
Étude statistique du fouillis de mer à partir de lois α -stables

**Anthony Fiche¹, Ali Khenchaf¹, Jean-Christophe Cexus¹,
Arnaud Martin², Majid Rochdi¹**

1. LabSTICC UMR CNRS 6285, ENSTA-Bretagne

2 rue François Verny, F-29806, Brest cedex 9

{fichean, khenchal, cexusjc, rochdma}@ensta-bretagne.fr

2. Irisa, Université de Rennes 1

Rue Édouard Branly, BP 32019, F-22302, Lannion cedex

arnaud.martin@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ. Dans cet article, en vue d'une problématique de surveillance maritime, nous proposons de caractériser le fouillis de mer en utilisant une approche statistique. En général, l'étude statistique du fouillis de mer nécessite d'avoir des moyens matériels importants, installés dans un environnement maritime, permettant d'acquérir une base de signaux réels diffusés par une surface maritime. Par conséquent, dans ce papier, nous choisissons d'une part, de générer une surface maritime à partir du spectre d'Elfouhaily. D'autre part, l'optique physique est utilisée pour calculer le coefficient de diffusion d'une surface maritime. Dans ce sens, une base de données de coefficient de diffusion est ainsi constituée, pour des caractéristiques électromagnétiques de l'eau de mer fixées, en faisant varier la géométrie d'observation, la polarisation de l'onde (à l'émission et à la réception), la vitesse du vent et la direction du vent. Pour analyser la distribution des coefficients de diffusion électromagnétique, nous proposons l'utilisation pour la première fois, de la loi α -stable que nous comparons aux résultats obtenus avec les distributions statistiques généralement utilisées : la loi de Weibull et la loi \mathcal{K} . Le test de Kolmogorov-Smirnov permet d'affirmer que le modèle alpha-stable est le plus adapté à notre base de données. Par conséquent, nous regardons plus particulièrement l'influence de la polarisation, de la vitesse du vent et de la direction du vent sur les paramètres des distributions α -stables. Le paramètre de position delta permet notamment de discriminer les densités de probabilité du paramètre δ pour certaines configurations.

ABSTRACT. In this article, and to contribute to the study of the problem of maritime surveillance, we propose to characterize sea clutter using a statistical approach. In general, the statistical study of sea clutter requires to have significant material installed in a maritime environment, this to acquire a database of real signals broadcast by a sea surface. Therefore, in this paper, we choose to generate the sea surface by using the Elfouhaily sea spectrum. On the other hand, the Physical Optics approximation is used to calculate the diffusion coefficient of a sea surface. In this sense, a database of scattering coefficients is well established (for the fixed electromagnetic characteristics of the sea water), by varying the observation geometry, the polarization of the wave (at the emitter and at the receiver), the wind speed and wind direction. To analyze the distribution of electromagnetic scattering

coefficients, we propose to use for the first time, the α -stable distribution, we compare the results obtained with those given by the two commonly used in statistical distributions: the Weibull and \mathcal{K} law. The Kolmogorov-Smirnov evidence is used to show that the α -stable model is best suited to our database. Therefore, we look more specifically the influence of the polarization, the wind speed and wind direction on the parameters of α -stable distributions. The parameter δ particular position allows to discriminate the probability density of the parameter δ for some configurations.

MOTS-CLÉS : fouillis de mer, spectre d'Elfouhaily, optique physique, surface équivalente radar, modèle statistique, distribution α -stable.

KEYWORDS: sea clutter, Elfouhaily sea spectrum, physical optics, radar cross section, statistical modeling, α -stable distribution.

DOI:10.3166/TS.30.243-271 © 2013 Lavoisier

Extended abstract

The characterization of the sea clutter is an important step for remote sensing systems in a context of ocean surveillance. In this paper, we firstly introduce the environment parameters (temperature, salinity, permittivity and wind) which influence on the electromagnetic and geometrical properties of sea surface. The sea surface is a linear superposition of sinusoidal waves, with different amplitudes, directions and pulsations. Consequently, the sea surface can be generated from a sea spectrum such as Philips (1958), Pierson and Moskowitz (1964), Fung and Lee (1982), Jonswap (Hasselmann *et al.*, 1973), Elfouhaily *et al.* (1999). In this paper, the Elfouhaily sea spectrum is used because this sea spectrum takes into account gravity and capillarity waves and the fetch (the fetch is the area of ocean surface over which the wind blows in an essentially constant direction, thus generating waves).

The scattering coefficient (called the Radar Cross Section (RCS)) can be calculated by using two families of methods: asymptotic methods and numerical methods. In practice, we use an asymptotic method because numerical methods are time consuming. The Physical Optics is used to calculate the Radar Cross Section which is comparing with two asymptotic methods: the Kirchhoff Approximation (Ulaby, 1986; Beckmann and Spizzichino, 1987) and the Small Perturbation Method (Rice, 1951). We validate the results obtained by the Physical Optics with the Small Perturbation Method because we work in a context of small perturbations (wind speed $v \in [3,8]$ m/s).

The sea clutter is considered as a stochastic process, which represents the evolution of the Radar Cross Section depending on geometric configuration and sea state. The Radar Cross Section can be modeled by a statistical approach. By fixing angles, we build a histogram of the Radar Cross Section from several simulations of sea surface. The histogram of the Radar Cross Section is characterized by heavy-tails, which can be modeled by a \mathcal{K} (Jakeman and Pusey, 1976, 1977) or Weibull (Schleher, 1976; Fay *et al.*, 1977) distribution. We have compared these models by a class of distributions called α -stable distributions (Lévy, 1924), which have been

recently used to model sea clutter. The α -stable distribution is characterized by four parameters: the characteristic exponent α , the skewness parameter β , the dispersion parameter γ and the position parameter δ . The performance of each model is evaluated by a Kolmogorov-Smirnov test. In our study, we observe that 95% of Kolmogorov-Smirnov test is verified for the hypothesis alpha-stable, and not verified for the Weibull and \mathcal{K} distributions. Consequently, we decide to continue the statistical study with the α -stable distribution. The parameters α, β and γ are not relevant to characterize the sea clutter because the probability density functions of these parameters overlap for any polarization, wind speed and direction of speed. The parameter δ can discriminate the probability density function for each wind speed and polarization but the direction of wind is not relevant because we can not discriminate the probability density function of the parameter δ .

1. Introduction

La caractérisation des échos indésirables réfléchis par la surface maritime, appelés fouillis, est une étape importante dans l'analyse des performances des différents systèmes de télédétection, ceci pour de nombreuses applications :

- détection, reconnaissance et identification d'objets présents sur la surface maritime (périscopes, avion volant à basse altitude ou missile) pour assurer la sécurité des côtes ;
- identification de petites embarcations, de bouées, d'icebergs ou de nappes de pétrole pour contrôler le trafic maritime ;
- surveillance et intervention sur des bateaux pratiquant la pêche illégale ;
- exploitation des signaux réfléchis par la surface maritime pour l'obtention des caractéristiques océanographiques de l'eau de mer.

Ayari *et al.* (2006) ont étudié l'interaction d'une onde électromagnétique avec la surface maritime naturelle ou polluée. Franceschetti *et al.* (1998, 2002) ont simulé des signaux et images SAR de l'océan. Wackerman *et al.* (2001) ont proposé des algorithmes de détection automatique des bateaux à partir d'images radar. Gelpi *et al.* (2003) ont analysé la contribution des ondes de surface sur la mesure radar et la vitesse Doppler de la surface maritime. Arnold-Bos *et al.* (2007a, b), et Arnold-Bos (2010) ont étudié et examiné la détection et le suivi de navire à partir de son sillage. Récemment Rochdi *et al.* (2011) et Bennani *et al.* (2012) ont proposé d'une part, d'évaluer la contribution du champ diffusé par une cible complexe placée sur une surface maritime et, d'autre part, l'imagerie ISAR d'une scène observée.

Il s'avère qu'un des aspects importants à prendre en compte dans diverses applications liées à l'observation de l'environnement maritime est de disposer d'une modélisation réaliste de la surface maritime. Elle peut être obtenue à partir de la superposition de surfaces sinusoïdales, avec des amplitudes, des directions et des pulsations différentes. Des travaux ont été menés afin de décrire la surface de mer à partir d'un spectre d'énergie. Dans la littérature, il existe plusieurs spectres comme celui de Philips (1958), Pierson et Moskowitz (1964), Fung et Lee (1982), Jonswap (Hasselmann *et al.*, 1973) et Elfouhaily *et al.* (1997).

Une fois le modèle de description géométrique de la surface maritime choisi ainsi que la façon de la générer définie, il convient d'évaluer le coefficient de diffusion électromagnétique de cette surface. En dehors des méthodes empiriques, on peut distinguer deux familles de méthodes permettant de réaliser cette tâche : les méthodes asymptotiques, les méthodes exactes et les méthodes hybrides. Le problème que posent les méthodes exactes, résolues en adoptant une méthode numérique est qu'elles sont coûteuses en temps de calcul. Dans le cadre du travail présenté ici, nous proposons d'utiliser les méthodes asymptotiques afin de calculer le coefficient de diffusion.

