



HAL
open science

Estimation des conditions océanographiques par inversion de données issues d'un radar imageur non calibré

Floriane Schreiber

► **To cite this version:**

Floriane Schreiber. Estimation des conditions océanographiques par inversion de données issues d'un radar imageur non calibré. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Université de Toulon, 2020. Français. NNT : 2020TOUL0016 . tel-03200071v2

HAL Id: tel-03200071

<https://hal.science/tel-03200071v2>

Submitted on 20 Jul 2021

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

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

École doctorale 548 : Mer et Sciences
MIO (UM 110 UTLN / AMU / CNRS-INSU/ IRD)

Thèse présentée par :
Floriane SCHREIBER
soutenue le : **14 décembre 2020**

pour obtenir le grade de Docteur en Physique
Spécialité : Télédétection Radar

Estimation des conditions océanographiques par inversion de données issues d'un radar imageur non calibré

Jury

M. Charles-Antoine Guérin	Professeur à l'Université de Toulon - MIO	Directeur de thèse
M. René Garello	Professeur des Universités IMT - Atlantique	Rapporteur
M. Gabriel Soriano	Maître de conférences HDR à l'Université d'Aix-Marseille - Institut Fresnel	Rapporteur
Mme Hélène Roussel	Professeur des Universités - Sorbonne Université	Examinatrice
M. Marc Saillard	Professeur à l'Université de Toulon - MIO	Examinateur
M. Nicolas Trouvé	Docteur - Ingénieur ONERA	Examinateur
M. Sébastien Angelliaume	Ingénieur de recherche - ONERA	Co-encadrant de thèse

Table des matières

Remerciements	1
Introduction	2
1 Modélisation de la diffusion électromagnétique par la surface océanique	4
1.1 Description de la surface océanique	4
1.1.1 Description statistique de la surface de mer	4
1.1.2 Les spectres océaniques	6
1.1.3 Le paramètre de pentes	8
1.1.4 Distributions de pentes	10
1.2 Modèles asymptotiques de diffusion	16
1.2.1 Définitions et notations	17
1.2.2 Modèles électromagnétiques de diffusion	19
1.2.3 Modèles unifiés	22
1.3 Lois empiriques de description du fouillis de mer	24
1.3.1 La loi K	24
1.3.2 La loi de Weibull	25
1.3.3 La loi de Pareto	26
2 Imagerie et base de données	27
2.1 Principes généraux de l'imagerie radar	27
2.1.1 Géométrie de mesure	28
2.1.2 Fonctionnement d'un radar imageur	28
2.1.3 Bandes de fréquences	31
2.1.4 Notion de bruit	33
2.1.5 Polarisation des ondes radar	35
2.1.6 Interaction entre onde et surface : le mécanisme de Bragg	37
2.2 Base de données expérimentales	38
2.2.1 Données en bande L	39
2.2.2 Données en bande C	39
2.2.3 Données en bande X	41
2.2.4 Données en bande Ku	43
3 Modèle physique du fouillis de mer : problème direct et inverse	44
3.1 Formulation Analytique	45
3.2 Simulations numériques	46

3.3	Étude de sensibilité du modèle	48
3.3.1	Sensibilité au spectre de mer	48
3.3.2	Sensibilité à la distribution des pentes	49
3.3.3	Sensibilité à la mss	50
3.4	Validation sur tests synthétiques	52
3.4.1	La distance de Bhattacharyya	52
3.4.2	Méthode d'inversion	53
3.5	Bilan de l'analyse et des performances	55
4	Un Modèle composite amélioré	56
4.1	Les insuffisances du RP	56
4.2	Corrections classiques du RP	57
4.2.1	Corrections "non-Bragg"	57
4.2.2	Modèles de diffusion analytiques unifiés	58
4.2.3	Modèles empiriques	59
4.2.4	Comparaisons expérimentales	63
4.3	Le modèle "Bragg Hybride"	65
4.4	Le modèle "TSM hybride"	71
4.4.1	Modèle omnidirectionnel	71
4.4.2	Modèle "TSM hybride azimutal"	73
4.4.3	Différence de polarisation	75
4.5	Validation expérimentale du modèle "TSM Hybride"	75
4.5.1	Choix du paramètre	75
4.5.2	Rapport de polarisation	76
4.5.3	SERN	83
4.5.4	Différence de polarisation	85
4.5.5	Conclusion	89
4.6	Modèle amélioré du fouillis de mer	90
4.6.1	Construction et méthodologie de validation	90
4.6.2	Validation du problème direct	91
4.6.3	Validation du problème inverse	96
4.6.4	Synthèse des performances du modèle "TSM Hybride"	103
	Conclusion	104
	Bibliographie	106
	Annexe 1	113
	Conversion U_{10} et $U_{12.5}$	113
	Valeurs de vitesses de vents et mss	113
	Annexe 2	114
	Comparaison entre le modèle de Thompson et le modèle Hybride	114
	Communications Scientifiques	116

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier mes deux superviseurs de thèse sans qui elle n'aurait pu se faire dans de si bonnes conditions. Mon directeur de thèse Charles-Antoine Guérin pour sa disponibilité sans faille et ses précieux conseils théoriques, et mon encadrant Sébastien Angelliaume pour ses connaissances pratiques, sa bienveillance quotidienne et son écoute.

Je souhaite aussi remercier l'ensemble des membres du jury, René Garello, Gabriel Soriano, Marc Saillard, Hélène Roussel et Nicolas Trouvé pour avoir accepté et pris le temps de relire de manière critique et commenter ce travail de thèse.

Je remercie aussi toutes les personnes bienveillantes qui m'ont accompagnée durant ces trois années de thèse à l'ONERA, merci Francine d'avoir toujours gardé la patience de me répéter et de répondre à mes multiples questions. Merci aux personnes du DEMR et du DTIS pour leur accueil, leurs sourires, les pauses-café et les bons souvenirs. Merci aussi à tous les doctorants de l'ONERA pour les différents moments partagés au sein de l'ONERA, mais aussi en dehors. Merci tout particulièrement à Mathieu pour les merveilleux moments de vidage de tête et de bières, et les moments de sport partagés ensemble.

Je souhaite aussi remercier toutes les personnes que j'ai pu croiser au MIO, notamment les doctorants et Antho pour nos nombreuses discussions sur la course à pied. Merci à mon super co-doctorant Baba pour nos échanges réguliers et son soutien infailible même durant les moments les plus compliqués. Je tiens aussi à remercier Damien Sous pour sa gentillesse et ses conseils aussi bien professionnels que personnels. Merci à toi d'avoir su égayer ma première année Toulonnaise.

Merci à toutes les personnes qui m'ont permis de vivre cette thèse comme une belle aventure en me faisant partager des moments extraordinaires. Merci à mes superbes copines Bertille, Defne, Maeva et Anaïk, aux copains du Kerry, Bben, Clém et Jean, à mes athlètes préférées, Anne, Steph, Emma, Aline et Jess et à mes copains de longues dates Pierrot et Dim. Merci aussi à mon Raphifou d'avoir été à mes côtés, de m'avoir supporté durant les confinements et durant cette fin de thèse. Merci pour ton soutien inébranlable et ta patience.

Et pour finir, mon entière gratitude revient à ma famille, et surtout à mes deux parents, de m'avoir toujours poussé, écouté, encouragé, soutenu tout au long de mes études. Merci à eux de m'avoir toujours suivi, déménagé et fait confiance dans mes envies les plus farfelues. Sans eux, ce chemin n'aurait jamais pu aboutir jusque là. Merci infiniment.

Merci aussi à ma petite fratrie, mes meilleurs soutiens, pour tout l'amour sans égal que vous m'avez procuré le long de ces années où j'ai été loin de vous.

Ces remerciements ne peuvent pas se finir sans une pensée pour toi, Berni, merci à toi pour tout ce que tu as pu m'apporter.

Introduction

La caractérisation précise des états de mer est importante pour beaucoup d'applications civiles et environnementales (économie, tourisme, transport, météorologie, sauvetage en mer, etc.). Aujourd'hui la télédétection spatiale micro-onde permet une observation globale et permanente des océans et le nombre croissant et la variété des instruments disponibles exige le développement de modèles adaptés pour une bonne exploitation des données à des fins géophysiques. La modélisation exacte du champ électromagnétique (EM) diffracté par la surface de mer nécessite la résolution des équations de Maxwell, qui implique un temps et une mémoire de calcul prohibitifs. Depuis plusieurs décennies, de nombreux modèles analytiques, dits "asymptotiques", ont été introduits pour estimer plus simplement la Section Efficace Radar Normalisée (SERN). D'autres types de modèles, purement empiriques, s'intéressent à la distribution du "fouillis de mer". Ce terme désigne l'ensemble des phénomènes de rétro-diffusion lié à l'état de surface de la mer, qui se manifeste par une multitude de contributions sur l'image obtenue et une répartition aléatoire des niveaux d'intensité. La distribution statistique des intensités sur une image radar donne plus d'informations que la simple SERN, qui est la valeur moyenne de la distribution.

Pour un radar imageur de faible résolution spatiale, l'intensité des pixels est connue pour suivre une probabilité de distribution exponentielle. En revanche lorsque la résolution s'améliore, la distribution statistique de l'intensité de rétro-diffusion est mieux représentée par des lois dites à "queue lourde". Ces lois statistiques, telles la loi K, la loi de Weibull ou la loi de Pareto (Ward et al., 2013; Antipov, 2001; Dong, 2006; Fiche et al., 2006), sont paramétrées de manière empirique, mais n'ont pas de liens directs avec l'état de mer. Elles ne sont donc pas adaptées à une méthode

d'inversion des conditions océaniques. Tous ces concepts seront rappelés dans le Chapitre 1.

L'objectif des travaux de recherche exposés dans ce manuscrit est d'établir une modélisation physique pertinente du fouillis de mer, qui permette l'inversion de paramètres océaniques à partir d'une image radar non forcément calibrée (i.e., à partir des niveaux relatifs d'intensité).

Le cadre théorique le plus adapté nous a semblé être celui du modèle composite, basé sur l'approche deux-échelles de (Valenzuela and Laing, 1971). Nous montrons que ce modèle présente une bonne sensibilité à la moyenne quadratique des pentes (ou *mss* pour mean square slope) même à partir des intensités relatives (Chap. 3). Cela permet ainsi l'inversion du paramètre de pentes, qui peut être relié à la vitesse du vent. En revanche, ce modèle ne parvient pas à décrire de manière cohérente la distribution obtenue simultanément dans les deux polarisations, principalement en raison d'une mauvaise estimation du rapport de polarisation. Notre contribution principale a consisté à corriger ce défaut du modèle composite, en proposant une nouvelle formulation du rapport de polarisation (RP) pour les hautes fréquences micro-ondes. Cette formulation originale, permet de restituer correctement les variations du RP en fonction de l'angle d'incidence, de la vitesse du vent et de l'angle azimutal. Elle coïncide analytiquement avec une loi empirique connue (Thompson et al., 1998) et a été validée avec différents jeux de données provenant de plusieurs capteurs et de la bande C à la bande Ku. Cette expression du RP corrigée sera utilisée pour la modélisation de la statistique du fouillis de mer. Dans un premier temps, nous étudierons le modèle direct, paramétré par la *mss*, pour comparer les distributions en intensité du modèle avec les données expérimentales, simultanément en polarisation HH et VV. Puis, nous utiliserons ce modèle pour inverser les valeurs de *mss*, à partir d'une image radar d'un état de mer supposé inconnu (Chap. 4).

La pertinence de ce modèle physique amélioré est établie dans différentes bandes de fréquences ainsi que pour différents états de mer, mais aussi pour des données présentant des incertitudes de calibration absolue.

Chapitre 1

Modélisation de la diffusion électromagnétique par la surface océanique

Nous rappelons dans ce chapitre les principaux résultats concernant la modélisation de la rétro-diffusion océanique dans le domaine micro-ondes.

1.1 Description de la surface océanique

La description mathématique de la surface de mer est aujourd’hui bien établie depuis les premiers travaux de (Sverdrup and Munk, 1947). Nous renvoyons à des ouvrages généraux (Kinsman, 1965; Phillips, 1966; Janssen and Janssen, 2004) pour un exposé général sur la physique des vagues et introduisons ici uniquement les concepts nécessaires pour les modèles de diffusion électromagnétiques.

1.1.1 Description statistique de la surface de mer

Dans sa représentation la plus générale, la surface de mer est décrite par une superposition continue d’ondes sinusoïdales chacune caractérisée par sa longueur d’onde, sa direction de propagation ainsi que son amplitude. La mer de vent produit une surface d’aspect aléatoire et multi-échelles, comme illustré sur la photographie 1.1. Cette surface désordonnée ne peut pas être décrite de manière déterministe et c’est pour cette raison que l’on se contente d’une approche statistique pour décrire la surface de mer.

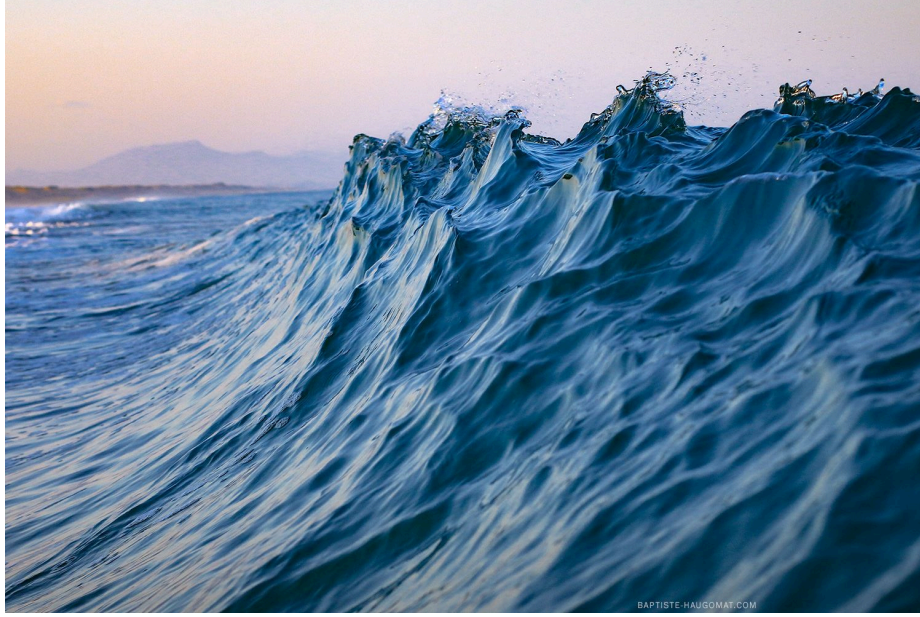


FIGURE 1.1: Surface de mer aléatoire - Copyright © 2018, *Baptiste Haugomat*

Les différentes ondes présentent un caractère dispersif, car les grandes vagues se propagent plus vite que les petites vagues. La relation qui lit la pulsation temporelle au nombre d'onde dans le cas des ondes de gravité-capillarité ($1 \text{ cm} < \lambda < 10 \text{ cm}$) est :

$$\omega^2 = (gk + \gamma_0 k^3) \quad (1.1)$$

où $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$ est l'accélération de pesanteur, γ la tension superficielle ($\gamma_0 = 7.28 \cdot 10^{-5} \text{ N.m}^{-1}$ pour l'eau de mer à 10° et la salinité à 35PSU) et k la norme du vecteur d'onde reliée à la longueur d'onde λ par : $k = \|\mathbf{k}\| = \frac{2\pi}{\lambda}$ en rad.m^{-1} .

L'élévation de la surface $\eta(\mathbf{r}, t)$ avec $\mathbf{r} = (x, y)$, en fonction du temps (t), peut s'écrire comme une sommation continue d'harmoniques indépendantes :

$$\eta(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ \int \alpha(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} d\mathbf{k} \right\} \quad (1.2)$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde, $\omega = 2\pi/T$ est la pulsation et α est l'amplitude complexe associée au nombre d'onde \mathbf{k} .

Les élévations $\eta(x, t)$ suivent en première approximation une distribution Gaussienne et sa statistique de second ordre est donnée par la fonction de corrélation

spatio-temporelle des élévations :

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \langle \eta(\mathbf{r}, t) \cdot \eta(\mathbf{0}, 0) \rangle \quad (1.3)$$

Ici, $\langle . \rangle$ définit la moyenne d'ensemble.

La fonction de corrélation est liée au spectre de nombre d'onde, par une transformée de Fourier :

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ \int_{\mathcal{R}^2} \Psi(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} d\mathbf{k} \right\} \quad (1.4)$$

où $\Psi(k) = (1/2) \langle |\alpha(\mathbf{k})|^2 \rangle$ est le spectre du nombre d'onde directionnel. Ce dernier peut s'écrire en coordonnée polaire (k, ϕ_k) :

$$\Psi(\mathbf{k}) = \frac{\Psi_0}{k} F(k, \phi_k) \quad (1.5)$$

où $\Psi_0(k)$ est le spectre omnidirectionnel et $F(k, \phi_k)$ est la fonction d'étalement qui décrit les variations azimutales de l'énergie des vagues par rapport à la direction du vent. Différentes formulations du spectre existent et seront présentées dans la partie suivante.

1.1.2 Les spectres océaniques

De nombreux modèles ont été proposés dans la littérature pour décrire les spectres océaniques. Les plus anciens sont ceux de Philipps, Pierson-Moskowitz et JONSWAP (Phillips, 1958, 1985; Pierson et al., 1964; Hasselmann et al., 1973) pour les vagues longues. L'un des plus populaires aujourd'hui est le spectre unifié d'Elfouhaily (Elfouhaily et al., 1997), qui permet de couvrir toutes les échelles de vagues. Nous passerons en revue dans cette section les principaux spectres qui seront utilisés au cours de cette étude.

Le spectre d'Elfouhaily

Le spectre d'Elfouhaily (Elfouhaily et al., 1997) a pour objectif d'unifier différentes études expérimentales et théoriques afin d'obtenir une description valable pour l'ensemble des fréquences spatiales. Sa forme paramétrique et son caractère universel facilitent son utilisation dans les modèles électromagnétiques. Cette formulation tient

compte des mesures expérimentales de Cox et Munk, (Cox and Munk, 1954) Jähne and Riemer (Jähne and Riemer, 1990) et Hara (Hara et al., 1994), pour les hautes fréquences. Pour les basses fréquences, le modèle du spectre est basé sur JONSWAP (Hasselmann et al., 1973; Phillips, 1985; Kitaigorodskii, 1973). Ce spectre s'écrit :

$$\Psi(k, \phi) = \frac{B(k)}{2\pi} k^{-4} [1 + \Delta(k) \cos(2(\phi - \phi_w))] \quad (1.6)$$

La fonction d'étalement $f(k, \phi) = 1 + \Delta(k) \cos(2(\phi - \phi_w))$, est formulée comme un développement en série de Fourier limité à la seconde harmonique paire, où le coefficient $\Delta(k)$ quantifie l'anisotropie. Il peut être défini comme le rapport upwind (dans la direction du vent)/crosswind (perpendiculairement au vent) du spectre directionnel :

$$\Delta(k) = \frac{\Psi(k, 0) - \Psi(k, \pi/2)}{\Psi(k, 0) + \Psi(k, \pi/2)} \quad (1.7)$$

La courbure omnidirectionnelle $B(k)$ est la somme des courbures basses fréquences B_l et hautes fréquences B_h .

Le spectre de Kudryavtsev

Le spectre de Kudryavtsev (Kudryavtsev et al., 1999) permet d'intégrer les interactions non-linéaires dues aux vagues de capillarité, à partir du bilan d'énergie spectral. Cette approche permet de tenir compte des différents processus d'interaction entre les vagues de capillarité et gravité. Pour le domaine des petites longueurs d'onde, le spectre est contrôlé par un mécanisme qui génère des ondes capillaires par transfert d'énergie des ondes de gravité courtes vers le domaine des vagues de capillarité pour maintenir un équilibre entre la dissipation de l'énergie visqueuse des ondes capillaires et l'apport de l'énergie par le vent sur les ondes de gravité courtes. Aux basses fréquences, ce modèle est identique au spectre d'Elfouhaily. Ce modèle a été choisi pour nos comparaisons car il est adapté aux vagues de longueurs d'onde millimétriques.

Le spectre de Bringer

Un spectre plus récent est le spectre omnidirectionnel de (Bringer et al., 2014). La particularité de ce spectre est sa capacité à conserver au mieux les contraintes des mesures de télédétection (radar et optique). Il a été construit pour la télédétection océanique à partir d'un modèle paramétrique simple dans les hautes fréquences et a été optimisé avec des données expérimentales dans plusieurs bandes de fréquences (C, Ku et Ka), dans une gamme d'incidence très large, du nadir aux grandes incidences et pour des valeurs de vitesse de vent à 10 m (U_{10}) allant de 5 à 15 m/s. En ce qui concerne la partie basse fréquence, il se base sur la formulation d'Elhouhaily, mais est purement omnidirectionnel. Ce modèle a été choisi pour nos comparaisons car il par construction cohérent avec les données de télédétection micro-ondes.

1.1.3 Le paramètre de pentes

Le paramètre principal de la distribution des pentes de vagues est sa variance, ou sa moyenne quadratique généralement appelé mss ("mean-square slope"). Dans le domaine spectral, ce paramètre peut être défini comme le second moment :

$$mss = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} S(k, \phi) k^2 d\phi k dk = \int_0^\infty k^{-1} B(k) dk \quad (1.8)$$

Dans les modèles de diffusion océanique le paramètre pertinent est généralement la mss "filtrée" (mss_f) à la taille du pixel radar ou de la longueur d'onde. La mss_f peut être obtenue par intégration du spectre jusqu'à une fréquence de coupure liée à la taille de la facette ou à la longueur d'onde. Dans le modèle de l'Optique Géométrique, la mss est filtrée à la longueur d'onde. Dans le modèle deux-échelles (TSM), la mss est filtrée à la taille d'une facette. La mss_f s'écrit :

$$mss_f = \int_0^{k_c} k^{-1} B(k) dk \quad (1.9)$$

où k_c est la fréquence de coupure définie par l'échelle de coupure L telle que $k_c = 2\pi/L$. Pour une surface océanique composée de vagues de mer du vent, il est commun

d'exprimer les mss directionnelles dans le sens du vent (upwind) et perpendiculairement au vent (crosswind), qui sont leurs valeurs extrêmes :

$$mss_{up} = \frac{1}{2} \int_0^{k_c} k^{-1} B(k) \left(1 + \frac{1}{2} \Delta(k)\right) dk \quad (1.10)$$

$$mss_{cross} = \frac{1}{2} \int_0^{k_c} k^{-1} B(k) \left(1 - \frac{1}{2} \Delta(k)\right) dk \quad (1.11)$$

Si on définit l'axe x comme celui de la visée radar en projection horizontale et l'axe y , perpendiculaire à cet axe, on a alors :

$$mss_x = mss_{up} \cos^2(\phi_w) + mss_{cross} \sin^2(\phi_w) \quad (1.12)$$

$$mss_y = mss_{cross} \cos^2(\phi_w) + mss_{up} \sin^2(\phi_w) \quad (1.13)$$

où :

$$mss_{totale} = mss_x + mss_y \quad (1.14)$$

avec ϕ_w l'angle entre le vent et la direction de visée du radar.

(Cox and Munk, 1954) ont mesuré l'évolution de la statistique des pentes en fonction du vent, à partir de photographies aériennes de la réflexion du soleil sur la surface. Deux types de mesures sont effectuées, sur une surface propre ("clean") et sur une surface polluée par un déversement d'hydrocarbures ("slick"). La variation observée de la mss est donnée par :

$$mss_{totale}^{clean} = mss_{cross}^{clean} + mss_{up}^{clean} = 0.003 + 5.12 \cdot 10^{-3} U_{12.5} \pm 0.004 \quad r = 0.986 \quad (1.15)$$

$$mss_{totale}^{slick} = mss_{cross}^{slick} + mss_{up}^{slick} = 0.008 + 1.56 \cdot 10^{-3} U_{12.5} \pm 0.004 \quad r = 0.77 \quad (1.16)$$

où $U_{12.5}$ est le vent à 12.5m, r est la mesure du coefficient de corrélation de la régression linéaire. Les valeurs de vitesse de vent entre U_{10} et $U_{12.5}$ sont très proches, leur conversion est donnée en Annexe (4.6.4). La figure 1.2 compare les résultats des mss_{tot} pour une surface "clean", une surface "slick" et pour la formulation du spectre intégré, en fonction du vent. Les mss_{tot} obtenues entre les formulations montrent que le spectre d'Elfouhaily respectent les contraintes de (Cox and Munk, 1954) : lorsque le spectre est intégré jusqu'à l'infini, les mss_{tot} sont compatibles avec les

mss_{tot} "clean" et lorsque le spectre est intégré jusqu'à $k_c = 30cm$ les mss_{tot} sont compatibles avec les mss_{tot} "slick". Le spectre intégré jusqu'à $k_c = 50cm$ fourni les valeurs de la mss_{tot} qui seront utilisées en bande X.

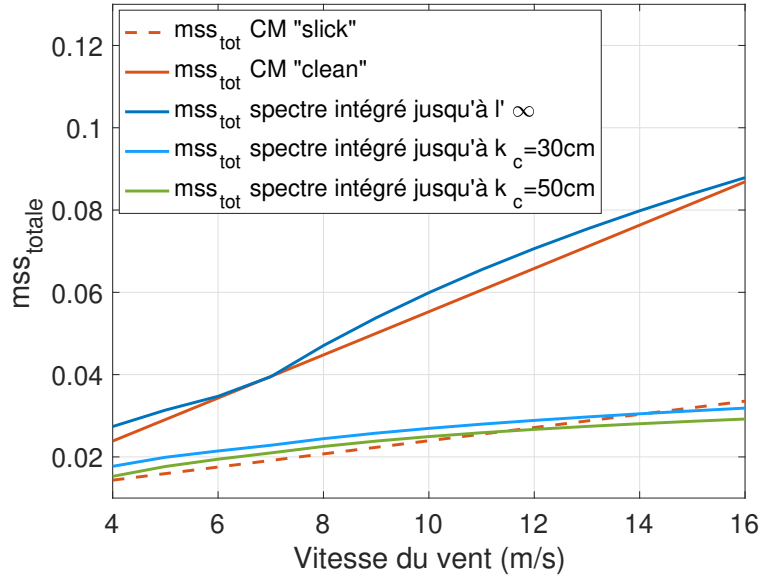


FIGURE 1.2: Comparaison des formulations de la mss_{tot} , la formulation de Cox & Munk slick (- -), la formulation de Cox & Munk clean (-) et la formulation du spectre intégré pour une coupure jusqu'à : l' ∞ (-) - $k_c = 30cm$ (-) - $k_c = 50cm$ (-) en fonction de la vitesse du vent

La mss est l'unique paramètre dans le cas d'une distribution des pentes de vagues Gaussienne. Il existe des distributions bien plus réalistes pour décrire les pentes de vagues, qui seront présentées dans la section suivante.

1.1.4 Distributions de pentes

Dans les approches de type deux-échelles, la distribution des pentes de facettes joue un rôle fondamental pour la modélisation du fouillis de mer. On la suppose en général Gaussienne, mais d'autres distributions de de pentes peuvent être employées, notamment pour corriger la queue de distribution. Nous passons en revue dans cette section les principales distributions de pentes de facettes utilisées au cours de cette étude.

Distribution Gaussienne

Une distribution Gaussienne en deux dimensions est en général employée en première approximation pour décrire la distribution des pentes, telle que :

$$\text{pdf}(\mathbf{s}) = \mathcal{G}(s_x; \sigma_x) \mathcal{G}(s_y; \sigma_y) \quad (1.17)$$

où

$$G(s; \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{s^2}{\sigma^2}\right) \quad (1.18)$$

et (s_x, s_y) sont les composantes du vecteur pente dans la direction x et y du repère cartésien et $\sigma_{x,y}^2 = \text{mss}_{x,y}$

Cependant, il est bien connu depuis les travaux pionniers de (Cox and Munk, 1954) que les distributions réelles des pentes de la surface de mer s'écartent légèrement de la distribution normale. Cette déviation est faible pour les petites valeurs de pentes (< 20 degrés), pour lesquelles l'extension de Gram-Charlier permet un bon ajustement de la loi normale. La queue de distribution qui correspond aux pentes plus fortes n'est pas encore très bien caractérisée. Les résultats de la littérature basés sur les expériences en bassins (Caulliez and Guérin, 2012; Caulliez, 2002; Joelson et al., 2009) et les mesures radar (Liu et al., 1997; Voronovich and Zavorotny, 2001) suggèrent que les grandes pentes, provoquées par les vagues proches du déferlement, sont beaucoup plus fréquentes que prévues par le modèle Gaussien. Les pentes extrêmes peuvent influencer sur le résultat des modèles de diffusion et sont parfois importantes à prendre en compte. Trois distributions non-Gaussiennes sont décrites dans la section suivante : la distribution de Gram-Charlier (Cox and Munk, 1954), la distribution des grandes pentes issue de (Voronovich and Zavorotny, 2001) et la loi α -stable issue de (Joelson et al., 2009).

Distribution de Gram-Charlier

La distribution de Gram-Charlier a été proposée par (Cox and Munk, 1954). Elle permet d'exprimer de faibles déviations de la loi normale sous la forme de cumulants :

$$\begin{aligned}
 \text{pdf}(s_x, s_y) = & \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left(\frac{-1}{2}(\xi^2 + \eta^2)\right) \\
 & \times \left[1 - \frac{1}{2}c_{21}(\xi^2 - 1)\eta - \frac{1}{6}c_{03}(\eta^3 - 3\eta) \right. \\
 & + \frac{1}{24}c_{40}(\xi^4 - 6\xi^2 + 3) \\
 & + \frac{1}{4}c_{22}(\xi^2 - 1)(\eta^2 - 1) \\
 & \left. + \frac{1}{24}c_{04}(\eta^4 - 6\eta^2 + 3) + \dots \right]
 \end{aligned} \tag{1.19}$$

où $\eta = s_y/\sigma_y$ et $\xi = s_x/\sigma_x$ et $\sigma_{x,y}^2 = \text{mss}_{x,y}$ sont des pentes normalisées. Les coefficients $c_{i,j}$ ont été estimés par (Cox and Munk, 1954) dans les cas de mer propre et huileuse et sont donnés dans le tableau 1.1.

	Mer propre	Mer huileuse
c_{21}	$0.01 - 0.0086U_{12.5} \pm 0.03$	0.00 ± 0.02
c_{03}	$0.04 - 0.33U_{12.5} \pm 0.12$	0.02 ± 0.05
c_{40}	0.40 ± 0.23	0.36 ± 0.24
c_{22}	0.12 ± 0.06	0.10 ± 0.05
c_{04}	0.23 ± 0.41	0.26 ± 0.31

TABLE 1.1: Coefficients des paramètres de la distribution de Gram-Charlier pour une mer propre ("clean") et une mer huileuse ("slick")

Distribution des grandes pentes

La distribution développée dans (Voronovich and Zavorotny, 2001) est une distribution empirique de pentes non-Gaussiennes tenant compte de la présence du déferlement. À partir d'une distribution Gaussienne bidimensionnelle, la distribution des pentes dans l'axe du vent (supposé coïncider avec l'axe x) a été modifiée de manière à mieux faire concorder les modèles de SERN avec certaines données spatiales. La correction prend la forme d'une distribution en loi de puissance $p_b(s_x)$,

utilisée à partir d'un certain seuil de pente. La distribution selon la direction transverse reste inchangée. La distribution ajustée au vent prend la forme :

$$\log_{10} p_b(s_x) = \alpha - 1.33s_x \quad (1.20)$$

où la constante α est adaptée pour assurer la continuité de la distribution au seuil choisi. La Figure 1.3 illustre la distribution des pentes en x obtenue, avec une coupure à 20 degrés et avec 3 différentes valeurs de $m s s_x = 0.0111, 0.0151$ et 0.02 , associées à des vitesses de vent de 5, 10 et 15 m/s.

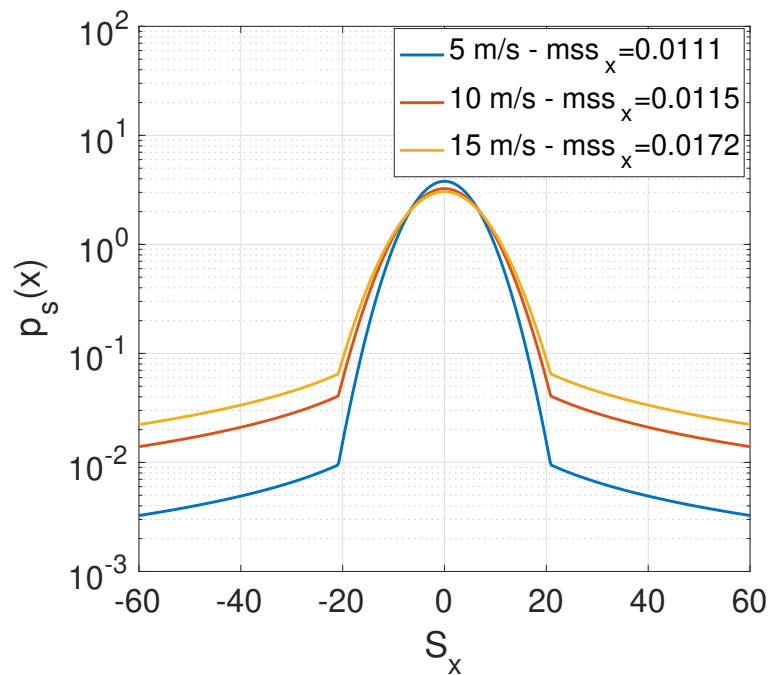


FIGURE 1.3: Distribution des grandes pentes (Voronovich and Zavorotny, 2001) pour 3 vitesses de vent différentes (5, 10 et 15 m/s)

Le poids des pentes extrêmes est beaucoup plus fort que dans une distribution de Gram-Charlier.

Distribution α -stable

La densité de probabilité d'une loi α -stable, aussi appelée distribution à "queue lourde", décroît plus lentement que la distribution Gaussienne aux grandes valeurs. Cette distribution a été utilisée dans le contexte des pentes de vagues, pour des

mesures faites en bassin, par (Joelson et al., 2009). Cette loi est caractérisée par 4 paramètres :

- α est appelé le paramètre de stabilité. C'est le paramètre qui gouverne la décroissance de la distribution. Il est compris dans l'intervalle $[0,2]$. $\alpha = 2$ correspond à la loi normale.
- β correspond au paramètre d'asymétrie. Il est compris entre $[-1,1]$.
- γ correspond au paramètre d'échelle. Il est compris entre $[0,\infty]$. Il permet de quantifier la dispersion de la loi autour du paramètre μ .
- μ correspond à la moyenne ou au paramètre de position le long de l'axe des abscisses. Il est compris entre $[-\infty,\infty]$.

Lorsque $\alpha = 2$ et $\beta = 0$, la distribution est Gaussienne. Le paramètre γ correspond à la *mss*.

La Figure 1.4 illustre la variation de la distribution α -stable en fonction de ces 4 paramètres.

Comparaison entre les distributions

Le tableau 1.2 synthétise les avantages et les inconvénients des quatre distributions décrites auparavant. La distribution Gaussienne est la plus simple à utiliser car elle n'a qu'un seul paramètre mais ne prend pas en compte les pentes extrêmes. La distribution de Gram-Charlier prend uniquement en compte les asymétries, avec des coefficients empiriques. La distribution de (Voronovich and Zavorotny, 2001) et la distribution α -stable permettent la présence de pentes extrêmes mais reposent sur des choix empiriques et une description peut-être trop simpliste.

La Figure 1.5 illustre les quatre distributions selon l'axe x . La valeur de la *mss_x* utilisée pour réaliser cette figure est de 0.0151, associée à un vent de 10 m/s et la coupure utilisée pour la distribution (Voronovich and Zavorotny, 2001) est de 20 degrés.

Dans la suite, les différentes distributions de pentes seront utilisées et comparées dans le cadre du modèle de diffusion 2-échelles.

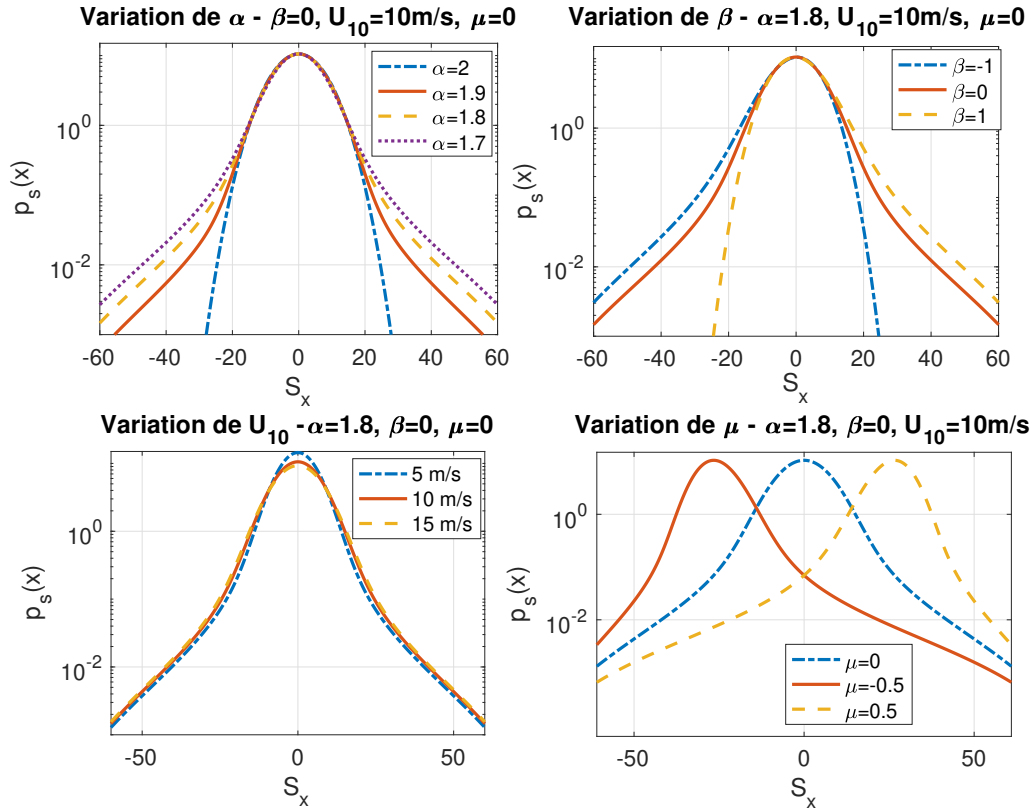


FIGURE 1.4: Variation de la distribution α -stable en fonction de ces quatre paramètres

	Avantages	Inconvénients
Loi Gaussienne	<ul style="list-style-type: none"> - Expression simple - Un seul paramètre 	<ul style="list-style-type: none"> - N'inclut pas les grandes pentes ni les asymétries
Loi Gram-Charlier	<ul style="list-style-type: none"> - Inclut l'asymétrie - Issue de mesures 	<ul style="list-style-type: none"> - Diverge aux grandes pentes
Loi (Voronovich and Zavorotny, 2001)	<ul style="list-style-type: none"> - Inclut les pentes de déferlement 	<ul style="list-style-type: none"> - Coupure empirique - Formulation empirique
Loi α -stable	<ul style="list-style-type: none"> - Autorise les grandes pentes et les asymétries - Formulation théorique 	<ul style="list-style-type: none"> - Paramètres empiriques

TABLE 1.2: Tableau comparatif des distributions de pentes

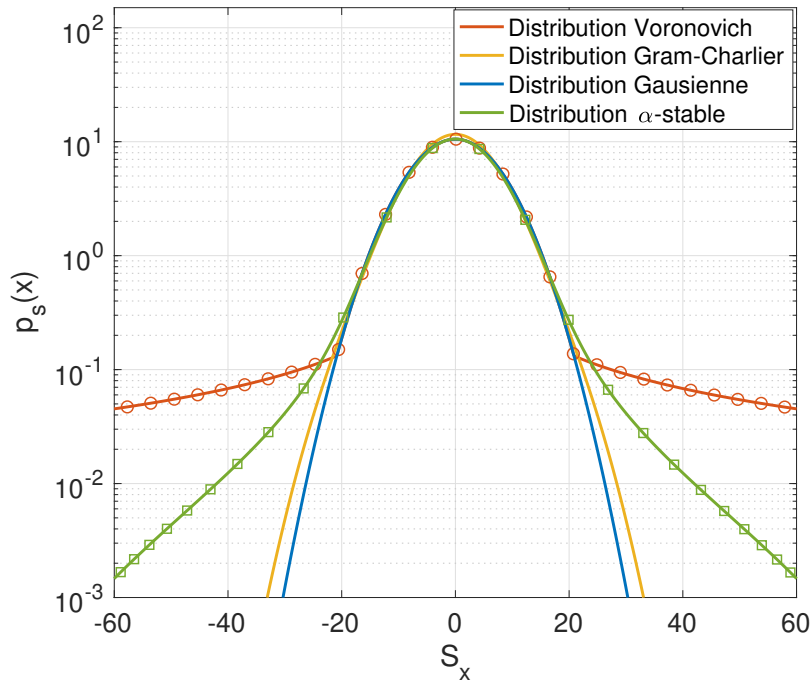


FIGURE 1.5: Les quatre distributions de pentes : La distribution des grandes pentes (Voronovich and Zavorotny, 2001) (coupure 20°) (-), la distribution de Gram-Charlier (-), la distribution Gaussienne (-) et la distribution α -stable (-) pour une $mss_x=0.0151$

1.2 Modèles asymptotiques de diffusion

Le calcul rigoureux du champ électromagnétique rétrodiffusé par la surface de mer, nécessite la résolution des équations de Maxwell (Saillard and Sentenac, 2001; Warnick and Chew, 2001). La résolution numérique de ces équations requiert en général des temps de calcul prohibitifs et n'est possible que pour un nombre limité de points d'échantillonnage. Cela restreint le calcul aux vents faibles et aux grandes longueurs d'onde radar. Pour contourner ce problème, des modèles approchés, dits "asymptotiques", ont été développés depuis plusieurs décennies. Ces modèles ont pour objectif principal de décrire la Section Efficace Radar Normalisée (SERN), qui est paramétrée par les propriétés diélectriques et de rugosité de la surface observée. Néanmoins, ces modèles ont des domaines de validité limités.

