# Diffusion d'ondes électromagnétiques par des films d'hydrocarbures sur la surface de la mer en incidences modérées et rasantes

Electromagnetic wave scattering from oil films on the sea surface at moderate and low grazing incidence angles

### Nicolas Pinel\*, Christophe Bourlier\*

\*IREENA, Fédération CNRS Atlanstic, Université Nantes Angers Le Mans, Polytech'Nantes, La Chantrerie, BP 50609, 44306 Nantes, {nicolas.pinel/christophe.bourlier}@univ-nantes.fr

#### Résumé

La présence de films d'hydrocarbures sur la surface de la mer opère un lissage des vagues de capillarité sur le spectre des hauteurs de la surface. Ce lissage hydrodynamique a des conséquences sur la diffusion d'ondes électromagnétiques de mers contaminées, quantifiée à l'aide de la surface équivalente radar normalisée (SERN), par comparaison avec des mers propres. Dans un premier temps, un modèle simple de l'atténuation hydrodynamique, concordant avec des résultats expérimentaux, est présenté. Ensuite, la diffusion électromagnétique par une mer contaminée est présentée, par comparaison avec une mer propre, dans le cas d'incidences modérées et rasantes.

#### **Abstract**

The presence of oil films on the sea surface induces a damping of the capillary waves in the surface spectrum. This hydrodynamic damping influences the scattering of electromagnetic waves from contaminated seas, which is characterized by the normalized radar cross section (NRCS), by comparison with clean seas. First, a simple hydrodynamic damping model, which is consistent with experimental results, is presented. Then, the electromagnetic scattering from contaminated sea is presented and compared with that of a clean sea, for both moderate and grazing incidence angles.

Mots clés : Diffusion radar, surface de mer, couches rugueuses, propagation micro-onde Keywords: Radar scattering, sea surface, layered surfaces, microwave propagation

#### **Introduction**

Afin de modéliser la puissance d'une onde électromagnétique diffusée par une mer propre ou contaminée (c'est-à-dire des films d'hydrocarbures sur la surface de la mer), une bonne connaissance du comportement hydrodynamique des surfaces est nécessaire, afin de pouvoir établir une modélisation hydrodynamique réaliste. Pour ce faire, la densité de probabilité (DDP) des hauteurs de la surface, ainsi que le spectre des hauteurs de la surface (égal à la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation des hauteurs) doivent être connus. Dans ce papier, le cas de films d'hydrocarbures homogènes et insolubles sur la surface de la mer est considéré, ce qui est valide pour des vitesses de vents à 10 mètres au-dessus de la surface  $u_{10}$  inférieures à 8-10 m/s. De plus, les deux interfaces air/hydrocarbure et hydrocarbure/mer de la nappe de polluant sur la mer sont supposées identiques et parallèles (voir figure 1) ; hypothèse valide dans la grande majorité des cas de détection de polluants.

Ensuite, une modélisation électromagnétique appropriée des mers propre et contaminée peut être effectuée. Cette étape peut, en principe, être réalisée à l'aide de méthodes numériques rigoureuses, dites « exactes », même si cette option demande un temps de calcul et un espace mémoire conséquents pour le cas d'une mer contaminée. Ainsi, de telles méthodes peuvent servir de référence dans le but de valider des modèles asymptotiques, qui seront préférentiellement utilisés par

la suite, de part leur rapidité en temps de calcul. Pour le cas de surfaces marines, les premiers travaux sur le sujet ont permis d'établir un modèle dit à deux échelles (Two-Scale Model, TSM) [1,2]. Des modèles plus sophistiqués peuvent être utilisés, comme l'approximation des faibles pentes (Small Slope Approximation, SSA) ou la Weighted Curvature Approximation (WCA) [3].