Une surface maritime (et ensuite le fouillis de mer) est le plus souvent considérée comme un processus stochastique (Denny, 1997), représentant une évolution discrète ou à temps continu d'une variable aléatoire. Il convient alors de représenter ce processus stochastique décrivant le fouillis de mer à partir de modèles statistiques. Une bibliographie assez détaillée des modèles statistiques utilisés pour représenter l'amplitude du fouillis de mer est réalisée par Cowper (2000). Ward et Watts (1985) s'aperçoivent de la non-gaussiannité du fouillis de mer pour des angles rasants et/ou des largeurs d'impulsions du radar petites. Ceci se traduit par l'apparition de bruit impulsif (Hair *et al.*, 1991) dans le signal retour. Les distributions recherchées sont celles qui présentent la propriété de queues lourdes (Embrechts *et al.*, 1997). Des travaux ont ainsi été réalisés à partir de la loi log-normale, la loi de Weibull et la loi \mathcal{K} . Trunk et George (1970) se sont aperçus que la loi log-normale était un bon modèle pour représenter le fouillis de mer. Valenzuela et Laing (1971) sont arrivés à un compromis entre une loi de Rayleigh et une loi log-normale. Schleher (1976) utilise une loi de Weibull comme compromis entre la loi de Rayleigh et log-normale permettant d'avoir une bonne représentation du fouillis de mer. Fay *et al.* (1977) arrivent à la même conclusion. La loi \mathcal{K} a été introduite par Jakeman et Pusey (1976) afin de modéliser l'amplitude du fouillis de mer par une loi n'appartenant pas à la loi de Rayleigh. Ils ont ainsi montré que cette loi était un excellent modèle pour modéliser le fouillis de mer (Jakeman et Pusey, 1977). Nohara *et al.* (1989) ont montré que la distribution \mathcal{K} était un bon modèle pour représenter l'amplitude du fouillis de mer en copolarisation et en polarisation croisée. L'expression de la loi \mathcal{K} a notamment été détaillée par Antipov (1998) et Dong (2004). Toutes ces lois ont une interprétation physique. En effet, le champ diffusé par une surface naturelle est considéré comme une variable aléatoire résultant d'une sommation de l'ensemble des diffuseurs contenus dans la zone insonifiée (Daba et Bell, 1995). Par conséquent, les phénomènes d'ombre et de diffusions multiples viennent modifier la répartition des points brillants. La loi log-normale permet de décrire une surface hétérogène présentant de nombreux forts diffuseurs (petites cellules de résolution et petits angles rasants). La loi de Weibull est appliquée lorsque la surface contient beaucoup de points brillants, dont aucun ne prédomine les autres (grandes cellules de résolution) : cette loi permet donc de caractériser un fouillis uniforme. La loi \mathcal{K} est utilisée lorsque les points brillants sont répartis aléatoirement dans la cellule de résolution.

Il s'avère que le fouillis de mer se caractérise principalement au niveau de la queue de la distribution. Récemment, en configurations particulières, les distributions α -stables ont été utilisées afin de modéliser le fouillis de mer (Pierce,

1996), permettant de représenter ce phénomène de queues lourdes. Beaucoup de travaux ont été réalisés en imagerie. Par exemple, Banerjee *et al.* (1999) modélisent le fouillis de mer extrait d'images obtenues par un radar à synthèse d'ouverture ultra large-bande (UWB SAR pour *Ultra-Wide Band Synthetic Aperture Radar*) par des distributions α -stable. Achim *et al.* (2003) modélisent le speckle par un modèle α -stable pour ensuite le retirer des images SAR. Des travaux (Liao *et al.*, 2008 ; Wang *et al.*, 2007) ont notamment été réalisés afin de détecter des navires dans les images SAR. Les distributions α -stables sont utilisées lorsque les points brillants sont nombreux et répartis aléatoirement dans la cellule de résolution.

La suite de l'article se compose de trois parties suivies d'une conclusion. Nous présentons tout d'abord les caractéristiques électromagnétiques et géométriques de la surface maritime, avec un développement plus approfondi du spectre de mer. Ensuite, nous développons les différents modèles asymptotiques permettant de calculer les coefficients de diffusion de la surface considérée, en particulier l'approximation de l'optique physique. Enfin, nous analysons les coefficients de diffusion électromagnétique, en faisant varier les paramètres géométriques d'observations, la polarisation en émission et en réception ainsi que la vitesse et la direction du vent.

2. Description de la surface maritime

2.1. Propriétés physiques de la surface maritime

La surface maritime se caractérise par de nombreux paramètres pouvant avoir une influence plus ou moins importante sur les coefficients de diffusion : température, salinité, permittivité électrique relative et le vent. Par conséquent, dans cette section, nous présentons les différentes caractéristiques de l'environnement marin.

2.1.1. La température

La température de l'eau de mer, notée T , dépend de l'endroit où l'on se trouve sur la Terre, de la profondeur de l'eau ainsi que de la saison. Dans le cadre de notre application, on ne s'intéresse qu'à la température de surface exprimée en degrés Celsius.

2.1.2. La salinité

La salinité, notée S , est un indicateur permettant de quantifier la quantité de sel dissout dans l'eau de mer. En général, il y a 35 g de sel pour un kilogramme d'eau de mer. La salinité de l'eau de mer varie énormément d'une masse d'eau à l'autre. De nos jours, la salinité est mesurée à partir de la conductivité de l'eau de mer.

2.1.3. Caractéristique physique

Les propriétés électromagnétiques de l'eau de mer sont caractérisées par deux paramètres : la permittivité électrique relative ϵ_r et la perméabilité magnétique

relative μ_r . Étant donné que l'eau de mer n'est pas un milieu magnétique, la perméabilité magnétique relative est prise égale à 1. Il existe deux principaux modèles permettant l'estimation de la constante diélectrique de l'eau de mer : le modèle de Debye (1929) et le modèle de Cole-Cole (1942). Ici, nous avons adopté la formulation empirique de Debye (Annexe 1) établie à partir de données expérimentales recueillies dans des plages de température et de salinité particulières. Les variations de la partie réelle et de la partie imaginaire de la constante diélectrique en fonction de la fréquence sont représentées en figure 1.

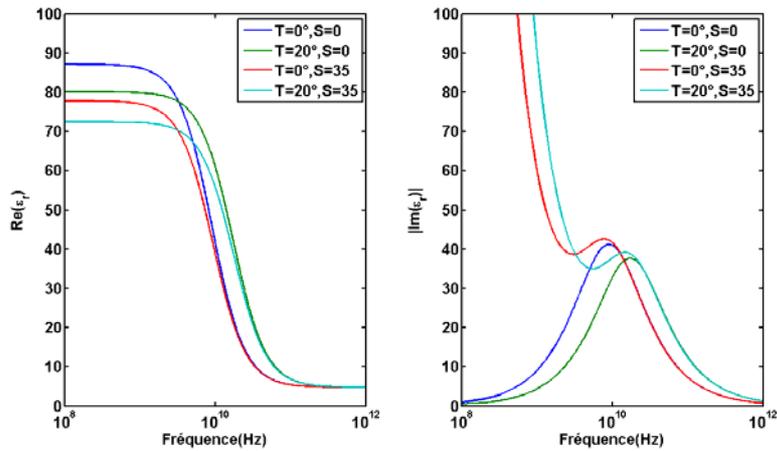


Figure 1. Variation de la constante diélectrique en fonction de la fréquence

2.1.4. Le vent

L'état de mer est principalement dû au vent. Il est possible d'obtenir une relation entre vitesse et altitude à partir de la physique des écoulements des fluides. À des altitudes élevées, soit environ un à deux kilomètres au-dessus du sol, l'influence de la surface de la mer sur l'écoulement du vent est pratiquement nulle. Par contre, dans les couches les plus basses, la friction contre la surface de la mer influe sur la vitesse du vent. En pratique, une rugosité forte diminue la vitesse du vent près de la surface considérée. Le vent à une altitude z est déterminé à partir de la vitesse de friction du vent U_* en m/s (Fung et Lee, 1982) :

$$U_z = \frac{U_*}{\kappa_0} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (1)$$

avec

– κ_0 la constante de Von Kármán valant 0.4 ;

– $z_0 = \frac{0.684}{U_*} + 0.428U_*^2 - 0.0433$ la hauteur de rugosité de l'état de mer en cm.

Jusque dans les années 1950, les mathématiciens ont eu du mal à concilier ce phénomène d'agitation avec le modèle simple de la houle. Les océanographes Phillips (1977) et Pierson et Moskowitz (1964) ont alors proposé une approche statistique permettant de représenter l'état de mer à partir d'un spectre.

2.2. Propriétés géométriques de la surface de mer

Dans cette section, nous présentons le moyen de générer une surface rugueuse. De manière générale, les surfaces rugueuses peuvent avoir la propriété d'être périodiques ou aléatoires. Nous nous intéressons au cas de surfaces rugueuses aléatoires. La difficulté de description de ces surfaces réside dans le fait qu'il est difficile de disposer d'une expression mathématique unique. Une surface de mer considérée comme rugueuse et aléatoire peut être décrite par une superposition de vagues de longueur d'onde, de hauteur et de direction de propagation différentes. Par contre, il est possible de connaître différentes caractéristiques statistiques. La variation de l'état de mer en fonction du temps est déterminée par la variable élévation z par rapport à une surface de référence. Cette variable dépend des variables spatiales x et y ainsi que du temps t . La variable (ou fonction) élévation se note alors $z(x,y,t)$ (figure 2). La grandeur H_c correspond à la hauteur des vagues et à la distance verticale entre un creux et une crête sur une période T_c , temps séparant deux passages successifs dans le même sens par le niveau moyen. La forme de la densité spectrale de puissance de la variable élévation à temps fixé t a été déterminée numériquement par différents échantillons de mesures. La densité spectrale de puissance, notée \mathcal{S} , est le produit de deux composantes :

$$\mathcal{S}(K, \dots) = \frac{1}{K} \mathcal{S}_{1d}(K, \dots) \mathcal{D}_{dir}(\psi, \dots) \quad (2)$$

avec :

- $K = [K_x, K_y]$ le vecteur d'onde et K sa norme ;
- \mathcal{S}_{1d} le spectre omnidirectionnel ;
- \mathcal{D}_{dir} la fonction angulaire.

La fonction angulaire permet de rendre le spectre bidimensionnel, propageant chaque raie du spectre dans un faisceau angulaire. La fonction angulaire traduit la façon dont l'énergie est répartie angulairement pour chaque fréquence.

Dans la littérature, il existe un nombre important de formulation pour le spectre omnidirectionnel comme le spectre de Pierson et Moskowitz (1964), le spectre de Fung et Lee (1982), le spectre de Jonswap (Hasselmann *et al.*, 1973), le spectre d'Elfouhaily *et al.* (1997). Dans la suite, nous utilisons le spectre d'Elfouhaily *et al.* car il permet de modéliser les vagues de gravité et de capillarité ainsi que le *fetch* (la zone de *fetch* est une région où le vent souffle avec une direction et une intensité constantes, influant notamment sur la période, la longueur d'onde et la hauteur des vagues).

