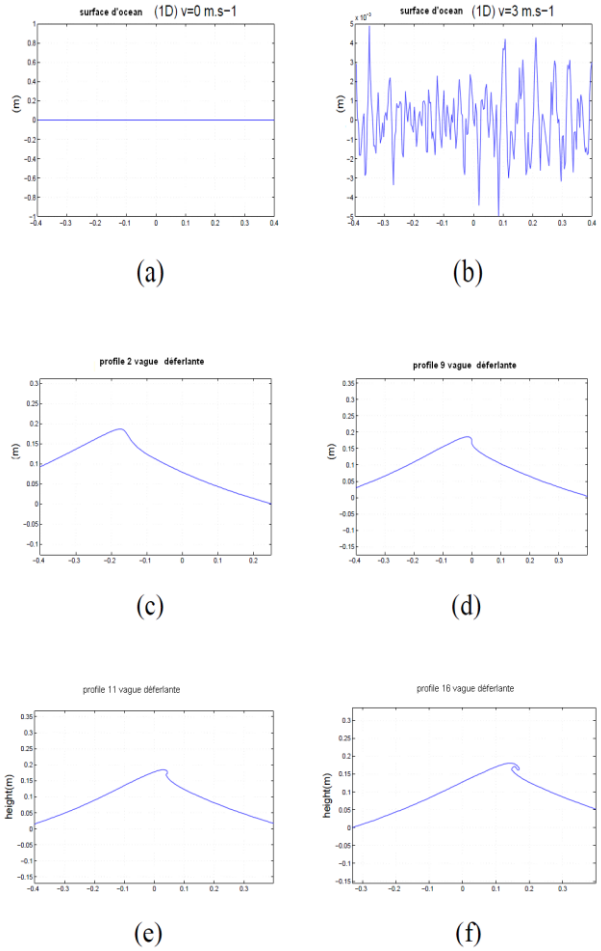
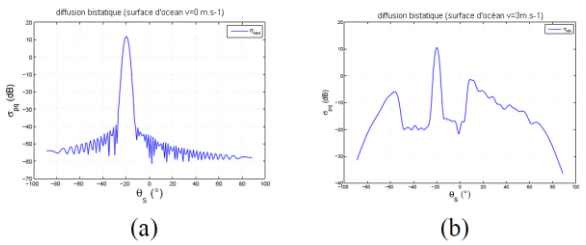


Figure 4 : Différentes phases de construction d'une vague déferlante



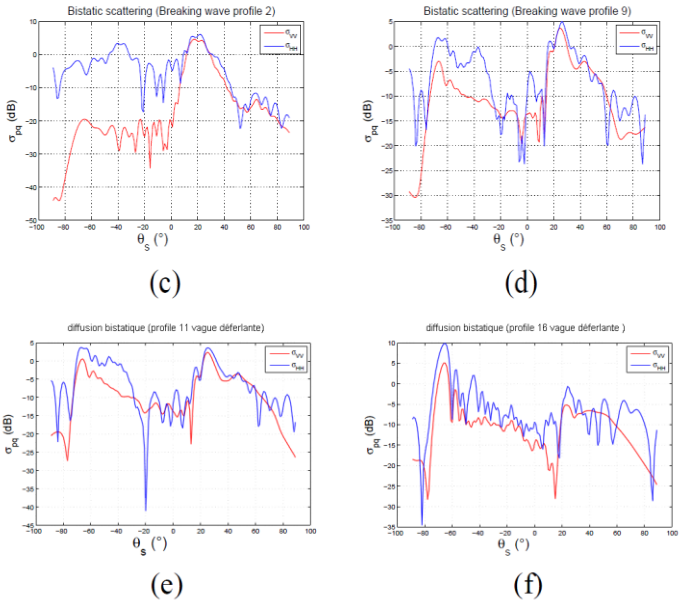


Figure 5 : Coefficients de diffusion bi-statique (polarisation verticale et horizontale θi=-20°)

Pour le premier résultat donné par la figure 5.a, il correspond bien au type de diffusion par une surface lisse, c'est le cas de la diffusion spéculaire. Quant au deuxième résultat donné par la figure 5.b, il correspond à la diffusion d'une surface peu rugueuse.

Théoriquement la vague déferlante se compose d'une crête qui se trouve entre une pente positive et une pente négative. Dans les deux derniers résultats donnés par les figures 5.c et 5.d, nous trouvons la réponse de deux pentes qui se présentent sous forme de deux pics d'environ 5 dB et cela pour les profiles 2, 9 et 11, des vagues déferlantes (phase de formation de crête), alors que pour le profil 16 (phase de déferlement de la vague), nous trouvons un seul grand pic de 10 dB c'est la réponse de la pente positive, plus des petits pics qui se trouvent entre (θs=20°et θs=70°), ces types de pics expliquent par la nature de la forme convexe de la crête en phase de déferlement et qui produit la diffusion muti-trajet (figure 7).