Pour des angles d'incidence rasants (i.e., proches de l'horizontale), les modèles de diffusion asymptotiques classiques appliqués à des surfaces ou des couches rugueuses ne sont plus valides. Ainsi, le modèle de Ament [4], qui est un modèle simple et rapide décrivant la propagation radar spéculaire au-dessus d'une surface de mer, peut être utilisé pour une telle configuration. Par exemple, il peut être introduit dans l'équation parabolique [5] pour prédire la propagation spéculaire au-dessus d'une surface de mer rugueuse, en présence de conduits. Comme montré dans la littérature [6], ce modèle simple permet d'obtenir des résultats rapides et en accord avec des méthodes rigoureuses pour Ra <~ 1.25 (Ra =  $k_1\sigma_h\cos\theta_i$ , avec  $\sigma_h$  l'écart type des hauteurs de la surface,  $k_1$  le nombre d'onde incident, et  $\theta_i$  l'angle d'incidence). Le modèle a été ensuite amélioré dans [5], en prenant en compte l'effet d'ombrage de la surface.

L'intérêt d'utiliser ce modèle simple et efficace est assez clair, car résoudre rigoureusement un tel problème de diffusion électromagnétique pour des incidences rasantes nécessite des surfaces de très grandes dimensions, et en conséquence un temps de calcul et un espace mémoire très importants. Ainsi, l'extension du modèle de Ament au cas de deux surfaces rugueuses séparant des milieux homogènes est présentée ici, dans le but de décrire la propagation spéculaire au-dessus de films minces rugueux.

Dans la section 1, l'influence d'un film d'hydrocarbure à la surface de mer sur le spectre des hauteurs de surface est étudié : le spectre des hauteurs de surface d'une mer contaminée (à la fois pour les interfaces air/hydrocarbure et hydrocarbure/mer), S<sub>cont</sub>, est présenté et comparé avec celui d'une mer propre, S<sub>clean</sub>, donné par le modèle hydrodynamique de Elfouhaily et al. [7]. Pour une surface de mer contaminée, le modèle d'atténuation de Lombardini et al. [8] est utilisé pour les interfaces air/hydrocarbure et hydrocarbure/mer (qui sont supposées strictement identiques et parallèles dans la suite – voir figure 1), modèle qui ne dépend pas explicitement de l'épaisseur du polluant. Enfin, à partir de la connaissance des permittivités relatives de la mer et de l'hydrocarbure considéré, la surface équivalente radar normalisée (SERN) bidimensionnelle d'une mer contaminée est calculée en section 2, et comparée au cas d'une mer propre [9].

Dans la section 3, l'extension du paramètre de rugosité de Rayleigh au cas de la réflexion par des films minces rugueux est présentée. Elle est alors appliquée à la propagation radar spéculaire audessus d'un film de pétrole, à l'aide du modèle de Ament [10].

## 1. Modélisation hydrodynamique des mers propre et polluée

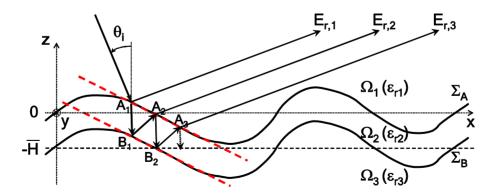


Figure 1. Configuration du problème : diffusion par un film mince rugueux sur la surface de la mer (les deux interfaces sont supposées identiques et parallèles)

Dans cette section, la modélisation hydrodynamique des mers propre et contaminée est présentée, en supposant que les deux interfaces (air/hydrocarbure et hydrocarbure/mer) du cas contaminé obéissent aux mêmes statistiques (même DDP des hauteurs, même spectre). La DDP des hauteurs de la surface est supposée gaussienne. Pour la mer propre, le spectre de la surface est

supposé obéir au modèle hydrodynamique de Elfouhaily et al. [7]. Dans ce qui suit, le spectre de surface de la mer contaminée est étudié plus en détail.