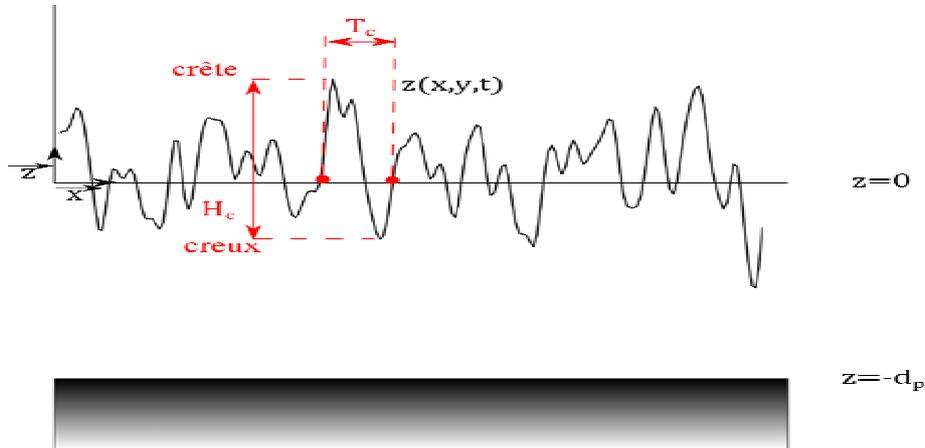


Figure 2. Définition de la fonction d'élévation

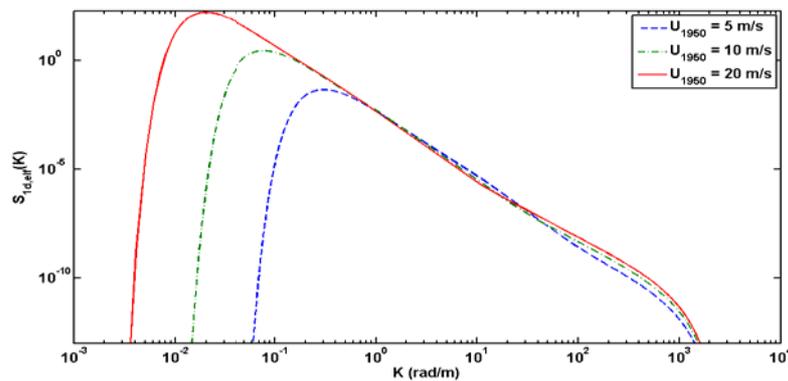


Figure 3. Représentation du spectre d'Elfouhaily et al. en fonction du nombre d'onde

Le spectre d'Elfouhaily *et al.* (1997) est une synthèse de différents travaux réalisés depuis les années 1970. Ce modèle permet notamment de prendre en compte le modèle de Cox et Munk (1954, 1956) pour la description des pentes. Le spectre d'Elfouhaily *et al.* $S_{1a,elf}$ se décompose en une somme d'un spectre dépendant des vagues de capillarité \mathcal{S}_c et un spectre dépendant des vagues de gravité \mathcal{S}_g (expression détaillée en Annexe 2 et représentée en figure 3). La fonction angulaire d'Elfouhaily est détaillée en Annexe 2 et tracée en figure 4.

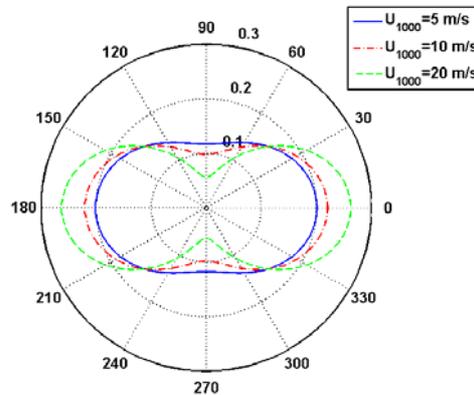


Figure 4. Fonction angulaire d'Elfouhaily et al.

3. Les modèles de diffusion électromagnétique

Dans la section précédente, nous avons exposé les différentes caractéristiques géométriques et physiques d'une surface maritime. Dans cette section, nous nous intéressons à la détermination des coefficients de diffusion d'une surface de mer considérée comme rugueuse et aléatoire. Il existe notamment deux grandes familles permettant de calculer les coefficients de diffusion :

- les méthodes dites asymptotiques, qui permettent de calculer le champ diffusé moyennant des approximations ;
- les méthodes exactes qui sont résolues en utilisant les méthodes numériques, qui résolvent les équations de Maxwell locales sur des interfaces.

En pratique, les méthodes numériques sont coûteuses en temps de calcul. Dans cet article, nous avons opté pour l'utilisation des méthodes asymptotiques : l'approximation de Kirchhoff, la méthode des petites perturbations et l'approximation de l'optique physique.

3.1. Approximation de Kirchhoff

L'approximation de Kirchhoff ou approximation du plan tangent est une méthode permettant d'évaluer la contribution spéculaire d'une onde électromagnétique. Les travaux de Brekovskikh ont permis d'introduire le modèle de Kirchhoff. Ce dernier est explicité dans (Ulaby *et al.*, 1986 ; Beckmann et Spizzichino, 1987) et a été adapté au cas bistatique par Barrick (1968). Il est possible d'assimiler chaque point de la surface par un plan tangent sous l'hypothèse que la longueur d'onde soit faible devant le rayon de courbure des vagues. Par conséquent, les lois de l'optique géométrique prévoient que l'onde incidente est

réfléchi de manière spéculaire par le plan tangent en chaque point de la surface. Le champ réfléchi par la surface et le champ incident sont alors reliés par les coefficients de Fresnel. Le problème est que l'approximation du plan tangent ne suffit pas à calculer le coefficient de diffusion (notamment la composante diffuse). Il est alors nécessaire d'introduire l'approximation de la phase stationnaire (Stogryn (1967)). Le champ diffusé n'a alors qu'une contribution spéculaire. L'utilisation de l'approximation de l'optique géométrique (Eckart, 1953) permet d'obtenir un coefficient de diffusion proportionnel à la probabilité des pentes $P(Z_x, Z_y)$ (Cox et Munk, 1954 ; 1956). Les coefficients de diffusion dans leur forme simplifiée sont donnés par :

$$\sigma_{pq}^s = \frac{\pi k^2 \|q\|^2}{q_z^2} |U_{pq}^2| P(Z_x, Z_y) \quad (3)$$

avec U_{pq} un coefficient de polarisation dépendant de la configuration géométrique et des coefficients de Fresnel, p la polarisation en émission et q en réception, $\|q\| = \|(k_s - k_i)\| = \|[q_x \ q_y \ q_z]\|$ et k_i et k_s sont respectivement le vecteur directeur de l'onde électromagnétique incidente et diffusée.

3.2. Méthode des petites perturbations

La méthode des petites perturbations (notée SPM pour *Small Perturbations Method* en anglais), appelée aussi théorie de Bragg, a été introduite par Rice (1951). Cette méthode est utilisée dans le cas de surface faiblement rugueuse (longueur de corrélation et hauteurs petites devant la longueur d'onde) tandis que l'approximation de Kirchhoff permet de déterminer la composante spéculaire (longueur de corrélation et hauteurs grandes devant la longueur d'onde). La méthode des petites perturbations peut être considérée comme un développement limité du champ diffusé en fonction des hauteurs de la surface. Le nombre de réflexions par la surface constitue l'ordre du développement limité. Rice a proposé la méthode des petites perturbations à l'ordre 1 et 2. Les coefficients de diffusion obtenus par le modèle des petites perturbations à l'ordre 1 dans le cas bistatique sont donnés par l'expression suivante :

$$\sigma_{pq}^s = 8 |k^2 \cos(\theta_i) \cos(\theta_s) \alpha_{pq}|^2 \frac{\mathcal{S}(K_b, \psi)}{\|K_b\|} \quad (4)$$

avec K_b désigne le vecteur d'onde bistatique des vaguelettes de Bragg, il est donné par la relation :

$$K_b = \begin{bmatrix} \sin(\theta_i) \cos(\varphi_s - \varphi_i) - \sin(\theta_i) \\ \sin(\theta_s) - \sin(\varphi_s - \varphi_i) \end{bmatrix} \quad (5)$$

et α_{pq} un coefficient dépendant des angles (figure 5) et de la permittivité de la mer.

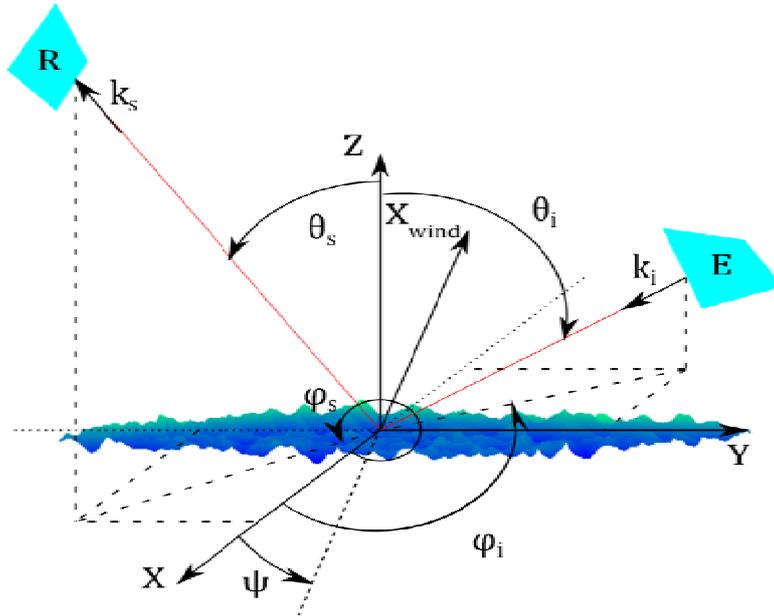


Figure 5. Configuration géométrique d'observation

3.3. Optique physique

L'optique physique (OP) est une méthode dite des courants permettant de calculer le champ diffusé par une surface en faisant une approximation des courants induits par l'onde incidente sur la surface de l'objet illuminé. On obtient le champ diffusé à partir d'une intégration des courants induits sur toute la surface illuminée par l'onde incidente. L'onde électromagnétique (E_i, H_i) crée le courant magnétique induit J_m et le courant électrique J_e définis par :

$$J_m = -n \times E, J_e = n \times H \quad (6)$$

où n est le vecteur unitaire à la surface, E et H sont respectivement le champ total électrique et magnétique sur la surface.