Les deux mécanismes de diffusion (diffusion simple trajet des pentes (figure 6) et diffusion multi-trajet de la crête (figure 7) causent la composante non linéaire de non Bragg.
Pour notre cas, c'est à dire pour (θi=-20°) l'effet non linéaire de la vague déferlante se présente fortement pour la configuration bi-statique (θi=20° et θs entre -40° et -60°) et aussi pour (θi=20° et θs entre 20° et 30°), (figure 5 c, d, e) et cela pour la phase de formation de crête de la vague (profil 2 , 9 et 11) alors que pour la phase de déferlement (profile 16), les pics de non-Bragg se présentent dans la configuration bi-statique (θi=20° et θs=-65°) (figure 5.f).

On remarque bien que pour le mécanisme simple trajet, des pentes positives et négatives participent davantage que le mécanisme multi-trajet de la crête d'une vague

dans la diffusion de non-Bragg, constat a été démontré par Holiday [4] dans le cas mono-statique, c'est à dire que nous trouvons le pic de mer dans la phase de formation de la vague déferlante (réponse des pentes positive et négative).

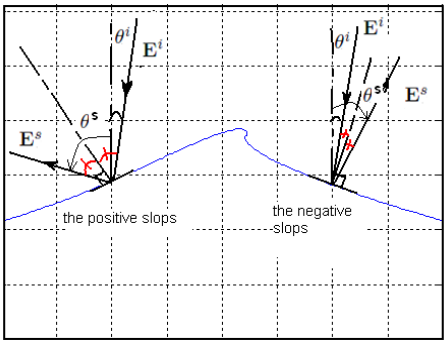


Figure 6 : trajets de la diffusion simple

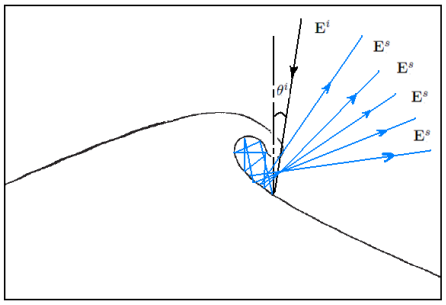


Figure7:Diffusion multi- trajet

Ce résultat apporte une explication à des phénomènes observés lors de certaines mesures radar au niveau de la surface de mer où nous retrouvons des pics en l'absence de vagues en phase de déferlement.

Conclusion

Concernant la diffusion électromagnétique par des vagues déferlantes, les premiers résultats obtenus et présentés dans ce papier montrent que pour la configuration bi-statique (propagation avant) et pour des angles non rasants nous pouvons retrouver l'effet non linéaire qui se présente sous la forme d'un pic, alors que cet effet hydrodynamique se trouve seulement pour les angles rasants en cas mono-statique (Holliday. [4]). Ces résultats prouvent l'importance de la prise en compte des vagues déferlantes dans l'étude et le calcul de la signature électromagnétique (et en particulier en bistatique) d'une scène maritime hétérogène et notamment pour les zones côtières.

REFERENCES

[1] A. Khenchaf, "Bistatic scattering and depolarization by randomly rough surface: application to the natural rough surface in X-Band," Waves in Random Media, vol. 11, pp. 61–87, 2001.

[2] A.Awada, Y. Ayari, A.Khenchaf, and A.Coatanhay, "Bistatic scattering from an anisotropic sea surface: Numerical comparison between the first-order SSA and the TSM models," *Waves in Random and Complex Media*, vol. 16(3), 2006.

[3] N.Sajjad, A.Khenchaf, A.Coatanhay, and A.Awada, "An improved two-scale model for the ocean surface bistatic scattering," IGARSS, Boston, USA, pp. 6–11, 2008.

[4] D. Holliday, L. L. DeRaad Jr, and G. J. St-Cyr, "Seaspike backscatter from a steepening wave," *IEEE Trans. Antennas Propagation*, vol. 46, pp. 108113, 1998.

[5] Wang P, Yao, and Tulin, "An efficient numerical tank for non-linear water waves, based on the multi-subdomain approach with bem," *INumerical Methods in Fluids*, vol. 20, pp. 1315–1336, 1995.

[7] D. Holliday, L.L. DeRaad, and G.J. St-Cyr, "Forwardbackward method for scattering from imperfect conductors," *EEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 46(1).

[8] H.T. Chan and J.T. Johnson, "Formulation of forwardbackward method using novel spectral acceleration for the modeling of scattering from impedance rough surfaces," *IEEE Transactions on Geosicence and Remote Sensing*, vol. 38(1), pp. 605–607.

[9] S. Ben Khadra, A. Khenchaf "The bistatic electromagnetic signature of heterogeneous sea surface: Study of the hydrodynamic phenomena" IGARSS 2010.