1.2.1 Définitions et notations

Pour un vecteur arbitraire \mathbf{u} , la notation "u" fait référence à sa norme et $\hat{\mathbf{u}}$ à sa direction. Supposons Σ , une surface rugueuse séparant le vide (milieu supérieur) d'un milieu homogène (milieu inférieur), dans le repère cartésien $(O, \hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{z}})$, avec l'axe z dirigé vers le haut et Σ est représenté par une équation cartésienne de la forme $z = \eta(\mathbf{r}) = \eta(x, y)$, où η est la réalisation d'un processus stationnaire aléatoire. Le vecteur position à 3 dimensions est noté $\mathbf{R} = (\mathbf{r}, z)$. Une onde électromagnétique plane qui se propage vers le bas avec un vecteur onde $\mathbf{K}_0 = (\mathbf{k}_0, -q_0)$ avec un nombre d'onde $K = 2\pi/\lambda$ est incident à la surface et donne lieu à des vecteurs d'onde dispersés ascendants dans les directions $\mathbf{K} = (\mathbf{k}, q_k)$. Les vecteurs \mathbf{k}_0 et \mathbf{k} sont respectivement les composantes horizontales des ondes incidentes et diffractées et q_0 et q_k sont les composantes (positives) verticales. Ils sont liés par la relation $K^2 = k^2 + q_k^2 = k_0^2 + q_0^2$. Le vecteur d'Ewald $\mathbf{Q} = \mathbf{K} - \mathbf{K}_0$ est ce qu'on appelle le transfert de quantité de mouvement et joue un rôle important dans la théorie de la diffusion. On notera $\mathbf{Q}_H = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ et $\mathbf{Q}_z = q_k + q_0$ respectivement ses composantes horizontales et verticales. Le champ électrique diffusé en champ lointain s'exprime sous la forme d'un développement de Rayleigh (Voronovich, 994a), tel que :

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{R}) = \hat{\mathbf{E}}_0 \cdot \mathbb{S}(\mathbf{r}, z) = \hat{\mathbf{E}}_0 \cdot \int_{\mathbb{R}^2} \frac{e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + iqz}}{q} \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) d\mathbf{k} \quad (1.21)$$

Et lorsque $R \rightarrow \infty$, on obtient :

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{R}) = \hat{\mathbf{E}}_0 \cdot 2\pi \frac{e^{iKR}}{iR} \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \quad (1.22)$$

L'amplitude complexe du champ diffusé dans la direction \mathbf{k} pour une onde émise dans la direction \mathbf{k}_0 $\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ s'exprime par :

$$\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \mathbf{E}_0 = \sum_{i,j=1}^2 S_{ji}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \mathbf{p}_j^+(\mathbf{k}) \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{p}_i^-(\mathbf{k}_0) \quad (1.23)$$

Les composantes p_i et p_j correspondent aux bases de polarisations canoniques incidentes et diffractées définies par :

$$\mathbf{p}_1^\pm(\mathbf{k}) = \frac{k\hat{\mathbf{z}} \pm q\hat{\mathbf{k}}}{K}, \quad \mathbf{p}_2^\pm(\mathbf{k}) = \hat{\mathbf{z}} \times \hat{\mathbf{k}}_0 \quad (1.24)$$

où p_1 et p_2 correspondent, respectivement, aux polarisations verticales et horizontales. Les exposants \pm indiquent le sens des ondes planes : (+) pour les ondes montantes, (-) pour les ondes descendantes.

Le champ diffracté se décompose sur les bases de polarisations incidentes et diffractées sous la forme d'une matrice de diffusion telle que :

$$\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \begin{bmatrix} S_{VV}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) & S_{VH}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \\ S_{HV}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) & S_{HH}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \end{bmatrix} \quad (1.25)$$

Le moment du premier ordre également appelé amplitude de diffusion cohérente, est défini par :

$$\mathbf{V}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \langle \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle \quad (1.26)$$

Le moment du second ordre qui est également appelé amplitude de diffusion incohérente est défini par :

$$\Sigma^0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \langle |\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)|^2 \rangle - |\langle \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \rangle|^2 \quad (1.27)$$

La notation $\langle \cdot \rangle$ représente la moyenne d'ensemble et $|\cdot|$ le module d'un nombre complexe. La variance $\Sigma^0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ est reliée à la SERN, pour une aire illuminée A , par :

$$\sigma_{i,j}^0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \lim_{A \rightarrow +\infty} \frac{4\pi}{A} \Sigma^0(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \quad (1.28)$$

Afin de pouvoir résoudre le problème de diffraction par la surface de mer, il faut calculer l'amplitude de diffraction ainsi que la SERN. Pour cela, différents modèles asymptotiques peuvent être utilisés. La section suivante présente ces différents modèles ainsi que leurs limitations.

Les deux modèles asymptotiques de référence diffèrent par leur domaine de validité, les petites rugosités pour le modèle de Bragg, les grandes vagues pour l'approximation de Kirchhoff. Des modèles dit "unifiés" englobent ces deux modèles de référence afin de tenir compte des différentes échelles de la surface océanique.

1.2.2 Modèles électromagnétiques de diffusion

Le modèle de l'Optique Physique - PO

L'approximation de Kirchhoff (KA) est aussi appelée approximation du Plan Tangent ou approximation de l'Optique Physique (PO) (Beckmann and Spizzichino, 1963; Valenzuela, 1978). L'hypothèse principale de cette approximation est que la longueur d'onde est très faible devant le rayon de courbure moyen de la surface, ce qui permet de considérer la surface comme localement plane. C'est le modèle de référence pour des incidences faibles (proche nadir). Dans le modèle de l'Optique Physique, le champ diffusé localement par la surface de mer est assimilé à la réflexion par le plan tangent local à la surface. Avec une approximation supplémentaire de type phase stationnaire (Stogryn, 1967), on obtient l'approximation de Kirchhoff :

$$\mathbb{S}(\theta, \psi) = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \int_A e^{i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} e^{iQ_z \eta(\mathbf{r})} d\mathbf{r} \quad (1.29)$$

avec $\mathbb{K} = 2K_0^2 \mathcal{R}$ où \mathcal{R} désigne le coefficient de réflexion de Fresnel en incidence normale. \mathbb{K} est le noyau de Kirchhoff qui dépend de la longueur d'onde EM ainsi que de la permittivité électrique de la surface de l'eau ϵ via \mathcal{R} et \mathbf{k} et \mathbf{k}_0 sont les composantes horizontales des ondes incidentes et diffractées, respectivement. ($\mathcal{R} = \frac{\sqrt{\epsilon-1}}{\sqrt{\epsilon+1}}$). Dans le cas mono-statique, le noyau de Kirchhoff s'exprime comme :

$$\mathbb{K}_{HH}(-\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_0) = 2K_0^2 \mathcal{R} = -\mathbb{K}_{VV}(-\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_0) \quad (1.30)$$

Lorsqu'on est dans le cas d'une surface Gaussienne stationnaire, la SERN est donnée par :

$$\sigma^0(\theta, \psi) = \frac{1}{\pi} \frac{|\mathbb{K}|^2}{Q_z^2} \int_{\mathbb{R}^2} e^{i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} \left[e^{-Q_z^2 [\rho(\mathbf{0}) - \rho(\mathbf{r})]} - e^{-Q_z^2 \rho(\mathbf{0})} \right] d\mathbf{r} \quad (1.31)$$

où $\rho(\mathbf{r}, t)$ est la fonction d'auto-corrélation spatiale définie dans l'équation (1.3). Cette approximation a des limitations importantes : elle ne peut pas être utilisée pour des angles rasants, car les effets d'ombrage et de diffusion multiple ne peuvent pas être négligés. De plus, les surfaces utilisées doivent présenter de faibles ondulations du fait que le modèle ne prend pas en compte les effets de courbure. Le module du noyau de Kirchhoff ne dépend pas de la polarisation, $|\mathbb{K}|^2 = |\mathbb{K}_{HH}|^2 = |\mathbb{K}_{VV}|^2$, ce

qui signifie que le modèle de l'Optique Physique est un modèle non-polarisé. Dans la suite, nous ferons référence à l'intégrale de Kirchhoff I_s :

$$I_s = \frac{1}{\pi Q_z^2} \int_{\mathbb{R}^2} e^{i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} \left[e^{-Q_z^2[\rho(\mathbf{0}) - \rho(\mathbf{r})]} - e^{-Q_z^2\rho(\mathbf{0})} \right] d\mathbf{r} \quad (1.32)$$

Cette intégrale dépend de la rugosité et caractérise l'ensemble des diffuseurs de la surface. Ainsi la SERN de l'Optique Physique s'exprime :

$$\sigma_{PO}^0 = |\mathbb{K}|^2 I_s \quad (1.33)$$

Le modèle de l'Optique Géométrique - GO

Le modèle de l'Optique Géométrique a été développé en premier par (Hagfors, 1964; Kodis, 1966; Barrick, 1968). Il se base sur la théorie des points spéculaires et l'approche de la phase stationnaire. Ces théories permettent de s'affranchir de la dépendance des hauteurs dans le terme de phase. Ainsi, la SERN est proportionnelle à la densité des facettes qui réfléchit spéculairement l'onde vers le radar, dans chaque direction et s'exprime par :

$$\sigma^0 = \left| \frac{\mathbb{K}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \right| P \left(-\frac{\mathbf{k} - \mathbf{k}_0}{q + q_0} \right) \quad (1.34)$$

avec P la densité de probabilité des pentes de surface. Ce modèle est la limite asymptotique du modèle PO pour une fréquence EM qui tend vers l'infini.

Le modèle de Bragg - SPM

Le modèle des petites perturbations ("Small Perturbation Method", SPM) est un développement perturbatif de l'amplitude de diffraction en fonction des hauteurs de la surface. Cette méthode a été introduite par (Rayleigh, 1896) pour la diffraction des ondes sonores par une surface sinusoidale ondulée, puis adaptée par (Fano, 1941) pour des réseaux optiques. Ensuite (Rice, 1951) a développé la formule à l'ordre 2 (SPM2) pour une surface conductrice 1D et à l'ordre 1 (SPM1) pour une surface diélectrique 2D. Par la suite (Peake, 1959) a obtenu la section efficace radar rétrodiffusée au premier ordre pour les deux polarisations, puis (Valenzuela,

1967, 1968) a complété au second ordre pour des perturbations en 1D pour des plans nivelés et inclinés. Cette méthode n'est à priori pas limitée en angle d'incidence. L'amplitude de diffusion s'écrit comme un développement de Taylor-Volterra en fonction de la hauteur de la surface :

$$\begin{aligned} \mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = & \frac{1}{Q_z} \mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \delta(\mathbf{Q}_H) - i \mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \eta(\mathbf{Q}_H) \\ & - Q_z \int \mathbb{B}_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0; \boldsymbol{\xi}) \eta(\mathbf{k} - \boldsymbol{\xi}) \eta(\boldsymbol{\xi} - \mathbf{k}_0) d\boldsymbol{\xi} + \dots \end{aligned} \quad (1.35)$$

avec $\eta(\boldsymbol{\xi})$ la transformée de Fourier de l'élévation de surface et δ la fonction delta de Dirac. $\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ et $\mathbb{B}_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)$ sont, respectivement, les noyaux de Bragg au premier et second ordre. La résonance de Bragg est un mécanisme par lequel l'onde EM entre en résonance avec les échelles de rugosités proportionnelles de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde électromagnétique. Dans la gamme des micro-ondes, les échelles de rugosités "vues" par le radar correspondent aux vagues de gravité-capillarité courtes et/ou aux vagues de capillarité. (Wright, 1968) a montré que la SERN rétrodiffusée a un lien direct avec le spectre des hauteurs de la surface et les coefficients de réflexion à la surface, dans le cas d'une surface Gaussienne considérée comme une perturbation du 1er ordre :

$$\sigma^0(\theta)_{i,j} = 4\pi k^4 \cos^4(\theta) |g_{i,j}(\theta)|^2 W(2k \sin(\theta), 0) \quad (1.36)$$

Le coefficient k désigne le nombre d'onde, θ l'angle d'incidence du radar, les indices i,j les polarisations et W le spectre en nombre d'onde bi-dimensionnel évalué à la fréquence de Bragg ($2k \sin(\theta)$). Les coefficients de diffusion au premier ordre $g_{HH}(\theta)$ et $g_{VV}(\theta)$ sont :

$$g_{HH}(\theta) = \frac{\epsilon_r - 1}{(\cos(\theta) + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2(\theta)})^2} \quad (1.37)$$

$$g_{VV}(\theta) = \frac{(\epsilon_r - 1)[\epsilon_r(1 + \sin^2(\theta)) - \sin^2(\theta)]}{[\epsilon_r \cos(\theta) + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2(\theta)}]^2} \quad (1.38)$$

Où ϵ_r désigne la constante diélectrique relative.

1.2.3 Modèles unifiés

Le modèle Small Slope Approximation - SSA

(Voronovich, 1985, 994a,b) a proposé le modèle SSA comme une théorie unificatrice qui étend SPM (1.2.2) et KA (1.2.2). Il repose sur un développement en petites pentes plutôt qu'en petites hauteurs. L'amplitude de diffraction au premier ordre est donc un croisement entre le modèle PO et le coefficient de Bragg du première ordre du modèle SPM s'exprime par :

$$\mathbb{S}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\mathbb{B}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0)}{Q_z} \int_A e^{-i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} e^{-iQ_z \eta(\mathbf{r})} d\mathbf{r} \quad (1.39)$$

où \mathbb{B} est le noyaux de Bragg. On retrouve l'intégrale de Kirchhoff et la SERN correspondante dans le cas d'une surface Gaussienne s'écrit :

$$\sigma_{pp}^0 = \frac{1}{\pi} \frac{|\mathbb{B}_{pp}|^2}{Q_z^2} \int_{\mathbb{R}^2} e^{-i\mathbf{Q}_H \cdot \mathbf{r}} \left[e^{-Q_z^2[\rho(\mathbf{0}) - \rho(\mathbf{r})]} - e^{-Q_z^2 \rho(\mathbf{r})} \right] d\mathbf{r} \quad (1.40)$$

Ainsi, en utilisant l'intégrale de Kirchhoff I_s (1.32), l'équation de la SERN s'écrit simplement :

$$\sigma_{pp}^0 = |\mathbb{B}_{pp}|^2 I_s \quad (1.41)$$

Le modèle Deux-échelles - TSM

Le modèle "Deux-Échelles" (Wright, 1968) représente un processus de Bragg modulé par les pentes des grandes vagues. On considère les petites échelles (vagues de gravité-capillarité) portées par les grandes échelles (vagues de gravité longues). Il décompose la surface de mer en une infinité de facettes rugueuses. En présence des vagues longues, la normale à la facette est déviée de la verticale par un angle ψ dans le plan d'incidence et par un angle δ dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence. L'angle d'incidence θ local est lié à l'angle nominal θ_i et aux angles (ψ, δ) définissant les pentes de facettes :

$$\theta_i = \cos^{-1}[\cos(\theta + \psi) \cos \delta] \quad (1.42)$$

La section efficace rétrodiffusée par unité d'aire (SERN) associée à chaque facette rugueuse s'exprime alors par (Valenzuela, 1978) :

$$\sigma_0(\theta_i)_{HH} = 4\pi k^4 \cos^4(\theta_i) \left| \left(\frac{\alpha \cos \delta}{\alpha_i} \right)^2 g_{HH}(\theta_i) + \left(\frac{\sin \delta}{\alpha_i} \right)^2 g_{VV}(\theta_i) \right|^2 W(2k\alpha, 2k\gamma \sin \delta) \quad (1.43)$$

pour la polarisation HH.

$$\sigma_0(\theta_i)_{VV} = 4\pi k^4 \cos^4(\theta_i) \left| \left(\frac{\alpha \cos \delta}{\alpha_i} \right)^2 g_{VV}(\theta_i) + \left(\frac{\sin \delta}{\alpha_i} \right)^2 g_{HH}(\theta_i) \right|^2 W(2k\alpha, 2k\gamma \sin \delta) \quad (1.44)$$

pour la polarisation VV, où $\alpha_i = \sin \theta_i$, $\alpha = \sin(\theta + \psi)$, $\gamma = \cos(\theta + \psi)$, $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde et W désigne le spectre. Les coefficients de diffusion au premier ordre $g_{HH}(\theta)$ et $g_{VV}(\theta)$ sont donnés par les équations (1.37) et (1.38). Par la suite nous désignerons souvent le modèle deux-échelles par le terme de "Bragg tilté", en référence à la modulation par les pentes d'une diffusion de Bragg.

Le modèle GOSSA

Un problème récurrent du modèle deux-échelles est la paramétrisation de la fréquence de coupure séparant les petites échelles des grandes. Le modèle GOSSA (Soriano and Guérin, 2008) propose une formulation robuste à la coupure. Il combine le modèle de l'Optique Géométrique (GO), utilisé pour les basses fréquences spatiales, avec le modèle SSA pour les hautes fréquences. La SERN obtenue s'écrit comme :

$$\sigma^0 = \sigma_{GO}^0 \cdot e^{-Q^2 \sigma_s^2} \left[1 - e^{-(q_z \sigma_L)^2} \right] + \sigma_{SSA1}^0 \times P, \quad (1.45)$$

où Q est la norme du vecteur d'Ewald, σ_s est la hauteur moyenne des petites vagues (rms), σ_L des grandes vagues et P est la densité de probabilité des facettes.

Aux incidences modérées et larges ($> 30^\circ$), les modèles GOSSA et deux-échelles sont très proches. C'est ce dernier que nous utiliserons à ces incidences car il est beaucoup plus simple à mettre en oeuvre numériquement.

1.3 Lois empiriques de description du fouillis de mer

En faible résolution spatiale (décimétrique ou supérieure), les échos radar rétrodiffusés par une surface océanique suivent une loi exponentielle dans le cas de signaux en intensité, ou une loi de Rayleigh pour des signaux en amplitude (Jakeman and Pusey, 1976). Lorsque les données sont acquises en haute résolution spatiale (centimétrique ou inférieure), la loi de distribution des signaux en intensité s'écarte de la loi exponentielle et est mieux représentée par une loi dite "à queue lourde". De nombreuses lois ont été proposées dans la littérature pour représenter les échos radar en haute résolution spatiale, parmi les plus populaires on peut citer les distributions de Pareto, Weibull ou la loi K (Ward et al., 2013; Antipov, 2001; Dong, 2006; Fiche et al., 2006; Farshchian and Posner, 2010). Ces distributions concordent bien avec les observations, mais utilisent certains paramètres d'ajustement (typiquement, un paramètre de "forme" et d'"échelle"). Ces distributions permettent effectivement de représenter les signaux radar mais leur formulation analytique dépend de paramètres (souvent un paramètre de forme et un paramètre d'échelle) dont les valeurs ne sont que peu documentées dans la littérature. En particulier, alors qu'il existe des évidences expérimentales et des arguments théoriques pour justifier une relation entre les paramètres de ces distributions et les paramètres océaniques, aucun modèle rigoureux de paramétrage n'est disponible à ce jour dans la littérature. Dans cette section nous passerons en revue les distributions de probabilités les plus couramment utilisées pour décrire la statistique du fouillis de mer.

1.3.1 La loi K

La loi K (Ward et al., 2013) est une loi dite à "queue lourde" ("heavy tail") et se formule en combinant une loi Gamma pour la texture à une loi de Rayleigh pour le chatolement. La densité de probabilité (PDF pour Probability Density Function)

de la loi K pour le fouillis de mer, est :

$$\begin{aligned} P(E) &= \frac{2Eb^\nu}{\Gamma(\nu)} \int_0^\infty dx x^{\nu-2} \exp(-bx - E^2/x) \\ &= \frac{4b^{(\nu+1)/2} E^\nu}{\Gamma(\nu)} K_{\nu-1}(2E\sqrt{b}) \end{aligned} \quad (1.46)$$

Et la PDF en intensité $z = E^2$ est :

$$P(z) = \frac{2b^{(\nu+1)/2} z^{(\nu-1)/2}}{\Gamma(\nu)} K_{\nu-1}(2\sqrt{bz}) \quad (1.47)$$

où K est la fonction de Bessel de second ordre, de moyenne :

$$\mu = \frac{\nu}{b} \quad (1.48)$$

et de variance :

$$\sigma^2 = \left(\frac{\nu}{b}\right)^2 2 \left(1 + \frac{1}{\nu}\right) \quad (1.49)$$

$\nu > 0$ est le paramètre de forme de la loi K, $b > 0$ est le paramètre d'échelle. Les méthodes pour estimer les paramètres de forme et d'échelle sont fournies dans Ward et al. (2013).

1.3.2 La loi de Weibull

La densité de probabilité de la loi de Weibull (Billingsley, 2002; Long, 2001) est telle que :

$$P(z, \nu, \beta) = \nu \frac{z^{\nu-1}}{\beta^\nu} \exp - \left(\frac{z}{\beta}\right)^\nu; \quad x > 0 \quad (1.50)$$

Où ν est le paramètre de forme et β le paramètre d'échelle. La moyenne est :

$$\mu = \beta \Gamma \left(1 + \frac{1}{\nu}\right) \quad (1.51)$$

et sa variance est :

$$\sigma^2 = \beta^2 \left(\Gamma \left(1 + \frac{2}{\nu}\right) - \Gamma^2 \left(1 + \frac{1}{\nu}\right) \right) \quad (1.52)$$

Les lois K et Weibull peuvent être identiques dans deux cas précis ; lorsque $\nu = 2$ pour la loi de Weibull et lorsque $\nu = \infty$ pour la loi K, auquel cas, ces distributions coïncident avec la distribution de Rayleigh. Lorsque $\nu = 1$ pour la loi de Weibull et $\nu = 0.5$ pour la loi K, les distributions sont semblables à une loi Gamma. (Dong, 2004).

1.3.3 La loi de Pareto

La distribution de Pareto est une loi de distribution plus récemment proposée dans la littérature pour représenter le fouillis de mer (Farshchian and Posner, 2010; Rosenberg and Watts, 2013). Sa formulation est :

$$P(z; \nu, p_m) = \nu \frac{p_m^\nu}{z^{\nu+1}}; \quad z \geq p_m \quad (1.53)$$

où $\nu > 0$ est le paramètre de forme, qui est appelé aussi indice de Pareto et $p_m > 0$ est le paramètre d'échelle. La moyenne de cette distribution est :

$$\mu = \frac{\nu p_m}{\nu - 1}; \quad \nu > 1 \quad (1.54)$$

et sa variance :

$$\sigma^2 = \left(\frac{p_m}{\nu - 1} \right)^2 \frac{\nu}{\nu - 2}; \quad \nu > 2 \quad (1.55)$$

Ces différents modèles permettent de bien restituer la distribution statistique suivit par le fouillis de mer en haute résolution spatiale mais leur paramétrage a priori reste délicat. En particulier, il n'existe pas de relation reliant le paramètre de forme de ces lois aux conditions de mer. Il n'est donc pas possible de paramétrer a priori ces distributions ni d'estimer l'état de mer a partir de la distribution des échos de mer mesurée expérimentalement.

Chapitre 2

Imagerie et base de données

Nous présentons dans ce chapitre les principaux concepts de l'imagerie radar et les jeux de données sur lesquels s'appuie notre analyse.

2.1 Principes généraux de l'imagerie radar

Le Radar (de l'anglais "Radio Detection And Ranging"), est un système de détection d'objets par ondes EM. Nicolas Tesla a été le premier à émettre l'idée d'utiliser les ondes EM pour la détection d'objet, au début du XXème siècle. Christian Hülsmeier en 1904 a été le premier à appliquer cette idée à la détection de navires (Darricau, 1981). Suite aux travaux pionniers de Wiley dans les années 50, le radar à ouverture synthétique (SAR) s'est grandement développé et est largement utilisé aujourd'hui pour l'imagerie (Brown, 1967; Cumming and F.H., 2005). Contrairement aux capteurs passifs dans le domaine optique, les radars imageurs permettent d'acquérir des données quasi indépendamment des conditions météorologiques, de jour comme de nuit. Cela permet d'avoir des informations sur des régions difficiles d'accès et très nuageuses, comme les pôles et les régions équatoriales. L'imagerie radar est utilisée à la fois pour des applications militaires (détection de cibles) et pour des applications civiles (détection et suivi de pollution marine, surveillance environnementale...). Dans cette première section, une description succincte de l'imagerie SAR sera effectuée, afin de définir certaines notions utilisées et citées dans la suite du manuscrit.

2.1.1 Géométrie de mesure

La géométrie d'acquisition des images radar est définie par plusieurs paramètres clés, illustrés sur la Figure 2.1 :

- L'azimut (ϕ), qui est l'angle entre la direction du nord et l'axe horizontal parallèle au vecteur vitesse du porteur de l'instrument radar
- La distance entre le capteur et la cible (R)
- L'angle d'incidence entre la verticale locale et la ligne de visée (θ)

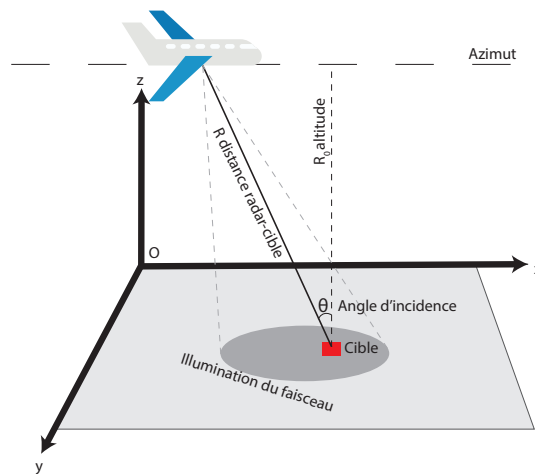


FIGURE 2.1: Configuration géométrique du radar

On définit alors deux directions : l'axe distance qui correspond à la direction d'émission des ondes EM et l'axe azimut qui correspond à la direction du vecteur vitesse du système radar. Ces axes sont en général orthogonaux, sauf en présence d'un angle de squint (route et cap différents), ce qui est classique en aéroporté.

2.1.2 Fonctionnement d'un radar imageur

Un radar imageur est un système hyperfréquence actif qui produit des images d'une zone d'intérêt à partir du rayonnement micro-onde rétrodiffusé par la surface illuminée. Ce système peut être embarqué aussi bien sur un satellite que sur un avion ou un drone. Le radar est composé d'une antenne, d'un système numérique d'émission et de réception (cas monostatique) ainsi que d'un système de focalisation des images à partir des signaux bruts radar. L'énergie rétro-diffusée par la surface

illuminée et captée par le radar dépend de plusieurs facteurs : l'énergie émise, la durée d'impulsion T , le gain des antennes émettrice G_t et réceptrice G_r (identique dans le cas monostatique), de la longueur d'onde λ , du facteur de perte L et de la surface équivalente radar (SER) S de la cible. La relation qui relie ces paramètres est (e.g. Darricau (1981)) "l'équation radar" :

$$E_r = \frac{T G_r G_t \lambda^2 S}{L (4\pi)^3 R^4} E_t \quad (2.1)$$

La surface équivalente radar (SER) est une mesure de la fraction de l'énergie émise rétrodiffusée par la cible par rapport à l'énergie incidente sur la cible, ramenée à la surface d'un objet isotrope.⁷ On parle de configuration monostatique lorsque les systèmes d'émission et de réception sont identiques, et de configuration bi-statique le cas contraire. Les systèmes satellitaires d'observation de la Terre sont quasi exclusivement en configuration monostatique. (Skolnik, 2008). Lorsqu'une onde est transmise puis réfléchi, on définit le temps aller-retour (ou retard) τ de l'onde EM :

$$\tau = 2 \frac{R}{c} \quad (2.2)$$

où $c = 3 \cdot 10^8 m/s$ est la célérité des ondes EM dans le vide. Le "retard" est un paramètre clé accessible par un système radar puisqu'il permet de localiser une cible par la mesure du délai entre l'émission de l'onde et la réception de l'écho réfléchi par la cible. Une second notion primordiale est la notion de résolution. Elle est au coeur de la problématique de l'imagerie radar et caractérise la capacité du système à différencier deux objets distincts, dans les axes distance et azimuth.

Résolution dans l'axe distance

Dans son fonctionnement classique, la résolution en distance d'un système radar est directement liée à la durée d'impulsion des ondes EM, T . Situés à deux distances différentes, deux points R_1 et R_2 produiront chacun un écho qui sera caractérisé par leur retard, noté τ_1 et τ_2 (eq 2.2). Ces échos seront différenciés par le système de

7. <https://www.radartutorial.eu/01.basics/>

réception uniquement si les retards respectent la condition :

$$2|\tau_1 - \tau_2| > T \quad (2.3)$$

La Figure 2.2 permet d'illustrer ce concept (Skolnik, 2008). On en déduit alors la

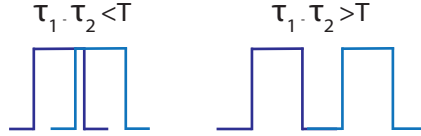


FIGURE 2.2: Retard et résolution en distance

relation entre la résolution en distance δ_r et la durée d'impulsion T :

$$\delta_r = \frac{cT}{2} \quad (2.4)$$

On observe grâce à cette relation que la résolution est directement proportionnelle à la durée d'impulsion : c'est-à-dire que pour améliorer la résolution en distance il faut diminuer la durée d'impulsion T . La difficulté pour acquérir des données en haute résolution est donc de transmettre le signal EM avec une impulsion de très courte durée tout en maintenant la puissance émise, ce qui n'est pas réalisable physiquement. Ce paradoxe, peut se résoudre à l'aide d'une modulation de l'onde émise. La technique utilisée est celle de la compression d'impulsion. Cette technique consiste à émettre une impulsion d'amplitude constante durant toute la durée d'émission mais modulée linéairement en fréquence au cours du temps d'émission. En réception, le signal est comprimé en utilisant la méthode du filtrage adapté. La résolution radiale ne dépend alors plus que de la bande passante B du signal émis (Hovanessian, 1980) :

$$\delta_r^{SAR} = \frac{c}{2B} \quad (2.5)$$

où c est la célérité. L'émission d'une impulsion modulée linéairement en fréquence est répétée à chaque PRI (Pulse Repetition Interval) au cours du déplacement du radar le long de sa trajectoire de vol, ce qui correspond à la fréquence de répétition

PRF (Pulse Repetition Frequency) :

$$PRI = \frac{1}{PRF} \quad (2.6)$$

Résolution dans l'axe azimut

La résolution azimutale d'un système radar classique est fonction de l'ouverture du lobe d'antenne en gisement (θ) et de la distance radiale entre le radar et la zone imagée (R) :

$$\delta_a = R\theta = R\frac{\lambda}{L} \quad (2.7)$$

avec L la taille de l'antenne en azimut. Pour une longueur d'onde et une distance radiale fixées, une résolution fine en azimut nécessite ainsi une antenne de grande dimension, ce qui n'est pas toujours réalisable. Pour pouvoir améliorer la résolution, on utilise le principe de l'antenne synthétique, basé sur la construction d'une antenne virtuelle de grande taille en utilisant le déplacement de l'antenne réelle du capteur le long de sa trajectoire. La taille de l'antenne synthétique est la longueur de la trajectoire parcourue en illuminant une même cible. Cette longueur correspond à la taille de l'empreinte de l'antenne au sol. On peut montrer qu'en intégrant de façon cohérente les différents échos renvoyés par une cible pendant le temps d'illumination par le faisceau, la résolution en azimut maximale est donnée par (Brown, 1967; Massonnet and Souryis, 2008) :

$$\delta_a^{SAR} = \frac{L}{2} \quad (2.8)$$

La résolution azimutale est uniquement reliée à la taille de l'antenne physique et est indépendante à la fois de la longueur d'onde du signal émis et de la distance radar-cible.

2.1.3 Bandes de fréquences

En télédétection micro-ondes, la gamme des ondes EM est généralement comprise entre 0.25 et 40 GHz. Le tableau 2.1 recense ces différentes bandes de fréquences ainsi que les longueurs d'onde correspondantes.

	Ka	Ku	X	C	S	L	P
Fréquences [GHz]	40–25	17.6–12	12–7.5	7.5–3.75	3.75–2	2–1	0.5–0.25
λ [cm]	0.75–1.2	1.7–2.5	2.5–4	4–8	8–15	15–30	60–120

TABLE 2.1: Bandes de fréquences et longueurs d’onde usuelles en observation de la Terre

Le choix de la bande de fréquence est primordiale puisque la réponse EM d’une cible ou d’une surface naturelle dépendra au premier ordre de la longueur d’onde utilisée.

Notion de rugosité

La rugosité est variation en élévation des aspérités d’une surface par rapport à leur moyenne et gouverne la diffusion des ondes par cette surface. Celle-ci est considérée comme ”lisse” ou ”rugueuse” en fonction de sa rugosité relative à la longueur d’onde EM. Dans le cas d’une surface lisse, la réponse est quasi-spéculaire, c’est-à-dire que l’énergie est principalement réfléchi dans la direction orthogonale à la direction d’émission et très peu d’énergie est rétrodiffusée vers le radar. Dans le cas d’une surface rugueuse, l’onde EM transmise est réfléchi dans toutes les directions (cas d’une surface isotrope) et une partie importante de l’énergie est rétro-diffusée en direction du radar. Le critère de Rayleigh permet de quantifier la notion de rugosité tel que :

$$H_{RMS} \leq \frac{\lambda}{8 \cos(\theta)} \quad \text{Surface lisse} \quad , \quad H_{RMS} \geq \frac{\lambda}{8 \cos(\theta)} \quad \text{Surface rugueuse} \quad (2.9)$$

où H_{RMS} représente la racine carrée de la hauteur quadratique moyenne (Root Mean Square) des aspérités de la surface.

Profondeur de pénétration

Une propriété importante des ondes EM est qu’elles peuvent pénétrer à travers le milieu observé selon les propriétés de l’onde EM et du milieu imagée. Le principal paramètre qui gouverne la capacité d’une onde radar à pénétrer un milieu est la

constante diélectrique, qui caractérise le caractère isolant ou conducteur de ce milieu ainsi que la décroissance de l'énergie de l'onde EM lorsqu'elle le traverse. La profondeur de pénétration de l'onde δ_p dépend de la partie imaginaire de la constante diélectrique complexe (ϵ_r) :

$$\delta_p = \frac{1}{2kIm(\sqrt{\epsilon_r})} = \frac{\lambda}{4\pi Im(\sqrt{\epsilon_r})} \quad (2.10)$$

où λ est la longueur d'onde. Dans le cas de l'océan, le modèle Meissner and Wentz (2004) est largement utilisé dans la littérature. Il donne une estimation de la constante diélectrique en fonction de la longueur d'onde EM et des valeurs de salinité et de température de l'eau. Le Tableau 2.2, donne les valeurs de constante diélectrique ainsi que de la profondeur de pénétration δ_p pour une surface de mer en fonction de la longueur d'onde EM. Nous nous restreignons ici aux seules valeurs de longueurs d'onde utilisées ultérieurement dans le manuscrit.

Bandes de fréquences	Ku	X	C	L
Constante diélectrique	39.85+39.25i	52.86+39.03i	64.26+36.16i	73.00+67.28i
δ_p [mm]	0.56	0.94	1.8	5.3

TABLE 2.2: Valeurs des constantes diélectriques ϵ ainsi que de la profondeur de pénétration δ_p en fonction de la bande de fréquence pour une température de 15° et une salinité de 35PSU

2.1.4 Notion de bruit

La notion de bruit est une notion fondamentale pour l'analyse et l'interprétation des images SAR. On distingue généralement deux types de bruit que nous présentons ci-dessous : le bruit thermique de l'instrument et le bruit induit par le caractère cohérent de la formation des images SAR appelé chatoiement (ou "spekle" en anglais).

Le bruit thermique

Le bruit thermique est une conséquence de la température de bruit en entrée du récepteur. Ce bruit, additif, quantifie le niveau minimal de signal pouvant être enre-

gistré par l'instrument. On peut augmenter le rapport signal sur bruit, en augmentant la puissance du signal émis. Ce niveau de bruit, appelé NESZ (Noise Equivalent Sigma Zero), est un paramètre intrinsèque du capteur et doit être pris en compte lors de l'acquisition de données. La Figure 2.3 représente ce niveau de bruit pour des données SAR acquises en bande X, en fonction de l'angle d'incidence. Le bruit varie en fonction du gain d'antenne en site, ce qui le fait varier en fonction de l'incidence (il est minimum au centre du lobe et augmente de part et d'autre).