Le champ incident est considéré comme une onde plane si la cible est illuminée à une distance assez grande. Le champ diffusé par la surface illuminée S est donné par :

$$E_s = \frac{jke^{-ikR}}{4\pi R} \int [k_s \times (\eta k_s \times J_e + J_m)] e^{-ikk_s \cdot r} ds \quad (7)$$

où k est le nombre d'onde, R est la distance entre le centre du référentiel et le récepteur, k_i et k_s sont respectivement le vecteur directeur de l'onde électromagnétique incidente et diffusée. Le paramètre η correspond à l'impédance du milieu et r le vecteur position d'un point de la surface. L'équation (7) est difficile à simplifier mais peut se résoudre par une décomposition de la surface en facettes triangulaires (Dos Santos et Rabelo, 1986).

4. Simulation et résultats

La description de la diffusion d'une onde électromagnétique sur une surface maritime à partir d'une fonction de densité de probabilité est un problème essentiel dans la détection de cible radar maritime. L'objectif va donc être d'effectuer une étude statistique de la SER (surface équivalente radar) de la surface maritime.

4.1. Méthodologie

Les différentes étapes décrites dans cette section sont représentées dans la figure 5. Tout d'abord, le calcul de la surface équivalente va être dépendant des caractéristiques physiques et géométriques de la surface de mer développées dans la section 2 : la température, la salinité, la permittivité diélectrique, la vitesse du vent et la direction du vent. Nous utilisons le modèle de Debye pour modéliser les propriétés électromagnétiques de la mer. Le spectre de mer proposé par Elfouhaily *et al.* est utilisé afin de modéliser les vagues de gravité et de capillarité (implicitement ce spectre prend en compte les paramètres de vitesse du vent, direction du vent et le *fetch*).

Ensuite, le calcul du champ diffusé est dépendant de la fréquence de l'onde incidente, de la polarisation de l'onde émise et reçue ainsi que de la géométrie d'observation. Nous considérons plusieurs réalisations de la surface maritime, chacune peut être traitée comme déterministe. Par conséquent, nous utilisons une approche déterministe fondée sur une discrétisation de la surface générée par des facettes afin de calculer le champ diffusé. La surface va donc être découpée en facettes triangulaires.

Dans notre étude, nous considérons une surface de 30 m par 30 m en découpant la surface par 15 facettes triangulaires pour chaque arête. L'optique physique permet alors d'obtenir les coefficients de diffusion de la surface maritime en fonction de la configuration géométrique (angle d'incidence ou angle de réception). Il est possible de comparer l'évolution de la SER en fonction de l'angle d'observation obtenu par l'optique physique avec celle obtenue par la méthode des petites perturbations détaillée en section 3. Cette comparaison est effectuée par la polarisation HH pour une vitesse de vent $v = 3\text{ m/s}$, direction de vent $\psi = 0^\circ$ et émetteurs fixes : $\theta_i = 30^\circ$ et $\varphi_i = 30^\circ$ et : $\theta_i = 50^\circ$ et $\varphi_i = 30^\circ$. On remarque que sur les figures 7a et 7b, nous avons un maximum lorsque : $\theta_i = \theta_s$. Cette observation est logique car on se place dans le domaine spéculaire et donc par conséquent l'intensité réfléchie est maximale.

Ensuite, la méthode utilisée pour calculer le champ diffusé est en accord avec la méthode des petites perturbations ce qui nous permet de valider l'approche suivie.

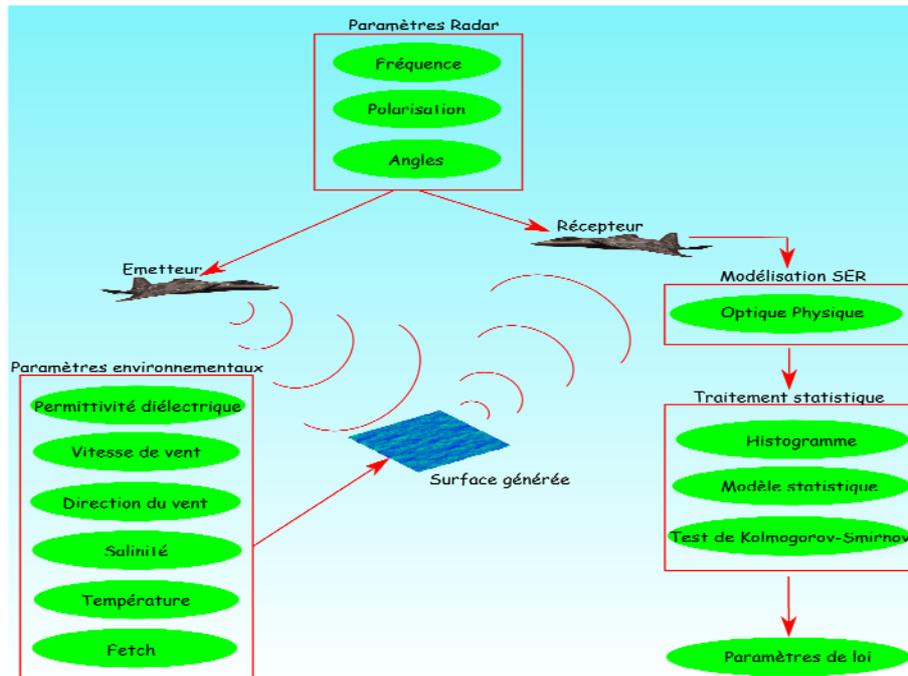


Figure 6. Chaîne de traitement

À partir de cette approche, nous constituons une base de données avec, pour une vitesse de vent, une direction de vent donnée et une polarisation donnée, des matrices de 500 par 19 par 19 avec 19 représentant la discrétisation de l'angle d'émission et de réception variant de 0° à 90° avec un pas de 5° et 500 le nombre de surfaces maritimes générées.

Partant de cette base de données ainsi constituée, nous effectuons une étude statistique. Tout d'abord, à angle fixé, nous prélevons aléatoirement 50 coefficients de diffusion parmi les 500. Nous construisons alors un histogramme à partir de ces 50 données. L'un des problèmes qui se pose est de choisir le nombre d'intervalles pour construire l'historgramme. Des règles ont notamment été proposées afin de fixer le nombre d'intervalles pour construire l'historgramme : la règle de Scott (2010), la règle de Sturges (Scott, 2009) et la règle de Freedman-Diaconis (1981). Ces différentes règles ont été testées et la règle de Freedman-Diacanos (1981) permet d'obtenir des histogrammes sans intervalle vide. Par la suite, l'une des phases importantes est de choisir un modèle permettant d'approcher au mieux l'historgramme. Nous utilisons une méthode par moindres carrés afin d'estimer les paramètres des lois. La validité du modèle va être évaluée à partir d'un test de

Kolmogorov-Smirnov. Si le test n'est pas validé, le modèle n'est pas bon ; par contre si le test est vérifié, le modèle est en adéquation avec les données. Cette démarche est effectuée 15 fois pour ensuite faire une étude statistique sur les paramètres de la loi. Dans la section suivante, les lois continues considérées sont comparées entre elles à partir d'un test de Kolmogorov-Smirnov.

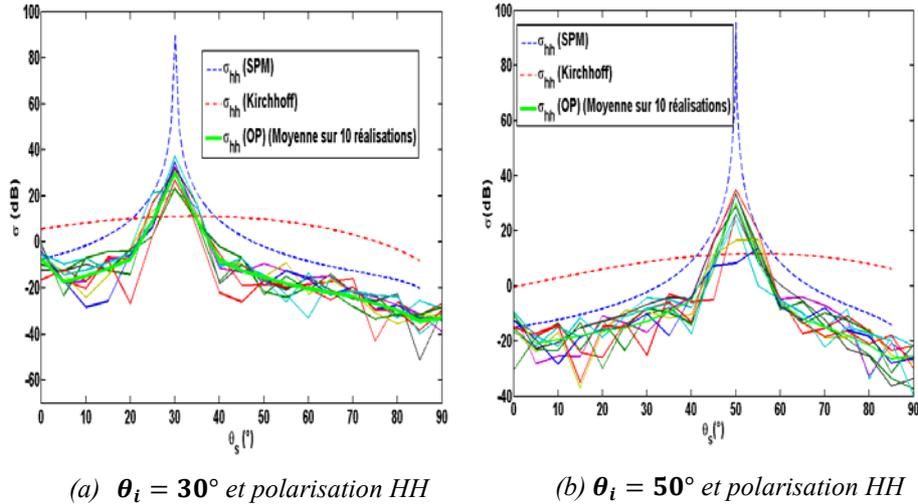


Figure 7. Comparaison entre les modèles asymptotiques de diffusion

4.2. Lois continues

Cette section permet d'introduire les lois continues utilisées pour caractériser le fouillis de mer.

4.2.1. La loi de Weibull

La loi de Weibull a été introduite par Waloddi Weibull (1939). Une variable aléatoire X suit une loi de Weibull de paramètre d'échelle $a \in \mathbb{R}^{+*}$ et de forme $b \in \mathbb{R}^{+*}$, notée $\mathcal{W}(a, b)$ si sa densité de probabilité est déterminée par la relation :

$$f_{w(a,b)}(x) = \begin{cases} \frac{b}{a} \left(\frac{x}{a}\right)^{b-1} \exp\left(-\left(\frac{x}{a}\right)^b\right) & \text{si } x \geq 0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (8)$$

4.2.2. La loi \mathcal{K}

La loi \mathcal{K} a été introduite par Jakeman et Pusey (1976) afin de décrire les statistiques de la diffusion issue de la surface de mer. Ce modèle suppose que le

nombre de diffuseurs à l'intérieur d'une cellule de résolution est décrit par un processus aléatoire de naissance, mort et migration. L'utilisation de la loi \mathcal{K} suggère plusieurs hypothèses. Le champ diffusé par la surface est la somme d'ondes réfléchies par plusieurs diffuseurs répartis dans une cellule de résolution. Les amplitudes et les phases de ces ondes réfléchies sont des variables aléatoires indépendantes. En supposant que la cellule de résolution est grande par rapport à la longueur d'onde, la phase est distribuée uniformément sur $[0, 2\pi]$. Ensuite, le nombre de diffuseurs à l'intérieur de la cellule de résolution est une variable aléatoire distribuée selon une loi binomiale négative de paramètre α_B . On suppose ensuite que le nombre de diffuseurs est grand dans chaque cellule. Lorsque α_B est infini, les diffuseurs sont supposés indépendants entre eux, le nombre de diffuseurs suit une loi de Poisson. Le champ diffusé suit alors une loi de Rayleigh. Une variable aléatoire X suit une loi \mathcal{K} de paramètre de forme $\nu > 1$ et de paramètre d'échelle $\mu \in \mathbb{R}^+$, notée $\mathcal{K}(\mu, \nu)$ si sa densité de probabilité est déterminée par la relation :

$$f_{\mathcal{K}(\mu, \nu)}(x) = \begin{cases} \frac{2}{\mu} \frac{1}{(\nu + 1)} \left(\frac{x}{2\mu}\right)^{\nu+1} K_{\nu}\left(\frac{x}{\mu}\right) & \text{si } x \geq 0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (9)$$

avec \mathcal{K}_{ν} une fonction de Bessel modifiée de seconde espèce d'ordre ν (Abramovitz et Stegun, 1972).