Lombardini et al. [8] ont démontré que des ondulations sur une surface de l'eau couverte d'un film d'hydrocarbure présentent un effet de lissage, qui est caractérisé par un maximum situé dans la zone de gravité/capillarité du spectre, autour de la fréquence f=10 Hz. Cet effet de lissage est exprimé par un coefficient y [8], qui est couramment appelé coefficient de lissage visqueux de Marangoni [11,12]. Dans le modèle de Lombardini et al., le coefficient de lissage y dépend explicitement de deux paramètres, le module de l'élasticité,  $E_0$ , et la pulsation caractéristique  $\omega_D$ . Ici, une mer couverte par un film d'hydrocarbure insoluble est considéré (pour des films solubles, voir [1,13] par exemple). Dans ce cas,  $\omega_D$  dépend de la relaxation structurelle entre les forces intermoléculaires. Notons que contrairement aux simulations menées dans [8] où des films organiques sont considérés, nous sommes ici dans le cas de films de pétrole, qui ont un comportement bien spécifique. Cela implique que les paramètres de simulation ( $E_0$  et  $\omega_D$ ) à utiliser peuvent prendre, a priori, des valeurs bien différentes des valeurs typiques données dans [8]. Ceci a été confirmé grâce à des expériences récentes [14,15], dans lesquelles il a été établi que les valeurs de l'élasticité  $E_0$  sont plus faibles pour les films de pétrole que pour les films organiques, et inférieures à 10 mN/m [15].

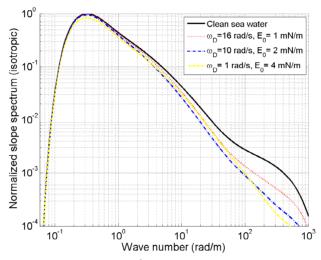


Figure 2. Spectre des pentes normalisé (partie isotrope) de mers propre et contaminée en fonction du nombre d'onde de la surface k. La vitesse du vent est  $u_{10} = 6$  m/s.

Ainsi, l'expérience apportée par les résultats expérimentaux [14,15] (plus précisément, la figure 4 de [15] et la figure 3 de [14]), ainsi que les résultats expérimentaux de Cox and Munk sur l'écart type des pentes de la surface [16], nous ont permis d'estimer l'ordre de grandeur de  $E_0$  entre 1 et 4 mN/m. Ainsi, dans ce qui suit, trois différents cas sont présentés. Sur la figure 2, le spectre des pentes normalisé (partie isotrope) d'une surface de mer contaminée,  $k^2S_{cont} = k^2M(k)/y$ , est affiché en fonction du nombre d'onde de la surface k pour  $\{\omega_D = 16 \text{ rad/s}, E_0 = 1 \text{ mN/m}\}$ ,  $\{\omega_D = 10 \text{ rad/s}, E_0 = 2 \text{ mN/m}\}$  et  $\{\omega_D = 1 \text{ rad/s}, E_0 = 4 \text{ mN/m}\}$ . La vitesse du vent  $u_{10} = 6 \text{ m/s}$ , et la normalisation est réalisée en divisant le spectre des pentes par le carré de l'écart type des pentes de la mer propre,  $\sigma_s^{clean} = 0,186$ . Par comparaison, le spectre des pentes normalisé (partie isotrope) d'une surface de mer propre,  $k^2S_{clean} = k^2M(k)$ , est affiché. Comme prévu, nous observons sur la figure 2 que le film de pétrole lisse fortement les hautes fréquences, correspondant aux vagues capillaires. Comparativement à des valeurs plus élevées de  $E_0$ , qui correspondent à des valeurs typiques de films organiques, le lissage dans les hautes fréquences est en général plus faible pour les films de pétrole que pour les films organiques. De plus, le lissage est plus fort pour  $\{\omega_D = 1 \text{ rad/s}, E_0 = 4 \text{ mN/m}\}$  que pour  $\{\omega_D = 10 \text{ rad/s}, E_0 = 2 \text{ mN/m}\}$ , qui est lui-même pour fort que pour  $\{\omega_D = 16 \text{ rad/s}, E_0 = 1 \text{ mN/m}\}$ .