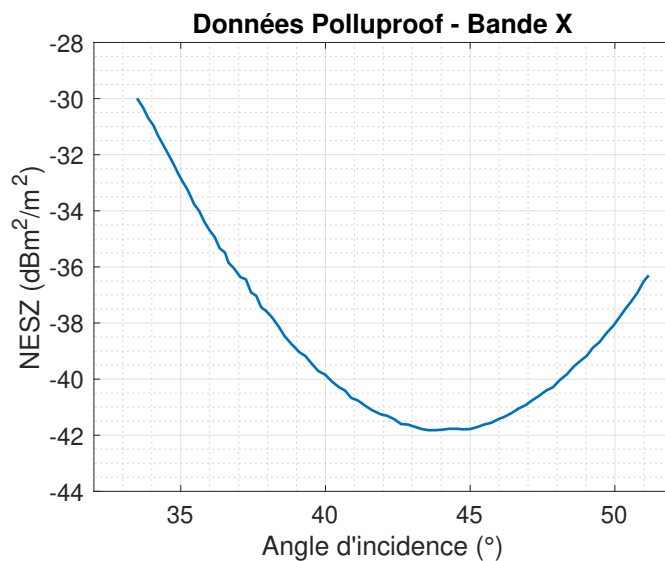


FIGURE 2.3: NESZ des données POLLUPROOF en Bande X acquise avec l'instrument SETHI

Le chatolement

Le chatolement (ou "speckle") est un bruit multiplicatif qui est inhérent au caractère cohérent de la formation des images. En imagerie radar, la longueur d'onde EM est généralement plus petite que la cellule de résolution qui est alors constituée d'un ensemble de diffuseurs élémentaires qui vont chacun rétrodiffuser l'onde incidente avec leur propre valeur d'amplitude et de phase. Le signal provenant de chaque cellule de résolution est alors obtenu comme la sommation cohérente de ces différents échos élémentaires. Cette sommation peut être "constructive" ou "destructive" selon l'organisation des réflecteurs élémentaires les uns par rapport aux autres et entraîne des modifications au sein d'une zone homogène et ainsi peut être

perçue comme une zone très perturbée par le bruit. C'est ce phénomène qui désigne le chatoisement (Nicolas, 2016). Lorsque le nombre de diffuseurs au sein de la cellule de résolution est suffisamment grand, on dit alors que le chatoisement est "pleinement développé". Le premier modèle du chatoisement pleinement développé a été établi par (Goodman, 1976). Ce modèle de chatoisement pleinement développé est caractérisé par :

- La phase suit une variable aléatoire uniformément distribuée sur l'intervalle $[0; 2\pi[$
- L'amplitude suit une loi de Rayleigh telle que :

$$p_a(A) = \frac{2A}{\mu_A^2} e^{-\frac{A^2}{\mu_A^2}} \quad (2.11)$$

où $\mu_A = \sqrt{2}\sigma$

L'intensité suit alors une loi exponentielle telle que :

$$P_I(I) = \frac{1}{\mu_I} e^{-\frac{I}{\mu_I}} \quad (2.12)$$

où $\mu_I = 2\sigma^2$. σ représente la variance de l'amplitude de tous les diffuseurs constituant la cellule.

2.1.5 Polarisation des ondes radar

L'onde EM est composée d'un champ électrique et d'un champ magnétique, orthogonaux deux à deux. La polarisation d'une onde plane est la figure décrite par l'extrémité du champ électrique au cours de la propagation, dans le plan perpendiculaire au vecteur de propagation. Des antennes orientées horizontalement ou verticalement, sont construites pour émettre et recevoir des ondes polarisées dans ces deux directions. La Figure 2.4 schématise la direction de ces ondes polarisées.

Quatre états de polarisation sont disponibles selon l'état de polarisation de l'onde EM transmise et reçue :

- Polarisation "HH" : émission/réception en polarisation horizontale
- Polarisation "VV" : émission/réception en polarisation verticale

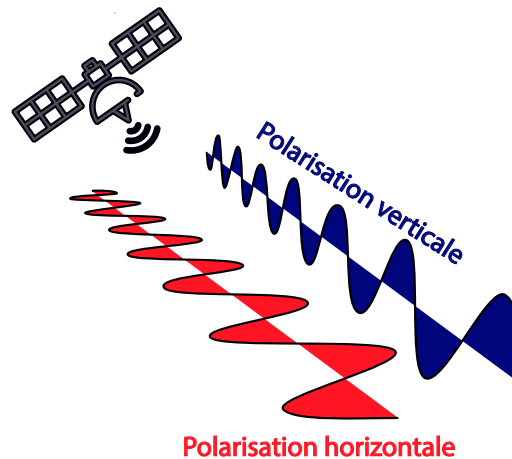


FIGURE 2.4: Représentation des ondes en polarisation verticale et horizontale

- Polarisation "HV" : émission en polarisation horizontale et réception en polarisation verticale
- Polarisation "VH" : émission en polarisation verticale et réception en polarisation horizontale

Les polarisations HH et VV sont appelées polarisations directes ou "co-polarisation", tandis que les polarisations HV et VH sont appelées polarisations croisées. L'apport des multiples configurations polarimétriques est un atout considérable pour estimer les propriétés géophysiques de la surface imagée. Les différences de réponses dans les trois canaux polarimétriques signent les propriétés géométriques et radioélectriques au sein du pixel. Elles permettent également de fournir des informations sur les mécanismes de rétrodiffusion dominants, tels que :

- La diffusion de Bragg : correspond à une surface rugueuse pour laquelle l'intensité en polarisation VV est supérieure à celle en HH
- La diffusion de Fresnel : correspond à une surface lisse pour laquelle l'intensité en polarisation HH est supérieure à celle en VV
- La diffusion de volume : l'intensité de la polarisation HV est particulièrement élevée, la diffusion de volume ayant tendance à très largement modifier la polarisation.

Dans le domaine des micro-ondes, la surface océanique est considérée comme une sur-

face rugueuse pour laquelle le mécanisme de Bragg est le mécanisme de rétrodiffusion dominant.

2.1.6 Interaction entre onde et surface : le mécanisme de Bragg

Plusieurs paramètres de la surface océanique influent sur la quantité d'énergie rétrodiffusée par une surface de mer, ainsi que les paramètres intrinsèques au radar tels que la fréquence, l'angle d'incidence et la polarisation. La variation générale de la réflectivité radar en fonction de l'angle d'incidence est illustrée sur la Figure 2.5.

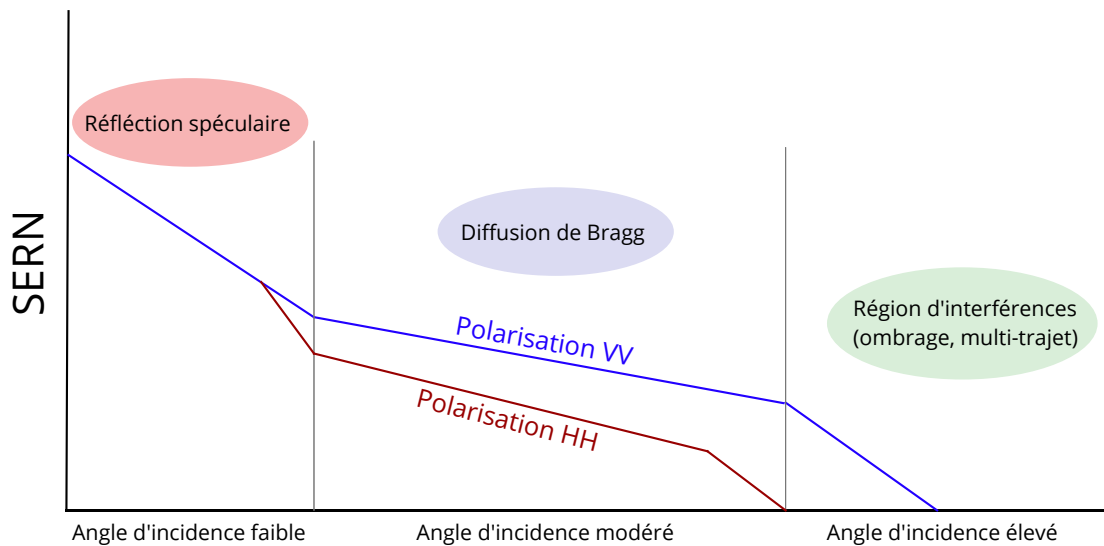


FIGURE 2.5: Représentation de la SERN de la surface de la mer en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation

On distingue en général trois régions distinctes :

- La région des angles d'incidence faibles (inférieurs à 30°) : la réflectivité est dominée par une réflexion de type spéculaire, et est quasi indépendante de l'état de polarisation de l'onde EM transmise.
- La région plateau : définie pour des angles d'incidence compris entre 30° et 70° : la réflectivité est dominée par un mécanisme de rétrodiffusion de type Bragg (l'onde EM entre en résonance avec des échelles de rugosité proches de la longueur d'onde EM).

- La région des angles d'incidence élevées (supérieur à 70°) : dans cette région, la rétrodiffusion devient complexe et les mécanismes d'ombrage et de multi-trajet entrent en jeu.

Les angles d'observation en imagerie radar micro-ondes sont tels que le mécanisme de rétrodiffusion dominant est de type Bragg (ce qui correspond à la région plateau de la Figure 2.5). L'onde EM entre en résonance avec les échelles de vagues dont la longueur d'onde satisfait :

$$\lambda_B = \frac{\lambda_r}{2 \sin(\theta)} \quad (2.13)$$

où θ est l'angle d'incidence, λ_r la longueur d'onde radar et λ_B la longueur d'onde des vagues de Bragg. Schématiquement, le phénomène peut se représenter comme sur la Figure 2.6.

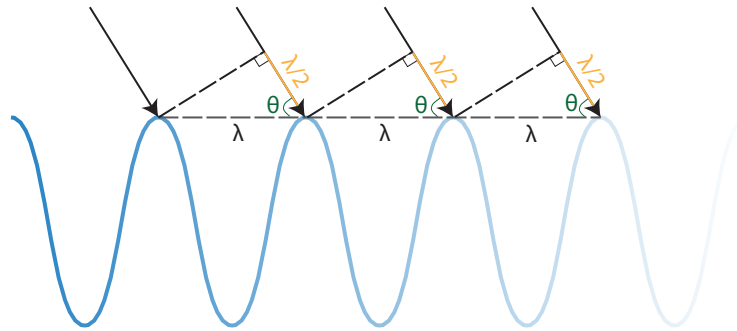


FIGURE 2.6: Représentation schématique de la diffusion de Bragg

Pour un angle d'incidence de 45° , en bande L, la longueur d'onde de Bragg est évaluée à 17cm, en bande C à 4.7cm et en bande X à 2.12 cm. Ces échelles correspondent aux vagues de capillarité-gravité.

2.2 Base de données expérimentales

Nous présentons dans cette section les différentes données expérimentales utilisées dans la suite du manuscrit. Nous les avons classées par bande de fréquence radar. Pour les données issues de la littérature, nous ne disposons que du coefficient de rétrodiffusion moyen. Nous disposons de l'ensemble de la statistique des signaux

radar pour : les données SAR acquises en bande X et L par l’ONERA et les données RAR acquises en bande X par le DSTO.

2.2.1 Données en bande L

Les données en bande L utilisées dans la suite du manuscrit ont été acquises par le système radar imageur SETHI (Baqué et al., 2017) lors de deux campagnes de mesures, POLLUPROOF et NOFO, en 2015 (Angelliaume et al., 2015, 2017). La fréquence centrale utilisée est de 1.325 GHz, la résolution de 1×1 m en distance et azimut et l’angle d’incidence est de 45° en milieu de fauchée. Trois passes de données POLLUPROOF et deux passes de données NOFO ont été utilisées en bande L et en bande X. Leurs conditions océaniques associées sont répertoriées dans les tableaux 2.3 et 2.4.

Passe de mesure	U_{10}	Direction du vent	H_s	Direction des vagues
Flight 1 run 5	8 m/s	255°	0.75m	240°
Flight 2 run 3	7 m/s	315°	2m	270°
Flight 3 run 5	7 m/s	315°	1.75m	270°

TABLE 2.3: État de mer relatif aux données POLLUPROOF en bande X/L

Passe de mesure	U_{10}	Direction du vent	H_s	Direction des vagues
Flight 2 run 6	4.6 m/s	270°	1m	0°
Flight 4 run 2	11 m/s	265°	1.5m	300°

TABLE 2.4: État de mer relatif aux données NOFO en bande X/L

2.2.2 Données en bande C

STORM

Des données acquises lors de la campagne VALPARESO issues du radar aéroporté STORM (Hauser et al., 2003) ont également été utilisées dans ce manuscrit. Ce radar multi-polarimétrique (HH,VV,VH,HV) a été développé en 2001 avec le soutien du

CNES et de l'Institut des Sciences de l'Univers. Il a été déployé dans le cadre de la validation des produits océaniques ASAR. Sa résolution en distance est de 1.53 m et sa fréquence d'émission centrale est de 5.35 GHz. Les données utilisées par la suite ont été reproduites de l'article de (Mouche et al., 2007b). Nous disposons de deux type de données :

1. des valeurs de rétrodiffusion moyennées sur l'ensemble de la plage d'observation en azimuth (incidence de 45° en milieu de fauchée, vitesse du vent à 10 mètres de la surface de 10 m/s).
2. des valeurs de rétrodiffusion variables en fonction de l'angle de visée radar en azimuth (incidence 40.5° en milieu de fauchée, vitesse du vent à 10 mètres de la surface de 11 et 14 m/s)

Une illustration est fournie en Figure 2.7, on y observe aisément les variations de réflectivité entre les visées upwind (azimut $0/360^\circ$), downwind (azimut 180°) et crosswind (azimut $90/270^\circ$)

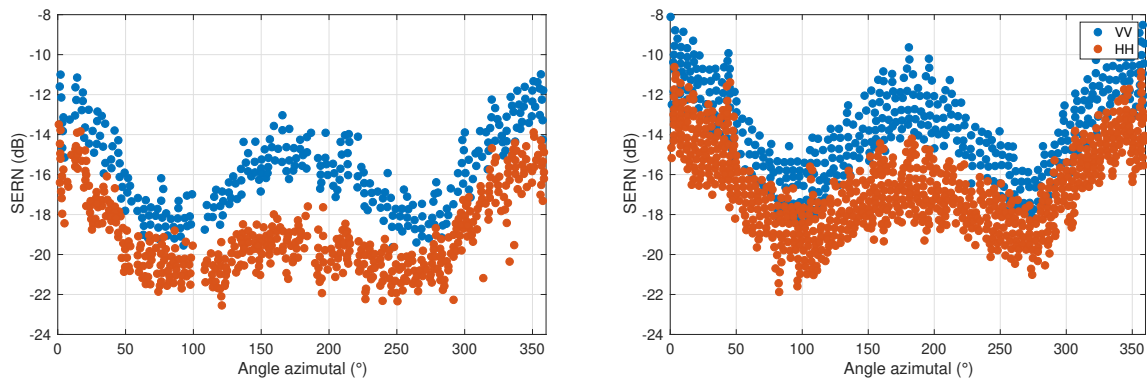


FIGURE 2.7: SERN des données STORM en fonction de l'angle azimuthal en polarisation **VV** et **HH**, pour un vent de 11 m/s à gauche et 14 m/s à droite

IWRAP

Des données en multi-polarisation (HH,VV,HV,VH) ont été acquises au-dessus de l'Atlantique Nord en janvier et février 2015. Ces observations aéroportées ont été effectuées à l'aide du profileur aérien Imaging Wind and Rain de l'Université du Massachusetts (IWRAP) et une antenne prototype pour le diffusiomètre européen de

nouvelle génération à bord du MetOp-SG. Les bandes de fréquences varient de 5 à 5.3 GHz et la résolution est de 30 m. Des vents de surface à des vitesses comprises entre 8 et 34 m/s ont été observés à des angles d'incidence de 20° à 60°. Les données sont principalement omnidirectionnelles. (Fernandez et al., 2005). Les données utilisées sont tirées de l'article de (Sapp et al., 2016).

ASAR/ASCAT

De nombreuses données SAR en bande C proviennent de l'accumulation d'ENVISAT ASAR pour les mesures copolarisées et de Sentinel-1 A et RS-2 pour les mesures de polarisations complètes. Les amplitudes et directions des vents de surface de l'océan colocalisées sont issues du modèle atmosphérique ECMWF et des estimations du diffusiomètre METOP/ASCAT. La résolution est d'une dizaine de kilomètres. Ces données, omnidirectionnelles, sont issues de l'article (Mouche and Chapron, 2015a). D'autres données ASAR/ASCAT évaluées en fonction de la vitesse du vent seront utilisées dans ce manuscrit. Elles ont été acquises dans les mêmes conditions.

2.2.3 Données en bande X

Les données en bande X utilisées dans cette étude sont issues du capteur SETHI, de la base de données INGARA (Stacy et al., 2005) ainsi que de l'instrument POLRAD (Kudryavtsev et al., 2003b).

SETHI

Les données de l'instrument SETHI utilisées, ont été acquises par l'ONERA lors de deux campagnes en 2015, POLLUPROOF et NOFO. La résolution spatiale est de 0.5×0.5 m en distance et azimuth, la fréquence centrale de 9.75 GHz et l'angle d'incidence de 45° en milieu de fauchée. Ces données en bande X ont été acquises simultanément à celles en bande L présentées précédemment. Les données acquises

en bande X lors du vol du 18 mai 2015 (POLLUPROOF Flight 1) sont calibrées en amplitude et phase polarimétrique avec une bonne précision. Les autres données acquises en bande X (POLLUPPROF Flight 2 et 3 et NOFO Flight 2 et 4) présentent des incertitudes de calibrations qui interdisent notamment l'exploitation des rapport et différence de polarisation. Le jeu de données acquis le 18 mai 2015, permet d'avoir accès à la variation azimutale de la SERN pour une incidence de 45° et un vent de 8 m/s (Figure 2.8).

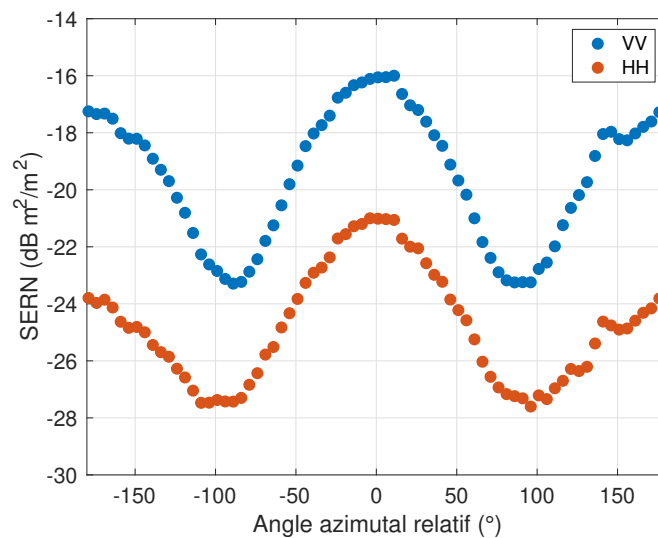


FIGURE 2.8: Variation azimutale de la SERN (incidence 45°) en bande X en polarisation **VV** et **HH**

INGARA

Les données INGARA proviennent d'un système RAR (Real Aperture Radar) en bande X du DSTO en Australie (Stacy et al., 2005). Les données sont quadri-pol avec une fréquence centrale de 10.1 GHz et des résolutions en distance et en azimut de 0.75 m et 63 m respectivement. Les données ont été collectées en 2004 au-dessus de l'océan Austral, à environ 100 km au sud de Port Lincoln, en Australie-Méridionale. Les conditions de mer pour les 3 jeux de données utilisés sont répertoriées dans le Tableau 2.5. Les hauteurs significatives des vagues sont beaucoup plus importantes lors des données des campagnes POLLUPROOF et NOFO.

Nom du jeu de données	U_{10}	Direction du vent	H_s	Direction des vagues
F34	7.9 m/s	248°	3.5m	205°
F39	9.5 m/s	315°	3m	234°
F42	8.5 m/s	0°	4.3m	243°

TABLE 2.5: Conditions de mer lors des acquisitions des données INGARA

POLRAD

Les données POLRAD en bande X ont été acquises durant la campagne POLRAD'96, par le radar RENE. La vitesse du vent (8 m/s), a été estimée par des bouées et des bateaux. Ces données seront utilisées pour leurs variations azimutales. L'angle d'incidence utilisé est de 40°. (Kudryavtsev et al., 2003b)

2.2.4 Données en bande Ku

Les données utilisées en bande Ku proviennent du capteur NSCAT. Le diffuseur qui a permis de récolter ces données a été installé à bord de l'Advanced Earth Observing Satellite (ADEOS), une mission de l'Agence nationale de développement spatial du Japon. Ce satellite qui a permis d'assurer une couverture océanique mondiale sans glace d'environ 70% chaque jour avec une résolution de 25 km à une fréquence centrale de 13.995 GHz.⁹ Les données NSCAT proviennent d'un modèle de fonction géophysique (GMF) piloté par 3 harmoniques et paramétré par le vent. Les données utilisées sont des données omnidirectionnelles, avec plusieurs valeurs de vent variant de 5 à 13 m/s.

9. <https://winds.jpl.nasa.gov/missions/nscat/>

Chapitre 3

Modèle physique du fouillis de mer : problème direct et inverse

Il existe dans la littérature des distributions statistiques permettant de restituer l'ensemble des échos radar provenant d'une surface de mer. Cependant, les paramètres de ces lois sont en général ajustés empiriquement sur des données expérimentales et il n'existe pas dans la littérature de formulation reliant ces paramètres à l'état de mer. Par ailleurs, les modèles asymptotiques sont en général restreints à la description de la SERN. Les auteurs (Valenzuela and Laing, 1971) ont probablement été les premiers à introduire le concept du modèle composite pour la modélisation statistique de la rétrodiffusion des océans. Par la suite, (Trunk, 1972; Ward, 1981; Gotwols and Thompson, 1994) ont poursuivi cette approche. L'idée principale est d'utiliser une description deux-échelles de la surface.

Les distributions d'intensité contiennent plus d'informations que la seule SERN, qui en est le moment d'ordre 1. Les événements rares et extrêmes (les grandes pentes), ne pèsent que très peu dans la SERN, mais ont un effet notable sur la queue de la distribution. Comme mentionné auparavant, lorsque la résolution s'améliore, la statistique du fouillis de mer s'éloigne de la loi exponentielle et est mieux représentée par des distributions dites à "queue lourde", qui donnent plus de poids aux événements extrêmes. Nous verrons que le paramètre crucial de la cellule de résolution intervient dans le modèle deux-échelles via la *mss* des facettes.

3.1 Formulation Analytique

A haute résolution spatiale (métrique ou inférieure), la réflectivité radar peut être décrite par un modèle deux-échelles (section 1.2.3), pour lequel les facettes rugueuses élémentaires sont du même ordre de grandeur que la taille des pixels de l'image radar (Valenzuela and Laing, 1971). Dans ce modèle, la SERN de la surface de mer est obtenue par une moyenne incohérente des intensités sur l'image SAR. Pour une image en mono-vue, les fluctuations d'intensité des pixels (le chatoiement) sont distribuées de manière exponentielle autour d'une quantité moyenne σ_L^0 , appelée "texture", qui est la SERN locale attribuée à la facette de taille L et de pente \mathbf{s} :

$$I \sim \exp(\sigma_L^0(\theta; \mathbf{s})) \quad (3.1)$$

La distribution conditionnelle de probabilité de l'intensité d'une facette pour une pente \mathbf{s} est :

$$\text{pdf}(I|\mathbf{s}) = \frac{1}{\sigma_L^0(\theta; \mathbf{s})} \exp\left(-\frac{I}{\sigma_L^0(\theta; \mathbf{s})}\right) \quad (3.2)$$

où θ est l'angle d'incidence du radar. La distribution inconditionnelle de l'intensité des échos radar rétrodiffusés est obtenue par une pondération avec la distribution des pentes :

$$\text{pdf}(I) = \int \text{pdf}(I|\mathbf{s})\text{pdf}(\mathbf{s})d\mathbf{s} \quad (3.3)$$

Le domaine d'intégration des pentes est en réalité limité car l'angle d'incidence local ne peut pas dépasser 90 degrés. Lorsque c'est le cas, la SERN locale est mise à zéro (ou au niveau de bruit dans le cas de données expérimentales) pour ignorer une contribution non physique. Travailler sur des intensités normalisées \tilde{I} permet de s'affranchir des biais de calibration absolue. Nous définissons : $I = \sigma^0(\theta)\tilde{I}$ où $\sigma^0(\theta)$ est la SERN d'une surface infinie, supposée statistiquement homogène. Cette dernière quantité peut être obtenue par le premier moment de la SERN locale :

$$\sigma^0(\theta) = \int \text{pdf}(\mathbf{s})\sigma_L^0(\theta; \mathbf{s})d\mathbf{s} \quad (3.4)$$

La distribution composite de l'intensité normalisée est ainsi donnée par l'expression :

$$\text{pdf}(\tilde{I}) = \int \frac{1}{\tau(\theta; \mathbf{s})} \exp\left(-\frac{\tilde{I}}{\tau(\theta; \mathbf{s})}\right) \text{pdf}(\mathbf{s}) d\mathbf{s} \quad (3.5)$$

où

$$\tau(\theta, \mathbf{s}) = \frac{\sigma_L^0(\theta, \mathbf{s})}{\sigma^0(\theta)} \quad (3.6)$$

est une quantité sans dimension que nous appellerons le "paramètre de texture". Pour une texture constante, on retrouve la distribution exponentielle. Inversement, plus la texture varie, plus la distribution composite s'éloigne de la loi exponentielle. Cependant, lorsque la taille des pixels est très grande (basse résolution), la texture s'uniformise et la distribution composite retrouve la loi exponentielle. La SERN de la facette locale, σ_L^0 associée aux petites échelles, peut être décrite par plusieurs modèles de diffusion analytiques, notamment le modèle de Bragg (1.2.2). Lorsque la SERN de Bragg est exprimée dans le référentiel local de la facette, cela conduit au modèle deux-échelles classique (1.2.3). Les modèles perturbatifs de diffusion sont parfois étendus au second ordre (SPM2, SSA2) afin de rendre compte des effets de dépolarisation (Li and Johnson, 2017; Voronovich, 994a) au prix d'une complexité numérique accrue. Nous utilisons ici, pour simplifier, le modèle composite classique basé sur la diffusion de Bragg au premier ordre, car nous ne nous intéressons qu'à l'intensité de rétrodiffusion co-polarisée de la SERN aux incidences moyennes. Nous renvoyons à la section 1.2.3 pour la formulation précise du modèle "Bragg tilté".

3.2 Simulations numériques

Pour calculer σ_L^0 selon l'eq (3.4), les angles de "tilt" des vecteurs pentes sont échantillonnés entre $\pm 40^\circ$ pour ψ et pour δ . Le modèle est paramétré par un spectre de mer, une distribution des pentes de facette, une bande de fréquence, un angle d'incidence. Nous considérons principalement des distributions de pentes Gaussiennes paramétrées par les mss directionnelles mss_x et mss_y . Les différents spectres de mer utilisés sont ceux décrits à la section 1.1.2 et les différentes distributions de pentes à la section 1.1.4. La relation entre la vitesse du vent et la mss est décrite dans

la section 1.1.3 et en Annexe 4.6.4. Pour représenter la distribution statistique des échos radar en échelle logarithmique, on effectue la conversion :

$$\text{pdf}\tilde{I}(dB) = \frac{\log_{10}\tilde{I}(u)}{10} \text{pdf}\tilde{I}(u) \quad (3.7)$$

La queue de distribution du fouillis de mer est généralement mise en évidence sous la forme d'une CCDF ("Contrary Cumulative Distribution Function") :

$$\text{ccdf}(\tilde{I}) = 1 - \int_{\tilde{I}}^{\infty} \text{pdf}(u)du \quad (3.8)$$

La Figure 3.1 illustre ces différentes manières de représenter la PDF.

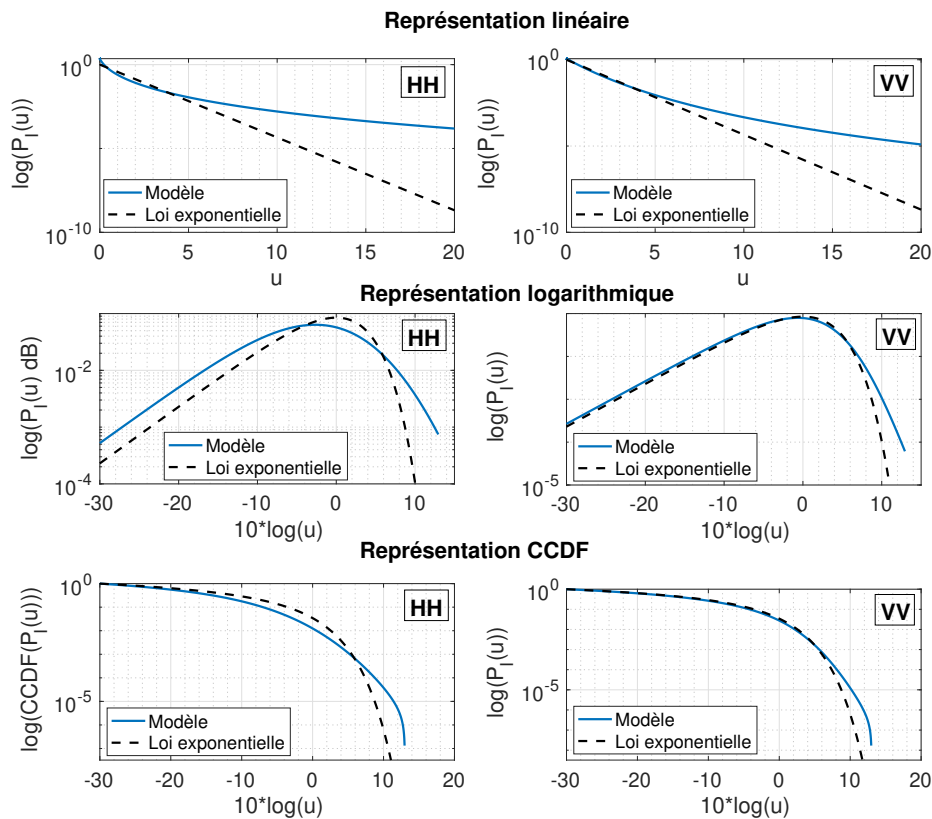


FIGURE 3.1: Différentes manières de représenter la distributions d'intensité. Pour ces simulations nous avons choisi : $U_{10} = 10m/s$, $mss_x = 0.151$, $mss_y = 0.0091$ en bande X avec un spectre omnidirectionnel d'Elfouhaily et une distribution de pentes anisotrope Gaussienne

Dans le but de pratiquer une inversion d'un état de mer à partir d'une statistique d'intensité, il est nécessaire d'évaluer quels sont les paramètres dominants du modèle. Ainsi, dans la section suivante, nous évaluerons l'importance relative de la distribution de pentes, du spectre et de la mss , sur la distribution.

3.3 Étude de sensibilité du modèle

3.3.1 Sensibilité au spectre de mer

En premier lieu, nous avons évalué l'impact du choix du spectre de mer sur la distribution. Pour cela nous avons calculé différentes distributions d'échos radar à partir de notre modèle en ne faisant varier que le spectre de mer utilisé. On observe alors que la distribution résultat est tout à fait similaire pour les différents spectres utilisés. On en déduit alors que le modèle proposé n'est pas sensible au choix du spectre de mer.

La Figure 3.2 illustre la sensibilité de la distribution aux trois spectres testés (spectre d'Elfouhaily, spectre de Kudryavtsev et spectre de Bringer (cf. section 1.1.2)).

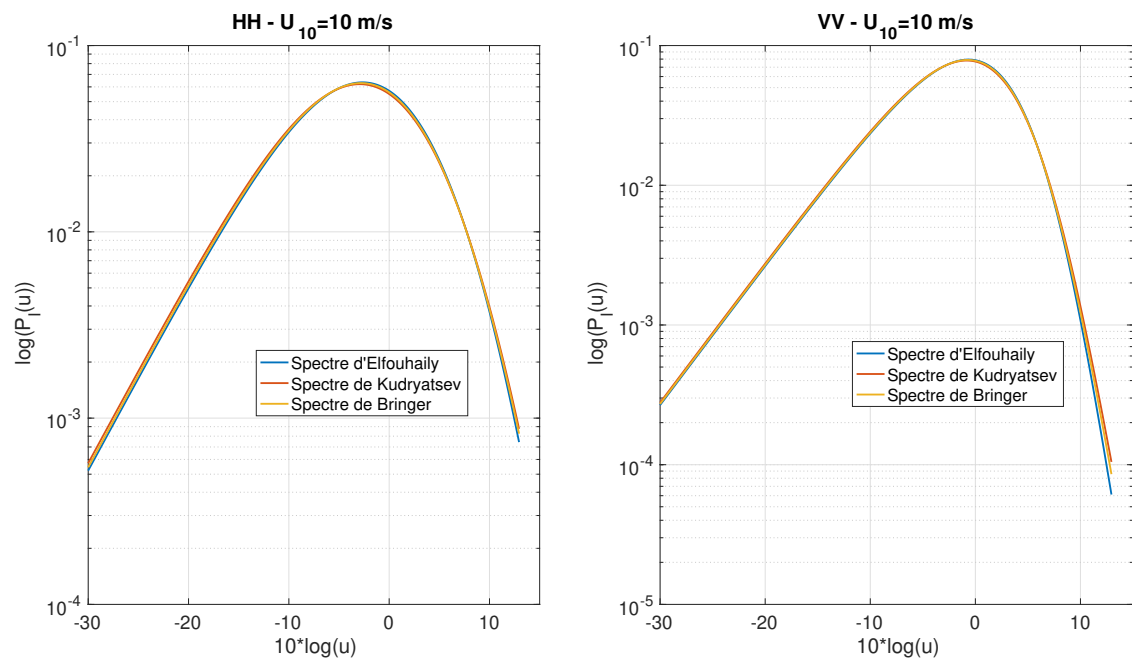


FIGURE 3.2: Distribution du fouillis de mer obtenue pour différents spectres de mer : le spectre d'Elfouhaily (-), le spectre de Kudryavtsev (-) et le spectre de Bringer (-) polarisation HH (à gauche) et VV (à droite). Pour ces simulations nous avons choisi : $U_{10} = 10m/s$, $mss_x = 0.151$, $mss_y = 0.0091$ en bande X, un angle d'incidence de 45° et une distribution de pentes anisotrope Gaussienne

3.3.2 Sensibilité à la distribution des pentes

Nous avons dans un second temps évalué l'impact du choix de la distribution des pentes des vagues sur la distribution du fouillis de mer. Pour cela, nous avons calculé à partir du modèle différentes distributions statistiques des échos radar en ne modifiant que la distribution des pentes (Gaussienne, Gram-Charlier, α -stable et distribution des grandes pentes). On observe alors que pour une plage réaliste de valeurs de pentes des vagues, les distributions fournies par le modèle sont très similaires entre elles et quasi indépendantes du choix de la distribution des pentes des vagues. Nous avons néanmoins poursuivi l'analyse de façon académique et on observe pour des valeurs de pentes extrêmes (mais non réalistes), une sensibilité du modèle à la distribution des pentes.

La Figure 3.3 présente le modèle pour les différentes distributions des pentes testées.

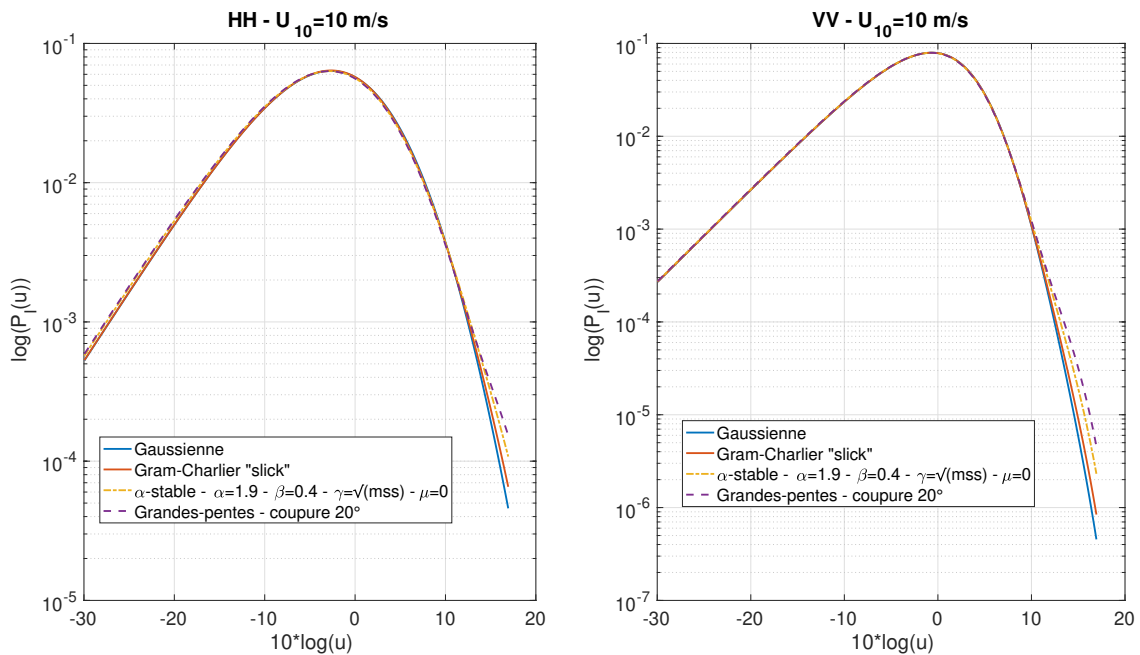


FIGURE 3.3: Distribution du fouillis de mer obtenue pour différentes distributions de pentes : la distribution Gaussienne (-), la distribution de Gram-Charlier (-), la distribution α -stable ($\cdot-\cdot$) et la distribution des grandes pentes (- -) en polarisation HH (à gauche) et VV (à droite). Pour ces simulations nous avons choisi : $U_{10} = 10\text{m/s}$, $mss_x = 0.151$, $mss_y = 0.0091$ en bande X, un angle d'incidence de 45° et un spectre omnidirectionnel d'Elfouhaily

3.3.3 Sensibilité à la mss

Nous avons ici aussi employé une méthodologie similaire à celle utilisée précédemment, à savoir estimer par le modèle la distribution du fouillis de mer en ne faisant varier que les valeurs de mss entre les différents cas tests. On observe alors une très faible dépendance du résultat à la mss_y , mais a contrario une forte dépendance à la mss_x . Ce qui confirme que le modèle proposé est effectivement sensible à l'état de mer. Au vu de ce résultat, pour simplifier la suite des calculs, l'hypothèse a été de fixer systématiquement la valeur de la $mss_y = mss_x$ lors de l'optimisation de cette dernière. Pour illustrer cet impact, nous faisons varier la mss_x puis la mss_y , pour des valeurs associées à des vents de 5, 10 et 15m/s. Les Figures 3.4 et 3.5 illustrent cette dépendance aux mss .