Il est possible de retrouver la distribution \mathcal{K} avec 3 paramètres utilisés en imagerie. En effet, les données brutes doivent avoir un traitement différent suivant les échelles de représentation utilisées pour constituer l'image. En général, on enregistre les données brutes à une résolution spatiale constante fixée par l'opérateur. Lorsque la taille du pixel de l'image excède cette résolution spatiale, la réflectivité associée à un pixel de l'image correspond au moyennage des réflectivités des L données brutes situées à l'intérieur du pixel. En imagerie SAR (*Synthetic Aperture Radar*), la quantité L est appelée le nombre de *looks*.

4.2.3. La loi α -stable

Les lois stables ont été introduites par Lévy (1924). Une variable aléatoire X est dite stable, notée $X \sim S_{\alpha}(\beta, \gamma, \delta)$, si sa fonction caractéristique s'écrit (Zolotarev, 1986) :

$$\phi_{S_{\alpha}(\beta, \gamma, \delta)}(t) = \begin{cases} \exp(jt\delta - |\gamma t|^{\alpha} \left[1 + j\beta \tan\left(\frac{\pi\alpha}{2}\right) s(t) (|t|^{1-\alpha} - 1)\right]) \\ \exp(jt\delta - |\gamma t| \left[1 + j\beta \frac{2}{\pi} s(t) \log(t)\right]) \end{cases} \quad (10)$$

avec $\alpha \in]0, 2]$, $\beta \in [-1, 1]$, $\gamma \in \mathbb{R}^+$, $\delta \in \mathbb{R}$ et $s(t)$ la fonction signe.

Les quatre paramètres peuvent être interprétés de la manière suivante :

– α est appelé l'exposant caractéristique. Il permet de caractériser la queue de la distribution. Par exemple, plus α est proche de 2 et plus la probabilité d'observer des valeurs de la variable aléatoire loin de la position centrale est faible et inversement ;

– β correspond au paramètre de symétrie. Si $\beta = 1$, la distribution est dite totalement asymétrique à droite. De même, la distribution est dite totalement asymétrique à gauche si $\beta = -1$;

– γ désigne le paramètre de dispersion. Il permet de mesurer la dispersion de la loi autour du paramètre δ ;

– δ est appelé le paramètre de position. Ce paramètre a une influence sur le mode de la loi.

La relation qui lie la densité de probabilité et sa fonction caractéristique est connue, il s'agit d'une transformée de Fourier. La densité de probabilité s'écrit alors :

$$f_{S_{\alpha}(\beta,\gamma,\delta)}(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{S_{\alpha}(\beta,\gamma,\delta)}(t) e^{-ixt} dt \quad (11)$$

Il est important de préciser que des densités de probabilités connues sont des cas particuliers de distributions α -stables : la distribution Gaussienne ($\alpha = 2, \beta = 0, \sigma^2 = 2\gamma^2$) et la distribution de Cauchy ($\alpha = 1, \beta = 0$).

4.3. Caractérisation du fouillis de mer

4.3.1. Choix du modèle

Dans cette section, nous considérons les coefficients de diffusion en polarisation en configuration HH, avec une vitesse de vent $v = 3$ m/s et direction de vent $\psi = 0^\circ$. Nous avons considéré une seule configuration, car les résultats obtenus pour les autres polarisations sont équivalents.

Nous comparons différents types de modèles (Weibull, distribution \mathcal{K} et distribution α -stable) permettant de représenter les coefficients de diffusion. Un test de Kolmogorov-Smirnov est réalisé afin de tester la validité de chaque modèle. La loi \mathcal{K} n'est pas du tout adaptée pour modéliser nos données car le taux de succès du test de Kolmogorov est proche de 10 % (tableau 1). Cette observation est aussi valable pour la loi de Weibull, avec un degré moindre puisque le taux de succès du test de Kolmogorov-Smirnov est aux alentours de 50 %. Enfin, on remarque que le taux de succès du test de Kolmogorov-Smirnov est compris entre 95 % et 100 % ce qui permet d'affirmer que nos données peuvent être modélisées à partir des distributions α -stables.

Nous représentons graphiquement à l'aide de la figure 8 les densités de probabilités et fonctions de répartition estimées ainsi que les courbes réelles dans le cas où $\theta_i = 30^\circ$ et $\theta_s = 60^\circ$. On remarque que la loi \mathcal{K} souffre d'un problème pour atteindre le mode de la densité réelle. De plus, la loi \mathcal{K} n'arrive pas à représenter l'asymétrie à gauche. Quant à la loi de Weibull, elle permet d'atteindre le mode de la densité réelle. Cependant, comme la loi \mathcal{K} , il y a un problème pour retrouver l'asymétrie à gauche. L'avantage de la loi α -stable est qu'elle peut représenter

l'asymétrie à gauche et qu'elle arrive à ajuster le mode de la distribution réelle. Par conséquent, nous continuons notre étude avec les distributions α -stables. Nous allons estimer un intervalle de confiance des paramètres de la distribution α -stable. La borne inférieure correspond au premier quartile et la borne supérieure au troisième quartile.

Tableau 1. Taux de réussite du test de Kolmogorov-Smirnov suivant la loi de Weibull, K ou α -stable

	Loi		
	Weibull	α -stable	K
KS test (%)	46,9	97,5	9,55

Le problème avec cette représentation est qu'il est difficile de déduire de l'information. Par conséquent, nous proposons d'estimer la densité de probabilité des paramètres de la loi (figure 9). On remarque que pour le paramètre α , une grande majorité des valeurs est proche de 2.

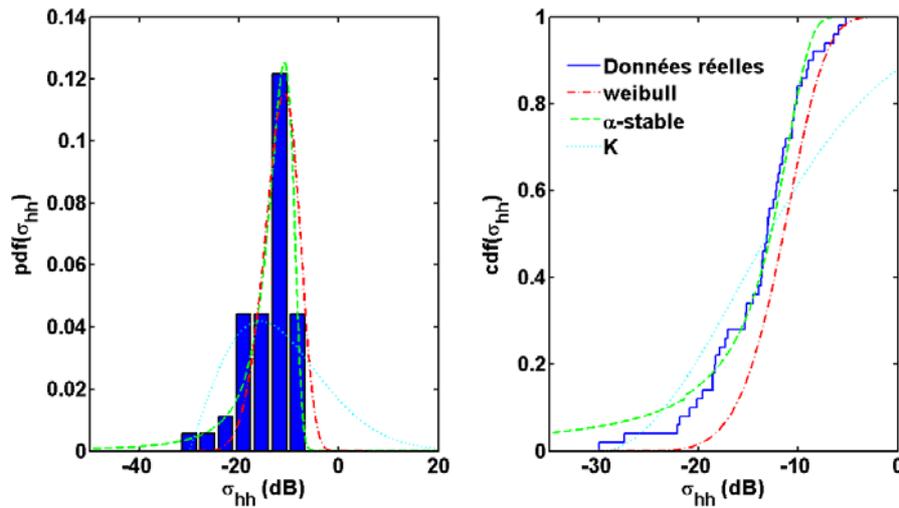


Figure 8. Exemple d'estimation de la densité de probabilité du coefficient de diffusion pour une polarisation HH

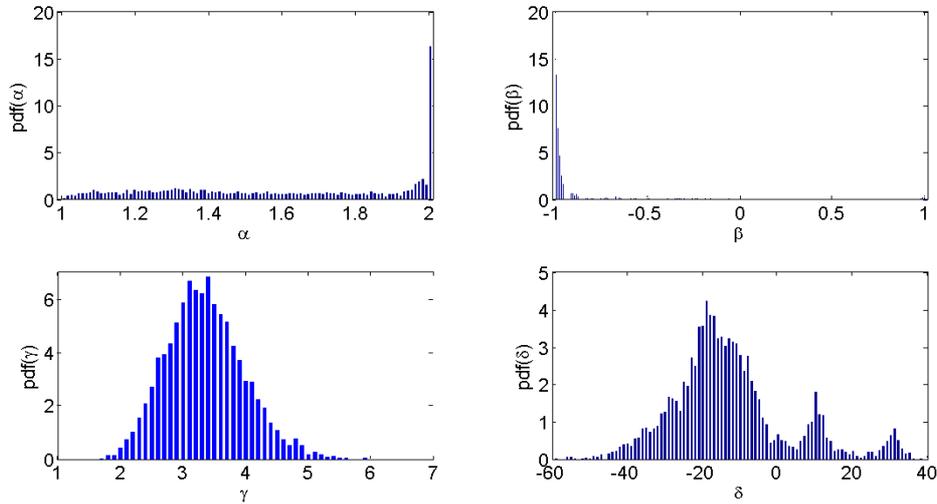


Figure 9. Densités de probabilité des paramètres des lois α -stables pour une polarisation HH, pour une vitesse du vent de 3 m/s et une direction du vent de 0°

Pour les autres valeurs, elles sont uniformes jusqu'à 1. Pour le paramètre β , la valeur -1 est la plus fréquente, les autres sont comprises entre -1 et -0,9. Le paramètre γ est réparti de manière gaussienne avec une valeur maximale pour $\gamma = 3.5$. Le paramètre δ se caractérise par 3 modes. Le mode le plus petit correspond aux valeurs de δ lorsque $\theta_i = \theta_s$. Le mode intermédiaire correspond aux valeurs de δ lorsque θ_i et θ_s sont proches. Enfin, le mode le plus haut correspond aux valeurs de δ lorsque θ_i et θ_s sont éloignés. Par la suite, nous analysons l'influence de la polarisation, de la vitesse du vent et de la direction du vent sur la densité de probabilité des paramètres des distributions α -stables.