Dans ce qui suit, la deuxième configuration  $\{\omega_D = 10 \text{ rad/s}, E_0 = 2 \text{ mN/m}\}$  est retenue pour les simulations numériques de la modélisation électromagnétique. En effet, elle présente un bon accord à la fois avec les résultats de la figure 4 de [15], et la figure 3 de [14], et avec ceux du modèle expérimental de Cox and Munk [16]. Alors, afin de traiter le problème électromagnétique de l'interaction de l'onde avec l'environnement, pour le cas de la mer contaminée, le film d'hydrocarbure étant mince, les deux interfaces sont supposées parallèles et identiques. Ces considérations sur la

description des surfaces étant posées, il reste à résoudre le problème de diffusion électromagnétique. Dans un premier temps, le cas d'incidences modérées est étudié dans la section 2, en s'intéressant à la diffusion incohérente par l'environnement [9]. Dans un second temps, le cas spécifique d'incidences rasantes est étudié dans la section 3, en s'intéressant à la diffusion cohérente spéculaire par l'environnement [10].

# 2. Modélisation électromagnétique : incidences modérées

Dans cette section, le cas d'incidences modérés est étudié, en s'intéressant à la diffusion bistatique incohérente par l'environnement [9]. Ce travail a tout d'abord consisté à modéliser de façon rigoureuse la diffusion par des mers propre et contaminée, au moyen d'une méthode numérique rapide. Ici, la méthode employée est la méthode PILE (Propagation-Inside-Layer Expansion method) [17], combinée à la méthode FB (Forward-Backward method) [18] avec accélération spectrale (SA, Spectral Acceleration) [19,20]. Cette méthode numérique nous permet alors de valider l'approche semi-empirique suivante.

Pour le cas de nappes de pétrole homogènes sur la surface de la mer, les deux surfaces sont supposées *localement* lisses (planes) (voir figure 1, ou figure 5 de [9]). Le film d'hydrocarbure étant mince et les deux interfaces parallèles et identiques, la mer contaminée peut être vue localement comme un interféromètre de Fabry-Pérot. Alors, à partir de la connaissance du coefficient de diffusion ou SERN  $\sigma^{\text{oil}}$  de l'interface air/pétrole d'une mer contaminée, le coefficient de diffusion ou SERN  $\sigma^{\text{cont}}$  de la mer contaminée est obtenue en multipliant  $\sigma^{\text{oil}}$  par le module au carré du ratio du coefficient de réflexion de Fresnel équivalent  $r_{\text{eq}}$  du système air/pétrole/mer sur le coefficient de réflexion de Fresnel de l'interface air/pétrole  $r_{12}$ :

$$\sigma^{cont} = \left| \frac{r_{eq}(\chi_i)}{r_{12}(\chi_i)} \right|^2 \times \sigma^{oil}$$
(1)

avec  $\chi_i$  l'angle local d'incidence. Cette approximation est en accord – et en total cohérence – avec l'approximation du plan tangent (appelée souvent approximation de Kirchhoff), réduite à l'approximation de l'optique géométrique (GOA, Geometric Optics Approximation). En effet, sous cette approximation, les surfaces considérées sont localement lisses (planes). Alors, l'angle local d'incidence  $\chi_i \equiv \chi_i^0$  est donné par la relation

$$\chi_i = -\frac{(\theta_r - \theta_i)}{2} \tag{2}$$

avec  $\theta_i$  l'angle d'incidence et  $\theta_r$  l'angle d'observation. Cette approche semi-empirique, appliquée à la GOA dans le caclul de la SERN, donne des résultats en bon accord avec le méthode numérique de référence autour de la direction spéculaire (voir figure 7 de [9]).