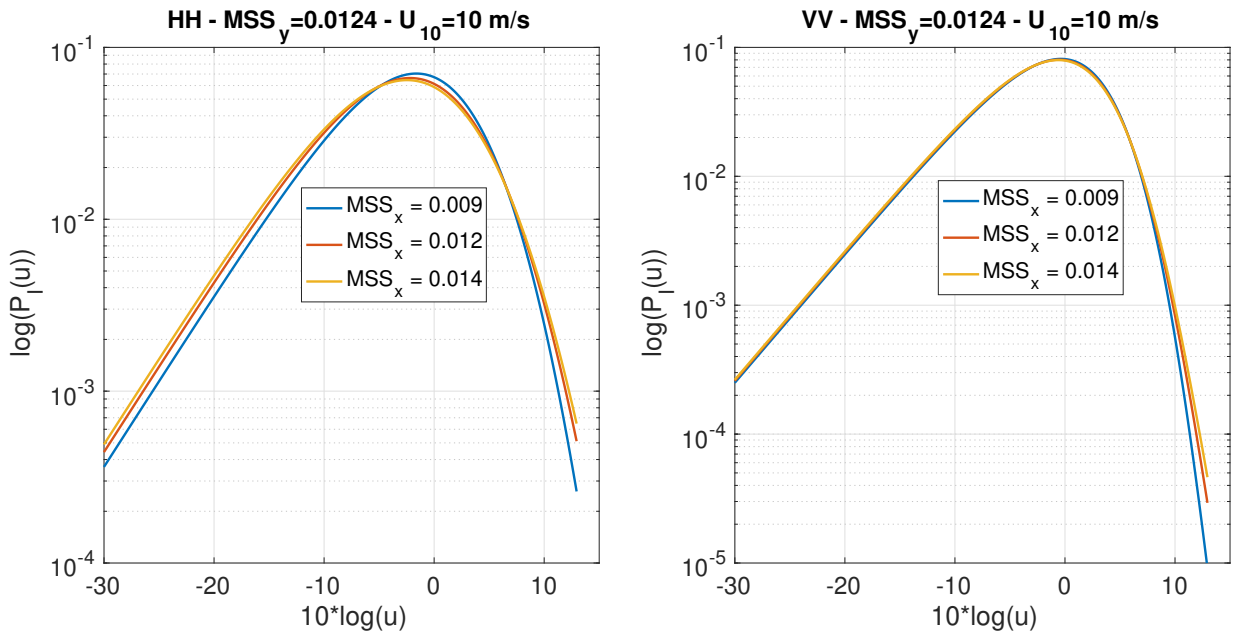


FIGURE 3.4: Distribution du fouillis de mer pour différentes valeurs de mss_x : $mss_x = 0.009$, $mss_x = 0.012$ et $mss_x = 0.014$ pour une $mss_y = 0.0124$ en polarisation HH (à gauche) et VV (à droite). Pour ces simulations nous avons choisi : une distribution Gaussienne anisotrope, un angle d'incidence de 45° et un spectre omnidirectionnel d'Elfouhaily en bande X

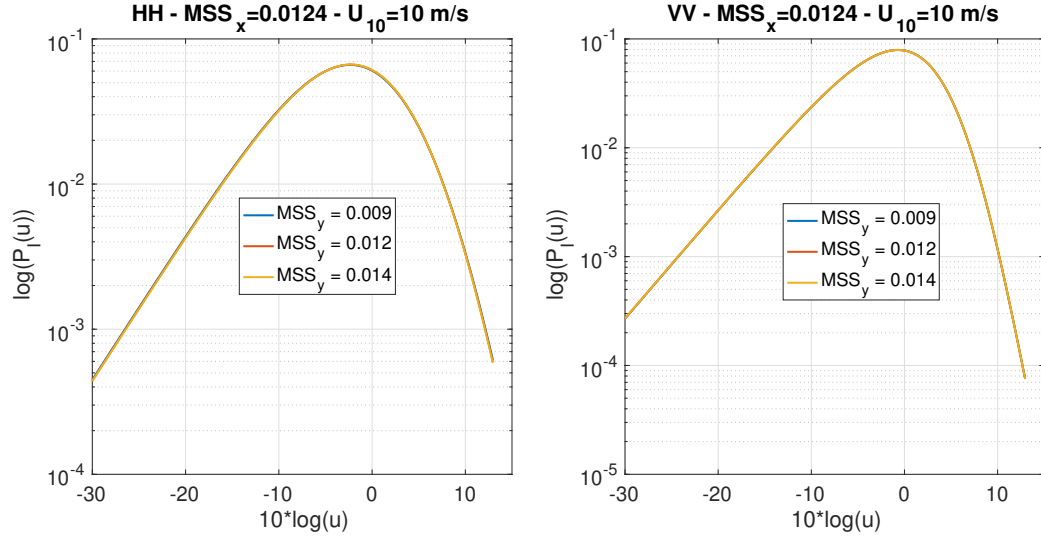


FIGURE 3.5: Distribution du fouillis de mer pour différentes valeurs de mss_y : $mss_y = 0.009$, $mss_y = 0.012$ et $mss_y = 0.014$ pour une $mss_x = 0.0124$ en polarisation HH (à gauche) et VV (à droite). Pour ces simulations nous avons choisi : une distribution Gaussienne anisotrope, un angle d'incidence de 45° et un spectre omnidirectionnel d'Elfouhaily en bande X

La Figure 3.6 montre la dépendance géométrique du facteur G_{VV} et G_{HH} à l'angle d'incidence local θ_i (avec $\delta = 0$), en bande X.

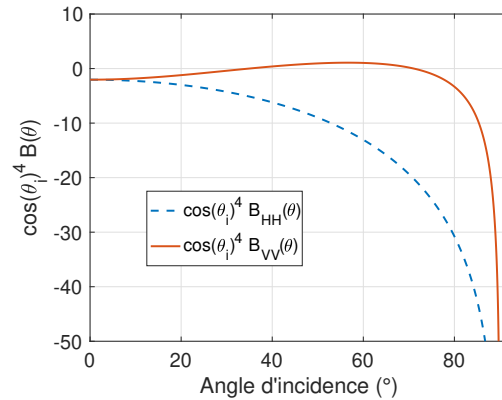


FIGURE 3.6: Dépendance des noyaux de Bragg en polarisation HH (- -) et VV (-) en fonction de l'angle d'incidence

Nous remarquons que ce facteur n'est que faiblement sensible à l'angle d'incidence local en polarisation VV tant qu'il n'est pas rasant ($< 80^\circ$), alors qu'il est fortement sensible à ce dernier en polarisation horizontale. C'est un point clé pour expliquer la dépendance de la distribution du fouillis de mer à l'état de mer en fonction de la polarisation.

La mss_x est l'unique paramètre qui fait varier significativement la distribution, c'est donc ce paramètre qui sera inversé pour retrouver l'état de mer. Afin de valider l'algorithme d'inversion, nous procédons à des tests synthétique en amont. De plus ces tests synthétiques nous permettront de valider l'hypothèse mentionné précédemment ($mss_y = mss_x$).

3.4 Validation sur tests synthétiques

Dans cette section nous utiliserons des tests synthétiques afin de déterminer et de valider le processus proposé pour inverser l'état de mer. Pour cela, nous comparerons des distributions statistiques pour des valeurs de mss différentes. Pour effectuer cette comparaison, il est nécessaire d'avoir recours à une méthode capable de comparer deux distributions. Une des métriques couramment utilisées est la distance de Bhattacharyya.

3.4.1 La distance de Bhattacharyya

La distance de Bhattacharyya est utilisée en statistique pour mesurer la similarité entre deux distributions de probabilité. Elle est reliée au coefficient de Bhattacharyya qui est une mesure de la quantité de chevauchement entre deux échantillons statistiques, le modèle $m(x)$ et les données $d(x)$, définit par :

$$C_B(m, d) = \int \sqrt{m(x)d(x)}dx \quad (3.9)$$

La distance de Bhattacharyya, s'exprime sous la forme :

$$D_B(m, d) = -\ln(C_B(m, d)) \quad (3.10)$$

Ainsi, si les distributions sont très proches le coefficient C_B tend vers 1 et donc la distance D_B tend vers 0. Pour chaque couple de mss (mss_x, mss_y), défini par itération, la distance D_B entre le modèle et les données est calculée. La plus petite distance de Bhattacharyya est sélectionnée et permet de définir le couple de valeurs les plus proches (au sens de la distance de Bhattacharyya). Pour une meilleure

lisibilité, nous affichons, l'inverse de la distance de Bhattacharyya (IDB). Ainsi, nous chercherons à maximiser cette dernière pour inverser la mss .

3.4.2 Méthode d'inversion

Afin de s'assurer que la distance de Bhattacharyya est adaptée à l'inversion de la mss , un test simple est effectué. Nous simulons une distribution à l'aide d'un algorithme de Monte-Carlo, qui est une méthode d'estimation d'une moyenne statistique à l'aide d'un grand nombre de tirages aléatoires. Les tirages sont effectués sur les pentes des facettes et on initialise le modèle avec une valeur de mss_{x0} et une valeur de mss_{y0} . Dans un second temps on évalue la capacité de la distance de Bhattacharyya à restituer les valeurs initiales de mss_x et mss_y . La Figure 3.7 affiche la valeur de l'IDB en fonction de la mss_x et de mss_y , pour les polarisations HH et VV. Le maximum de l'IDB correspond effectivement aux valeurs de mss_{x0} et mss_{y0} , ce qui confirme la pertinence de la méthodologie proposée. Des tests supplémentaires, mais qui ne sont pas affichés ici, ont été effectués pour d'autres valeurs de mss et ont montré l'efficacité de cet algorithme pour notre inversion.

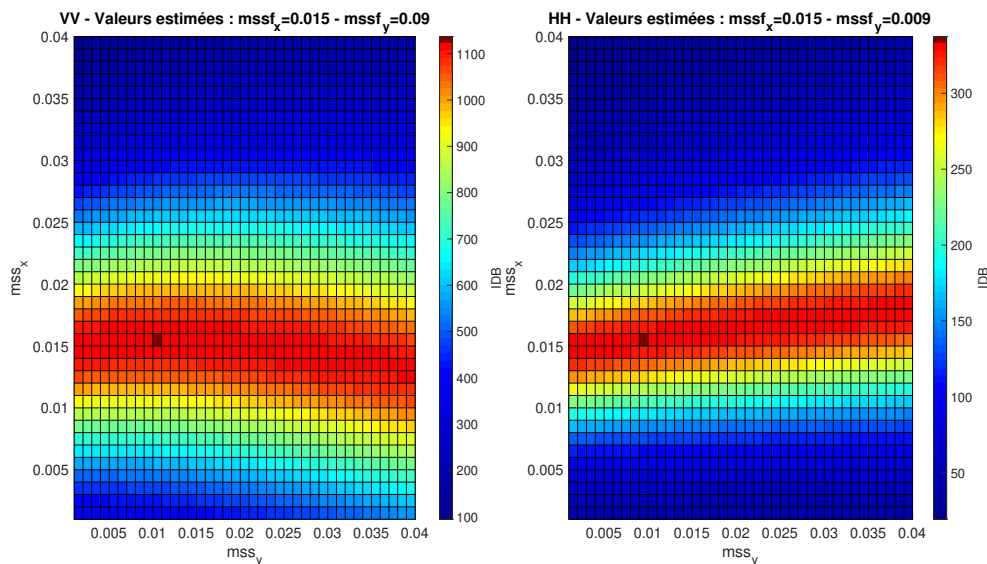


FIGURE 3.7: Inverse de la distance de Battachrrya (IDB) en fonction de la mss_x et de mss_y pour une $mss_{x0} = 0.0151$ et des $mss_{y0} = 0.096$. Pour ces simulations nous avons choisi : une distribution Gaussienne anisotrope, un angle d'incidence de 45° et un spectre omnidirectionnel d'Elfouhaily en bande X

Comme nous l'avons vu, la distribution des échos radar est très peu sensible à la mss_y , nous la supposons donc égale à la mss_x pour inverser cette dernière. Nous avons évalué l'impact de cette hypothèse à l'aide d'une série de test, basée sur des valeurs différentes de mss_{y0} . La Figure 3.8 montre les IDB en fonction de la mss_x pour les différentes valeurs de mss_{y0} choisie initialement. En polarisation VV, la valeur de la mss_x estimée est légèrement inférieure à la valeur initiale. En polarisation HH on observe la tendance opposée, c'est-à-dire une valeur de mss_x estimée légèrement supérieure à la valeur cible. Pour les valeurs plus extrêmes de mss_{y0} , une différence de l'ordre de 5 % est trouvée. En terme de vitesse de vent, cela engendre une erreur maximale de 1 m/s.

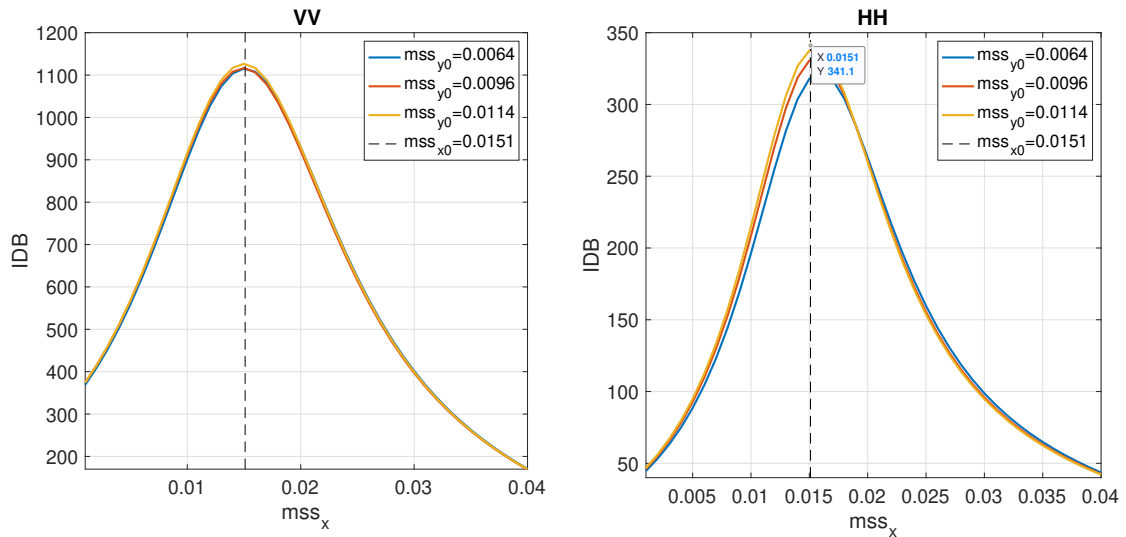


FIGURE 3.8: IDB en fonction de la mss_x pour différentes valeurs de mss_{y0} : $mss_{y0} = 0.0064$, $mss_{y0} = 0.0096$, $mss_{y0} = 0.0114$ et $mss_{y0} = 0.0151$ avec une $mss_{x0} = 0.0151$. Pour ces simulations nous avons choisi : une distribution Gaussienne anisotrope, un angle d'incidence de 45° et un spectre omnidirectionnel d'Elfouhaily en bande X

Ainsi, lorsque la $mss_{y0} = mss_{x0}$, la valeur de la mss_x retrouvée en VV et HH se situe de part et d'autre de la valeur de la mss_{x0} . Ainsi, il semble judicieux d'utiliser la valeur moyenne des mss estimées en polarisation HH et VV pour réduire le biais d'estimation.

3.5 Bilan de l'analyse et des performances

Nous pouvons résumer les différentes analyses effectuées sur le modèle physique introduit, basé sur une représentation composite de la distribution du fouillis de mer :

- Très faible sensibilité à la mss_y
- Bonne sensibilité à la mss_x
- Faible sensibilité aux différents spectres testés
- Faible sensibilité à la distribution des pentes testés (dans une gamme de valeurs de pentes réaliste)
- Polarisation HH plus sensible à la mss_x que la polarisation VV
- L'approximation $mss_y = mss_x$ n'a pas d'impact significatif et peut être utilisée
- La distance de Bhattacharyya est efficace pour l'inversion de la mss_x

Chapitre 4

Un Modèle composite amélioré

Nous présentons dans ce dernier chapitre, qui est l'essentiel de notre contribution, un modèle composite amélioré pour la SERN et pour la distribution du fouillis de mer. Nous montrerons sa pertinence pour les problèmes directs et inverses.

4.1 Les insuffisances du RP

Le modèle TSM décrit dans le chapitre 3 est le modèle le plus populaire pour la diffusion océanique. Il donne des tendances qualitatives correctes de la rétrodiffusion océanique et un accord quantitatif avec les données expérimentales aux incidences modérées, en particulier dans la partie inférieure de la bande de fréquence micro-ondes (bande L ou P). Il permet de fournir une (légère) dépendance de la rugosité du rapport de polarisation contrairement au modèle de diffusion de Bragg original (1.2.2). Un avantage du modèle TSM est qu'il n'implique qu'une connaissance limitée du spectre de surface de mer, à savoir un petit intervalle de nombre d'onde autour de la fréquence de résonance de Bragg (en raison de la variation de l'angle d'incidence local) et est simple à mettre en oeuvre. Les 3 modèles de la "famille Bragg" (modèle de Bragg (1.2.2), modèle de Bragg incliné (1.2.3), GO-SSA (1.2.3)) donnent des résultats proches lorsqu'ils sont employés à incidence moyenne en polarisation directe. En revanche, les rapports de polarisations (définis comme le rapport des réflectivités VV sur HH), prédits par ces modèles sont surestimés dans la partie supérieure de la bande de fréquence micro-ondes (C, X, Ku). En inspectant les

données disponibles, nous avons constaté que les modèles de la "famille Bragg" surestiment le rapport de polarisation d'au moins 2 dB à une incidence de 50 degrés en bande X pour une vitesse de vent modérée. Un rapport de polarisation précis est indispensable lorsqu'il s'agit de modéliser la distribution d'intensité du fouillis de mer car la distribution de l'intensité des facettes est principalement expliquée par la sensibilité de la SERN locale à l'angle d'inclinaison.

4.2 Corrections classiques du RP

4.2.1 Corrections "non-Bragg"

La surestimation du rapport de polarisation par le modèle de Bragg dans les hautes fréquences EM est connue depuis longtemps. Plusieurs auteurs depuis les travaux pionniers de (Phillips, 1988), attribuent ce défaut à la contribution manquante, non polarisée, des vagues déferlantes qui deviennent de plus en plus importantes aux grands angles d'incidence et aux grands vents. Dans une série d'articles ((Kudryavtsev et al., 2003b,a, 2012; Mouche et al., 2006; Voronovich and Zavorotny, 2001; Hwang and Fois, 2015), la SERN est obtenue en combinant un modèle de surface pure basé sur un terme de Bragg (σ_B^0) avec un terme "non-Bragg" (σ_{NB}^0), non polarisé, qui prend en compte les "zones de rugosités renforcées associées à des ondes déferlantes" (Kudryavtsev et al., 2003b). Comme la correction relative est plus forte en polarisation HH que VV, cela a pour effet de réduire le rapport de polarisation et de le rapprocher des observations. Un paramètre de pondération q , lié à la couverture spatiale des zones déferlantes, est utilisé pour répartir le poids de la composante non-Bragg tel que :

$$\sigma^0 = (1 - q)\sigma_B^0 + q\sigma_{NB}^0 \quad (4.1)$$

Le terme de Bragg est calculé en utilisant le TSM classique (Kudryavtsev et al., 2003b) ou l'approximation des petites pentes au premier ordre (Voronovich and Zavorotny, 2001). Le terme non-Bragg est calculé avec une approximation GO en utilisant une autre approximation sur la géométrie de la zone de déferlement. Par

la suite, nous désignerons ce modèle, sous le nom de "Bragg + déferlement". Même si ce modèle fournit des ajustements satisfaisants avec les SERN observées pour des vitesses de vent modérées et élevées, il n'est pas adapté à la modélisation de la distribution du fouillis de mer, qui nécessite une approche "pixel par pixel". De plus, il est peu probable qu'il prenne en compte le fouillis de mer observé à faible vitesse de vent, où les déferlements sont rares et leurs contributions négligeables.

4.2.2 Modèles de diffusion analytiques unifiés

La raison essentielle de l'échec du TSM est qu'il ne satisfait pas la limite de l'Optique Physique (PO), obtenue à incidence modérée pour des mers très agitées ou des fréquences radar élevées ainsi que la limite de l'Optique Géométrique obtenue dans les mêmes conditions à très faible incidence. Dans le modèle PO, la SERN est donnée par une intégrale de Kirchhoff impliquant la fonction d'auto-corrélation de surface ρ plutôt que la densité spectrale de puissance de rugosité S :

$$\sigma^0(\theta) = 16\pi K_0^4 \cos^4 \theta \frac{\mathcal{K}}{q_z^2} \frac{1}{4\pi^2} \int_{\mathbb{R}^2} d\mathbf{r} e^{i\mathbf{q}_H \cdot \mathbf{r}} e^{-q_z^2 \rho(\mathbf{r})} \quad (4.2)$$

où $q_z = 2K \cos(\theta)$ est le double de la projection verticale du vecteur d'onde incident et \mathcal{K} est un noyau géométrique appelé noyau de Kirchhoff, dépendant uniquement de l'angle d'incidence et de la permittivité de la surface de la mer (mais pas de la polarisation). Pour une faible rugosité ou pour de grands angles ($q_z \rho \ll 1$), l'intégrale de surface se réduit à la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation et amène la SERN PO à une forme similaire de la SERN de Bragg (eq), avec :

$$\sigma^0(\theta) \rightarrow 16\pi K_0^4 \cos^4 \theta \mathcal{K} S(\mathbf{q}_H) \quad (4.3)$$

Nous avons intégré le facteur géométrique $16\pi K_0^4 \cos^4 \theta$ dans l'expression du noyau de Kirchhoff, qui diffère donc de son expression usuelle donnée dans la littérature. Une multitude de modèles analytiques modernes dits "universels" (voir par exemple Elfouhaily and Guérin (2004)) sont connus pour étendre le domaine de validité de la diffusion de Bragg à la limite du PO dans des conditions appropriées. Beau-

coup de ces modèles effectuent une transition dynamique entre le régime PO et Bragg, en fonction de l'état de la mer, de l'incidence et de la fréquence radar. Cela se fait généralement par la somme de 2 termes, l'un étant un modèle asymptotique de référence (PO, Bragg ou SSA1), l'autre étant une intégrale de Kirchhoff avec un noyau dépendant de la rugosité qui permet de s'associer à l'autre modèle asymptotique dans la limite appropriée. C'est par exemple le cas du modèle "Resonant Curvature Approximation" (RCA (Mouche et al., 2007a,a)), du modèle "Local Curvature Approximation" (LCA, (Elfouhaily et al., 2003)), du modèle "Weighted Curvature Approximation" (WCA, (Guérin et al., 2004; Guerin et al., 2010)) et de la méthode de la fonction de Green ((Shaw and Dougan, 1995)) qui cherchent à corriger une SERN PO, ou l'approximation des petites pentes du second ordre (SSA2, (Voronovich, 994a)), qui complète la SSA1 pour atteindre PO dans la limite appropriée (Guérin and Saillard, 2003). Dans toutes ces méthodes (sauf SSA2), le noyau correctif est construit à partir d'une différence entre le noyau Kirchhoff et le noyau Bragg, propriété nécessaire pour assurer la transition dynamique entre le régime de Bragg et de Kirchhoff.

4.2.3 Modèles empiriques

Plusieurs modèles empiriques du rapport de polarisation ont été proposés ces dernières années, avec un nombre de paramètres variables :

- les plus simples ne dépendent que de l'angle d'incidence
- d'autres introduisent également une dépendance azimutale ou une dépendance au vent

Le tableau 4.1, répertorie ces différents modèles. L'un des plus couramment utilisés a été développé par (Thompson et al., 1998). Dans ce modèle, la valeur du paramètre α est comprise entre 0 et 2. Lorsque $\alpha = 0$ on retrouve le modèle de Bragg, tandis que $\alpha = 2$ correspond à la rétrodiffusion de Kirchhoff. La valeur de $\alpha = 0.6$ proposée correspond à des données de RADARSAT-1 (bande C) en upwind. En revanche d'autres études donnent des valeurs différentes du paramètre α , pour une formula-

Nom	Formulation	Coefficient	Bande de fréquence
PR _{Th} (Thompson et al., 1998)	$\frac{(1 + 2 \tan^2(\theta))^2}{(1 + \alpha \tan^2(\theta))^2}$	$\alpha_C = 0.6 - \alpha_{Ku} = 0.95$	C et K _u
PR _H (Horstmann et al., 2000)	$\frac{(1 + 2 \tan^2(\theta))^2}{(1 + \alpha \tan^2(\theta))^2}$	$\alpha = 1$	C
PR _V (Vachon and Dobson, 2000)	$\frac{(1 + 2 \tan^2(\theta))^2}{(1 + \alpha \tan^2(\theta))^2}$	$\alpha = 1.2$	C
PR _E (Elfouhaily, 1996)	$\frac{(1 + 2 \tan^2(\theta))^2}{(1 + 2 \sin^2(\theta))^2}$	-	C
PR _M (Mouche et al., 2005)	$Ae^{B(\theta)} + C$	$A = 0.00799793 -$ $B = 0.125465 - C = 0.997379$	C
PR _Z (Zhang et al., 2011)	$Ae^{B(\theta)} + C$	$A = 0.2828 - B = 0.0451 -$ $C = 0.2891$	C
PR _L (Liu et al., 2013)	$Ae^{B(\theta)} + C$	$A = 0.0453041 -$ $B = 0.0324573 -$ $C = 0.524303$	C

TABLE 4.1: Les différents modèles de rapport de polarisation empiriques

tion similaire. (Horstmann et al., 2000) trouvent que le paramètre $\alpha = 1$, donne les meilleurs résultats lorsque les vitesses du vent dérivées de RADARSAT-1 sont comparées aux résultats des modèles de prévisions météorologiques opérationnelles tan-

dis que (Vachon and Dobson, 2000) proposent le paramètre $\alpha = 1.2$. Ces différences entre les valeurs existantes dans la littérature peuvent s'expliquer par des erreurs d'étalonnage du radar dans différentes configurations de traitement, des différences d'angles d'incidence ou des directions du vent inexactes (Horstmann et al., 2000; Mouche et al., 2005). Un modèle proche inspiré de celui de Thompson est le modèle développé par (Elfouhaily, 1996). Sous une forme différente, (Mouche et al., 2005; Zhang et al., 2011) ont également développé des modèles dépendant de l'angle d'incidence en utilisant des données radar à ouverture réelle aéroportées acquises en bande C pour des angles d'incidence modérée et des images SAR acquises en polarisation complète par l'instrument RADARSAT-2. Une deuxième catégorie de modèle de rapport de polarisation, dépend à la fois de l'angle d'incidence et de l'angle azimutal. Considérant l'anisotropie azimutale, (Mouche et al., 2005) ont proposé de nouvelles représentations analytiques du modèle de rapport de polarisation. Une troisième catégorie de modèle est proposée par (Zhang et al., 2011) qui suggèrent que l'effet de la vitesse du vent sur le rapport de polarisation ne peut pas être négligé. La Figure 4.1 illustre les différents modèles.

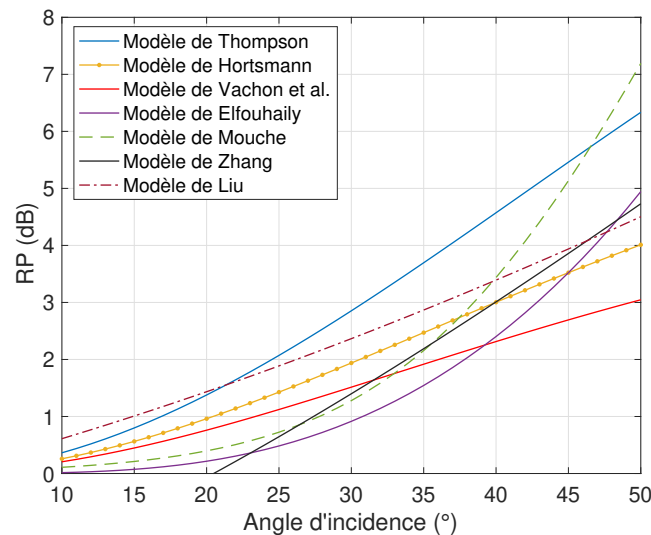


FIGURE 4.1: Les différents modèles de rapport de polarisation en fonction de l'angle d'incidence

La majorité des modèles de rapport de polarisation sont en bande C. (Shao et al., 2014) ont développé un modèle en bande X à partir de données TerraSAR-X. Nous avons volontairement omis ce modèle, car avons constaté que les valeurs du rapport de polarisation correspondantes sont largement sous-estimées : elles se situent entre 1.1 et 1.6 en unité linéaire (soit entre 0.4 et 2 dB). Ceci est en contradiction avec les prédictions des modèles de Thompson et de Elfouhaily (eq 8. tab. 3 de l'article) ainsi qu'avec des données provenant d'autres articles (Kim, 2009; Thompson et al., 2012). De plus, le rapport de polarisation diminue lorsque la fréquence augmente, sa valeur en bande X doit donc être intermédiaire entre celle de la bande C et de la bande Ku. La Figure 4.2 montre les valeurs estimées par les modèles de Thompson ($\alpha = 1.65$), d'Elfouhaily ($\alpha = 2.47$) et de Shao ($X_1 = 0.61; X_0 = 0.02$) ainsi que les données bande X POLLUPROOF (8m/s) et NSCAT (10 m/s). Pour un angle

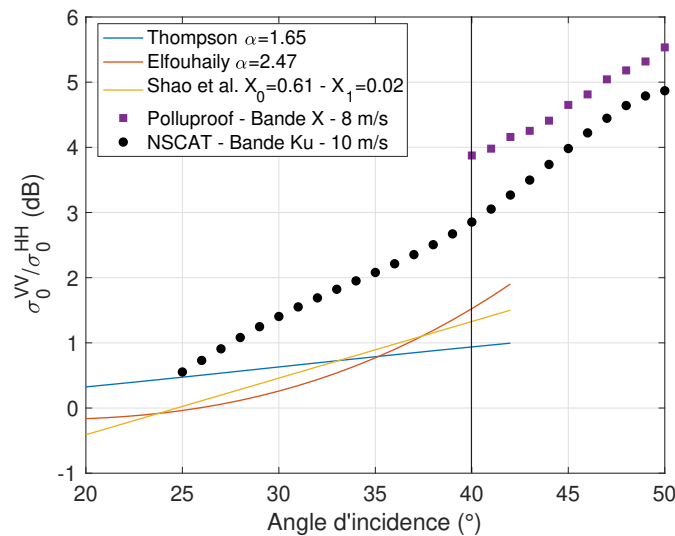


FIGURE 4.2: Le modèle de Thompson (- -), le modèle d'Elfouhaily (-.), le modèle de Shao (-.) et les données POLLUPROOF (X - 8m/s) (●) et NSCAT (Ku - 10m/s) (●) en fonction de l'angle d'incidence.

d'incidence de 40° , l'écart entre les données POLLUPROOF et le modèle de (Shao et al., 2014) est de 2.5 dB. Ce modèle ne semble pas fiable et ne sera donc pas utilisé pour la suite.

4.2.4 Comparaisons expérimentales

Dans cette section, nous évaluerons la pertinence des corrections du RP à la lumière des données expérimentales.

Bande C

La Figure 4.3 illustre les comparaisons du rapport de polarisation des données ASAR/ASCAT (2.2.2), STORM (2.2.2) et IWRAP (2.2.2), avec le modèle de Bragg, le modèle TSM et les quatre modèles de rapport de polarisation issus de la littérature.

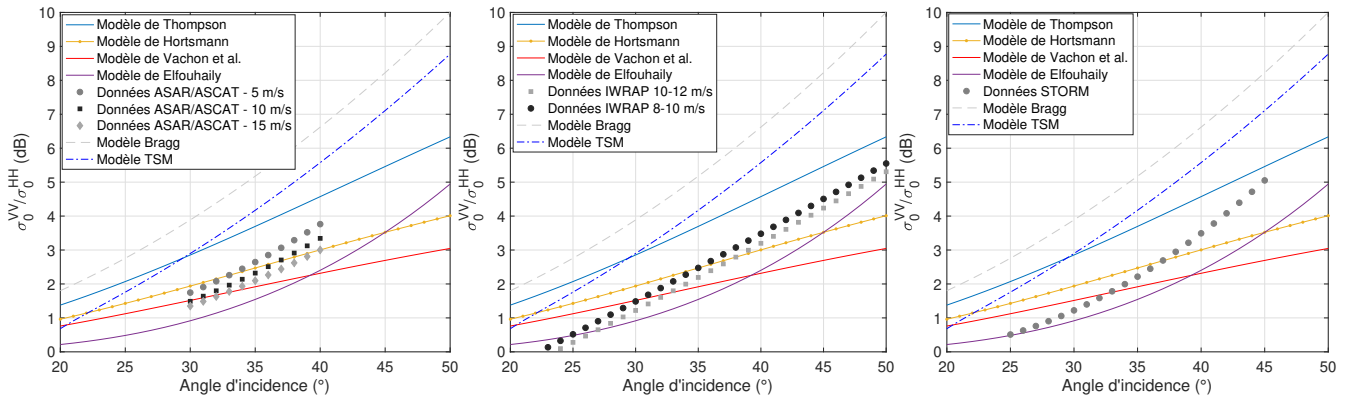


FIGURE 4.3: Le modèle de Bragg (- -), le modèle TSM (-.), les modèles de (Thompson et al., 1998; Horstmann et al., 2000; Vachon and Dobson, 2000; Elfouhaily, 1996) en fonction de l'angle d'incidence.

A gauche : les données ASAR/ASCAT (5, 10 et 15 m/s). Au milieu : les données IWRAP (8-10 et 10-12 m/s). A droite : les données STORM (10m/s)

Le modèle TSM surestime largement le rapport de polarisation. Les modèles empiriques sont plus proches mais ne permettent pas de reproduire toutes les tendances observées.

Bande X

La Figure 4.4 illustre les comparaisons du rapport de polarisation issu des données POLLUPROOF (vol 1), avec les modèles Bragg et TSM. La Figure 4.5 compare les données INGARA avec les deux mêmes modèles.

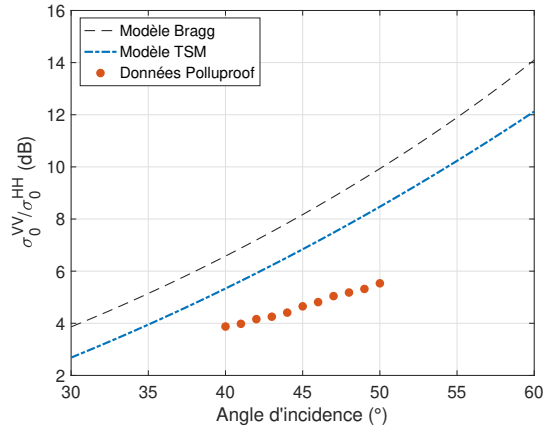


FIGURE 4.4: Le modèle de Bragg (- -), le modèle TSM (-.) et les données POLLUPROOF (8 m/s) (●) en fonction de l'angle d'incidence

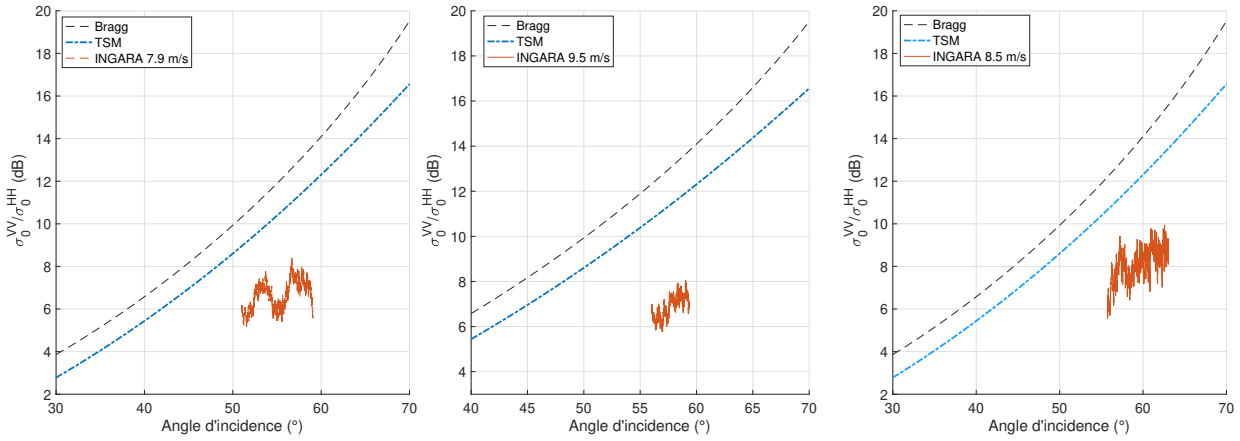


FIGURE 4.5: Le modèle de Bragg (- -), le modèle TSM (-.) et les données INGARA (7.9, 9.5 et 8.5 m/s) (-) en fonction de l'angle d'incidence

De façon similaire à la bande C, les modèles Bragg et TSM surestiment largement le rapport de polarisation ($\simeq 4 - 5dB$).

Bande Ku

La Figure 4.6 montre les comparaisons du rapport de polarisation issu des données NSCAT, avec le modèle de (Thompson et al., 1998) pour une valeur de $\alpha = 0.95$ et les modèles Bragg et TSM.

De façon similaire à la bande C et X, les modèles de Bragg et TSM sur-estiment largement le rapport de polarisation. Le modèle de (Thompson et al., 1998) est assez pertinent aux incidences moyennes.

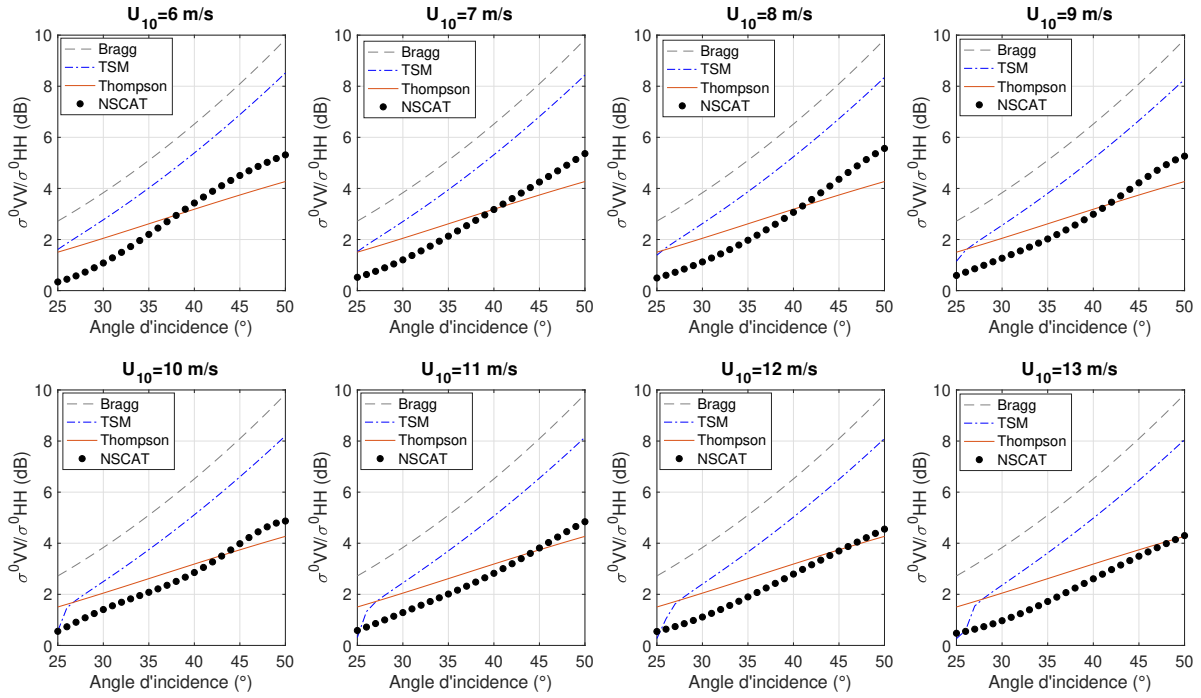


FIGURE 4.6: Le modèle de Bragg (- -), le modèle TSM (-.), le modèle de (Thompson et al., 1998) (-) et les données NSCAT (6-13 m/s) (●) en fonction de l'angle d'incidence

4.3 Le modèle "Bragg Hybride"

Beaucoup de modèles unifiés nécessitent le calcul d'une intégrale de Kirchhoff, qui est en général une tâche numérique délicate et nécessite la connaissance du spectre océanique ainsi que de quelques hypothèses simplificatrices sur la nature statistique des champs aléatoires d'élévations des vagues. Il s'avère cependant que l'intégrale de Kirchhoff (4.2) converge rapidement vers son approximation de type Bragg (4.3) lorsque l'angle d'incidence est supérieur à 30-40 degrés. On l'observe sur la Figure 4.7, où la SERN PO en bande X, calculée avec un spectre d'Elfouhaily isotrope et un vent de 8 m/s, est comparée à son approximation (4.3) ainsi qu'à son approximation de type GO à de faibles angles d'incidence en utilisant une mss filtrée.