4.3.2. Influence des paramètres

4.3.2.1. Paramètres α , β et γ

Dans cette section, nous superposons les densités de probabilités pour les paramètres α , β et γ (figure 10). Nous remarquons que ces densités de probabilités sont indépendantes de la polarisation, de la direction du vent et de la vitesse du vent. Par conséquent, ces paramètres ne permettent pas de distinguer les différentes configurations entre elles.

4.3.2.2. Paramètres δ

Dans un premier temps, nous nous intéressons à l'influence de la polarisation sur la densité de probabilité du paramètre δ des distributions α -stables. Nous fixons pour cela la vitesse du vent à 3 m/s et la direction du vent à 0° . On remarque que les polarisations croisées (HV et VH) et les polarisations directes (HH et VV) ont le

même comportement (figure 11). Il est possible de distinguer les polarisations HV et VH entre elles. En effet, les modes des distributions sont décalés. Pour les polarisations croisées, on remarque que la densité de probabilité comporte 3 modes (ces 3 modes ont été expliqués dans la section précédente). Cependant, les deux plus petits modes ne sont pas au même endroit.

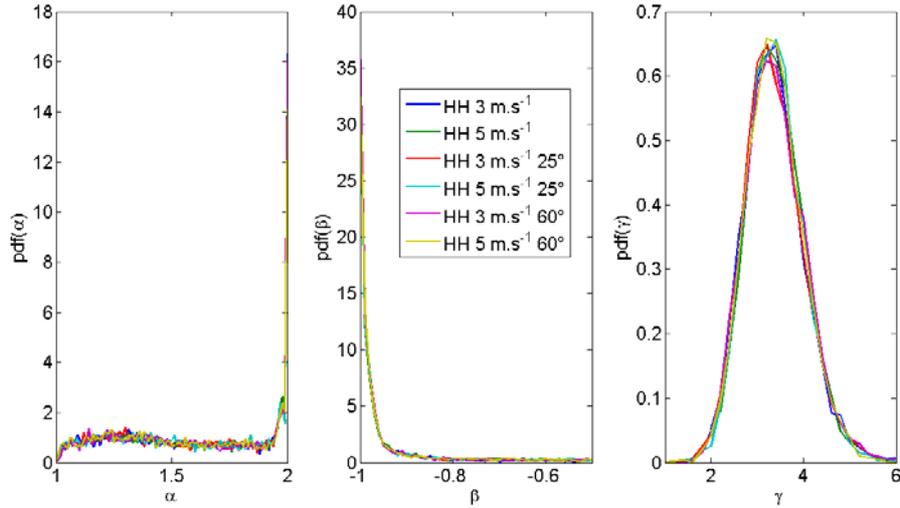


Figure 10. Représentation des densités de probabilité des paramètres α , β et γ

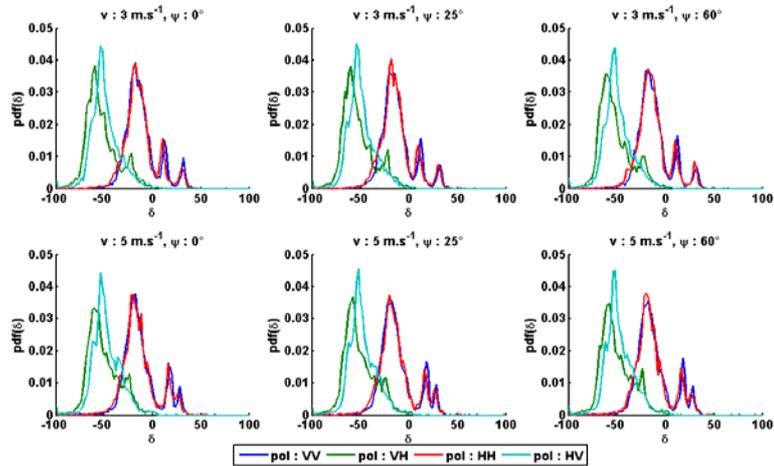


Figure 11. Influence de la polarisation de l'onde sur la densité de probabilité du paramètre

Pour analyser l'influence de la vitesse du vent, nous fixons la polarisation et la direction. Tout d'abord, nous considérons une polarisation VV et une direction de vent $\psi = 0^\circ$ (figure 12). Nous remarquons qu'il est possible de distinguer les vitesses de vent de 3 m/s et 5 m/s. Tout d'abord, un mode commun est visible pour des vitesses de vent de 3 m/s et 5 m/s à -18 qui présente les valeurs les plus probables de δ . Ensuite, on observe deux modes plus petits que le premier mode décrit précédemment. En effet, la courbe avec la vitesse de vent de 3 m/s présente deux modes séparés aux valeurs de δ de 12 et 32. Dans le cas d'une vitesse de vent de 5 m/s, les deux modes s'intercalent entre ceux observés pour une vitesse de vent de 3 m/s aux valeurs de δ de 18 et 28. Le plus petit mode correspond aux valeurs de δ où $\theta_i = \theta_s$. Il est possible de faire la même analyse pour une direction de vent de $\psi = 25^\circ$ et $\psi = 60^\circ$. Dans le cas d'une polarisation HH, l'analyse est similaire à celle effectuée pour une polarisation VV. Cependant, les modes ne se situent pas au même endroit. Dans le cas d'une vitesse de vent de 3 m/s, le plus petit mode se situe à une valeur de $\delta = 30$ et le mode intermédiaire se situe à une valeur de $\delta = 10$. Dans le cas d'une vitesse de vent de 5 m/s, le plus petit mode se trouve à une valeur de $\delta = 16$ et le mode intermédiaire se trouve à $\delta = 26$.

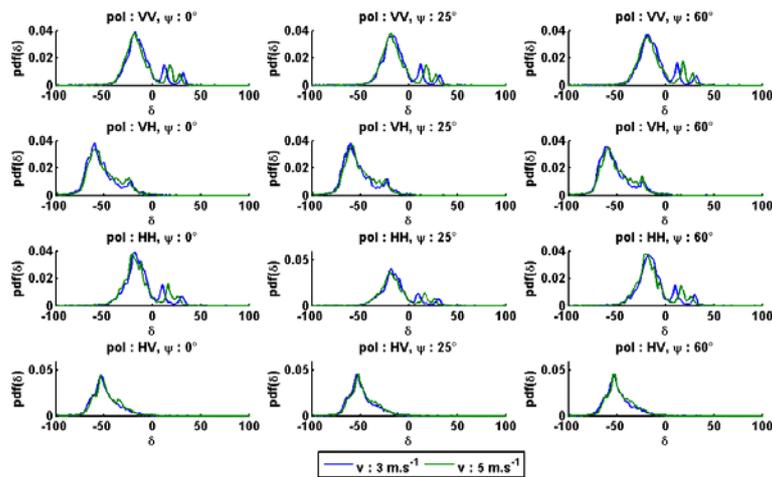


Figure 12. Influence de la vitesse du vent sur la densité de probabilité du paramètre

Dans le cas des polarisations croisées, l'analyse est différente. En effet, on observe deux modes contre trois précédemment. Ensuite, la représentation de la densité de probabilité du paramètre δ ressemble à une Gaussienne mais avec une excroissance prononcée surtout pour la polarisation VH. Lorsqu'on observe la représentation de la densité de probabilité du paramètre $\delta = 30$ pour la polarisation HV et une direction de vent donnée, on remarque que la densité de probabilité du paramètre δ obtenue pour une vitesse de vent de 3 m/s est inférieure à la densité de

probabilité du paramètre δ obtenue pour une vitesse de vent de 5 m/s pour des valeurs de δ comprises entre -40 et -20. Le constat est plus difficile à faire pour la polarisation VH. En effet, le plus petit mode est difficile à distinguer et la densité de probabilité du paramètre δ obtenue pour une vitesse de vent de 3 m/s est légèrement inférieure à la densité de probabilité du paramètre δ obtenue pour une vitesse de vent de 5 m/s pour des valeurs de δ comprises entre -40 et -20.

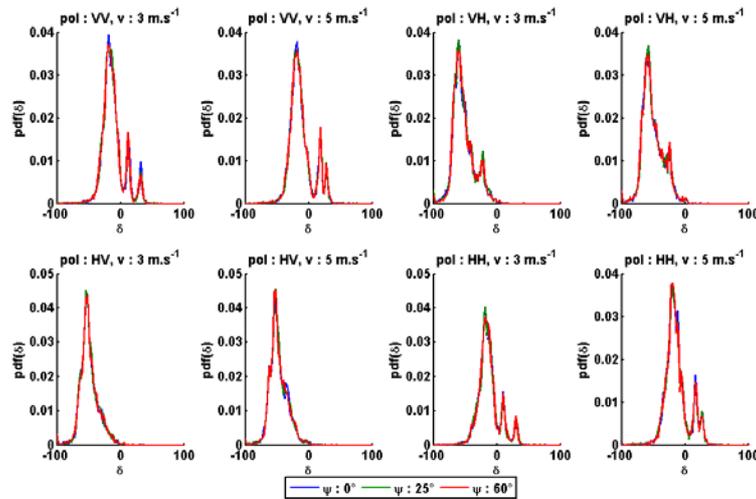


Figure 13. Influence de la direction du vent sur la densité de probabilité du paramètre

Pour observer l'influence de la direction de vent sur la densité de probabilité du paramètre δ , nous fixons la polarisation et la vitesse de vent. Nous choisissons un exemple avec une polarisation VV et une vitesse de vent de 5 m/s. Nous remarquons la présence de 3 modes à -18, 18 et 28, et ce quelle que soit la direction du vent (figure 13). Le problème est que les courbes se superposent indépendamment de la direction du vent. Le constat est similaire pour une vitesse de vent de 3 m/s.

5. Conclusion

Dans cet article, nous avons utilisé une approche statistique à partir d'un modèle α -stable afin de caractériser le fouillis de mer. Tout d'abord, il a été nécessaire de se constituer une base de données de coefficients de diffusion électromagnétique. Puisque nous n'avons pas à notre disposition de données réelles, l'approche spectrale (la plus utilisée dans la littérature) a été adoptée pour générer une surface de mer. Pour ce faire, nous avons utilisé le spectre d'Elfouhaily *et al.* car il permet

d'obtenir une surface de mer réaliste. En effet, ce spectre prend en considération la vitesse de vent et la direction du vent ainsi que la notion de *fetch*. Il a ensuite été nécessaire de calculer les coefficients de diffusion d'une surface de mer générée. Il existe plusieurs familles permettant le calcul des coefficients de diffusion : les méthodes numériques et les méthodes asymptotiques. L'avantage avec les méthodes numériques est qu'elles sont exactes mais l'inconvénient est que les temps de calcul sont élevés. Par conséquent dans ce papier, nous avons utilisé les méthodes asymptotiques. Nous avons ainsi dans ce premier travail opté pour l'optique physique du fait de sa simplicité de programmation.