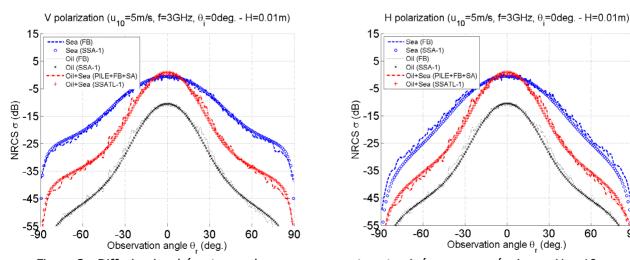


Figure 3 : Diffusion incohérente par des mers propre et contaminée pour une épaisseur H = 10 mm, en polarisations verticale (V) à gauche et horizontale (H) à droite : comparaison entre la méthode

numérique de référence et le SSA-1. La vitesse du vent  $u_{10} = 5$  m/s, la fréquence radar f = 3 GHz et l'angle d'incidence  $\theta_i = 0^{\circ}$ .

Ensuite, l'approche a été étendue à des méthodes asymptotiques plus élaborées et plus adaptées au cas d'une surface de mer, comme la WCA (Weigted Curvature Approximation) ou la SSA (Small Slope Approximation). La figure 3 représente l'approche semi-empirique décrite précédemment (dénotée TL pour « thin layer », film mince), appliquée à la SSA du premier order, et dénotée SSATL-1. La vitesse du vent est  $u_{10} = 5$  m/s, la fréquence radar f = 3 GHz, et l'angle d'incidence  $\theta_i = 0^\circ$ . Les paramètres du pétrole sont  $\{\omega_D = 10 \text{ rad/s}, E_0 = 2 \text{ mN/m}\}$ , avec une épaisseur du film H = 10 mm. Nous pouvons observer un très bon accord de la SSATL-1 avec la méthode numérique de référence, au moins pour des angles d'observation modérés.

Ainsi, cette approche semi-empirique, appliquée à un modèle électromagnétique approprié, donne de très bons résultats pour des angles d'incidence et de diffusion modérés, mettant en évidence la pertinence de l'approche semi-empirique. De plus, son grand avantage est de permettre le calcul de la SERN de manière très rapide, dans le but de détecter rapidement des pollutions maritimes.

Cependant, lorsque l'angle d'incidence devient rasant, les modèles asymptotiques classiques de diffusion incohérente par l'environnement ne sont plus valides. De plus, la mise en œuvre de méthodes numériques devient très difficile voire impossible, car le nombre d'échantillons à traiter pour pouvoir résoudre le problème est bien plus important. Ainsi, pour le cas d'incidences rasantes, nous nous intéressons dans la section suivante à la diffusion cohérente par l'environnement, où un modèle spécifique est mis en œuvre.

#### 3. Modélisation électromagnétique : incidences rasantes

Dans cette section, le cas d'incidences  $\theta_i$  rasantes est étudié, en s'intéressant à la diffusion cohérente par l'environnement, dans la direction spéculaire [10]. Ce travail consiste à étendre le modèle de Ament, basé sur le paramètre de rugosité de Rayleigh, au cas de films d'hydrocarbure sur la surface de la mer.

Le modèle de Ament, qui est basé sur une approche de type rayon, utilise le paramètre de rugosité de Rayleigh pour décrire la diffusion spéculaire par une surface rugueuse sous incidence rasante. Il prend en compte la rugosité de la surface en multipliant le coefficient de réflexion de Fresnel d'une surface plane,  $r_{12}$ , par le terme de rugosité exp(-2 Ra²) (pour des statistiques gaussiennes, avec Ra le paramètre de rugosité de Rayleigh). Alors, nous pouvons définir le coefficient de réflexion de Ament,  $r_{A}$ , par

$$r_A(\theta_i) = r_{12}(\theta_i) \times \exp(-2 Ra^2), \tag{3}$$

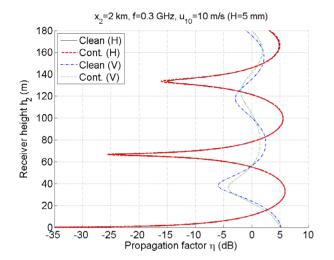
le paramètre de rugosité de Rayleigh Ra =  $k_1\sigma_h\cos\theta_i$  quantifiant le degré de rugosité de la surface, avec  $k_1$  le nombre d'onde dans le milieu incident, et  $\sigma_h$  l'écart type des hauteurs de la mer propre.