La différence entre l'intégrale exacte de Kirchhoff (4.2) et son approximation (4.3) en utilisant le spectre résonant de Bragg est inférieure à 1 dB au-delà de 40 degrés. Il en est de même pour d'autres types d'intégrales de Kirchhoff impliquant

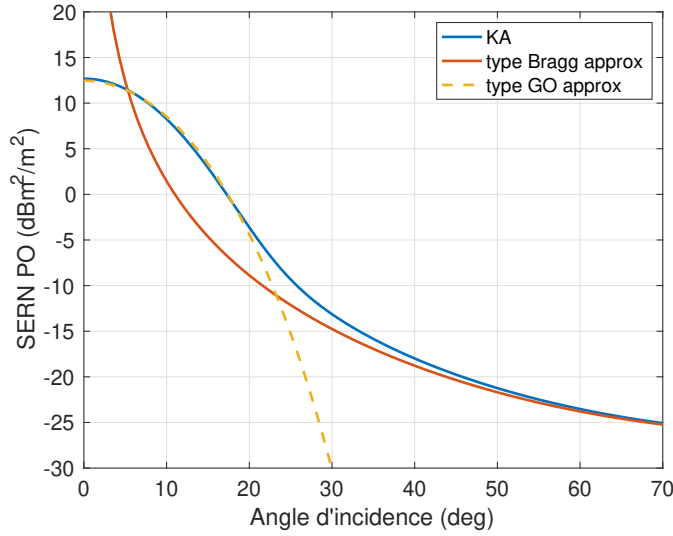


FIGURE 4.7: SERN PO en bande X pour un spectre isotrope d'Elfouhaily et un vent de 8m/s en fonction de l'angle d'incidence en comparaison avec un modèle type GO et un modèle type Bragg.

des dérivées de la fonction de corrélation de surface (comme celle rencontrée avec le WCA, formule appelée "filtrage de Kirchhoff" (Guerin et al., 2010)). En se basant sur l'idée d'équilibrer la contribution de Bragg pure et la correction de type PO, on peut proposer une correction heuristique simple du modèle de diffusion de Bragg :

$$\begin{aligned}\sigma^0(\theta) &= 16\pi K_0^4 \cos^4 \theta (\mathcal{B} + \beta(\mathcal{K} - \mathcal{B})) S(\mathbf{q}_H) \\ &= 16\pi K_0^4 \cos^4 \theta \mathcal{B} \left(1 + \beta \left(\frac{\mathcal{K} - \mathcal{B}}{\mathcal{B}} \right) \right) S(\mathbf{q}_H)\end{aligned}\quad (4.4)$$

où le paramètre β , supposé petit, dépend principalement de l'état de la mer et de la fréquence radar. On observe, qu'à faible angle d'incidence :

$$\frac{\mathcal{K} - \mathcal{B}}{\mathcal{B}} \simeq -\varepsilon A \sin^2 \theta \quad (4.5)$$

avec $A > 0$. Les coefficients de Bragg et de Kirchhoff dans le cas conducteur sont donnés par.

$$B_{VV} = \frac{1 + \sin^2(\theta)}{\cos^4(\theta)}; \quad B_{HH} = 1; \quad K_{VV/HH} = \frac{1}{\cos^4(\theta)}$$

Après un développement limité à l'ordre 2 en θ , on obtient :

$$\left(\frac{(\mathcal{K}_{VV} - \mathcal{B}_{VV})}{\mathcal{B}_{VV}} \right) = -2 \sin^2(\theta) \quad (4.6)$$

en polarisation VV,

$$\left(\frac{(\mathcal{K}_{\mathcal{H}\mathcal{H}} - \mathcal{B}_{\mathcal{H}\mathcal{H}})}{\mathcal{B}_{\mathcal{H}\mathcal{H}}} \right) = 2 \sin^2(\theta) \quad (4.7)$$

en polarisation HH.

Ainsi, l'équation (4.5) peut être facilement vérifiée à la fois analytiquement et numériquement avec une valeur de $A=2$. Dans le cas d'une surface de conductivité finit, on trouve numériquement $A \simeq 1.7$. La forme de l'eq. (4.4) suggère une correction équivalente avec un domaine de validité angulaire plus large et un autre paramètre α tel que :

$$\sigma^0 = 16\pi K_0^4 \cos^4 \theta \mathcal{B} (1 - \varepsilon \alpha \sin^2 \theta) S(\mathbf{q}_H), \quad (4.8)$$

où $\varepsilon = 1$ en polarisation verticale (VV) et $\varepsilon = -1$ en polarisation horizontale (HH). La Figure 4.8 illustre cette approximation et confirme sa validité pour des petits angles d'incidence. Cette correction symétrique ($\pm A \sin^2(\theta)$) permet d'atténuer la divergence du terme $(\mathcal{K} - \mathcal{B})/\mathcal{B}$ en polarisation verticale. Le modèle de SERN (4.8) pour la diffusion des facettes rugueuses sera appelé "modèle hybride" car il est la combinaison des noyaux de Bragg et de Kirchhoff sous la forme de la diffusion de Bragg.

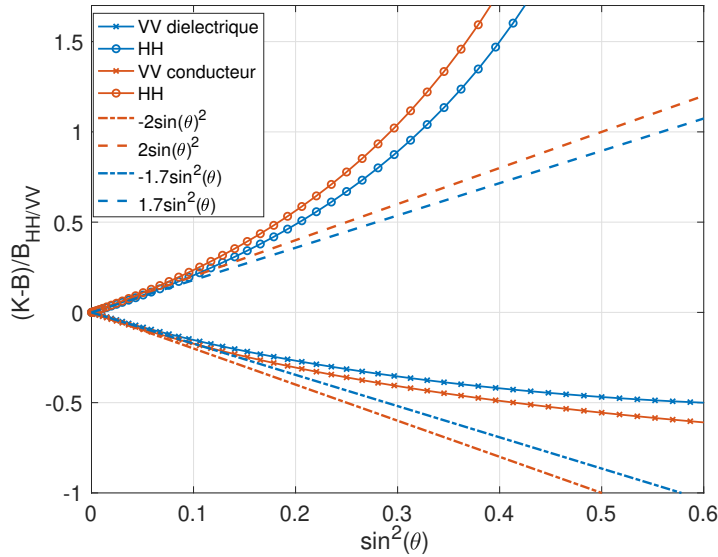


FIGURE 4.8: Différence relative entre les noyaux de Kirchhoff les noyaux de Bragg $((\mathcal{K}-\mathcal{B})/\mathcal{B})$ en fonction du sinus carré de l'angle d'incidence ($\sin^2(\theta)$) en polarisation HH et VV. Dans le cas conducteur ou dans le cas dielectrique.

Le modèle "Bragg hybride" et le modèle "Bragg + déferlement" susmentionné (4.2.1) présentent certaines similitudes. Dans les deux approches, la contribution de Bragg surestime le rapport de polarisation est compensé par une contribution incohérente non polarisée suivant un mécanisme PO ou GO. Dans le modèle "Bragg hybride", le paramètre α contrôle l'amplitude de la correction requise et joue un rôle similaire au paramètre de couverture q dans le modèle "Bragg + déferlement" (eq. 4.1). Cependant, la différence essentielle, est que le modèle "Bragg + déferlement" utilise une combinaison spatiale des mécanismes de Bragg et non-Bragg pour obtenir une SERN statistiquement pertinente. Il suppose donc que les processus peuvent être séparés en deux populations distinctes obéissant à des mécanismes de diffusion radicalement différents. Le modèle de Bragg hybride ne fait pas une telle distinction et suppose la même correction non-Bragg pour chaque facette rugueuse. De plus, il présente l'avantage de réduire la connaissance requise de la surface de la mer à un seul paramètre (α) tandis que le "Bragg + déferlement" nécessite une double entrée : la taille de la zone de déferlement et la mss associée, avec un risque d'une paramétrisation plus arbitraire. Une autre différence notable concerne le rapport de polarisation : le modèle de Bragg hybride ne dépend pas du modèle spectral et est simplement donné par :

$$PR = PR_{Bragg} \frac{1 - \alpha \sin^2(\theta)}{1 + \alpha \sin^2(\theta)} \quad (4.9)$$

où $PR_{Bragg} = \mathcal{B}_{VV}/\mathcal{B}_{HH}$ avec \mathcal{B}_{VV} et \mathcal{B}_{HH} sont les noyaux de Bragg, rappelés ci-dessous.

$$B_{HH} = \frac{\epsilon - 1}{(\cos(\theta_i) + \sqrt{\epsilon - \sin^2(\theta_i)})^2} \quad ; \quad B_{VV} = \frac{(\epsilon - 1)[\epsilon(1 + \sin^2(\theta_i)) - \sin^2(\theta_i)]}{[\epsilon \cos(\theta_i) + \sqrt{\epsilon - \sin^2(\theta_i)}]^2}$$

En comparant numériquement le modèle proposé avec le modèle de Thompson, on s'aperçoit qu'ils sont très proches et que le modèle hybride est une version analytique du modèle empirique de Thompson. (Voir 4.6.4).

Le modèle peut être justifié, outre les arguments théoriques, par une évidence expérimentale.

En partant de la relation (eq. 4.9) et en définissant le rapport $\rho(\theta) = \frac{PR}{PR_{Bragg}}$, on obtient la relation :

$$Q(\theta) = \frac{1 - \rho(\theta)}{1 + \rho(\theta)} = \alpha \sin^2(\theta) \quad (4.10)$$

Ce résultat permet de voir que les variables $Q(\theta)$ et $\sin^2(\theta)$ doivent être liées linéairement par le coefficient α . Cette observation permet à la fois de vérifier l'existence de la relation (4.9) et d'évaluer le paramètre α . Dans un premier temps, cette opération a été réalisée avec les jeux de données POLLUPROOF et INGARA en bande X, où la SERN entièrement polarisée était disponible sur une plage d'angle d'incidence suffisante pour divers états de mer. La méthode pour effectuer la régression linéaire de $Q(\theta)$, est un peu différente de la méthode classique, puisqu'ici on force l'ordonnée à l'origine à zéro. La formule pour calculer α est donc la suivante :

$$\alpha = \frac{\sum x_i y_i}{\sum x_i^2} \quad (4.11)$$

où x_i représente toutes les valeurs de $\sin^2(\theta)$ et y_i toutes les valeurs de $Q(\theta)$. La Figure 4.9 montre la fonction $Q(\theta)$ obtenue avec les données POLLUPROOF (vitesse du vent 8 m/s) et les données INGARA (vitesse du vent 7.9 m/s, 8.5 m/s et 9.5 m/s). Un bon ajustement linéaire de $Q(\theta)$ est trouvé pour les deux jeux de données avec des valeurs variant de $\alpha = 0.77$ à $\alpha = 0.85$.

Plusieurs jeux de données INGARA, ont été analysés; on y observe une légère variation de α en fonction de l'état de la mer et de la direction du vent (Tableau 4.2).

données	vent (m/s)	dir.	Hs (m)	α
POLLUPROOF	8	up/cross	0.5	0.77
INGARA	7.9	up	3.5	0.81
INGARA	9.5	up	3	0.85
INGARA	8.5	up	4.3	0.78

TABLE 4.2: Conditions de mer pour les données aéroportées INGARA et POLLUPROOF ainsi que les meilleures valeurs de α estimées entre $Q(\theta) = \alpha \sin^2 \theta$.

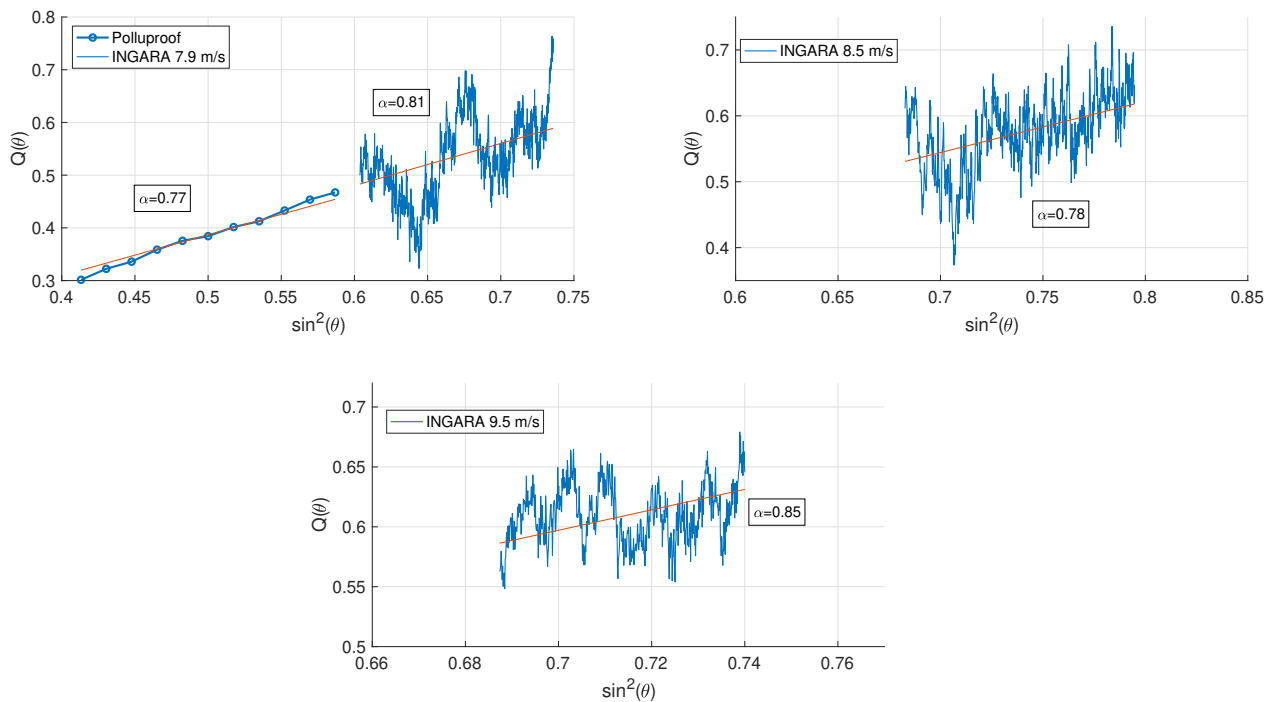


FIGURE 4.9: Évidence expérimentale de la relation entre $Q(\theta)$ et $\sin^2(\theta)$ pour les données en bande X

Comme on le voit sur la Figure 4.10, le rapport de polarisation corrigé est très cohérent avec l'ensemble de données POLLUPROOF et INGARA sur leur couverture angulaire (40-60 degrés) et corrige la sous-estimation du modèle de Thompson à des incidences plus importantes (50-60 degrés). Comme prévu, le rapport de polarisation en bande X est intermédiaire entre le rapport de polarisation en bande C et Ku obtenu avec $\alpha = 0.6$ et un $\alpha = 0.95$, respectivement.

Ayant aussi des informations pour la bande Ku, le même exercice a été effectué avec les données NSCAT. Dans cette bande de fréquence, on retrouve bien des valeurs autour de la valeurs de $\alpha = 0.95$, croissant en fonction de la vitesse du vent. Le tableau 4.3 répertorie toutes ces valeurs.

U_{10}	6 m/s	7 m/s	8 m/s	9 m/s	10 m/s	11 m/s	12 m/s	13 m/s
α	0.87	0.90	0.90	0.92	0.94	0.96	0.99	1

TABLE 4.3: Valeur de α pour la bande Ku avec les données NSCAT

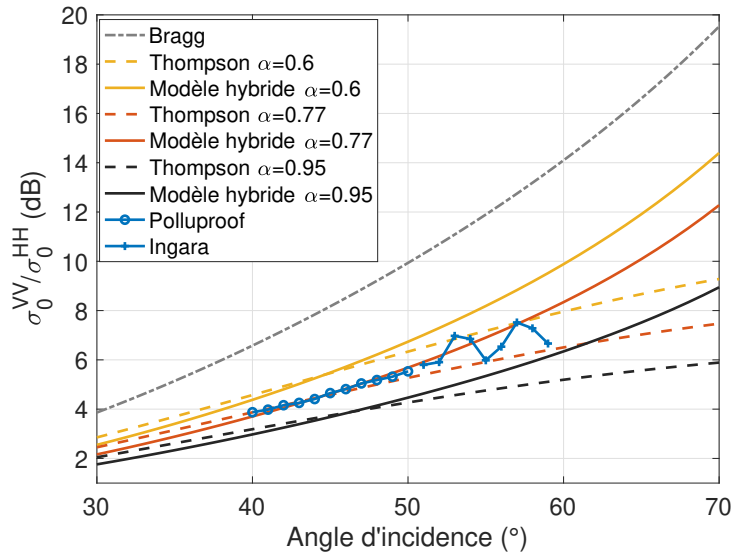


FIGURE 4.10: Modèle de rapport de polarisation avec les données INGARA et POLLUPROOF et le modèles de Thompson pour les valeurs de α correspondantes

La section suivante intégrera le modèle Bragg Hybride avec le modèle TSM.

4.4 Le modèle "TSM hybride"

Le modèle Bragg hybride peut être incorporé dans une formulation deux-échelles, donnant le "TSM hybride".

4.4.1 Modèle omnidirectionnel

Lorsqu'il est utilisé dans le cadre du modèle TSM, le paramètre α du modèle de diffusion hybride de Bragg doit être réévalué car une partie de la correction est déjà prise en compte par le processus de modulation des grandes échelles. Pour estimer la valeur pertinente de α selon les différents jeux de données expérimentales, nous avons appliqué la même méthodologie que dans la section précédente, en remplaçant le rapport de polarisation de Bragg par le rapport de polarisation du TSM. Cette opération a été effectuée pour tous les ensembles de données, de la bande C à la bande Ku. Nos expériences numériques sur le modèle "TSM Hybride" et nos comparaisons avec les données expérimentales disponibles ont conduit à plusieurs conclusions. La

principale est que $\alpha \simeq 0.6$ est une valeur commune permettant d'ajuster correctement les données des bandes C, X et Ku pour divers états de mer, dans le cas omnidirectionnel. Cela signifie que l'état de mer et la dépendance de la fréquence radar qui ont été observés pour le paramètre α dans le modèle de diffusion hybride de Bragg sont intégrés dans le processus de modulation des facettes, qui dépend également de ces paramètres via la distribution des pentes. Nous avons également constaté que le rapport de polarisation résultant est pratiquement indépendant du choix du spectre océanique ainsi que du type de distribution de pentes de facettes (dans la gamme des modèles admissibles). Les Figures 4.11 et 4.12 illustrent ces invariances dans le cas de la bande X.

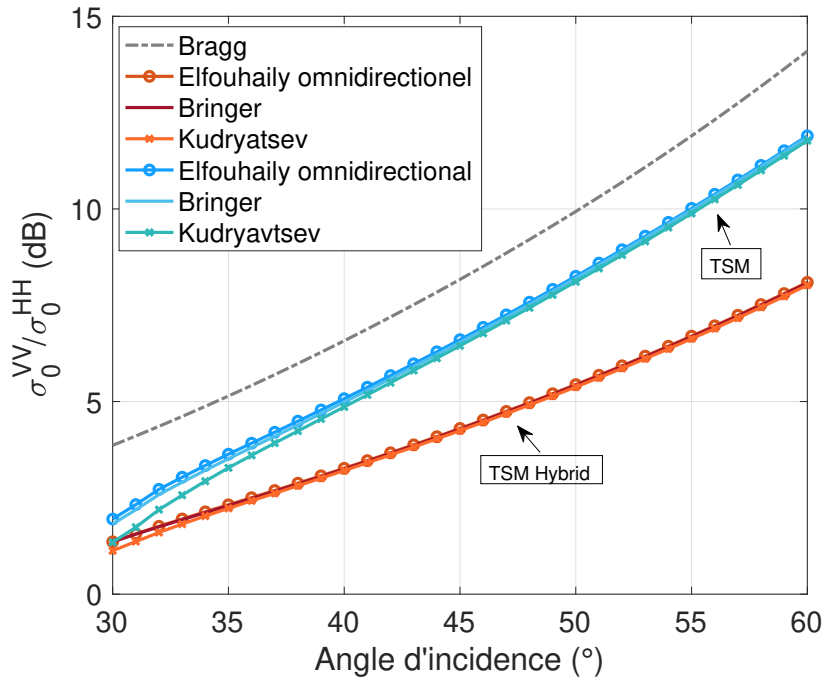


FIGURE 4.11: Rapport de polarisation du modèle TSM et "TSM Hybride" pour différents spectres : Spectre de Bringer, spectre d'Elfouhaily omnidirectionnel et spectre de Kudryavtsev. Pour ces simulations nous avons choisi : un vent de 10 m/s avec une $mss_x = 0.0124$ isotrope, un angle d'incidence de 45° , une distribution Gaussienne anisotrope et une bande de fréquence de 10 GHz (Bande X)

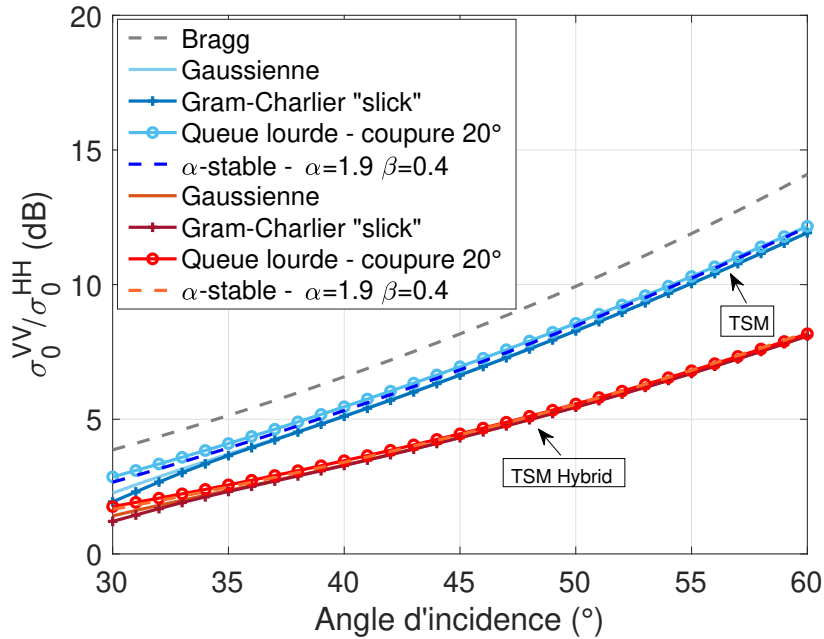


FIGURE 4.12: Rapport de polarisation du modèle TSM et "TSM Hybride" pour différentes distributions de pentes : distribution de pentes gaussienne, de Gram-Charlier, α -stable et des pentes à queue lourde. Pour ces simulations nous avons choisi : un vent de 10 m/s avec une $mss_x = 0.0124$ isotrope, un angle d'incidence de 45° , un spectre d'Elfouhaily omnidirectionnel et une bande de fréquence de 10 GHz (Bande X)

4.4.2 Modèle "TSM hybride azimutal"

Le modèle hybride introduit à la section 4.3 ne prend pas en compte les variations azimutales du RP. Celles-ci ne sont cependant pas négligeables aux incidences moyennes. La SERN varie de manière quasi-sinusoïdale avec la direction du vent, avec un maximum en upwind et downwind et un minimum en crosswind avec une amplitude de quelques dB ; la différence entre le upwind et downwind (UDA) est plus prononcée en polarisation HH (Mouche et al., 2006). Le rapport de polarisation observé a un premier maximum en downwind et un maximum secondaire en upwind et il est minimale en crosswind ; la différence entre le crosswind et downwind (UCA) peut être de l'ordre de 2-3 dB pour une incidence et une vitesse de vent moyen. Les mécanismes physiquement invoqués pour rendre compte de l'UDA sont la modulation hydrodynamique de la rugosité des facettes par les ondes longues, l'asymétrie de la distribution des angles d'inclinaison.

son des pentes des facettes en upwind et downwind ainsi que la contribution non polarisée du déferlement. Les observations expérimentales suggèrent que les deux premiers mécanismes cités sont trop faibles pour expliquer les observations et que les ondes courtes et le déferlement jouent un rôle majeur dans l'anisotropie azimutale (Mouche et al., 2006). Cependant, les mécanismes de déferlement reposent sur une approche d'Optique Géométrique combinée à plusieurs paramètres qui introduit davantage d'arbitraire. Par conséquent, il est intéressant de simplifier et d'absorber cette contribution dans le modèle hybride de Bragg qui possède un nombre réduit de degrés de liberté. Le rapport de polarisation du modèle "Bragg Hybride" élimine la dépendance du spectre et donc toute l'anisotropie associée. Ainsi, l'hypothèse d'une valeur de α constante ne permet pas au modèle de retrouver les variations azimutales. Pour s'adapter aux observations directionnelles, il est nécessaire d'introduire une dépendance supplémentaire du paramètre α sur la direction du vent. L'asymétrie UCA du rapport de polarisation peut être retrouvée en supposant une petite variation azimutale de α sous la forme d'une seule harmonique :

$$\alpha = \alpha_0 - \alpha_2 \cos(2\phi) \quad (4.12)$$

Un harmonique impaire pourrait rendre compte de l'UDA, sous la forme : $\alpha_1 \cos(\phi)$ dans l'eq 4.12. Cependant, cela conduirait à un comportement non physique de la SERN en polarisation VV avec un maximum en downwind. A ce stade, il semble que le modèle hybride simple de Bragg ne soit pas capable d'intégrer les mécanismes de diffusion complexes qui sont à l'origine de l'UDA. Il peut reproduire la transition dynamique entre le régime de diffusion de surface de Bragg et Kirchhoff, mais il n'est pas capable de reproduire la modulation hydrodynamique des petites échelles. Néanmoins, il fournit le bon ordre de grandeur du rapport de polarisation (environ moins d'un dB) à des angles d'incidence modérés avec deux paramètres (α_0 , α_2). On nommera ce modèle "TSM Hybride azimutal".

4.4.3 Différence de polarisation

Au delà du rapport de polarisation, il est intéressant de considérer la différence de polarisation (DP) qui a été reconnue comme une grandeur importante pour mesurer la sensibilité de polarisation (Mouche and Chapron, 2015b). Elle s'exprime sous la forme :

$$DP = \sigma_{VV}^0 - \sigma_{HH}^0 \quad (\text{lin}) \quad (4.13)$$

où σ_{VV}^0 et σ_{HH}^0 sont en échelle linéaire. Alors que la différence de polarisation élimine la contribution additive non polarisée du "déferlement" dans le modèle de "Bragg + déferlement", elle conserve une expression non triviale dans le modèle hybride de Bragg :

$$DP = DP_{Bragg} - \alpha \sin^2(\theta) SP_{Bragg} \quad (4.14)$$

où $SP_{Bragg} = \sigma_{VV}^0 + \sigma_{HH}^0$ est la somme des polarisations.

4.5 Validation expérimentale du modèle "TSM Hybride"

4.5.1 Choix du paramètre

Comme mentionné auparavant, la valeur de $\alpha \simeq 0.6$ semble universelle dans le cas omnidirectionnel. Le tableau 4.4 répertorie les valeurs de α obtenues pour les différents jeux de données, en utilisant la régression donnée par l'équation 4.11. Une distribution de pentes Gaussienne et un spectre d'Elfouhaily ont été utilisés dans le modèle TSM.

Le tableau confirme que la valeur de α est indépendante de la fréquence EM et proche de $\alpha = 0.6$. La dépendance à la vitesse du vent, est quasi-négligeable dans la gamme 5-15 m/s. La section suivante établira les performances du modèle de rapport de polarisation de la bande C à la bande Ku dans le cas omnidirectionnel ($\alpha = 0.6$) et directionnel ($\alpha_0 = 0.6, \alpha_2 = 0.15$).

Jeux de données	U_{10} m/s	α
Bande C		
ASAR/ ASCAT	5 m/s	0.56
ASAR/ ASCAT	10 m/s	0.58
ASAR/ ASCAT	15 m/s	0.62
STORM	10 m/s	0.58
IWRAP	8-10 m/s	0.61
IWRAP	10-12 m/s	0.64
IWRAP	12-14 m/s	0.67
Bande X		
POLLUPROOF	8 m/s	0.55
INGARA	7.9 m/s	0.60
INGARA	9.5 m/s	0.64
INGARA	8.5 m/s	0.57
Bande Ku		
NSCAT	6 m/s	0.59
NSCAT	7 m/s	0.60
NSCAT	8 m/s	0.58
NSCAT	9 m/s	0.58
NSCAT	10 m/s	0.59
NSCAT	11 m/s	0.60
NSCAT	12 m/s	0.62
NSCAT	13 m/s	0.65

TABLE 4.4: Récapitulatif des valeurs de α estimées pour les différents jeux de données

4.5.2 Rapport de polarisation

Bande C, variation en incidence

La Figure 4.13 illustre les variations angulaires du rapport de polarisation selon le modèle TSM, le modèle "TSM Hybride" ($\alpha = 0.6$) et les données expérimentales ASAR/ASCAT, pour trois valeurs de vitesse de vent (5, 10 et 15 m/s).

Le modèle "TSM Hybride" permet de bien restituer le rapport de polarisation

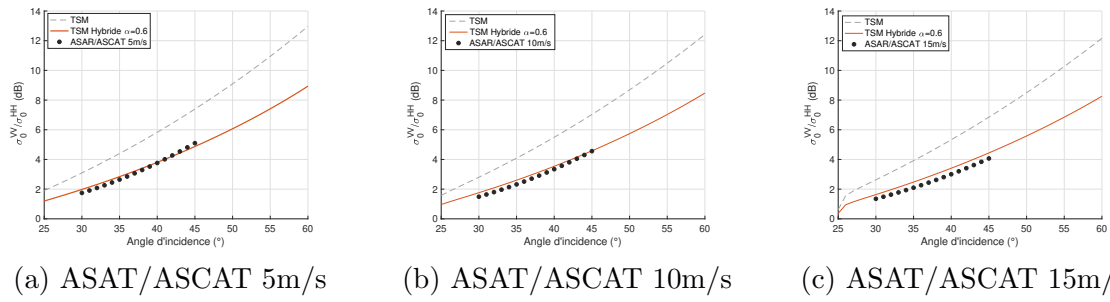


FIGURE 4.13: Rapport de polarisation des données ASAR/ASCAT (5, 10 et 15 m/s) (●), du modèles TSM (- -) et "TSM+Bragg Hybride" $\alpha = 0.6$ (-) en fonction de l'angle d'incidence

des trois jeux de données avec un écart maximal de l'ordre de 0.3 dB.

La Figure 4.14 illustre les rapports de polarisation des données IWRAP, avec les modèles TSM et "TSM Hybride" pour les 3 gammes de valeurs de vitesses de vent 8-10 m/s, 10-12 m/s et 12-14 m/s.

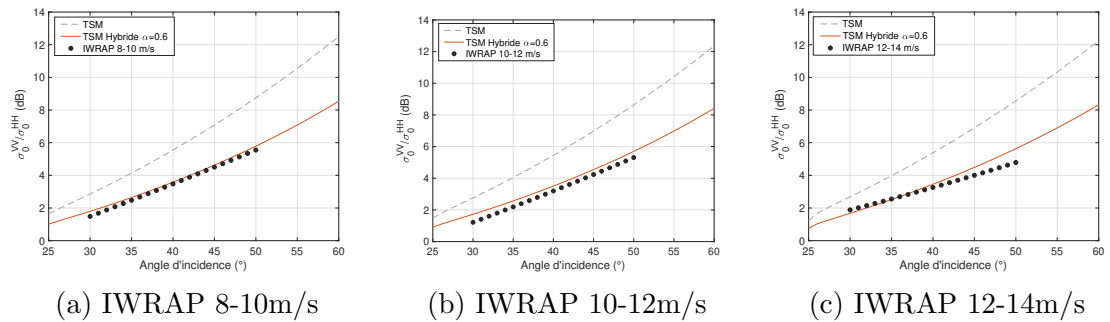


FIGURE 4.14: Rapport de polarisation des données IWRAP (8-10, 10-12 et 12-14 m/s) (●), du modèles TSM (- -) et "TSM+Bragg Hybride" $\alpha = 0.6$ (-) en fonction de l'angle d'incidence

Là encore, le modèle "TSM Hybride" améliore l'estimation du rapport de polarisation, pour les trois gammes de vitesse de vent avec un écart maximal de 0.85 dB.

La Figure 4.15 illustre les comparaisons angulaires du rapport de polarisation avec les données STORM pour un vent de 10 m/s.

Le modèle "TSM Hybride" révèle une nouvelle fois sa pertinence, avec une erreur maximale de l'ordre de 0.4 dB.

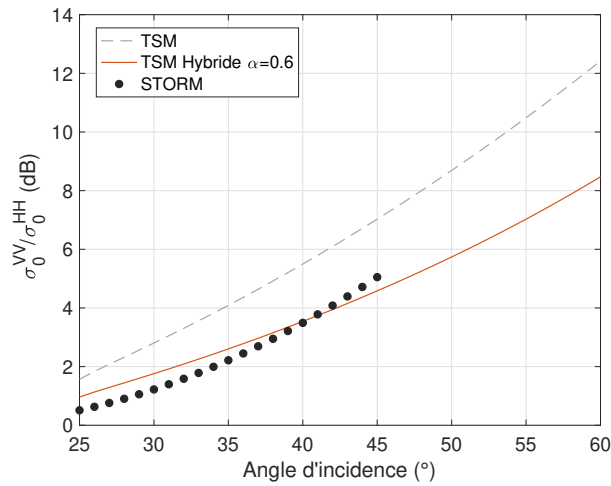


FIGURE 4.15: Rapport de polarisation des données STORM (10 m/s) (●), du modèles TSM (- -) et "TSM+Bragg Hybride" $\alpha = 0.6$ (-) en fonction de l'angle d'incidence

Bande C, dépendance au vent

Les données omnidirectionnelles ASAR/ASCAT permettent également d'étudier la dépendance du rapport de polarisation au vent (Figure 4.16). Pour la valeur universelle $\alpha = 0.6$, le "TSM hybride" reste précis (erreur $< 0.5dB$), malgré un écart légèrement plus prononcé pour les vitesses de vents plus élevées.

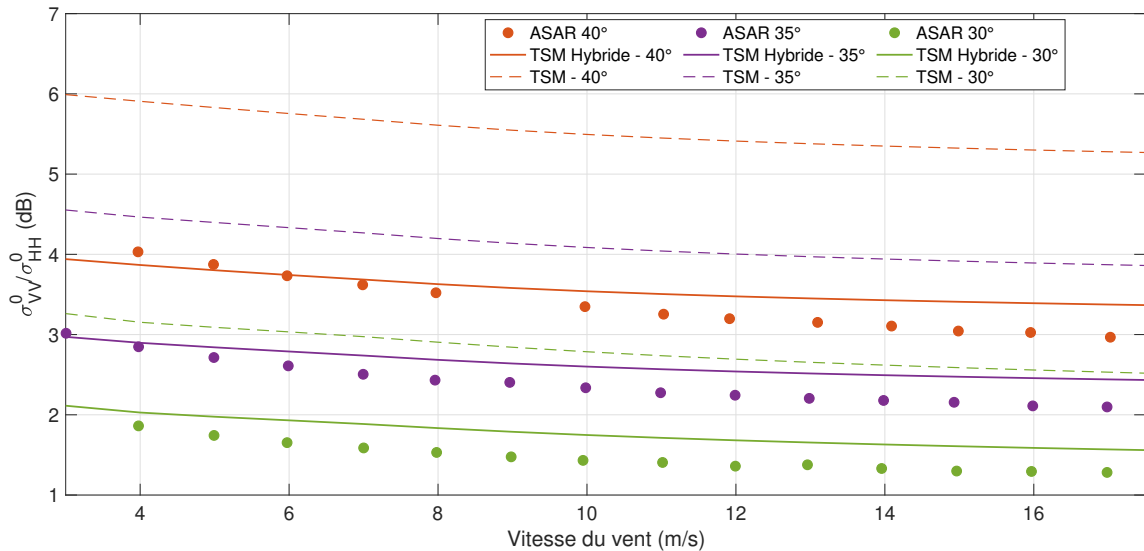


FIGURE 4.16: Rapport de polarisation des données ASAR/ASCAT (●), du modèles TSM (- -) et "TSM+Bragg Hybride" $\alpha = 0.6$ (-) en fonction de la vitesse du vent, pour 3 angles d'incidences (40° - 35° - 30°)

Bande C, variation azimutale

Pour illustrer la variation azimutale en bande C, nous utiliserons les données STORM acquises à un angle de 40° d'incidence pour deux vitesses de vents : 11 et 14 m/s. Les Figures 4.17 et 4.18 montrent la dépendance azimutale du rapport de polarisation des données pour les vents de 11 et 14 m/s respectivement ainsi que le modèle TSM, le modèle "TSM Hybride" et le modèle "TSM Hybride azimutal".

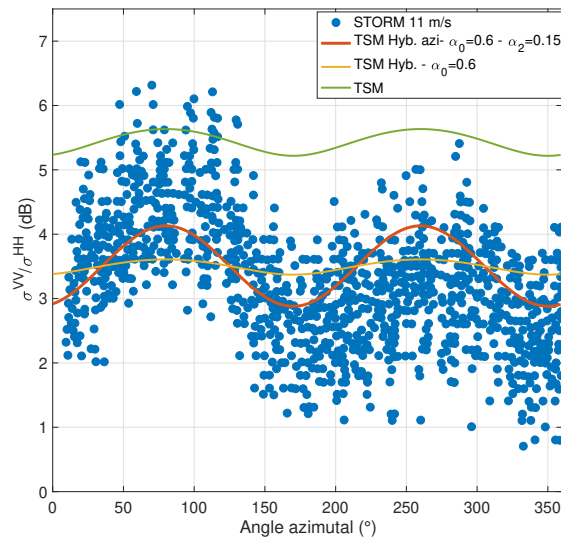


FIGURE 4.17: Rapport de polarisation des données STORM (11 m/s) (\bullet), du modèle TSM ($-$), du modèle "TSM Hybride" ($-$), du modèle "TSM Hybride azimutal" ($-$)

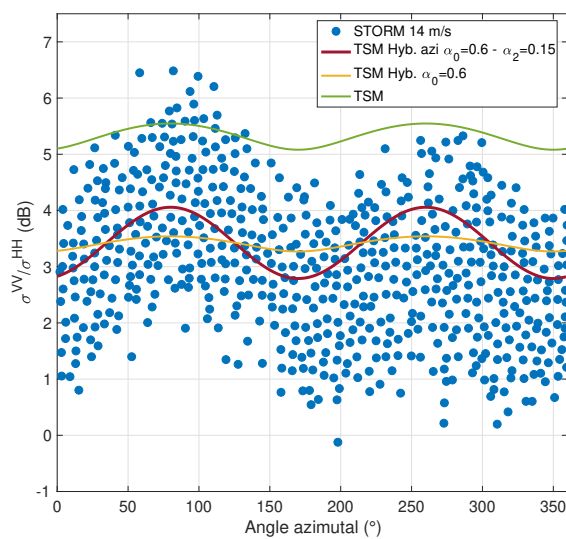


FIGURE 4.18: Rapport de polarisation des données STORM (14 m/s) (\bullet), du modèle TSM ($-$), du modèle "TSM Hybride" ($-$), du modèle "TSM Hybride azimutal" ($-$)

Le modèle "TSM Hybride" permet de restituer le niveau moyen le long de l'angle azimutal, mais ne rend pas compte des variations upwind/downwind et upwind/-crosswind. En revanche, le modèle "TSM Hybride azimutal" permet de bien restituer la variation azimutale des données, pour deux vitesses de vents différentes. Les modèles "TSM Hybride" et "TSM Hybride azimutal" se sont montrés en bon accord avec des jeux de données en bande C, provenant de différents capteurs et acquis pour des états de mer très variés.