À partir des coefficients de diffusion, nous avons construit des histogrammes représentés par une densité de probabilité des coefficients de diffusion. La représentation de ces densités de probabilité indique les caractéristiques de queues lourdes. Des approches statistiques à partir de distributions de Weibull et \mathcal{K} , permettant de représenter les phénomènes de queues lourdes, ont déjà été proposées par le passé. Nous nous focalisons sur une autre famille permettant de prendre en compte ces phénomènes de queues lourdes appelées distributions α -stables que nous comparons aux lois citées précédemment. Nous avons utilisé un test de Kolmogorov-Smirnov afin d'évaluer la qualité de chaque modèle. Nous nous sommes aperçus que le pourcentage de succès pour le test de Kolmogorov était d'environ 10 % pour l'hypothèse « les données suivent une loi \mathcal{K} » et d'environ 50 % pour l'hypothèse « les données suivent une loi de Weibull ». Le pourcentage de succès pour le test de Kolmogorov-Smirnov est quant à lui plus élevé puisqu'il approche les 97 % : il convient donc d'utiliser le modèle α -stable pour modéliser les données.

Nous avons ensuite calculé un intervalle de confiance pour chaque paramètre des distributions α -stables en fonction de la géométrie du problème (θ_i et θ_s). Il est cependant difficile d'extraire de l'information de ces intervalles de confiance. Par conséquent, nous construisons la fonction de répartition des paramètres des distributions α -stables. Nous observons ensuite l'influence sur ces paramètres de la polarisation, de la vitesse de vent et de la direction du vent. Les paramètres α , β et γ ne permettent pas de discriminer les configurations entre elles car les densités de probabilité se superposent indépendamment de la polarisation, de la vitesse de vent et de la direction de vent. Il n'y a que le paramètre δ qui permet de discriminer les densités de probabilités suivant la polarisation et la vitesse de vent. En effet, nous avons pu observer que la direction de vent n'avait pas d'influence sur la densité de probabilité du paramètre δ puisque les densités de probabilité se superposent. Ensuite, les polarisations croisées permettent d'avoir des densités de probabilité avec trois modes tandis que les polarisations croisées permettent d'avoir un ou deux modes. Il est possible de distinguer les polarisations entre elles à vitesse de vent et direction de vent fixés. La vitesse de vent permet aussi de distinguer les différentes configurations entre elles à polarisation et vitesse de vent fixées. Par conséquent, le paramètre δ est le plus pertinent et permet de distinguer les différentes configurations entre elles (polarisation et vitesse de vent). Plusieurs perspectives sont offertes à ce travail. L'une des premières porte sur l'utilisation d'autres modèles de diffusion électromagnétique (modèle à deux échelles (khenchaf 2001),

l'approximation des petites pentes (Awada *et al.*, 2006). Une autre importante serait de considérer une surface maritime en présence d'objets nuisibles (Bennani *et al.*, 2012). Dans ce cas, il faudrait alors faire l'étude des paramètres des distributions α -stable et voir la différence avec les paramètres calculés à partir d'une surface de mer sans objet.

Bibliographie

- Abramowitz M., Stegun I.A. (1972). *Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical tables*. Dover publications.
- Achim A., Tsakalides P., Bezerianos, A. (2003). SAR image denoising via Bayesian wavelet shrinkage based on heavy-tailed modeling. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 41, n° 8, p. 1773-1784.
- Arnold-Bos A. (2010). *La surveillance maritime en imagerie radar bistatique : théorie, simulation, contribution à la détection automatique du sillage de navires*. Thèse de l'Université de Bretagne Occidentale.
- Arnold-Bos A., Khenchaf A., Martin A. (2007a). Bistatic radar imaging of the marine environment. Part 1: theoretical background. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Special Issue on Synthetic Aperture Radar*, vol. 45, n° 11, p. 3372-3383.
- Arnold-Bos A., Khenchaf A., Martin A. (2007b). Bistatic radar imaging of the marine environment. Part 2: simulation and results analysis. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Special Issue on Synthetic Aperture Radar*, vol. 45, n° 11, p. 3384-3396.
- Antipov I. (1998). *Analysis of sea clutter data*. Rapport technique Department Science and Technology Organisation.
- Awada A., Ayari A., Khenchaf A., Coatanhay A. (2006). 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, n° 3, p. 383-394.
- Ayari M. (2006). *Détection électromagnétique d'éléments polluants au-dessus de la surface maritime*. Thèse de l'Université de Bretagne Occidentale.
- Banerjee A., Burlina P., Chellappa, R. (1999). Adaptive target detection in foliage-penetrating SAR images using alpha-stable models. *IEEE Transactions on Image Processing*, vol. 8, n° 12, p. 1823-1831.
- Barrick D. (1968). Rough surface scattering based on the specular point theory. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 16, n° 4, p. 449-454.
- Beckmann P., Spizzichino A. (1987). *The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces*. vol. 2, Artech House Publishers.
- Bennani Y., Comblet F., Khenchaf A. (2012). RCS of complex targets: original representation validate by measurements - Application to ISAR imagery. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 50, n° 10, p. 3882-3891.
- Cole K.S., Cole R.H. (1942). Dispersion and absorption in dielectrics II. Direct current characteristics. *The Journal of Chemical Physics*, vol. 10, n° 2, p. 98-105.

- Cowper M. (2000). *Nonlinear processing of non-Gaussian stochastic and chaotic deterministic time series*. PhD thesis of University of Edinburgh, Edinburgh, Scotland.
- Cox C., Munk W. (1956). Slopes of the sea surface deduced from photographs of sun glitter. *Bulletin of the Scripps Institution of Oceanography*, vol. 6, n° 9, p. 401-488.
- Cox C., Munk W. (1954). Statistics of the sea surface derived from sun glitter. *Journal of Marine Research*, vol. 13, n° 2, p. 198-227.
- Daba J.S., Bell M.R. (1995). Statistics of the scattering cross-section of a small number of random scatterers. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 43, n° 8, p. 773-783.
- Debye P.J.W. (1929). *Polar molecules*. The Chemical Catalog Company.
- Denny W.M. (1997). K-distributed sea clutter: performance predictions made easy. *Radar'97*, Edinburgh, Scotland.
- Dong Y. (2004). *Clutter spatial distribution and new approaches of parameter estimation for Weibull and K-distributions*. Rapport technique Department Science and Technology Organisation.
- Dos Santos M.L.X., Rabelo N.R. (1986). On the Ludwig integration algorithm for triangular subregions. *Proceedings of the IEEE*, vol. 74, n° 10, p. 1455-1456.
- Eckart C. (1953). The scattering of sound from the sea surface. *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 25, n° 3, p. 556-570.
- Elfouhaily T., Chapron B., Katsaros K., Vandemark, D. (1997). A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. *Journal of Geophysical Research*, vol. 102, n°C7, p. 781-796.
- Embrechts P., Kluppelberg C., Mikosch, T. (1997). *Modelling extreme events: For Insurance and Finance*. Springer.
- Fay F.A., Clarke J., Peters R.S. (1977). Weibull distribution applied to sea clutter. *Radar'77*, London, England.
- Franceschetti G., Migliaccio M., Riccio D. (1998). On ocean SAR raw signal simulation. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 36, n° 1, p. 84-100.
- Franceschetti G., Iodice A., Riccio D., Ruello G., Siviero R. (2002). SAR raw signal simulation of oil slicks in ocean environments. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 40, n° 9, p. 1935-1949.
- Freedman D., Diaconis P. (1981). On the histogram as a density estimator: L_2 theory. *Probability Theory and Related Fields*, vol. 57, n° 4, p. 453-476.
- Fung A., Lee K. (1982). A semi-empirical sea-spectrum model for scattering coefficient estimation. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, vol. 7, n° 4, p. 166-176.
- Gelpi C., Norris K. (2003). Estimated surface-wave contributions to radar Doppler velocity measurements of the ocean surface. *Remote Sensing of Environment*, vol. 87, n° 2, p. 75-79.
- Hair T., Lee T., Baker C.J. (1991). Statistical properties of multifrequency high-range-resolution sea reflections. *IEEE Proceedings of Radar and Signal Processing*, vol. 138, n° 2, p. 75-79.

- Hasselmann K., Barnett T.P., Bouws E., Carlson H., Cartwright D.E., Enke K., Ewing J.A., Gienapp H., Hasselmann D.E., Kruseman P., Meerburg A., Müller P., Olbers D.J., Richter K., Sell W., Walden H. (1973). Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP). *Deutsches Hydrographisches Institut*, vol. 8, n° 12.
- Jakeman E., Pusey P. (1976). A model for non-Rayleigh sea echo. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 24, n° 6, p. 806-814.
- Jakeman E., Pusey P.N. (1977). Statistics of non-Rayleigh microwave sea echo. *Radar'77*, London, England.
- Khenchaf A. (2001). Bistatic scattering and depolarization by a Randomly Rough Surfaces: application to the natural rough surfaces in X-band. *Waves in Random Media*, vol. 11, n° 2, p. 61-89.
- Lévy P. (1924). Théorie des erreurs: La loi de Gauss et les lois exceptionnelles. *Bulletin de la Société Mathématique de France*, vol. 52, p. 49-85.
- Liao M., Wang C., Wang Y., Jiang L. (2008). Using SAR images to detect ships from sea clutter. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, vol. 5, n° 2, p. 194-198.
- Nohara T.J., Haykin S., Currie B.W., Krasnor, C. (1989). Towards the improved detection of small ice targets in K-distributed sea clutter. *International symposium on noise and clutter rejection in radars and imaging sensors*.
- Pierce R.D. (1996). RCS characterization using the alpha-stable distribution. *Radar'96*, Ann Arbor, United-States.
- Pierson W.J., Moskowitz L. (1964). A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of SA Kitaigorodskii. *Journal of Geophysical Research*, vol. 69, n° 24, p. 5181-5190.
- Phillips O.M. (1958). The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 4, p. 426-434.
- Rice S.O. (1951). Reflection of electromagnetic waves from slightly rough surfaces. *Communications on pure and applied mathematics*, vol. 4, n° 2-3, p. 352-378.
- Rochdi M. (2011). *Signature électromagnétique bistatique d'une cible complexe placée sur une surface maritime rugueuse. Modélisation, simulation et expérimentation*. Thèse de l'Université de Bretagne Occidentale.
- Schleher D.C. (1976). Radar detection in Weibull clutter. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, vol. 12, n° 6, p. 736-743.
- Scott D.W. (2009). Sturges' rule. *Wiley Interdisciplinary Reviews: Computational Statistics*, vol. 1, n° 3, p. 303-306.
- Scott D.W. (2010). Scott's rule. *Wiley Interdisciplinary Reviews: Computational Statistics*, vol. 2, n° 4, p. 497-502.
- Stogryn A. (1967). Electromagnetic scattering from rough, finitely conducting surfaces. *Radio Science*, vol. 2, p. 415-428.
- Trunk G.V., George S.F. (1970). Detection of targets in non-Gaussian sea clutter. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, vol. 6, n° 5, p. 620-628.