Pour le cas de deux surfaces rugueuses superposées formant un film mince (voir figure 1), il est possible d'utiliser la même approche que dans le cas simple interface pour décrire la diffusion pour une couche rugueuse. Ici, la diffusion par un tel système se décompose en de multiples réflexions successives à l'intérieur du film. Alors, le coefficient de réflexion équivalent de Ament  $r_A^{eq}$  associé au film mince rugueux peut s'exprimer comme la somme de toutes ces contributions (voir figure 1). Le terme décrivant la réflexion par deux interfaces planes,  $r^{eq}(\theta_i)$ , est égal au coefficient de réflexion équivalent d'un interféromètre de Fabry-Pérot. Il peut être exprimé sous la forme d'une somme, comme dans l'équation (18) de [10]. Alors, le terme décrivant la rugosité des deux interfaces doit être déterminé. Ici, nous nous intéressons à un film mince de pétrole sur la surface de la mer (voir figure 1), pour lequel les deux interfaces sont identiques et parallèles. Dans ce cas, il est possible de montrer que le terme décrivant la rugosité des surfaces est identique pour chaque champ réfléchi  $E_{r,n}$ , et égal à celui correspondant à la réflexion par la surface supérieure  $E_{r,1}$ . Il est donc égal à exp(-2 Ra'²), avec Ra' =  $k_1\sigma_h$ 'cos $\theta_i$  (où  $\sigma_h$ ' est l'écart type des hauteurs de la mer polluée). Ainsi,  $r_A^{eq}$  s'exprime par

$$r_{\Delta}^{eq}(\theta_i) = r^{eq}(\theta_i) \times exp(-2 \text{ Ra}'^2).$$
 (4)

Ce coefficient de réflexion équivalent de Ament, donné par l'équation (3) pour une simple interface, et par l'équation (4) pour un film mince, est alors appliqué à la propagation radar spéculaire au-dessus de films de pétrole sur la surface de la mer (mer contaminée), et comparé au cas d'une mer propre. L'émetteur radar est situé à une hauteur fixe  $h_1 = 15$  m au-dessus de l'origine ( $x_1 = 0$ ). Le récepteur est situé à une hauteur arbitraire  $h_2$ , à une distance  $x_2 = 2$  km de la source (voir figure 4 de [10]). Les calculs sont menés à une vitesse du vent à 10 m au-dessus de la surface  $u_{10} = 10$  m/s, et pour une fréquence radar f = 300 MHz. Pour plus de détail, voir [10].

L'écart type des hauteurs est obtenu à partir du spectre de Elfouhaily et al., pondéré par le modèle d'atténuation de Lombardini et al. (avec pour paramètres du pétrole, l'élasticité  $E_0=2$  mN/m et la pulsation caractéristique  $\omega_D=10$  rad/s) pour le cas de la mer contaminée [9]. Ainsi, pour  $u_{10}=10$  m/s, nous obtenons  $\sigma_h=0.651$  m pour une mer propre, et  $\sigma_h{'}=0.644$  m pour une mer contaminée.



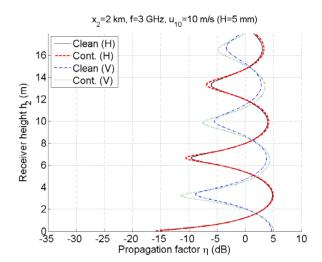


Figure 4 : Diffusion cohérente spéculaire : facteur de propagation  $\eta$  (en dB) en fonction de la hauteur du récepteur  $h_2$  (en m) pour des mers propre et contaminée, en polarisations horizontale (HH) et verticale (VV). L'épaisseur du film de pétrole est H = 5 mm, la vitesse du vent  $u_{10}$  = 10 m/s, la distance horizontale émetteur/récepteur  $x_2$  = 2 km, et la fréquence radar est f = 300 MHz à gauche et f = 3 GHz à droite.