Bande X, variation en incidence

Les données POLLUPROOF du vol 1 (8 m/s) ainsi que les données INGARA (7.9 m/s, 9.5 m/s et 8.5 m/s) ont été utilisées pour effectuer une validation en bande X. Les Figures 4.19 et 4.20 illustrent une comparaison pour la SERN omnidirectionnel à des vents modérés. Un très bon accord est trouvé pour le modèle "TSM Hybride" (< 0.7 dB).

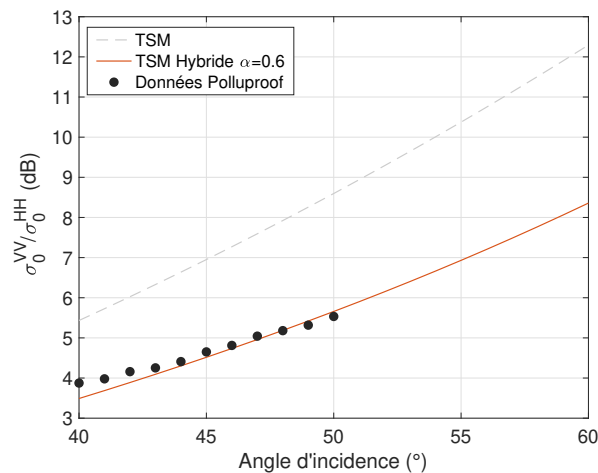


FIGURE 4.19: Rapport de polarisation omnidirectionnel des données POLLUPROOF (8 m/s) (●), du modèle TSM (- -), du modèle "TSM Hybride" (-)

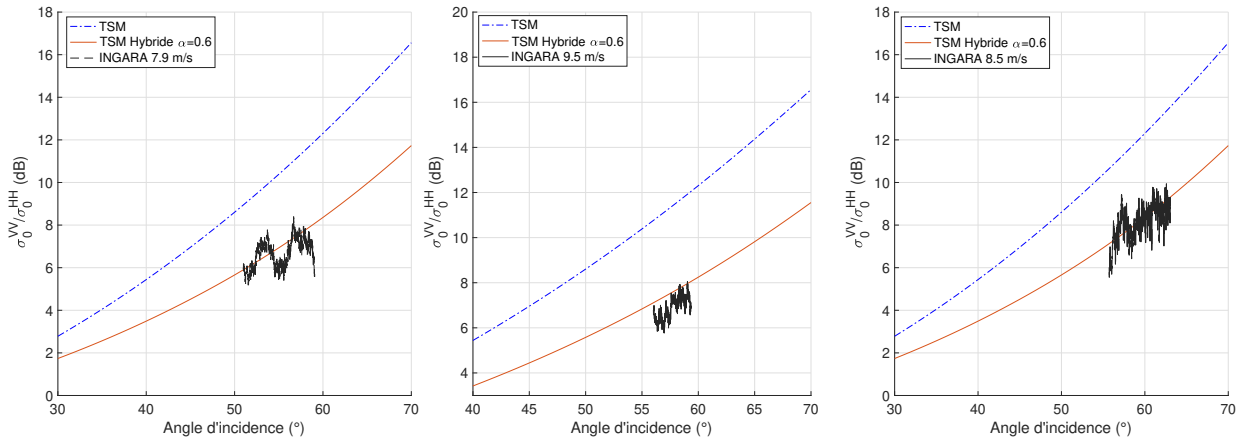


FIGURE 4.20: Rapport de polarisation des données INGARA (7.9, 9.5 et 8.5 m/s) (-), du modèle TSM (-), du modèle "TSM Hybride" (-)

Bande X, variation azimutale

Afin d'évaluer la performance du modèle "TSM Hybride azimutal", nous avons utilisé les données POLLUPROOF et POLRAD pour deux vitesses de vent (8.5 et 8 m/s respectivement) et deux angles d'incidence différents (45° et 40° respectivement). Les Figures 4.21 et 4.22 illustrent ces comparaisons.

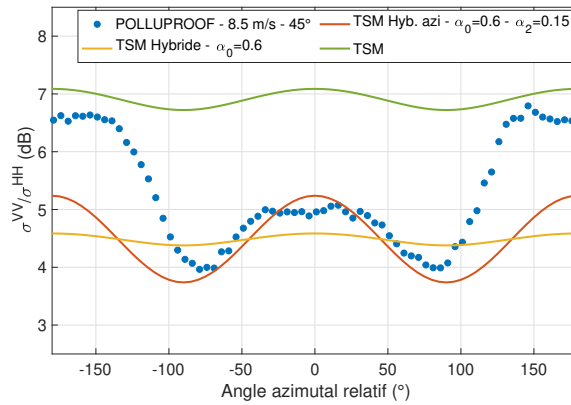


FIGURE 4.21: Rapport de polarisation des données POLLUPROOF (8.5 m/s) (●), du modèle TSM (-), du modèle "TSM Hybride" (-), du modèle "TSM Hybride azimutal" (-)

Le modèle "TSM Hybride azimutal" permet de bien restituer l'asymétrie upwind/croswind, mais pas l'asymétrie upwind/downwind avec une erreur de ≤ 1 dB.

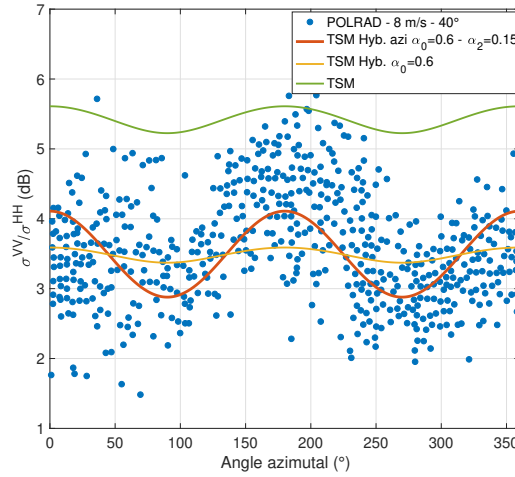


FIGURE 4.22: Rapport de polarisation des données POLRAD (8 m/s) (●), du modèle TSM (-), du modèle "TSM Hybride" (-), du modèle "TSM Hybride azimutal" (-)

Bande Ku, variation en incidence

Dans cette dernière bande de fréquence, nous utiliserons les données NSCAT omnidirectionnelles couvrant plusieurs vitesses de vent. La Figure 4.23 illustre les comparaisons du rapport de polarisation pour des vents allant de 6 à 13 m/s avec les modèles TSM et "TSM Hybride".

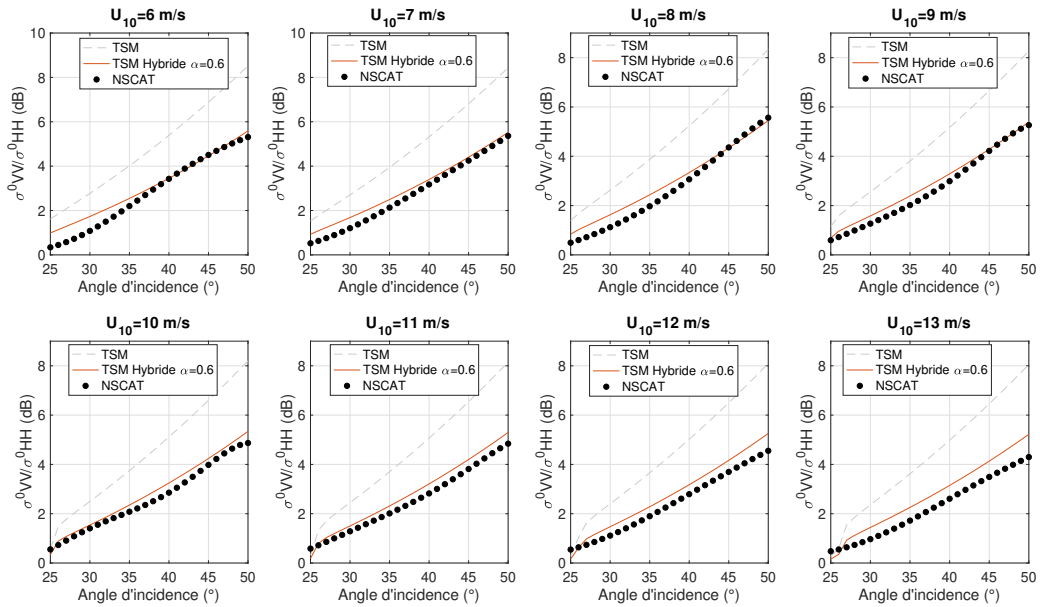


FIGURE 4.23: Rapport de polarisation des données NSCAT omnidirectionnelles (6-13 m/s) (●), du modèle TSM (- -), du modèle "TSM Hybride" (-)

Encore une fois, le modèle "TSM Hybride" omnidirectionnel ($\alpha = 0.6$) est en très bonne adéquation avec les données omnidirectionnelles pour des vents modérés. La différence maximale reste < 1 dB pour des vents plus élevés.

Conclusion

La modélisation du rapport de polarisation par le modèle "TSM Hybride" a montré qu'une valeur unique, indépendante de la vitesse du vent et de la fréquence pouvait être utilisée ($\alpha = 0.6$), dans le cas omnidirectionnel. Le modèle "TSM Hybride azimutal" est également performant pour restituer les variations azimutales du rapport de polarisation, à l'aide d'un second paramètre $\alpha_2 = 0.15$. L'UDA n'est cependant pas bien pris en compte.

4.5.3 SERN

Nous avons également évalué l'impact du modèle "TSM Hybride" sur la SERN. Les jeux de données disponibles sont moins nombreux car la calibration absolue des SERN n'est pas toujours disponible. Nous nous sommes focalisés sur les données IWRAP et ASAR/ASCAT pour la bande C et sur les données POLLUPROOF et INGARA pour la bande X. La Figure 4.24 affiche les SERN des données pour 3 vitesses de vent, en comparaison du modèle TSM (à gauche) et du modèle "TSM Hybride" (à droite).

Le modèle "TSM Hybride" permet de réajuster les niveaux des SERN pour les trois gammes de vitesse de vent.

Les Figures 4.25 et 4.26 illustrent les mêmes comparaisons de SERN pour les données ASAR/ASCAT (Bande C - $U_{10} = 10m/s$), POLLUPROOF (Bande X - $U_{10} = 8m/s$) et INGARA (Bande X - $U_{10} = 7.9-9.5-8.5m/s$), avec des conclusions similaires.

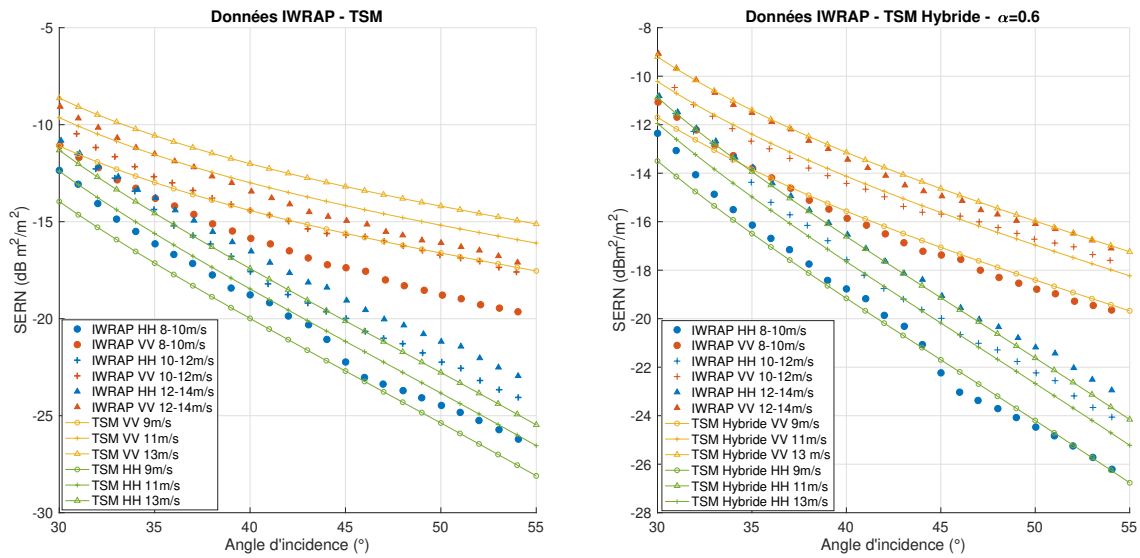


FIGURE 4.24: SERN des données IWRAP (8-10 ●, 10-12 +, 12-14 ▲ m/s) en polarisation HH et VV. A gauche, le modèle TSM en polarisation HH et VV. A droite, le modèle "TSM Hybride" en polarisation HH et VV.

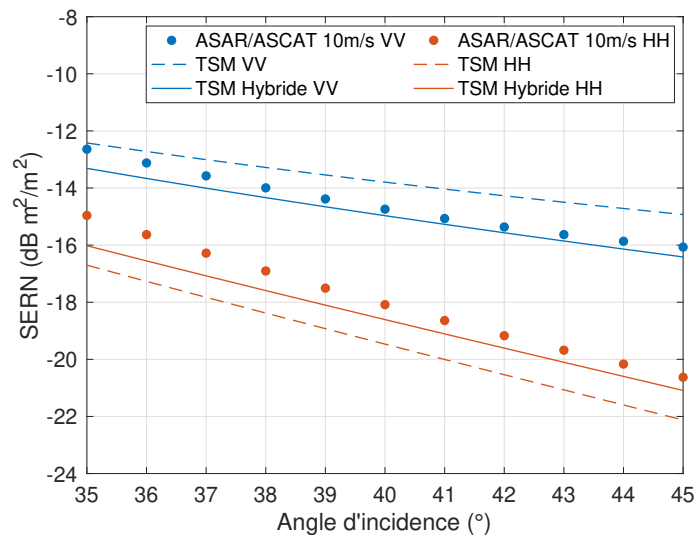


FIGURE 4.25: SERN des données ASAR/ASCAT (10 m/s) (●), le modèle TSM (-), le modèle "TSM Hybride" (-) en polarisation HH et VV.

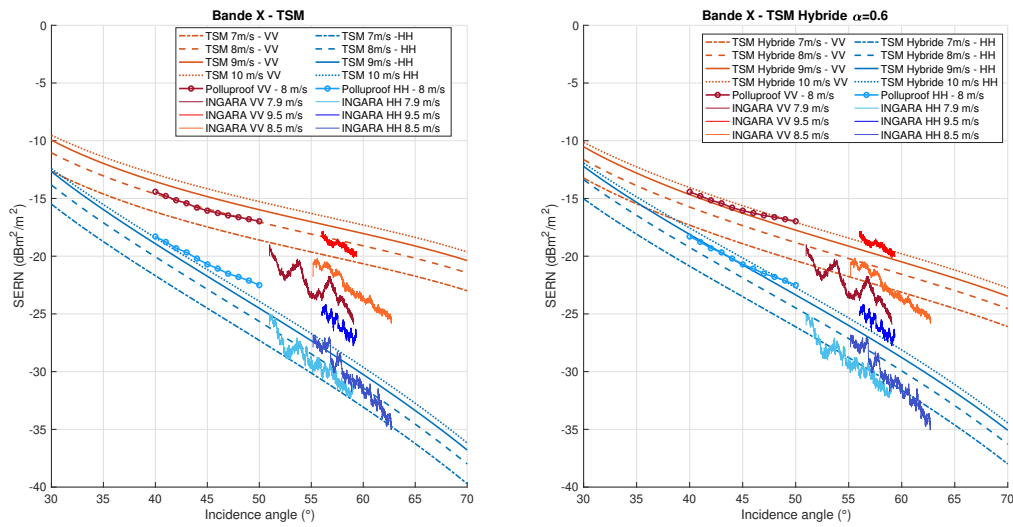


FIGURE 4.26: SERN des données POLLUPROOF et INGARA (7-10 m/s). A gauche, le modèle TSM. A droite le modèle "TSM Hybride". En polarisation HH et VV.

4.5.4 Différence de polarisation

Cette dernière section présente l'amélioration apportée par les modèles "TSM Hybride" et "TSM Hybride azimutal" sur la différence de polarisation. La Figure 4.27 illustre la différence de polarisation selon les données IWRAP et les modèles TSM et "TSM Hybride" (pour 3 gammes de vitesse de vent) en fonction de l'angle d'incidence.

L'apport de ce dernier modèle est évident pour corriger la surestimation du premier. Les mêmes comparaisons sont effectuées avec les données ASAR/ASCAT pour des vents de 10 et 15 m/s (Figure 4.28), avec des conclusions identiques.

La différence de polarisation est aussi donnée sur la Figure 4.29 en fonction de la vitesse du vent pour 3 angles d'incidence différents (30, 35 et 40°).

Notons que le modèle "TSM Hybride" est moins précis aux faibles incidences. La raison est que l'approximation de l'intégrale de Kirchhoff par un développement de type "Bragg", au cœur de la méthode, n'est pas valable pour les faibles incidences ($\leq 30^\circ$). Le modèle "TSM Hybride" est en revanche assez robuste à la vitesse de vent pour les incidences plus élevées.

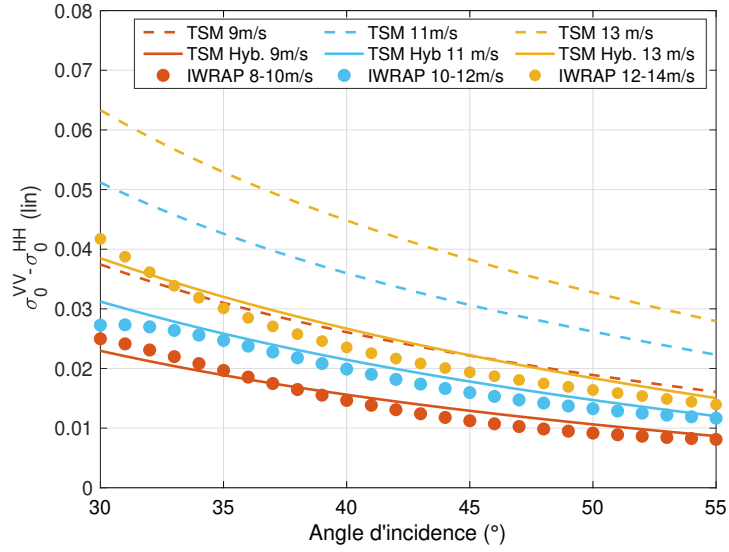


FIGURE 4.27: La différence de polarisation des données IWRAP (8-10 ●, 10-12 ● et 12-14 ● m/s) le modèle TSM (- -) et le modèle "TSM Hybride" (-) en fonction de l'angle d'incidence

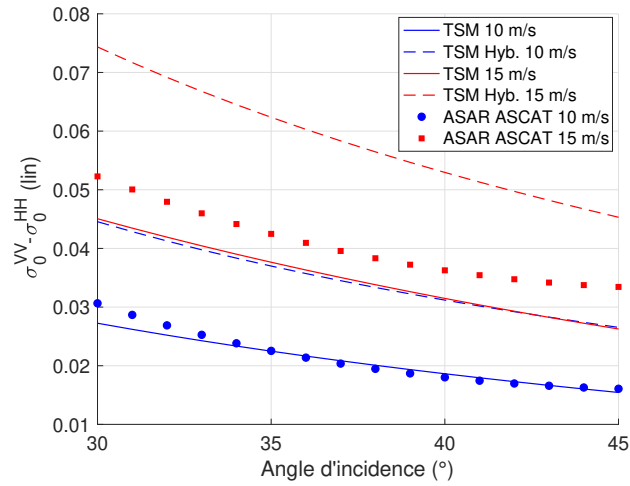


FIGURE 4.28: Différence de polarisation des données ASAR/ASCAT (10 ● et 15 ■ m/s) le modèle TSM (- -) et le modèle "TSM Hybride" (-) en fonction de l'angle d'incidence

Les variations azimutales de STORM (11m/s et 14 m/s) ont aussi été utilisées pour évaluer les performances du modèle "TSM Hybride azimutal". Les Figures 4.30 et 4.31 illustrent la comparaison de la différence de polarisation pour des vents de 11 m/s et 14m/s.

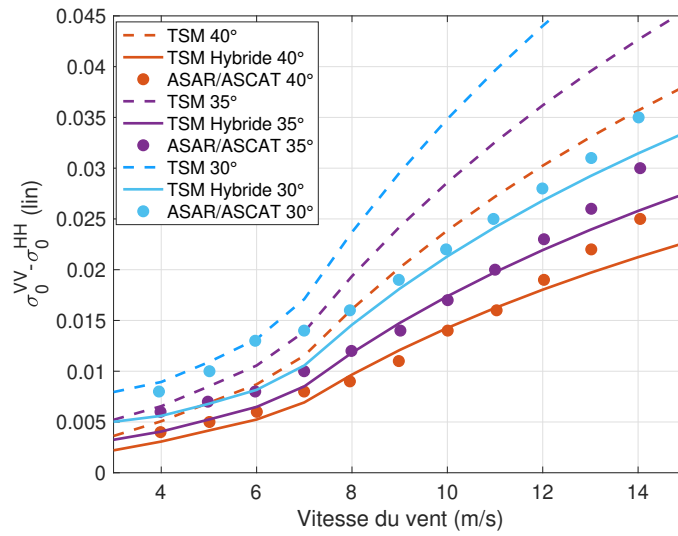


FIGURE 4.29: Différence de polarisation des données ASAR/ASCAT (30° ●, 35° ● et 40° ●) le modèle TSM (- -) et le modèle "TSM Hybride" (-) en fonction de la vitesse du vent

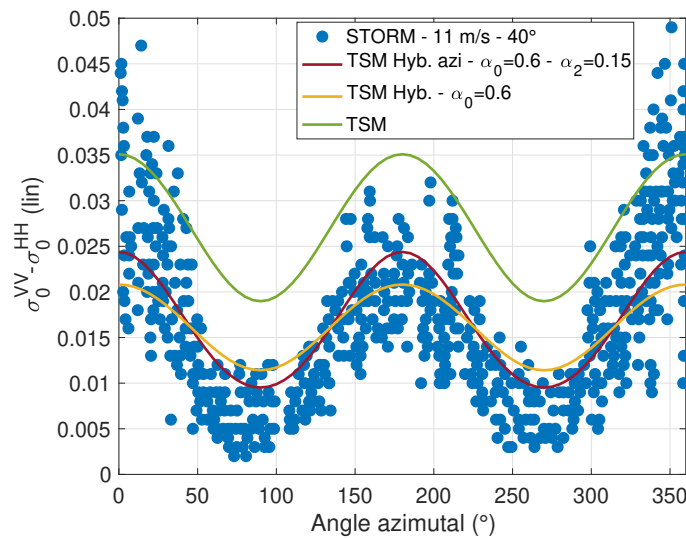


FIGURE 4.30: Différence de polarisation suivant les données STORM (11 m/s) (●) le modèle TSM (-), le modèle "TSM Hybride" (-) et le modèle "TSM Hybride azimutal" (-) en fonction de l'angle azimutal

Même si les différences entre les modèles "TSM Hybride" et "TSM Hybride azimutal" sont faibles, ce dernier est cependant plus précis.

La même analyse a été menée en bande X avec les données POLLUPROOF, INGARA et POLRAD (Fig. 4.32 à 4.34), avec des conclusions similaires à la bande C.

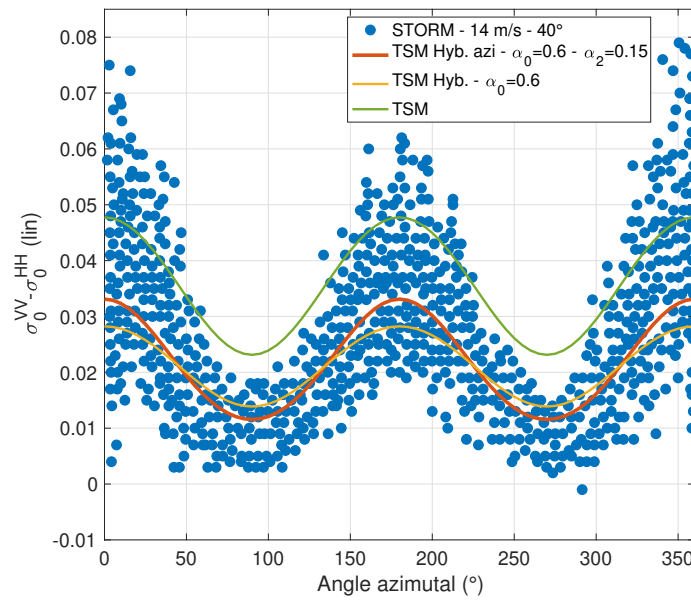


FIGURE 4.31: Différence de polarisation suivant les données STORM (14 m/s) (●) le modèle TSM (-), le modèle "TSM Hybride" (-) et le modèle "TSM Hybride azimuthal" (-) en fonction de l'angle azimuthal

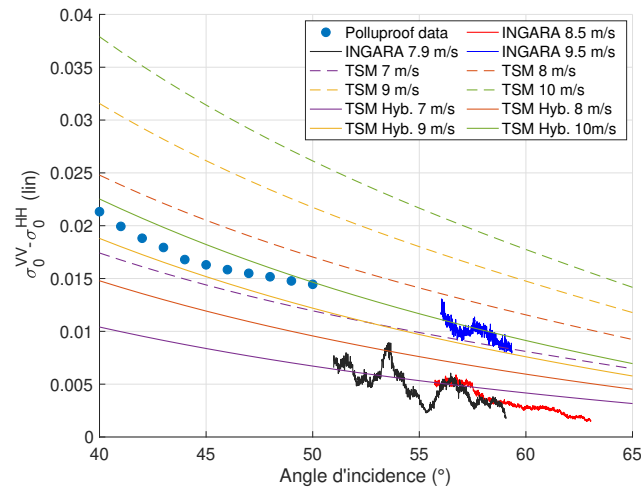


FIGURE 4.32: Différence de polarisation suivant les données omnidirectionnelles POLLUPROOF et INGARA, le modèle TSM (- -) et le modèle "TSM Hybride" (-) en fonction de l'angle d'incidence

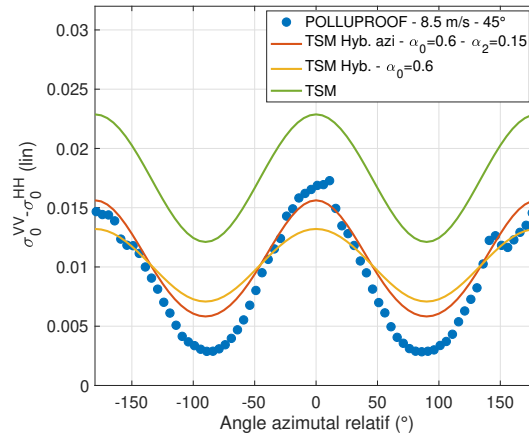


FIGURE 4.33: Différence de polarisation suivant les données omnidirectionnelles POLLUPROOF (8.5 m/s) (●) le modèle TSM (-), le modèle "TSM Hybride" (-) et le modèle "TSM Hybride azimuthal" (-) en fonction de l'angle azimuthal

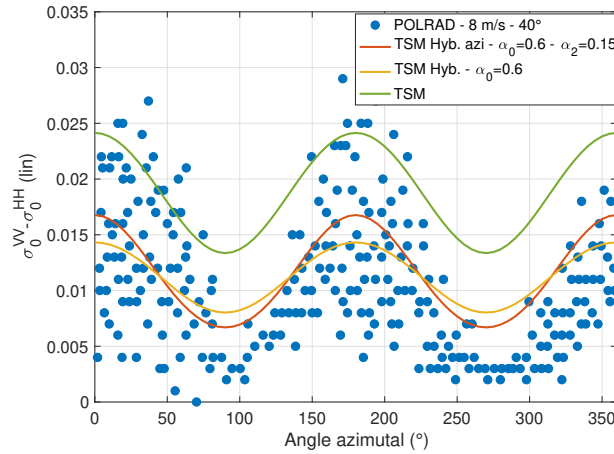


FIGURE 4.34: Différence de polarisation suivant les données POLRAD (8.5 m/s) (●) le modèle TSM (-), le modèle "TSM Hybride" (-) et le modèle "TSM Hybride azimuthal" (-) en fonction de l'angle azimuthal

4.5.5 Conclusion

Le modèle TSM classique ne permettant pas de restituer correctement le rapport de polarisation, une nouvelle formulation a été établie. Cette formulation peut prendre trois formes de complexité croissante :

- Un modèle Bragg Hybride avec un unique paramètre α dépendant de la vitesse du vent et de la fréquence
- Un modèle "TSM Hybride" omnidirectionnel avec un paramètre universel $\alpha = 0.6$.

- Un modèle "TSM Hybride azimuthal" directionnel avec deux paramètres universels $\alpha_0 = 0.6$ et $\alpha_2 = 0.15$.

Le modèle omnidirectionnel ("TSM Hybride") se montre très performant pour les bandes de fréquences allant de la bande C à la bande Ku. Toutefois, ce modèle est valide pour des angles d'incidence modérés ($> 30^\circ$) et des vitesses de vent modérées. Il corrige également les niveaux de SERN et les différences de polarisation des données.

Le modèle directionnel ("TSM Hybride azimuthal") permet de retrouver le bon ordre de grandeur des variations azimuthales en bande C et X. Le premier terme (α_0) permet d'ajuster le niveau et le deuxième terme (α_2) permet de rendre compte des asymétries upwind/crosswind.

4.6 Modèle amélioré du fouillis de mer

4.6.1 Construction et méthodologie de validation

Une distribution corrigée des intensités peut être obtenue en utilisant la formulation "TSM Hybride" pour décrire la texture des facettes rugueuses (Sec. 4.4). Les distributions obtenues ont été comparées aux données acquises par le système SETHI de l'ONERA en bande X et L. Sur ces données, les histogrammes en polarisation HH et VV des données en intensités ont été calculées en se restreignant à des portions d'images sur lesquelles la variation de l'angle d'incidence est limitée à $\pm 2^\circ$ autour de l'angle d'incidence en milieu de fauchée (soit 43 à 47°).

Nous avons, dans un premier temps étudié le problème direct, en supposant la mss connue. La distribution modélisée a été comparée avec celle mesurée expérimentalement, en choisissant les paramètres en entrée du modèle suivant :

- Un spectre d'Elfouhaily omnidirectionnel à un vent donné
- Distribution de pentes Gaussienne
- Une mss_x filtrée obtenue par méthode de l'intégration du spectre
- Une valeur de $\alpha = 0$ (TSM) puis une valeur de $\alpha = 0.6$ (TSM Hybride) pour la bande X

Nous avons dans un second temps effectué le processus d'inversion, consistant à estimer la vitesse du vent et la mss_x , par la méthode de la distance de Bhattacharyya.

4.6.2 Validation du problème direct

Pour effectuer une conversion directe entre la mss_x et la vitesse du vent, nous nous restreignons aux données acquises dans des configurations de mer avec une hauteur significative des vagues faible. En effet, la mss_x est à la fois liée à la vitesse du vent et à la hauteur des vagues. Cette dernière dépendance étant peu documentée, nous préférons nous en affranchir à ce stade.

Confrontation modèle - mesures en bande L

Sur les Figures 4.35 à 4.37 sont illustrées en rouge la distribution des intensités mesurées expérimentalement en bande L, en bleu le modèle TSM et en noir la loi exponentielle ajustée sur les données, comme référence.

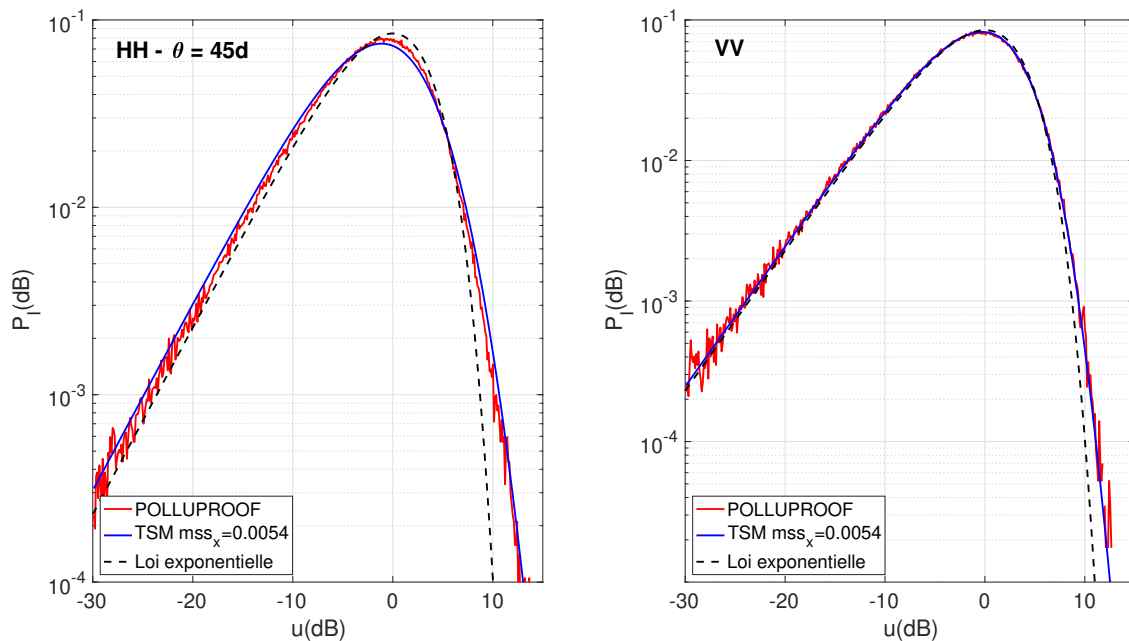


FIGURE 4.35: Distribution des intensités des données **POLLUPROOF Vol 1** en bande L ($U_{10} = 8m/s$, $H_s = 0.5m$), avec le modèle **TSM** ($mss_x = 0.0054$) puis la loi exponentielle

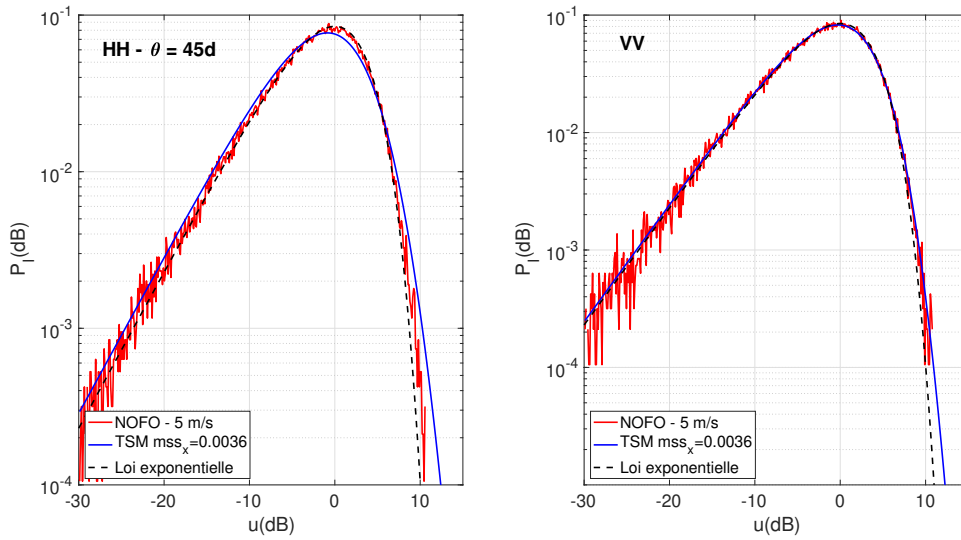


FIGURE 4.36: Distribution des intensités **des données NOFO vol 2** ($U_{10} = 5m/s$, $H_s = 1m$), avec **le modèle TSM** ($mss_x = 0.0036$) puis la loi exponentielle

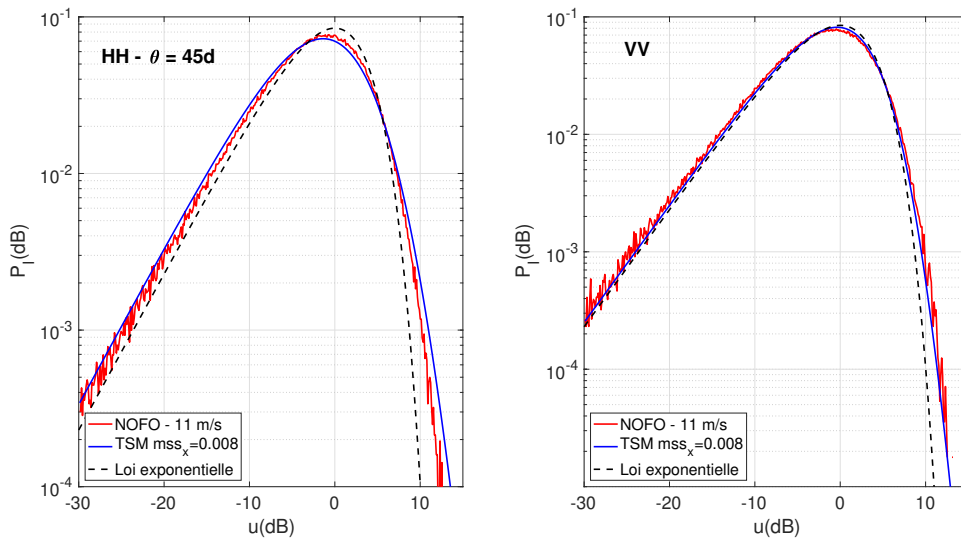


FIGURE 4.37: Distribution des intensités **des données NOFO vol 4** ($U_{10} = 11m/s$, $H_s = 1m$), avec **le modèle TSM** ($mss_x = 0.008$) puis la loi exponentielle

On observe que le modèle TSM permet de représenter fidèlement les données acquises en polarisation HH et VV lors du vol 1 de la campagne POLLUPROOF et du vol 2 de la campagne NOFO. Pour les autres jeux de données, la distribution mesurée expérimentalement étant très proche de la loi exponentielle, le modèle TSM n'est pas adapté à son évaluation.

Confrontation modèle - mesures en bande X

Nous proposons ici une comparaison entre les mesures expérimentales acquises par l'ONERA en bande X et les modèles : modèle TSM (Figures 4.38 - 4.40 - 4.42) et modèle TSM Hybride ($\alpha = 0.6$) (Figures 4.39 - 4.41 - 4.43). Le code de couleur est identique à celui utilisé précédemment au paragraphe 4.6.2.