- Ulaby F.T., Moore R.K., Fung A.K. (1986). *Microwave remote sensing: Active and passive. Radar remote sensing and surface scattering and emission theory*, vol. 2, Artech House Publishers.
- Valenzuela G.R., Laing, M.B. (1971). *On the statistics of sea clutter*. Rapport technique NRL Report 7349.
- Wackerman C.C., Friedman K., Pichel W.G., Clemente-Colon P., Xiaofeng Li. (2001). Automatic detection of ship in radarsat-1 sar imagery. *Canadian Journal of Remote Sensing*, vol. 27, n° 2, p. 371-378.
- Wang C., Liao M., Li X., Jiang L., Chen X. (2008). Ship detection algorithm in SAR images based on Alpha-stable model. *Sensors*, vol. 8, p. 4948-4960.
- Ward K.D., Watts S. (1985). Radar sea clutter. *Microwave Journal*, vol. 28, n° 6, p. 109-121.
- Weibull W. (1939). *The phenomenon of rupture in solids*. Generalstabens Litografiska Anst.
- Zolotarev V.M. (1986). *One dimensional stable distribution*. American Mathematical society.

Annexe 1.

La permittivité électrique relative s'exprime de la manière suivante :

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{i\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{i\infty}}{1 + (w\tau_r)^2} - j \left[\frac{(\varepsilon_r - \varepsilon_{i\infty})w\tau_r}{1 + (w\tau_r)^2} + \frac{\sigma_s}{w\varepsilon_0} \right] \quad (12)$$

avec :

- $\varepsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$ F/m est la constante diélectrique du vide ;
- $\varepsilon_{i\infty} = 4.8$ est la limite haute fréquence de ε_s ;
- $w = 2\pi f$ est la pulsation de l'onde incidente ;
- ε_s est la permittivité statique en F/m ;
- σ_s est la conductivité statique de la mer en $\Omega^{-1}m^{-1}$;
- τ_r est le temps de relaxation de la surface en seconde ;

Annexe 2.

Le spectre des vagues de capillarité, correspondant aux hautes fréquences, est donné par :

$$S_c(K) = \frac{1}{2K^3} \frac{c_m}{c(K)} \alpha_m L_{PM} \gamma_J^{r_J} \exp\left(-\frac{1}{4} \left(\frac{K}{K_m} - 1\right)^2\right) \quad (13)$$

avec :

- $c_m = \sqrt{2g/K_m} = 0.23$ m/s la vitesse de phase du pic gravité-capillarité ;

– $c(K) = \sqrt{\frac{g}{K} \left(1 + \left(\frac{K}{K_m}\right)^2\right)}$ la vitesse de phase d'une vague de nombre d'onde K ;

– α_m le paramètre d'équilibre de Philips-Kitaigorodskii défini par :

$$\alpha_m = \begin{cases} \left(1 + \ln\left(\frac{U_*}{c_m}\right)\right) 10^{-2} & \text{si } U_* < c_m \\ \left(1 + \ln\left(\frac{U_*}{c_m}\right)\right) 10^{-2} & \text{sinon} \end{cases} \quad (14)$$

– $\Omega = 0.84 \left(\tanh\left(\frac{gX}{(U_{1000}^2 2.210^4)}\right)^{0.4}\right)^2$ correspond à l'inverse de l'âge des vagues et caractérise l'état de développement de la mer. La valeur de X correspond au *fetch* en mètre ;

– $L_{PM} = \exp\left(-\frac{5}{4}\left(\frac{K_p}{K}\right)^2\right)$ est le spectre de forme de Pierson ;

– $K_p = \frac{g}{U_{1950}^2}$ représente le nombre d'onde du pic central ;

– Le coefficient γ_j est calculé par :

$$\gamma_j = \begin{cases} 1.7 & \text{si } 0.84 < \Omega < 1 \\ 1.7 + 6 \log(\Omega) & \text{si } 1 \leq \Omega < 5 \end{cases} \quad (15)$$

– Le coefficient r_j est défini par :

$$r_j = \exp\left(-\frac{(\sqrt{K/K_p} - 1)^2}{2\sigma_j^2}\right) \quad (16)$$

– Le coefficient σ_j vaut :

$$\sigma_j = 0.08(1 + 4\Omega^{-3}) \quad (17)$$

Le spectre des vagues de gravité, correspondant aux basses fréquences, s'exprime par :

$$S_g(K) = \frac{1}{2K^3} \frac{c_p}{c(K)} \alpha_p L_{PM} \gamma_j^{r_j} \exp\left(-\frac{\Omega}{\sqrt{10}} \left(\sqrt{\frac{K}{K_m}} - 1\right)\right) \quad (18)$$

avec :

– $c_p = \frac{U_{1000}}{\Omega}$ la vitesse de phase des vagues de longueurs d'ondes du pic basses fréquences du spectre ;

$$- \alpha_p = 0.006\sqrt{\Omega} ;$$

La fonction angulaire peut s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{D}_{dir,elf}(K, \psi) = \frac{1}{2\pi} (1 + \Delta(K) \cos(2\psi)) \quad (19)$$

Elfouhaily *et al.* proposent la fonction $\Delta(K)$ suivante (figure 4) :

$$\Delta(K) = \tanh \left(a_0 + a_p \left(\frac{c(K)}{c_p} \right)^{2.5} + a_m \left(\frac{c_m}{c(K)} \right)^{2.5} \right) \quad (20)$$

avec $a_0 = 0.1733$, $a_p = 4$ et $a_m = 0.13 U^*/c_m$.

Anthony Fiche est ingénieur de recherche à l'ENSTA Bretagne, Brest. Il est membre du Lab-STICC UMR CNRS 6285. Il a soutenu une thèse de doctorat en électronique et traitement du signal (2012) à l'Université de Bretagne Occidentale. Ses travaux portent sur la caractérisation de phénomènes aléatoires à partir de modèles statistiques, plus particulièrement en milieu maritime.

Ali Khenchaf est titulaire d'un DEA en 1989 en traitement de l'information de l'Université de Rennes 1 et d'une thèse de doctorat en 1992 de l'Université de Nantes. Mr. Khenchaf a été Maître de Conférences à l'Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes et chercheur d'abord au laboratoire SEI et ensuite au laboratoire IRCCyN (UMR CNRS 6597). En 2000, il a soutenu une Habilitation à Diriger les Recherches intitulée « Modélisation Electromagnétique, Radar Bistatique et Traitement de l'Information ». Il est actuellement Professeur des Universités à l'ENSTA Bretagne où il a dirigé le laboratoire E312 (EA3876) de septembre 2001 à décembre 2011. Depuis janvier 2012, il est responsable du groupe REMS (Radar and ElectroMagnetic Sensing) de l'ENSTA Bretagne et il a rejoint le Lab-STICC UMR CNRS 6285 où il est co-responsable de l'équipe PIM (Propagation et Interaction Multi-échelle). Ses domaines de recherche concernent la propagation et la diffusion des ondes électromagnétiques en environnements naturels incertains, la télédétection et les liaisons radar émergentes bistatique et multistatique et il s'intéresse aussi aux techniques de traitement de l'information avec des applications liées à l'extraction de paramètres à partir de signaux et des images pour l'aide à la reconnaissance de cibles radar.

Jean-Christophe Cexus est titulaire d'un diplôme d'ingénieur (2001) et d'un DEA en Automatique et Informatique Industrielle (2001) de l'Université de Haute Alsace, ainsi que d'une thèse de doctorat (2005) en Traitement du signal de l'Université de Rennes 1. De 2001 à 2006, il a été ingénieur de recherche à l'Ecole Navale à Brest. De 2006 à 2007, il est Attaché Temporaire d'Enseignement et de Recherche à l'IUT de Lannion, France. Depuis 2007, il est enseignant-chercheur à l'ENSTA Bretagne à Brest. Depuis 2012, il est également membre du Lab-STICC – UMR CNRS 6285. Ses thèmes de recherche concernent essentiellement le traitement et l'analyse des signaux/images (opérateurs d'énergie, modèles AM-FM, analyse temps-fréquence, reconnaissance des formes, décisions...) avec pour cadre d'applications la détection, la localisation et l'identification d'objets en environnements naturels.

Arnaud Martin est professeur des universités de Rennes 1 depuis 2010. A la suite d'un DEA de probabilité (1998), il a soutenu une thèse de doctorat en traitement du signal (2001) à l'Université de Rennes 1. Sa thèse, réalisée à France Telecom R&D, Lannion, a porté sur la détection de parole dans le cadre d'un système de reconnaissance vocale. En 2003, il intègre le laboratoire Extraction et Exploitation de l'Information en Environnements Incertains (E312-EA3876) à l'ENSIETA, Brest comme enseignant-chercheur, puis l'université de Rennes 1 en 2010 en tant que professeur d'informatique à l'IUT de Lannion. Ses recherches actuelles portent principalement sur la théorie des fonctions de croyance.

Majid Rochdi est Attaché Temporaire d'Enseignement et de Recherche à l'Université de Technologie de Compiègne. Il a soutenu une thèse de doctorat en électronique (2011) à l'Université de Bretagne Occidentale. Ses travaux portent sur la propagation et la diffusion des ondes électromagnétiques sur une surface maritime.