Les résultats numériques montrent une comparaison entre une mer propre et une mer recouverte de pétrole, pour les paramètres décrits précédemment. La figure 4 présente le facteur de propagation  $\eta$  en dB en fonction de la hauteur du récepteur  $h_2$  en m, en polarisations HH et VV. L'épaisseur du film de pétrole est H = 5 mm, la distance horizontale émetteur/récepteur  $x_2$  = 2 km, et la fréquence radar est f = 300 MHz à gauche et f = 3 GHz à droite. Sur la figure de gauche f = 300 MHz, pour la polarisation HH, les différences entre une mer propre et une mer polluée sont minimes. Elles apparaissent uniquement au voisinage des extrema de la fonction. Cependant, ces différences demeurent faibles, et difficilement détectables par un radar côtier classique.

En revanche, pour la polarisation VV, des différences significatives apparaissent. En effet, les positions des extrema ne sont pas les mêmes entre une mer propre et une mer contaminée. Ces différences de positions viennent de la phase du coefficient de réflexion, qui, en polarisation verticale, est différente entre une mer propre et une mer contaminée. De plus, nous pouvons remarquer que les valeurs des extrema diffèrent également. Ceci peut avoir deux origines : le module du coefficient de réflexion, ou le terme d'atténuation due à la rugosité lié à l'écart type de hauteurs considéré. L'origine principale est ici le module du coefficient de réflexion. Ceci est confirmé par le fait qu'en polarisation HH, les valeurs des extrema sont légèrement plus élevées pour la mer contaminée, à l'inverse de la polarisation VV, où le module du coefficient de réflexion varie plus fortement que le terme d'atténuation.

D'autres simulations, comme sur la figure de droite f=3 GHz, ont pu montrer que le problème de détection de pétrole en polarisation HH peut être levé pour des fréquences plus élevées. En effet, dans ce cas la différence entre une mer propre et une mer contaminée est beaucoup plus

facilement détectable par un radar, autour des extrema du facteur de propagation  $\eta$  (et notamment autour des minima).

#### 4. Conclusion

Dans ce papier, une modélisation hydrodynamique de mers propre et polluée a été effectuée, en accord avec des résultats expérimentaux [14,15,16]. Cette base de travail nécessaire à la modélisation électromagnétique a permis de mettre en œuvre des modèles asymptotiques rapides de diffusion électromagnétique.

Dans un premier temps, le cas d'incidences modérés a été étudié, en s'intéressant à la diffusion bistatique incohérente par l'environnement. Pour obtenir des résultats numériques rapides, une approche semi-empirique a été mise en œuvre, permettant de réduire le problème double interface du cas mer polluée à une problème simple interface. Les résultats, obtenus alors de manière très rapide, montrent un très bon accord avec une méthode numérique de référence. Ils permettent d'envisager une détection rapide de pollutions maritimes.

Dans un second temps, le cas spécifique d'incidences rasantes a été étudié, en s'intéressant à la diffusion cohérente par l'environnement, dans la direction spéculaire. Ce travail a consisté en l'extension du modèle de Ament, valide pour une mer propre, au cas de deux interfaces identiques et parallèles, afin de traiter le cas de la mer polluée. Les résultats numériques montrent alors que la détection de pollutions d'hydrocarbures est possible essentiellement en polarisation verticale.