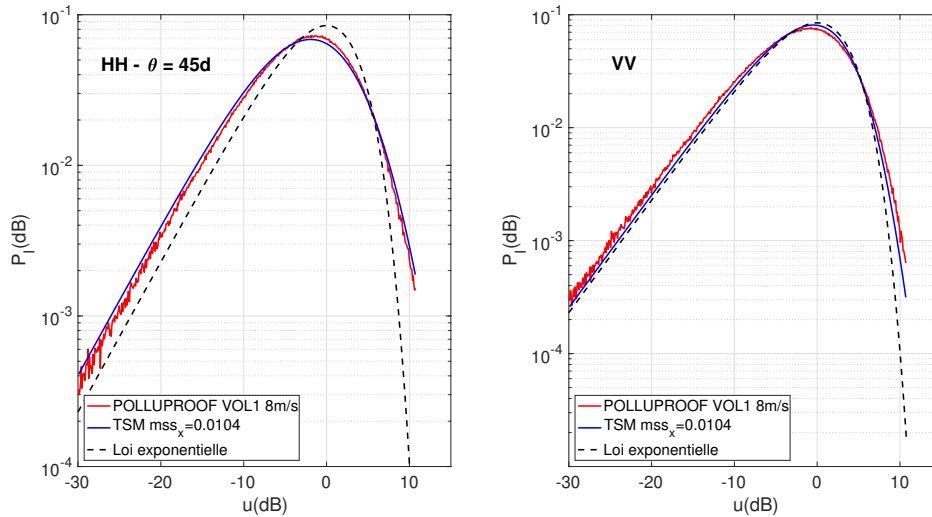


FIGURE 4.38: Distribution des intensités des données **POLLUPROOF** vol 1 ($U_{10} = 8m/s$, $H_s = 0.5m$), avec le modèle TSM ($mss_x = 0.0104$) puis la loi exponentielle

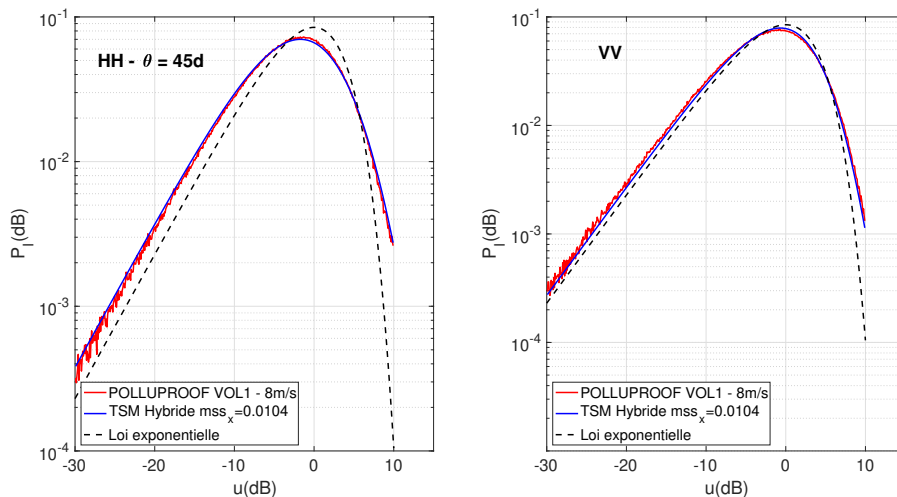


FIGURE 4.39: Distribution des intensités des données **POLLUPROOF** vol 1 ($U_{10} = 8m/s$, $H_s = 0.5m$), avec le modèle TSM Hybride ($\alpha = 0.6$) ($mss_x = 0.0104$) puis la loi exponentielle

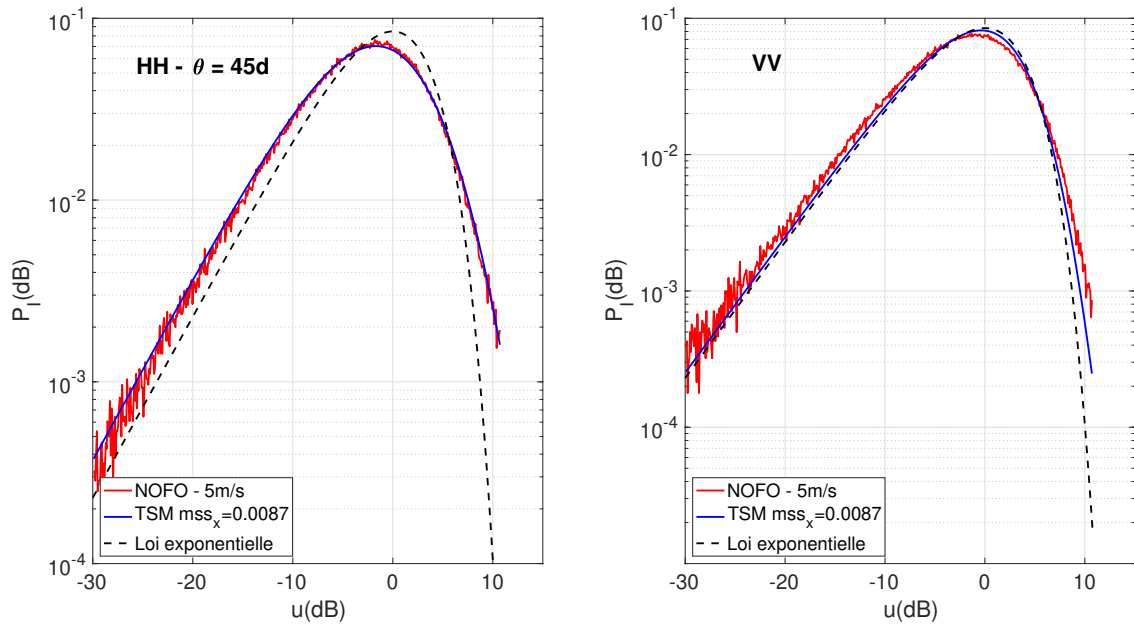


FIGURE 4.40: Distribution des intensités des données NOFO vol 2 ($U_{10} = 5m/s$, $H_s = 1m$), avec le modèle TSM ($mss_x = 0.0087$) puis la loi exponentielle

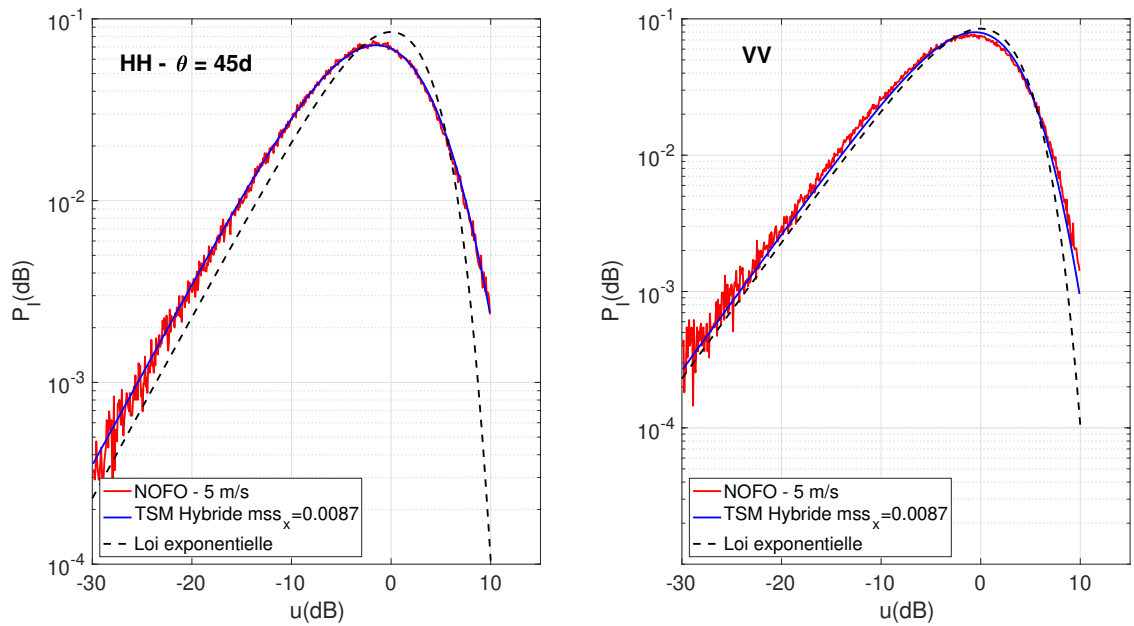


FIGURE 4.41: Distribution des intensités des données NOFO vol 2 ($U_{10} = 5m/s$, $H_s = 1m$), avec le modèle TSM Hybride ($\alpha = 0.6$) ($mss_x = 0.0087$) puis la loi exponentielle

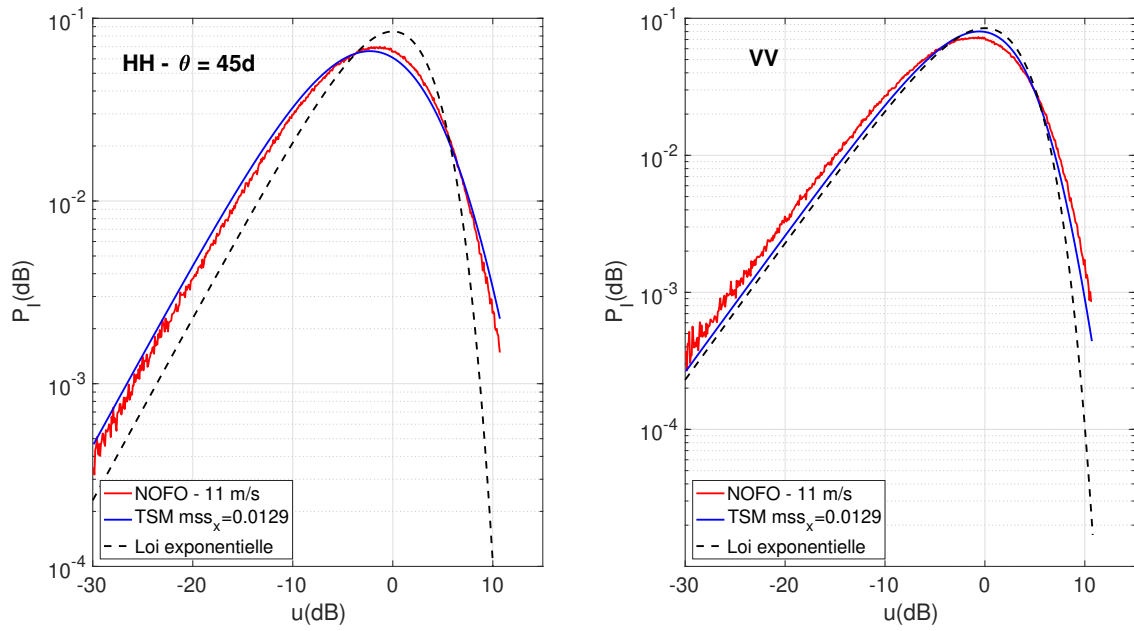


FIGURE 4.42: Distribution des intensités des données NOFO vol 4 ($U_{10} = 11\text{m/s}$, $H_s = 1\text{m}$), avec le modèle TSM ($mss_x = 0.0129$) puis la loi exponentielle

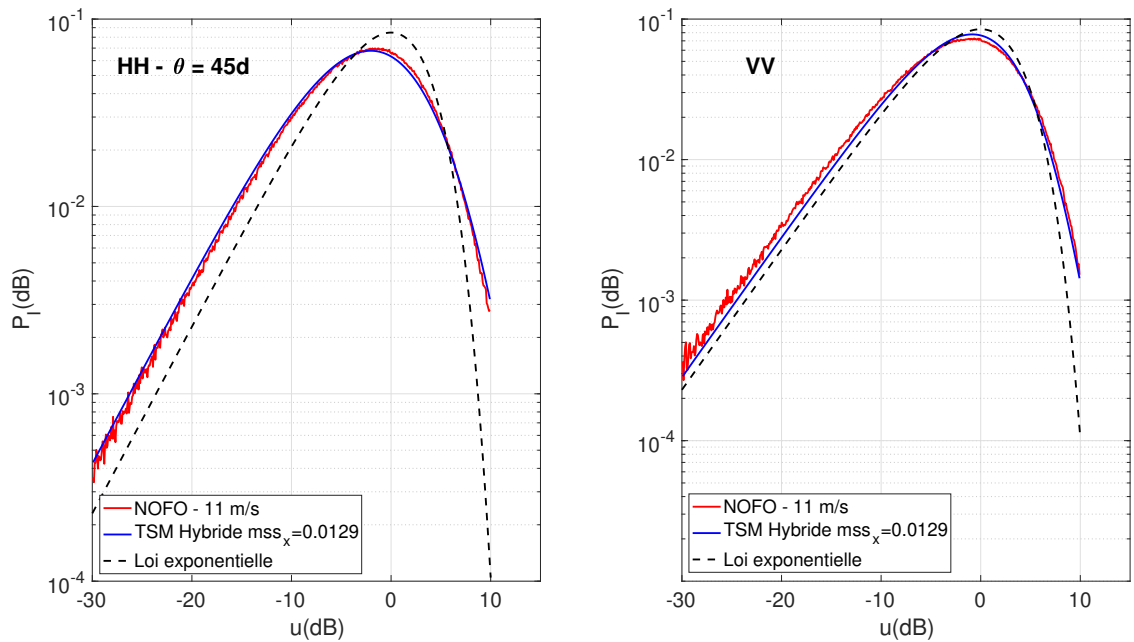


FIGURE 4.43: Distribution des intensités des données NOFO vol 4 ($U_{10} = 11\text{m/s}$, $H_s = 1\text{m}$), avec le modèle TSM Hybride ($\alpha = 0.6$) ($mss_x = 0.0129$) puis la loi exponentielle

On observe alors que les distributions obtenues avec le modèle TSM s'écartent significativement des mesures expérimentales. Le modèle "TSM Hybride" permet quant à lui une modélisation très fidèle ce qui démontre l'efficacité du modèle proposée pour estimer la distribution du fouillis de mer en bande X. On notera que la correction du rapport de polarisation proposée dans le cadre de ces travaux de thèse (cf. paragraphe 4.3) est un élément clé pour aboutir dans cette modélisation du fouillis de mer simultanément en polarisation HH et VV

4.6.3 Validation du problème inverse

Dans cette section, nous analysons les performances du modèle pour estimer l'état de mer. Pour cela, nous évaluons la valeur de la mss_x qui minimise la distance de Bhattacharyya entre le modèle et les données expérimentales. Cette approche est rendue possible par la formulation du modèle "TSM Hybride" qui fait explicitement référence aux conditions de mer au travers de la valeur de mss_x des vagues.

Bande L

Nous débutons l'évaluation en bande L. Pour cela, les valeurs de mss_x ont été estimées pour différents angles d'incidence (par pas de 0.5° entre 43 et 47°) et pour les différentes passes de mesures disponibles, cf. Tableaux 4.5 - 4.6. Pour chaque valeur de mss_x , la vitesse du vent correspondante a également été estimée et indiquée dans les tableaux. Les distributions produites par le modèle TSM et minimisant la distance de Bhattacharyya sont fournies aux Figures 4.44 - 4.45 - 4.46 en suivant le même code de couleur que précédemment.

POLLUPROOF vol 1									
Angle d'incidence	43	43.5	44	44.5	45	45.5	46	46.5	47
mss_x	0.0033	0.0032	0.0033	0.0032	0.0032	0.0033	0.0032	0.0031	0.0031
U_{10}	4.7	4.6	4.6	4.6	4.6	4.7	4.6	4.5	4.5

TABLE 4.5: Estimation des valeurs de mss_x en fonction de l'angle d'incidence et leurs vitesses de vent correspondantes pour les données POLLUPROOF vol 1

NOFO vol 2									
Angle d'incidence	43	43.5	44	44.5	45	45.5	46	46.5	47
mss_x	0.0013	0.0013	0.0013	0.0014	0.0017	0.0013	0.0013	0.0014	0.0014
U_{10}	3.0	3.0	3.0	3.1	3.3	3.0	3.0	3.1	3.1

NOFO vol 4									
Angle d'incidence	43	43.5	44	44.5	45	45.5	46	46.5	47
mss_x	0.0068	0.0065	0.0063	0.0064	0.0070	0.0075	0.0079	0.0082	0.0083
U_{10}	8.9	8.5	8.2	8.3	9.2	10.0	10.7	11.2	11.4

TABLE 4.6: Estimation des valeurs de mss_x en fonction de l'angle d'incidence et leurs vitesses de vent correspondantes pour les données NOFO vol 2 et NOFO vol 4

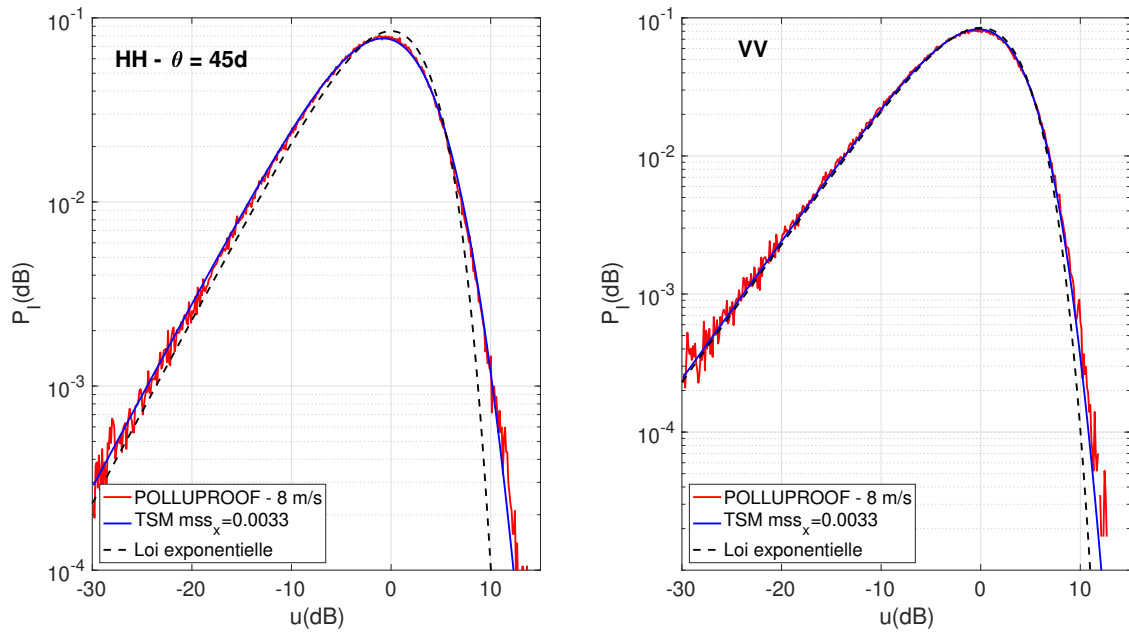


FIGURE 4.44: Distribution des intensités des données POLLUPROOF vol 1 ($U_{10} = 8m/s$, $H_s = 0.5m$), avec le modèle TSM ($mss_x = 0.0033$) puis la loi exponentielle

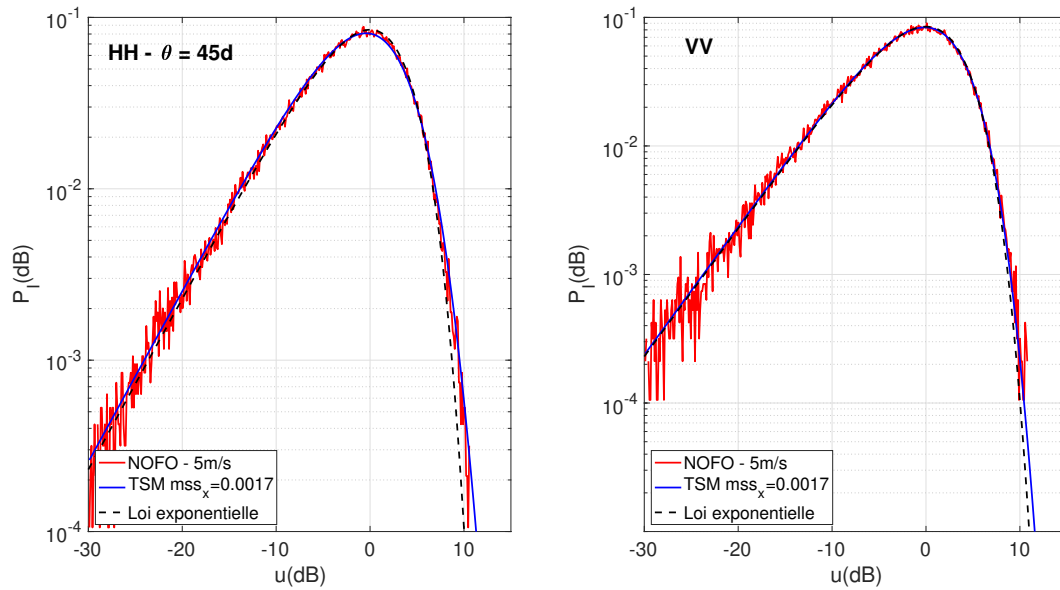


FIGURE 4.45: Distribution des intensités **des données NOFO vol 2** ($U_{10} = 5\text{m/s}$, $H_s = 1\text{m}$), avec **le modèle TSM** ($mss_x = 0.0017$) puis la loi exponentielle

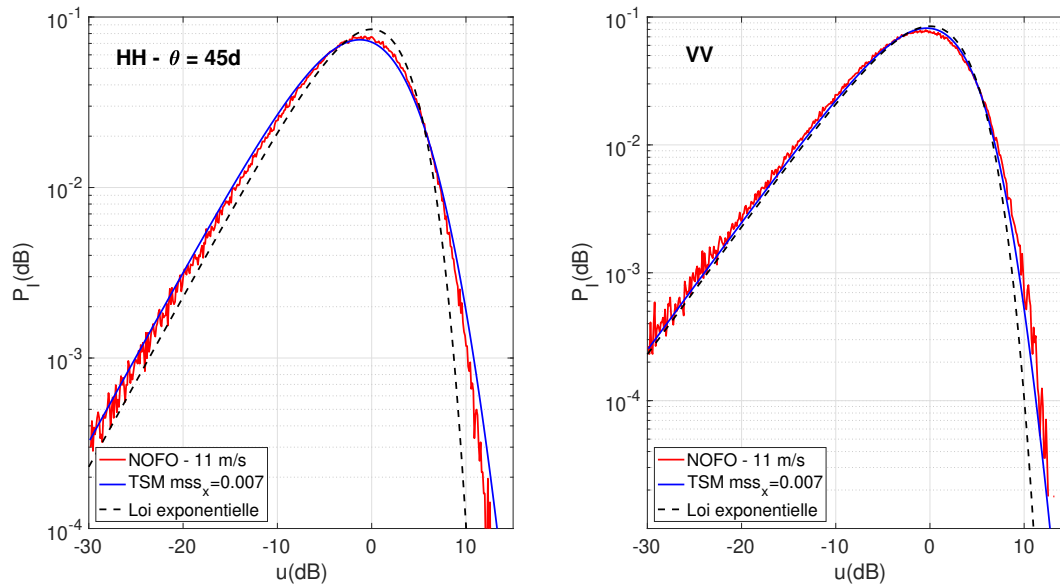


FIGURE 4.46: Distribution des intensités **des données NOFO vol 4** ($U_{10} = 11\text{m/s}$, $H_s = 1\text{m}$), avec **le modèle TSM** ($mss_x = 0.007$) puis la loi exponentielle

On obtient en bande L une sous-estimation de la vitesse du vent (environ 4 m/s pour POLLUPROOF vol 1 et 2 m/s pour NOFO vols 2 et 4). Par contre, la tendance restituée par le modèle correspond qualitativement à celle attendue, à savoir une augmentation de la mss estimée avec la vitesse du vent. Le tableau 4.7 synthétise

les résultats.

Données	NOFO - 5 m/s	Polluproof - 8 m/s	NOFO - 11 m/s
mss_x	0.0017	0.0033	0.007

TABLE 4.7: Récapitulatif des valeurs de mss_x à 45° pour les trois jeux de données en bande L.

Bande X

Nous poursuivons dans cette section l'évaluation du modèle, en nous concentrons sur la bande X. Les mss_x estimées par le modèle TSM Hybride sont fournies dans les Tableaux 4.8 à 4.10. Nous n'associerons pas la mss_x à la vitesse du vent des données pour lesquelles la hauteur significative des vagues est faible. Les distributions statistiques modélisées et mesurées sont illustrées sur les Figures 4.47 à 4.51 en conservant toujours le même code de couleur.

POLLUPROOF vol 1									
Angle d'incidence	43°	43.5°	44°	44.5°	45°	45.5°	46°	46.5°	47°
mss_x	0.0115	0.0115	0.0115	0.0112	0.0108	0.0104	0.0104	0.0104	0.0104
U_{10} m/s	8.4	8.4	8.4	8.0	7.5	7.0	7.0	7.0	7.0

TABLE 4.8: Estimation des valeurs de mss_x en fonction de l'angle d'incidence et leurs vitesses de vent correspondantes pour les données POLLUPROOF vol 1

POLLUPROOF vol 2									
Angle d'incidence	43°	43.5°	44°	44.5°	45°	45.5°	46°	46.5°	47°
mss_x	0.0166	0.0163	0.0160	0.0160	0.0153	0.0152	0.0152	0.0146	0.0144

POLLUPROOF vol 3									
Angle d'incidence	43°	43.5°	44°	44.5°	45°	45.5°	46°	46.5°	47°
mss_x	0.0154	0.0154	0.0149	0.0141	0.0139	0.0137	0.0134	0.0132	0.0128

TABLE 4.9: Estimation des valeurs de mss_x en fonction de l'angle d'incidence pour les données POLLUPROOF du vol 2 et 3

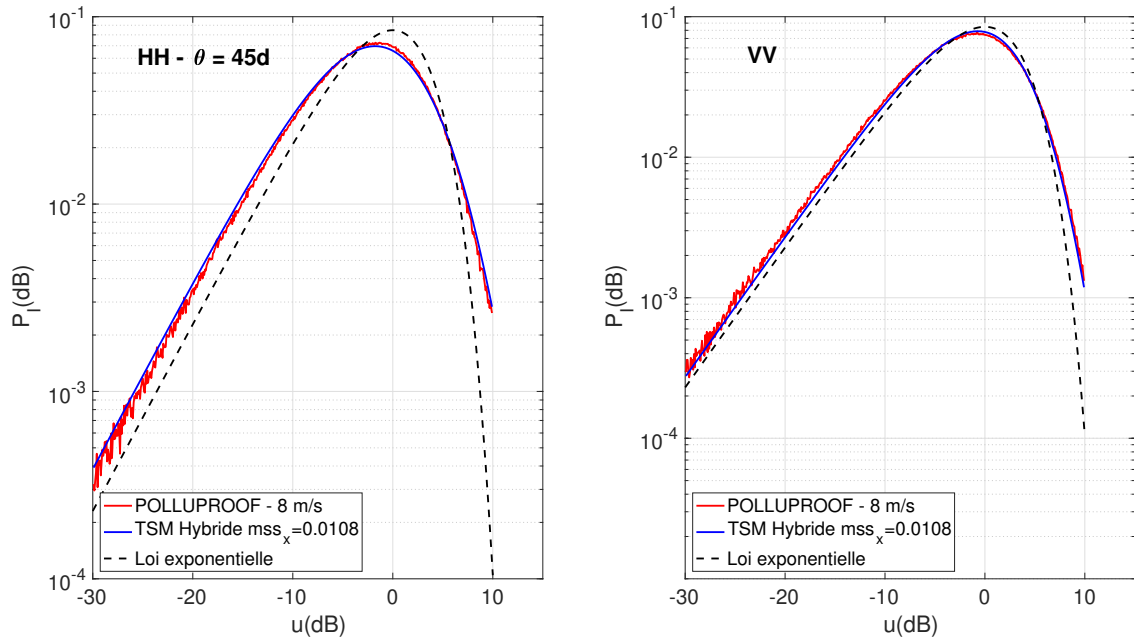


FIGURE 4.47: Distribution des intensités **des données POLLUPROOF vol 1** ($U_{10} = 8m/s$, $H_s = 0.5m$), avec le modèle "TSM Hybride" ($m_{ss_x} = 0.0108$) puis la loi exponentielle

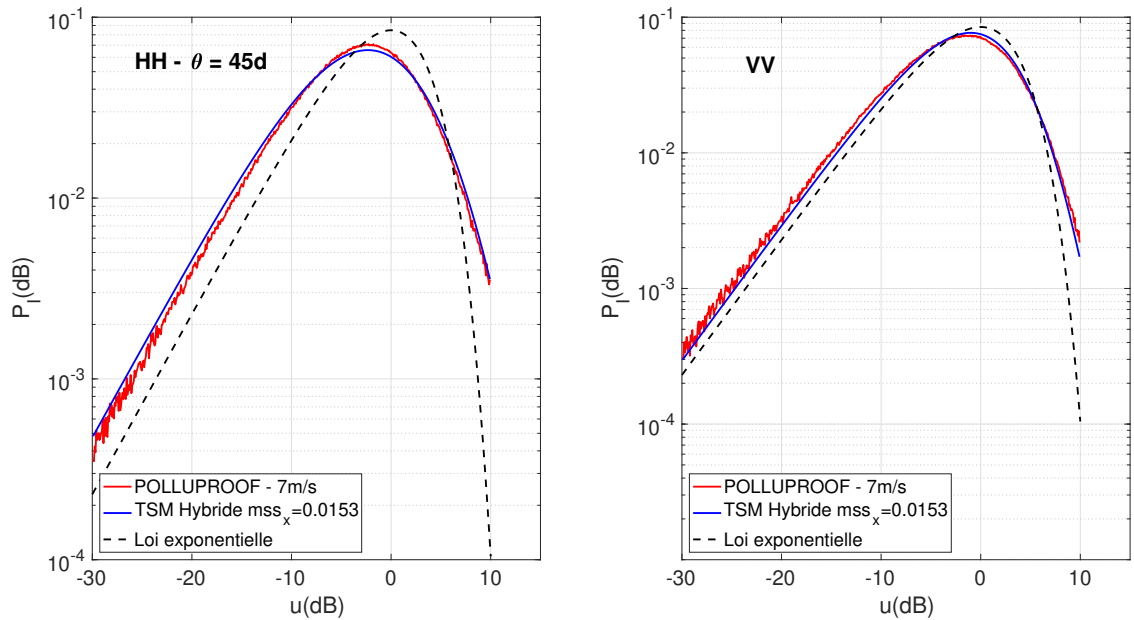


FIGURE 4.48: Distribution des intensités **des données POLLUPROOF vol 2** ($U_{10} = 7m/s$, $H_s = 2m$), avec le modèle "TSM Hybride" ($m_{ss_x} = 0.0153$) puis la loi exponentielle

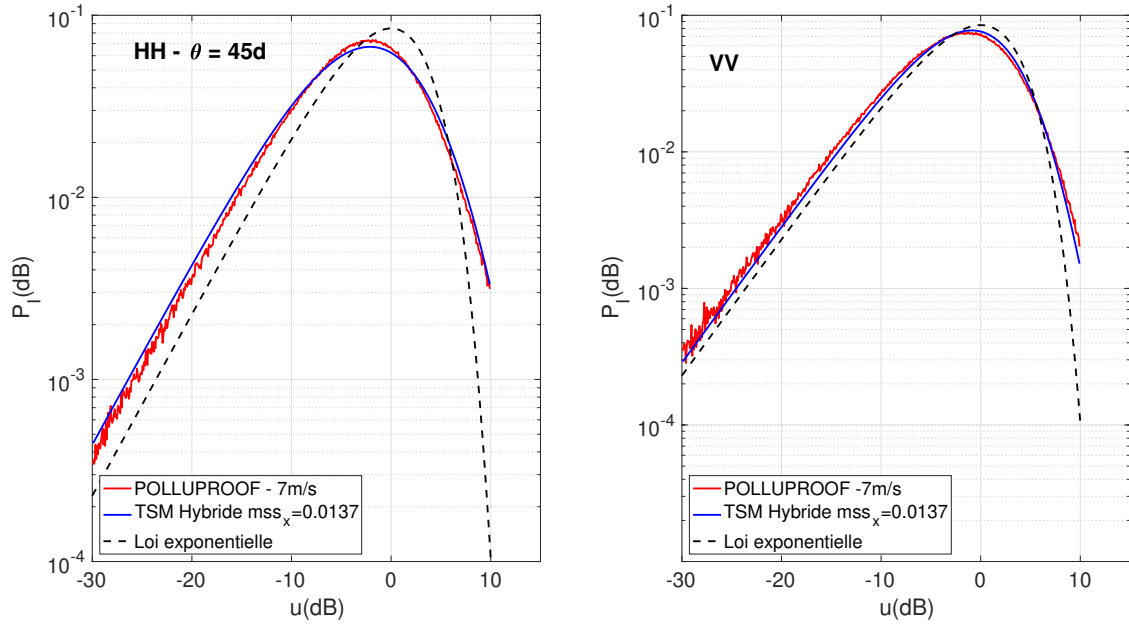


FIGURE 4.49: Distribution des intensités des données POLLUPROOF vol 3 ($U_{10} = 7\text{m/s}$, $H_s = 1.75\text{m}$), avec le modèle "TSM Hybride" ($m_{ss_x} = 0.0139$) puis la loi exponentielle

NOFO vol 2									
Angle d'incidence	43°	43.5°	44°	44.5°	45°	45.5°	46°	46.5°	47°
m_{ss_x}	0.0108	0.0100	0.0104	0.0108	0.0108	0.0112	0.0108	0.0100	0.0096
U_{10} m/s	7.5	6.5	7.0	7.5	7.5	8.0	7.5	6.5	6.0
NOFO vol 4									
Angle d'incidence	43°	43.5°	44°	44.5°	45°	45.5°	46°	46.5°	47°
m_{ss_x}	0.0133	0.0131	0.0133	0.0133	0.0138	0.0144	0.0143	0.0144	0.0140
U_{10} m/s	12.0000	11.5	12.0	12.0	13.3	15.2	14.9	15.2	13.9

TABLE 4.10: Estimation des valeurs de m_{ss_x} en fonction de l'angle d'incidence et leurs vitesses de vent correspondantes pour les données NOFO vol 2 et 4

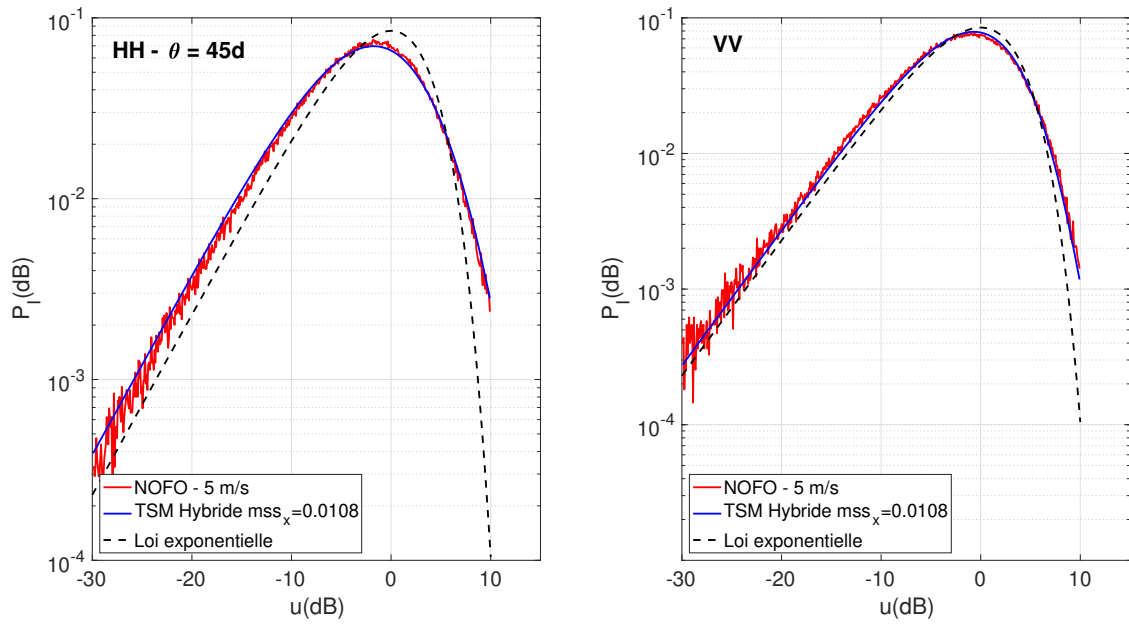


FIGURE 4.50: Distribution des intensités des données NOFO vol 2 ($U_{10} = 5m/s$, $H_s = 1m$), avec le modèle "TSM Hybride" ($mss_x = 0.0108$) puis la loi exponentielle

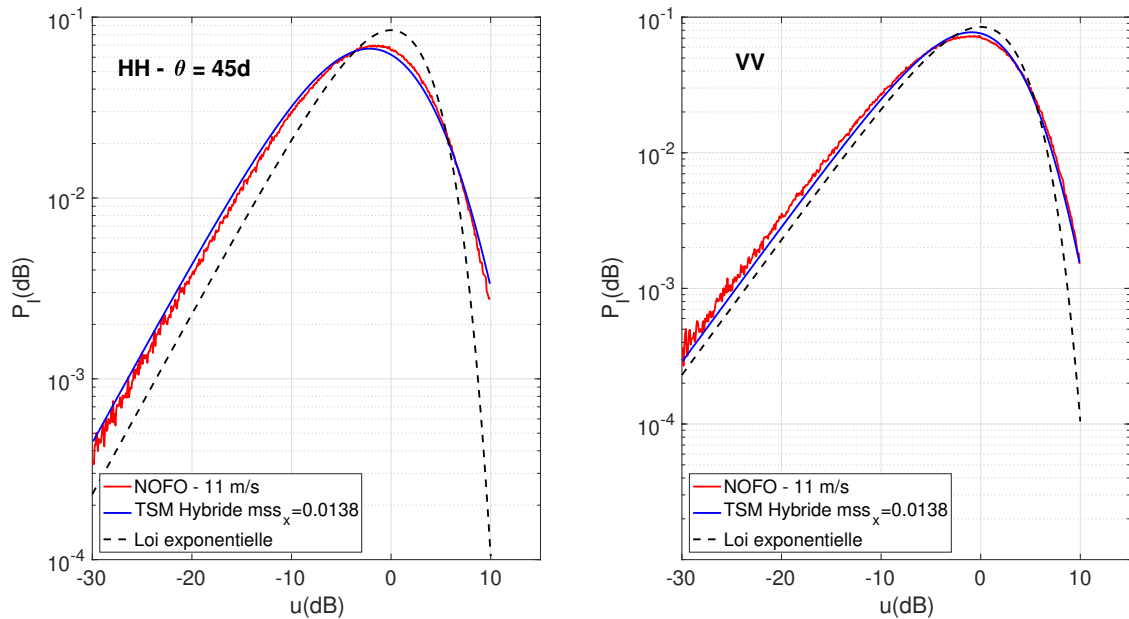


FIGURE 4.51: Distribution des intensités des données NOFO vol 4 ($U_{10} = 11m/s$, $H_s = 1.5m$), avec le modèle "TSM Hybride" ($mss_x = 0.0138$) puis la loi exponentielle

En conclusion, on trouve une bonne correspondance entre les valeurs de vent estimées par le modèle et celles correspondantes aux conditions de mesures, avec

une légère sur-estimation de la vitesse du vent de 2 m/s environ. Qualitativement, les tendances obtenues avec le modèle sont en accord avec celles attendues. On remarquera également que le modèle permet une estimation relativement cohérente de la mss_x , même pour les données présentant une incertitude de calibration. C'est une avancée importante proposées par ces travaux de thèse. Un bilan des mss_x estimées est proposé ci-dessous en distinguant les conditions de mer peu agitées 4.11 et de mer plus fortes 4.12.