# Références bibliographiques

- 1 B. F. Kur'yanov, "The scattering of sound at a rough surface with two types of irregularity," Sov. Phys. Acoust., vol. 8, pp. 252-257, 1963.
- 2 W. Wright, "A new model for sea clutter," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 16, no. 2, pp. 217-223, 1968.
- 3 T.M. Elfouhaily et C.-A. Guérin, "A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces," *Waves in Random Media*, vol. 14, no. 4, pp. R1–R40, 2004.
- 4 W.S. Ament, "Toward a theory of reflection by a rough surface," *IRE Proceedings*, vol. 41, pp. 142–146, 1953.
- 5 V. Fabbro, C. Bourlier et P.F. Combes, "Forward propagation modeling above Gaussian rough surfaces by the parabolic wave equation: introduction of the shadowing effect," *Progress In Electromagnetic Research*, vol. 58, pp. 243–69, 2006.
- 6 D.E. Freund, N.E. Woods, Hwar-Ching Ku et R.S. Awadallah, "Forward radar propagation over a rough sea surface: a numerical assessment of the Miller-Brown approximation using a horizontally polarized 3-GHz line source," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 54, no. 4, pp. 1292–304, 2006.
- 7 T. Elfouhaily, B. Chapron, K. Katsaros et D. Vandemark, "A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves," *Journal of Geophysical Research*, vol. 102, no. C7, pp. 781–96, 1997.
- 8 P.P. Lombardini, B. Fiscella, P. Trivero, C. Cappa et W.D. Garrett, "Modulation of the spectra of short gravity waves by sea surface films: slick detection and characterization with a microwave probe," *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, vol. 6, no. 6, pp. 882–90, Dec. 1989.
- 9 N. Pinel, N. Déchamps et C. Bourlier, "Modeling of the bistatic electromagnetic scattering from sea surfaces covered in oil for microwave applications," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 46, no. 2, pp. 385–392, Feb. 2008.
- 10 N. Pinel, C. Bourlier et J. Saillard, "Rayleigh parameter of a rough layer: Application to forward radar propagation over oil slicks on sea surfaces under the Ament model," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 49, no. 9, pp. 2285–2290, 2007.
- 11 W. Alpers et H. Huhnerfuss, "The damping of ocean waves by surface films: a new look at an old problem," *Journal of Geophysical Research*, vol. 94, no. C5, pp. 6251–6265, 1989.
- 12 M. Gade, W. Alpers, H. Huhnerfuss, V.R. Wismann et A. Lange, "On the reduction of the radar backscatter by oceanic surface films: Scatterometer measurements and their theoretical interpretation," *Remote Sensing of Environment*, vol. 70, no. 66, pp. 52–70, 1998.

- 13 M.Y. Ayari, A. Khenchaf et A. Coatanhay, "Marine oil-spills electromagnetic scattering model using two-scale model," in *European Conference on Propagation and Systems*, Brest, France, Mar. 2005.
- 14 S.A. Ermakov, "Possibilities of identification of oil films using radar probing of the sea surface," in 2008 IEEE/OES US/EU-Baltic International Symposium (BALTIC), Tallinn, Estonia, May 2008.
- 15 I. Sergievskaya et S.A. Ermakov, "On wave damping due to oil films," in 2008 IEEE/OES US/EU-Baltic International Symposium (BALTIC), Tallinn, Estonia, May 2008.
- 16 C. Cox et W. Munk, "Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 44, pp. 838-850, 1954.
- 17 N. Déchamps, N. de Beaucoudrey, C. Bourlier et S. Toutain, "Fast numerical method for electromagnetic scattering by rough layered interfaces: Propagation-inside-layer expansion method," *Journal of the Optical Society of America A*, vol. 23, no. 2, pp. 359–69, Feb. 2006.
- 18 A. Iodice, "Forward-Backward method for scattering from dielectric rough surfaces," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 50, no. 7, pp. 901–911, 2002.
- 19 H.-T. Chou et J.T. Johnson, "A novel acceleration algorithm for the computation of scattering from rough surfaces with the Forward-Backward method," *Radio Science*, vol. 33, pp. 1277–1287, 1998.
- 20 N. Déchamps et C. Bourlier, "Electromagnetic scattering from a rough layer: Propagation-inside-layer expansion method combined to the forward-backward novel spectral acceleration," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, no. 12, pp. 3576–3586, Dec. 2007.