Données	NOFO - 5 m/s	Polluproof - 8 m/s	NOFO - 11 m/s
mss_x	0.0105	0.0109	0.0138

TABLE 4.11: Synthèse des mss_x estimées en bande X - moyenne pour les différents angles d'incidences entre 43 et 47° - condition de $H_s < 1$

Données	Polluproof 2 - $H_s = 2m$	Polluproof 3 - $H_s = 1.75m$
mss_x	0.0155	0.0141

TABLE 4.12: Synthèse des mss_x estimées en bande X - moyenne pour les différents angles d'incidences entre 43 et 47° - condition de $H_s > 1$)

4.6.4 Synthèse des performances du modèle "TSM Hybride"

Nous avons présenté dans cette dernière section une évaluation des modèles TSM et "TSM Hybride" pour représenter la distribution statistique du fouillis de mer. Les conclusions importantes sont les suivantes :

- La correction du rapport de polarisation permet d'améliorer significativement les performances du modèle.
- Le modèle "TSM Hybride" permet une bonne représentation des données, piloté par un unique paramètre et indépendamment de l'état de polarisation HH ou VV.
- L'algorithme d'inversion permet de restituer qualitativement les tendances attendues sur les valeurs de mss (et donc de vitesse de vent).
- Le modèle est robuste à une incertitude de calibration

Conclusion

Ce travail de thèse a permis d'avancer sur la modélisation physique du fouillis de mer en imagerie radar. Les travaux menés se divisent en deux parties, la modélisation du rapport de polarisation de la SERN et la modélisation de la statistique du fouillis de mer. Nous récapitulons ici les principaux résultats :

- Nous avons proposé une formulation originale pour corriger le rapport de polarisation aux incidences modérées, dans le but de résoudre une contradiction observée avec le modèle TSM sur les distributions obtenues en polarisation horizontale et verticale. Nous avons montré à posteriori que ce modèle retrouve analytiquement une loi empirique connue (Thompson et al., 1998). Cette formulation se décline sous 3 formes :
 - Le modèle "Bragg Hybride" combine les noyaux de Bragg et de Kirchhoff à l'aide d'un paramètre α , qui dépend de la vitesse du vent et de la fréquence radar. Il n'est pertinent que dans le cas d'une SERN omnidirectionnelle.
 - Le modèle "TSM Hybride" combine le modèle TSM avec le modèle Bragg Hybride. Nous avons constaté que la valeur pertinente du paramètre α est remarquablement constante avec $\alpha = 0.6$. La sensibilité au vent et à la fréquence est conservée via le processus de modulation des pentes du modèle TSM.
 - Le modèle "TSM Hybride azimutal" permet de rendre compte des variations azimutales du RP à l'aide d'un 2^e paramètre (α_2).

Ce modèle a été validé avec de nombreuses données en bande C, X et Ku, en fonction de l'angle d'incidence, de la vitesse du vent ou de l'angle azimutal.

- Pour représenter la statistique des intensités nous avons utilisé une distribution composite, avec une texture modélisée par le modèle "Bragg Hybride". Ce modèle permet d'obtenir des distributions cohérentes dans les deux polarisations à l'aide d'un unique paramètre (la mss_x) lié directement à l'état de mer. Ceci est une avancée par rapport aux lois statistiques réglées de manière empirique pour s'ajuster aux données. Cette formulation permet une procédure d'inversion de la mss_x à partir d'une intensité normalisée (par la SERN) et permet ainsi l'utilisation de données présentant des incertitudes de calibrations. Ce modèle a permis de restituer des valeurs de mss_x cohérentes avec l'état de mer pour deux jeux de données simultanés dans des bandes de fréquences différentes (X, L).

Nous avons cependant identifié certaines limites à ces modèles. La correction du rapport de polarisation n'est pas valable pour des angles d'incidences faibles ($< 30^\circ$) ni aux angles rasants (TSM non valable). Elle est limitée aux vents modérés. Au delà, le modèle n'est plus forcément pertinent (déferlement...). Elle ne prend pas en compte l'asymétrie downwind/upwind. Les mêmes limitations s'appliquent à la distribution.

D'autres campagnes seront nécessaires pour consolider et valider la méthode dans d'autres conditions de mer, bandes de fréquences et configurations géométriques. En revanche plusieurs applications de ce modèle peuvent être envisagées, comme l'estimation de la mss d'un état de mer inconnu à partir d'une imagerie SAR et la détection de nappe pollution. Une dernière application envisageable est la détection automatique de navire sur une image, qui pourrait se faire par la détection d'une rupture statistique à l'aide d'un modèle composite.

Bibliographie

- Angelliaume, S., Dubois-Fernandez, P., Veronique, M., and Dubucq, D. (2015). Polarimetric parameters for oil slicks detection using sar data remote sensing — an evaluation. pages 3794–3797.
- Angelliaume, S., Minchew, B., Chataing, S., Martineau, P., and Miegbielle, V. (2017). Multifrequency radar imagery and characterization of hazardous and noxious substances at sea. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 55(5) :3051–3066.
- Antipov, I. (2001). Statistical analysis of northern australian coastline sea clutter data. *Def. Sci. Technol. Org., Canberra, ACT, Australia, Tech. Rep. DSTO-TR-1236*.
- Baqué, R., Ruault du Plessis, O., Castet, N., Fromage, P., Martinot-Lagarde, J., Nouvel, J., Oriot, H., Angelliaume, S., Brigui, F., Cantalloube, H., Chanteclerc, M., Dubois-Fernandez, P., Dupuis, X., and Martineau, P. (2017). Sethi / ramses-ng : New performances of the flexible multi-spectral airborne remote sensing research platform. In *2017 European Radar Conference (EURAD)*, pages 191–194.
- Barrick, D. (1968). Rough surface scattering based on the specular point theory. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 16(4) :449–454.
- Beckmann, P. and Spizzichino, A. (1963). The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces. *Macmillan, New York*.
- Billingsley, J. (2002). *Low-angle Radar Land Clutter : Measurements and Empirical Models*. Radar, Sonar, Navigation and Avionics Bks. William Andrew Pub.
- Bringer, A., Chapron, B., Mouche, A., and Guérin, C.-A. (2014). Revisiting the short-wave spectrum of the sea surface in the light of the weighted curvature approximation. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 52(1) :679–689.
- Brown, W. (1967). Synthetic aperture radar. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, AES-3(2) :217–229.
- Caulliez, G. (2002). Self-similarity of near-breaking short gravity wind waves. *Physics of Fluids*, 14(8) :2917–2920.
- Caulliez, G. and Guérin, C.-A. (2012). Higher-order statistical analysis of short wind wave fields. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 117(C6).
- Cox, C. and Munk, W. (1954). Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun’s glitter. *Josa*, 44(11) :838–850.

- Cumming, G. and F.H., W. (2005). *Digital processing of Synthetic Aperture Radar Data*. Norwood (USA) : Artech House.
- Darricau, J. (1981). *Physique et théorie du radar, 2e éd.*, volume I. Paris : SODIPE.
- Dong, Y. (2004). Clutter spatial distribution and new approaches of parameter estimation for weibull and k distributions. *Research Report, DSTO-RR-0274, Defence Science Technology Organisation, Australia*.
- Dong, Y. (2006). Distribution of x-band high resolution and high grazing angle sea clutter. *Def. Sci. Technol. Org., Canberra, ACT, Australia, Res. Rep. DSTO-RR-0316*.
- Elfouhaily, T. (1996). *Physical modeling of electromagnetic backscatter from the ocean surface ; Application to retrieval of wind fields and wind stress by remote sensing of the marine atmospheric boundary layer*. PhD thesis, Univ. Paris VII, Paris, France.
- Elfouhaily, T., Chapron, B., Katsaros, K., and Vandemark, D. (1997). A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. *J. Geophys. Res.*, 102.
- Elfouhaily, T., Guignard, S., Awadallah, R., and Thompson, D. R. (2003). Local and non-local curvature approximation : a new asymptotic theory for wave scattering. *Waves in Random Media*, 13(4) :321–337.
- Elfouhaily, T. M. and Guérin, C.-A. (2004). A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces. *Waves in Random Media*, 14(4) :R1–R40.
- Fano, U. (1941). The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (sommerfeld's waves). *J. Opt. Soc. Am.*, 31(3) :213–222.
- Farshchian, F. and Posner, F. L. (2010). The pareto distribution for low grazing angle and high resolution x-band sea clutter. *Proc. IEEE Radar Conf.*
- Fernandez, D. E., Kerr, E. M., Castells, A., Carswell, J. R., Frasier, S. J., Chang, P. S., Black, P. G., and Marks, F. D. (2005). Iwrap : the imaging wind and rain airborne profiler for remote sensing of the ocean and the atmospheric boundary layer within tropical cyclones. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 43(8) :1775–1787.
- Fiche, A., Angelliaume, S., Rosenberg, L., and Khenchaf, A. (Aug. 2006). Analysis of x-band sar sea-clutter distributions at different grazing angles. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 53.
- Goodman, J. W. (1976). Some fundamental properties of speckle*. *J. Opt. Soc. Am.*, 66(11) :1145–1150.
- Gotwols, B. and Thompson, D. (1994). Ocean microwave backscatter distributions. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 99(C5) :9741–9750.
- Guérin, C.-A. and Saillard, M. (2003). On the high-frequency limit of the second-order small-slope approximation. *Waves in random media*, 13(2) :75–88.
- Guerin, C.-A., Soriano, G., and Chapron, B. (2010). The weighted curvature approximation in scattering from sea surfaces. *Waves in Random and Complex Media*, 20(3) :364–384.

- Guérin, C.-A., Soriano, G., and Elfouhaily, T. (2004). Weighted curvature approximation : numerical tests for 2d dielectric surfaces. *Waves in random media*, 14(3) :349–363.
- Hagfors, T. (1964). Backscattering from an undulating surface with applications to radar returns from the moon. *Journal of Geophysical Research*, 69(18) :3779–3784.
- Hara, T., Bock, E., and Lyzenga, D. (1994). In situ measurements of capillary-gravity wave spectra using a scanning laser slope gauge and microwave radars. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 99(C6) :12593–12602.
- Hasselmann, K., Barnett, T., Bouws, E., Carlson, H., Cartwright, D., Enke, K., Ewing, J., Gienapp, H., Hasselmann, D., Kruseman, P., Meerburg, A., Muller, P., Olbers, D. J., Richter, K., Sell, W., and Walden, H. (1973). Measurements of wind-wave growth and swell decay during le joint north sea wave project (jonswap). *Erganzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift Reihe*, 95(A8).
- Hauser, D., Podvin, T., Dechambre, M., Valentin, R., Caudal, G., and Dalozé, J.-F. (2003). Storm : A new airborne polarimetric real-aperture radar for earth observations.
- Horstmann, J., Koch, W., Lehner, S., and Tonboe, R. (2000). Wind retrieval over the ocean using synthetic aperture radar with c-band hh polarization. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38(5) :2122–2131.
- Hovanesian, S. (1980). *Introduction to synthetic array and imaging radar*. Artech House.
- Hwang, P. A. and Fois, F. (2015). Surface roughness and breaking wave properties retrieved from polarimetric microwave radar backscattering. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 120(5) :3640–3657.
- Jähne, B. and Riemer, K. (1990). Two-dimensional wave number spectra of small- scale water surface waves. *Journal of Geophysical Research*.
- Jakeman, E. and Pusey, P. (1976). A model for non-rayleigh sea echo. *IEEE Transactions on antennas and propagation*, 24(6) :806–814.
- Janssen, P. and Janssen, P. A. (2004). *The interaction of ocean waves and wind*. Cambridge University Press.
- Joelson, M., Néel, M. C., Soriano, G., and Saillard, M. (2009). Sur la distribution alpha stable de la pente des vagues de vent. In *19 ème Congrès Français de Mécanique*.
- Kim, D.-J. (2009). Wind retrieval from x-band sar image using numerical ocean scattering model. *Korean Journal of Remote Sensing*, 25.
- Kinsman, B. (1965). *Wind waves -their generation and propagation on the ocean surface*. Prentice Hall.
- Kitaigorodskii, S. (1973). The physics of air-sea interactions. *Keter Press, Jerusalem*, pages 9–73.
- Kodis, R. D. (1966). Reflection of electromagnetic waves from slightly rough surfaces. *IEEE Transactions on Antenna and Propagation*, (AP-14) :77–82.

- Kudryavtsev, V., Chapron, B., Myasoedov, A., Collard, F., and Johannessen, J. (2012). On dual co-polarized sar measurements of the ocean surface. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, PP :1–5.
- Kudryavtsev, V., Hauser, D., Caudal, G., and Chapron, B. (2003a). A semiempirical model of the normalized radar cross section of the sea surface, 2. radar modulation transfer function. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 108(C3) :FET 3–1–FET 3–16.
- Kudryavtsev, V., Hauser, D., Caudal, G., and Chapron, B. (Jan. 2003b). A semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface.1 background model. *Journal of Geophysical Research*, 108(C3) :8054.
- Kudryavtsev, V. N., Makin, V. K., and Chapron, B. (1999). Coupled sea surface-atmosphere model : 2. spectrum of short wind waves. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C4) :7625–7639.
- Li, H. and Johnson, J. T. (2017). On the amplitude distributions of bistatic scattered fields from rough surfaces. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 55(12) :6883–6892.
- Liu, G., Yang, X., and et al., X. L. (Jun. 2013). A systematic comparison of the effect of polarization ratio models on sea surface wind retrieval from c-band synthetic aperture radar. *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*.
- Liu, Y., Yan, X., Liu, W., and Hwang, P. (1997). The probability density function of ocean surface slopes and its effects on radar backscatter. *Journal of physical oceanography*, 27(5) :782–797.
- Long, M. (2001). *Radar Reflectivity of Land and Sea*. Artech House radar library. Artech House.
- Massonnet, D. and Souryis, J. (2008). *Imaging with Synthetic Aperture Radar*. EPFL Press.
- Meissner, T. and Wentz, F. J. (2004). The complex dielectric constant of pure and sea water from microwave satellite observations. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 42(9) :1836–1849.
- Mouche, A. and Chapron, B. (2015a). Global c-band envisat, radarsat-2 and sentinel-1 sar measurements in copolarization and cross-polarization. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 120(11) :7195–7207.
- Mouche, A. and Chapron, B. (2015b). Global c-band envisat, radarsat-2 and sentinel-1 sar measurements in copolarization and cross-polarization. *J. Geophys. Res. Oceans*, 120(120) :7195–7207.
- Mouche, A., Chapron, B., and Reul, N. (2007a). A simplified asymptotic theory for ocean surface electromagnetic wave scattering. *Waves in Random and Complex Media*, 17(3) :321–341.
- Mouche, A. A., Chapron, B., Reul, N., Hauser, D., and Quilfen, Y. (2007b). Importance of the sea surface curvature to interpret the normalized radar cross section. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 112(C10).

- Mouche, A. A., Hauser, D., Dalozé, J. ., and Guerin, C. (2005). Dual-polarization measurements at c-band over the ocean : results from airborne radar observations and comparison with envisat asar data. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 43(4) :753–769.
- Mouche, A. A., Hauser, D., and Kudryavtsev, V. (2006). Radar scattering of the ocean surface and sea-roughness properties : A combined analysis from dual-polarizations airborne radar observations and models in c band. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 111(C9).
- Nicolas, J. (2016). Lois statistiques de l’imagerie cohérente. kit de survie pour les traiteurs d’images rso. *Version de travail V-β*, page Chapitre 1.
- Peake, W. (1959). Theory of radar return from terrain. In *1958 IRE International Convention Record*, volume 7, pages 27–41.
- Phillips, O. (1958). On some properties of the equilibrium of wind-generated ocean waves. *J. Mar. Res.*, 16 :231–245.
- Phillips, O. (1966). The dynamics of the upper ocean. *Cambridge University Press*.
- Phillips, O. (1985). Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 156 :505–531.
- Phillips, O. M. (1988). Radar Returns from the Sea Surface—Bragg Scattering and Breaking Waves. *Journal of Physical Oceanography*, 18(8) :1065–1074.
- Pierson, J., Willard, J., and Moskowitz, L. (1964). A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of s. a. kitaigorodskii. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 69(24) :5181–5190.
- Rayleigh, L. (1896). *The Theory of Sound 3rd ed.* London :MacMillan.
- Rice, S. O. (1951). Reflection of electromagnetic waves from slightly rough surfaces. *Communications on pure and applied mathematics*, 4(2-3) :351–378.
- Rosenberg, L. and Watts, S. (2013). High grazing angle sea-clutter literature review. Technical report, Defence science and technology organisation Edinburgh (Australia).
- Saillard, M. and Sentenac, A. (2001). Rigorous solutions for electromagnetic scattering from rough surfaces. *Waves in Random Media*, 11(3) :103–137.
- Sapp, J. W., Alsweiss, S. O., Jelenak, Z., Chang, P. S., Frasier, S. J., and Carswell, J. (2016). Airborne co-polarization and cross-polarization observations of the ocean-surface nracs at c-band. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 54(10).
- Shao, W., Li, X.-M., Lehner, S., and Guan, C. (Jun. 2014). Development of polarization ratio model for sea surface wind field retrieval from terrasars-x hh polarization data. *International Journal of Remote Sensing*.
- Shaw, W. and Dougan, A. (1995). Half-space green’s functions and applications to scattering of electromagnetic waves from ocean-like surfaces. *Waves in random media*, 5(3) :341.

- Skolnik, M. (2008). *Radar handbook (3rd edition)*. New York : McGraw Hill.
- Soriano, G. and Guérin, C.-A. (2008). A cutoff invariant two-scale model in electromagnetic scattering from sea surfaces. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing Letters*, 5.
- Stacy, N., Crisp, D., Goh, A., Badger, D., and Preiss, M. (2005). Polarimetric analysis of fine resolution x-band sar sea clutter data. *Proceedings. 2005 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2005. IGARSS '05.*, 4 :2787–2790.
- Stogryn, A. (1967). Electromagnetic scattering from rough, finitely conducting surfaces. *Radio Science*, 2(4) :415–428.
- Sverdrup, H. and Munk, W. (1947). Wind, sea and swell : Theory of relations for forecasting. *U.S. Hydrographic Office, Technical Report Number 1*.
- Thompson, D., Elfouhaily, T., and Chapron, B. (1998). Polarization ratio for microwave backscattering from the ocean surface at low to moderate incidence angle. *Proceeding IGARSS98*, pages 58–67.
- Thompson, D. R., Horstmann, J., Mouche, A., Winstead, N. S., Sterner, R., and Monaldo, F. M. (2012). Comparison of high-resolution wind fields extracted from terrasars-x sar imagery with predictions from the wrf mesoscale model. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 117(C2).
- Trunk, G. (1972). Radar properties of non-rayleigh sea clutter. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, (2) :196–204.
- Vachon, P. and Dobson, F. (2000). Wind retrieval from radarsat sar images : Selection of a suitable c-band hh polarization wind retrieval model. *Canadian Journal of Remote Sensing*, 26(4) :306–313.
- Valenzuela, G. (1967). Depolarization of em waves by slightly rough surfaces. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 15(4) :552–557.
- Valenzuela, G. (1968). Scattering of electromagnetic waves from a tilted slightly rough surface. *Radio Science*, 3(11) :1057–1066.
- Valenzuela, G. (1978). Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves - a review. *Boundary-Layer Meteorology*, 13.
- Valenzuela, G. and Laing, M. (1971). On the statistics of sea clutter. Technical report, NAVAL RESEARCH LAB WASHINGTON DC.
- Voronovich, A. (1985). Small-slope approximation in wave scattering from rough surfaces. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 62(1)(28) :65–70.
- Voronovich, A. (1994a). Small-slope approximation for electromagnetic wave scattering at a rough interface of two dielectric half-spaces. *Waves in random media*, 4(3) :337–368.
- Voronovich, A. (1994b). Wave scattering from rough surfaces. *Springer*.
- Voronovich, A. and Zavorotny, V. (2001). Theoretical model for scattering of radar signals in k u-and c-bands from a rough sea surface with breaking waves. *Waves in Random Media*, 11(3) :247–269.

- Ward, K. (1981). Compound representation of high resolution sea clutter. *Electronics Letters*, 17(16) :561–563.
- Ward, K. D., Tough, R. J. A., and Watts, S. (2013). Sea clutter : Scattering, the k-distribution and radar performance. *2nd ed. Herts, U.K. : The Institute of Engineering Technology*.
- Warnick, K. and Chew, W. (2001). Numerical simulation methods for rough surface scattering. *Waves in Random and Complex Media*, 11(1) :R1–R30.
- Wright, J. (1968). A new model for sea clutter. *IEEE Transactions on antennas and propagation*, 16(2) :217–223.
- Zhang, B., Perrie, W., and He, Y. (2011). Wind speed retrieval from radarsat-2 quad-polarization images using a new polarization ratio model. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 116(C8).

Annexe 1

Conversion U_{10} et $U_{12.5}$

La vitesse du vent à 10m (U_{10}) étant plus communément utilisée, le Tableau 4.13 répertorie la conversion des vitesses entre $U_{12.5}$ et U_{10} .

U_{10}	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$U_{12.5}$	3.05	4.07	5.09	6.11	7.14	8.16	9.19	10.21	11.24	12.27	13.29	14.32	15.35

TABLE 4.13: Conversion U_{10} et $U_{12.5}$

Valeurs de vitesses de vents et mss

U_{10}	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$mss_x - X$	0.0097	0.0111	0.0120	0.0129	0.0138	0.0145	0.0151	0.0157	0.0161	0.0165	0.0169	0.0172
$mss_y - X$	0.0054	0.0064	0.0072	0.0079	0.0086	0.0092	0.0097	0.0101	0.0105	0.0109	0.0112	0.0114
$mss_{tot} - X$	0.0151	0.0175	0.0193	0.0208	0.0224	0.0237	0.0248	0.0258	0.0266	0.0274	0.0280	0.0286
$mss_x - C$	0.0083	0.0097	0.0107	0.0117	0.0126	0.0133	0.0140	0.0145	0.0149	0.0153	0.0157	0.0160
$mss_y - C$	0.0043	0.0053	0.0062	0.0069	0.0076	0.0082	0.0087	0.0092	0.0095	0.0099	0.0102	0.0104
$mss_{tot} - C$	0.0125	0.0150	0.0169	0.0186	0.0202	0.0216	0.0227	0.0237	0.0245	0.0252	0.0258	0.0264
$mss_x - L$	0.0035	0.0049	0.0060	0.0070	0.0080	0.0088	0.0095	0.0101	0.0107	0.0112	0.0117	0.0121
$mss_y - L$	0.0013	0.0020	0.0027	0.0034	0.0040	0.0046	0.0051	0.0056	0.0061	0.0065	0.0068	0.0072
$mss_{tot} - L$	0.0048	0.0069	0.0088	0.0104	0.0120	0.0134	0.0146	0.0158	0.0168	0.0177	0.0185	0.0192

TABLE 4.14: Vitesse du vent et mss associé pour différentes bandes de fréquences

Ces valeurs ont été calculées avec la méthode du spectre intégré pour une coupure fixe à 17λ , et un spectre directionnel d'Elfhouaily.

Annexe 2

Comparaison entre le modèle de Thompson et le modèle Hybride

Pour élucider la nature du modèle de Bragg hybride, il est intéressant de la comparer à la formulation de Thompson, dans un cas parfaitement conducteur, pour des valeurs similaires de α

$$\frac{PR}{PR_{Th}} = \frac{(1 - \alpha \sin^2 \theta)(1 + \alpha \tan^2 \theta)^2}{1 + \alpha \sin^2 \theta} \quad (4.15)$$

Des simples manipulations algébrique montrent que :

$$\frac{PR}{PR_{Th}} = 1 + \rho(\theta) \quad (4.16)$$

où

$$\rho(\theta) = \frac{\alpha \sin^2 \theta \tan^2 \theta}{1 + \alpha \sin^2 \theta} \left(2 + \frac{\alpha(1 - 2 \cos^2 \theta)}{\cos^2 \theta} - \alpha^2 \tan^2 \theta \right) \quad (4.17)$$

est un reste qui est petit pour les angles d'incidence intermédiaires quelle que soit la valeur de α . La figure 4.52 montre l'évolution de ρ avec l'angle d'incidence dans le cas conducteur (où il y a une concordance analytique parfaite pour les petits angles) et pour la permittivité actuelle de la surface de mer (choisie à $\epsilon = 57 + 36i$). Dans ce cas, la valeur absolue maximale du reste est de 0.1 même si la correspondance analytique aux petits angles n'est pas parfaitement atteinte.

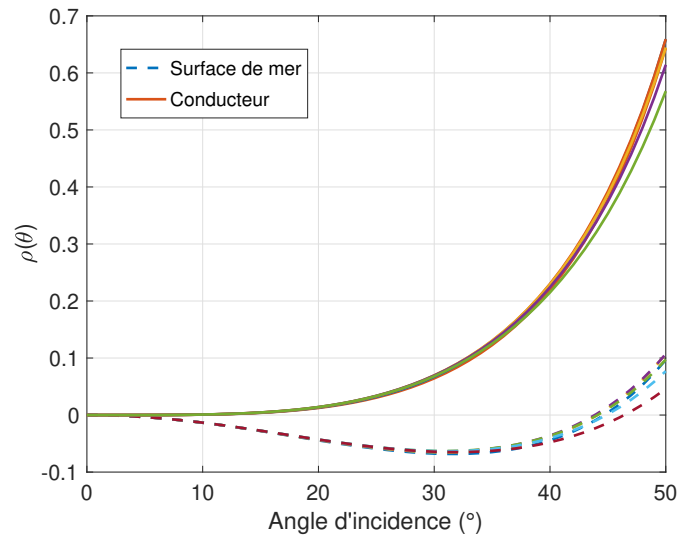


FIGURE 4.52: Évolution de la différence relative de $\rho = (PR - PR_{Th}) / PR$ en fonction de l'angle d'incidence pour 9 valeurs de α entre 0.6 et 0.95. La ligne solide correspond au cas conducteur, et les pointillés à la permittivité diélectrique de la surface de mer.

Communications Scientifiques

Congrès

- F. Schreiber, S. Angelliaume, C-A. Guérin, "Estimation of Ocean Slopes from High Resolution Imaging Radar", ESA Living Planet Symposium, 2019, Milan, Italy. -*Abstract/Poster*
- F. Schreiber, S. Angelliaume, C-A. Guérin, "Formulation analytique de la distribution statistique du fouillis de mer en imagerie radar micro-ondes", ENVIREM, 2019, Palaiseau, France - *Abstract/Presentation orale*.
- F. Schreiber, S. Angelliaume, C-A. Guérin, "A physical model for high resolution radar sea clutter", International Radar Conference, 2019, Toulon, France - *Papier de conférence/ Presentation orale*.
DOI : 10.1109/RADAR41533.2019.171408
- F. Schreiber, S. Angelliaume, C-A. Guérin, "Experimental assessment of the compound distribution model for high resolution radar sea clutter", URSI, 2020, Rome, Italy - *Abstract/Accepté - Conference annulée*.

Publications

- F. Schreiber, S. Angelliaume, C-A. Guérin, "Modeling the Polarization Ratio in the upper microwave band for Sea Clutter Analysis", IEEE-TGRS - *Publié*
DOI : 10.1109/TGRS.2020.3025683

Modeling the Polarization Ratio in the Upper Microwave Band for Sea Clutter Analysis

Floriane Madeleine Schreiber, Sébastien Angelliaume¹, *Member, IEEE*,

and Charles-Antoine Guérin², *Member, IEEE*

Abstract—The two-scale model (TSM) based on Bragg tilting is widely employed to model the normalized radar cross section (NRCS) from the sea surface in the microwave bands. It also leads to the compound distribution model when used to represent the distribution of intensity in high-resolution sea clutter. While the TSM satisfactorily describes the dynamical behavior of the polarized NRCS at moderate incidence angles for various sea states and radar frequencies, it fails to consistently describe the polarized sea clutter distribution in the upper microwave band. The hidden reason is an overestimation of the Bragg polarization ratio (PR) at larger local incidence angles. Following the concept of universal analytical scattering models and based on the experimental evidence of two independent X-band airborne data sets, we propose a simple correction to the facet NRCS which brings the PR in closer agreement to the observations and makes it analytically very close to the popular Thompson empirical model. This amended model preserves the simple structure of Bragg scattering; it admits one single extra parameter which makes a dynamical transition between the asymptotic Bragg and Kirchhoff regime depending on the sea state and the radar frequency. This allows to correctly describe the angular variations of the PR in the upper microwave regime (C-, X-, and Ku-bands) with minimal *a priori* information regarding the sea surface. Once this correction is incorporated in the TSM, a consistent modeling of the polarized sea clutter statistics can be obtained with the compound distribution model.

Index Terms—Radar clutter, radar polarimetry, sea surface, synthetic aperture radar (SAR).

I. INTRODUCTION

RADAR remote sensing is a unique tool for global ocean surface monitoring in many applications such as ship detection, search-and-rescue operations, etc. For these tasks which are related to target identification in a complex environment, sea clutter discrimination is a key issue. With an imaging radar operating at metric spatial resolution the pixel intensity, which is proportional to the backscattered sea surface signal on each radar cell, is known to follow an exponential probability

Manuscript received April 10, 2020; revised June 30, 2020 and September 11, 2020; accepted September 14, 2020. The work of Floriane Madeleine Schreiber was supported by the Région Sud - Provence-Alpes-Côte d'Azur and the Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales (ONERA). (*Corresponding author: Charles-Antoine Guérin.*)

Floriane Madeleine Schreiber and Sébastien Angelliaume are with the Département Electromagnétisme et Radar, Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales, DEMR, Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales (ONERA), 13661 Salon cedex Air, France (e-mail: floriane.schreiber@onera.fr; sebastien.angelliaume@onera.fr).

Charles-Antoine Guérin is with the Mediterranean Institute of Oceanography (MIO), Université de Toulon, Aix Marseille Univ, Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Institut de Recherche pour le Développement (IRD), 83041 Toulon, France (e-mail: guerin@univ-tln.fr).

Color versions of one or more of the figures in this article are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/TGRS.2020.3025683

distribution; if one considers the signal amplitude rather than the signal intensity as it is often the case, this corresponds to a Rayleigh distribution. However, as the resolution increases, the backscattered intensity of sea clutter deviates from this distribution and is better represented by heavy tail distributions such as Pareto, Weibull, or K distributions (see e.g., [1]). Now, even though these distributions provide consistent fits with the observations using a limited number of tuning parameters (typically, the “shape” and “scale” parameter), they are purely empirical and there is no analytical formulation which links the parameters of the distributions with the sea state.

Nevertheless, there are both experimental evidences and theoretical arguments to support the fact that the mere intensity distribution at a single incidence carries rich information on the sea state, a relation which calls for a physical model to describe sea clutter. Valenzuela and Laing [2] were the first to use the idea of a compound probability distribution based on a two-scale model (TSM) to account for the non-Rayleigh statistics of sea clutter amplitude. They attributed the latter to the modulation of the pixel amplitude (the so-called texture) by the tilting effect of long waves. This idea was subsequently pursued by other authors and compared to either experimental measurements [3] or numerical simulations [4] of radar backscatter; in particular [3] showed that, assuming a perfectly conducting surface, the compound model could explain analytically the log-normal shape of the sea clutter amplitude distribution in the horizontal polarization.

Our work was originally driven by an attempt to use the TSM to describe the sea clutter distribution (Section II) obtained with a X-band synthetic aperture radar (SAR) system at medium incidence during the airborne campaign POLLUPROOF conducted by the French AeroSpace Lab [Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales (ONERA)] a few years ago over the Mediterranean ([5]). Well-calibrated fully polarimetric images at high-resolution (50 cm) were processed to obtain the normalized radar cross section (NRCS) as a function of the incidence angle in vertical (σ_{VV}^0) and horizontal (σ_{HH}^0) copolarization as well as the distribution of pixel intensity at fixed incidence angle. This last distribution was seen to deviate significantly from the Exponential function in vertical as well as horizontal polarization (Section III). This was found contradictory with the prediction of the compound probability distribution, for which only a small deviation from the Exponential distribution and a weak sensibility to the sea state was observed for the vertical polarization. After many unsuccessful attempts to tune the model parameters, it has become clear that it is the model itself that should be revised to obtain consistent estimates

0196-2892 © 2020 IEEE. Personal use is permitted, but republication/redistribution requires IEEE permission.

See <https://www.ieee.org/publications/rights/index.html> for more information.

of the sea clutter in the two copolarization states. The main outcome of our analysis (Section IV-A) is that the inadequacy of the TSM to describe sea clutter distribution is related to the failure of the Bragg model in evaluating properly the polarization ratio (PR) of rough facets, which is defined as the ratio of the vertically to horizontally copolarized NRCS (PR = $\sigma_{VV}^0/\sigma_{HH}^0$). The inadequacy of pure or composite Bragg model to represent the PR has been known for long (e.g., [6], [7]) and becomes apparent in the upper microwave band (C-, X-, and Ku-band) and is far less pronounced in lower frequency bands (L- or P-band) or at coarse image resolution where the distribution is close to exponential. In seeking to correct the compound distribution model in the upper microwave band, we were led to devise an improved but still elementary facet scattering model on the basis of general theoretical considerations following the rationale of universal scattering models (Section V-A). This NRCS model has the same functional form as the Bragg scattering model, with a modified geometrical kernel, however, resulting from an hybridization between the Bragg and Kirchhoff kernels and will therefore be referred to as the “hybrid Bragg model” in the following. It has some differences and similarities with the popular model [7] based on correcting the pure or composite Bragg NRCS with an additive unpolarized “breaking wave contribution” (Section IV-B). It is also compared with empirical (Section IV-C) as well as analytical (Section IV-D) models from the literature. Its main strength is to restore the correct order of magnitude for NRCS and PR with help of a single parameter (or two parameters if a directional description is required). For the PR, it yields a roughness-independent formula which has been found *a posteriori* extremely close to the popular empirical model proposed by Thompson *et al.* [6] two decades ago (Section V-C). Its analytical dependence on the incidence angle has been further confirmed by experimental evidence of two independent X-band data sets (Section V-D). The hybrid Bragg scattering model can be used either *per se* or to describe rough facet scattering in the framework of the TSM (Section VI). This improved TSM has been evaluated in the light of a series of C-, X-, and Ku-band data from the literature and found to yield significant improvement for the NRCS, PR and polarization difference with respect to the classical TSM based on Bragg scattering (Section VII). At last we show that the use of this corrected TSM reconciles the vertical and horizontal polarization in the derivation of sea clutter intensity according to the compound distribution model (Section VIII).

II. SEA CLUTTER DISTRIBUTION

A. Compound Model

In high-resolution radar imaging the pixel size is typically of the order of a few radar wavelengths. It is therefore natural to describe the radar reflectivity in terms of a TSM ([8]–[10]) in which the elementary rough facets coincide with image pixels. In this model, the NRCS from the sea surface is obtained through incoherent average of the rough facet backscattered intensity according to the facet slope distribution [pdf(s)]

$$\sigma^0(\theta) = \int \text{pdf}(s) \sigma_L^0(\theta; s) ds. \quad (1)$$

Here $\sigma_L^0(\theta; s)$ is the NRCS expressed in the *local* frame of reference attached to one facet but projected onto the polarization basis attached to the *global* frame of reference. For a single look image, the fluctuations of pixel intensity I (the *speckle*) are exponentially distributed about a mean quantity $\sigma_L^0(\theta; s)$ referred to as the *texture*, which is the local NRCS attributed to a tilted facet of size L and slope s . The conditional probability distribution function (pdf) of facet intensity for a given facet slope vector s is therefore

$$\text{pdf}(I|s) = \frac{1}{\sigma_L^0(\theta; s)} \exp\left(-\frac{I}{\sigma_L^0(\theta; s)}\right), \quad u \geq 0 \quad (2)$$

where θ is the incidence angle. The unconditional pdf of facet intensity is obtained by further integration over the facet slope distribution

$$\text{pdf}(I) = \int \text{pdf}(I|s) \text{pdf}(s) ds. \quad (3)$$

It is noted that due to facet tilting the local incidence angle can exceed 90° . In that case, the corresponding local NRCS is set to zero (or to the instrument noise floor in case of experimental data) to correct this effect. It is often advantageous to express the clutter distribution in terms of a dimensionless intensity \tilde{I} such that $I = \sigma^0(\theta) \tilde{I}$, where $\sigma^0(\theta)$ is the NRCS of the infinite surface, assumed to be statistically homogeneous. The resulting compound distribution for the normalized intensity is given by

$$\text{pdf}(\tilde{I}) = \int \frac{1}{\mathcal{T}(\theta; s)} \exp\left(-\frac{\tilde{I}}{\mathcal{T}(\theta; s)}\right) \text{pdf}(s) ds \quad (4)$$

where $\mathcal{T}(\theta; s) = \sigma_L^0(\theta; s)/\sigma^0(\theta)$ is a dimensionless quantity which we refer to as the “texture” parameter. In the absence of long wave tilt this parameter reduces to unity and the exponential distribution is recovered in (4). On the contrary, the occurrence of strong facet slope increases the deviation from the latter. The facet slope distribution is usually assumed to be a 2-D Gaussian, discarding skewness and peakedness effects as well as extreme slopes related to breaking events.

B. Sea Clutter Distribution Under Bragg Tilting

The classical way to describe scattering by small-scale roughness within the TSM is the small-perturbation method ([11]), also known as Bragg scattering model in the oceanic context (henceforth simply referred to as the “Bragg model”). At first order in roughness, the copolarized components of the NRCS are given by [9]

$$\sigma^0(\theta) = 16\pi K_0^4 \cos^4 \theta \mathcal{B}(\theta) S(\mathbf{q}_H) \quad (5)$$

where $K_0 = 2\pi/\lambda$ is the radar wavenumber and θ is the incidence angle, S is the 2-D wavenumber spectral density of ocean roughness (with normalization $\int d\mathbf{k} S(\mathbf{k}) = \langle \eta^2 \rangle$) and \mathcal{B} is the first-order Bragg scattering kernel depending on the incidence angle, sea surface relative permittivity ϵ , and polarization (see the Appendix). The ocean surface spectrum S is only involved through a single wavenumber \mathbf{q}_H , referred to as the Bragg resonant wave vector and equal to twice the horizontal projection of the incident wave vector (so that

$q_H = 2K_0 \sin \theta$ in norm). The local NRCS of a rough facet expressed in its local frame of reference takes the form

$$\sigma_L^0(\theta; s) = 16\pi K_0^4 \cos^4 \theta_s \mathcal{B}_s S(\mathbf{q}_{H,s}) \quad (6)$$

where s is the facet slope, θ_s and $\mathbf{q}_{H,s}$ are the local incidence angle and Bragg resonant wave vector attached to this facet, respectively, and \mathcal{B}_s is the tilted Bragg kernel obtained by projection of the horizontally and vertically components of the Bragg kernel onto the polarization basis see (5.1) and (5.2) in [9].

III. EXPERIMENTAL X-BAND SEA CLUTTER DISTRIBUTION

The compound probability distribution has been calculated under a Bragg scattering assumption and compared with experimental distributions extracted from two independent airborne X-band data sets, namely the INGARA and POLLUPROOF data sets.

INGARA is a polarimetric real aperture radar (RAR) system maintained and operated within the Defense Science and Technology Group in Australia [12]. During the ocean backscatter experiments in 2004 and 2006, sea clutter data were collected at X-band (10.1 GHz carrier frequency) with a 200-MHz bandwidth giving a 0.75 m range resolution. Alternate pulses transmitted horizontal and vertical polarizations resulting in a nominal pulse-repetition frequency (PRF) of 300 Hz. The radar was operated in a circular spotlight-mode covering 360° of azimuth angles and each day, the radar platform performed at least six full orbits around the same patch of ocean to cover a large portion of grazing angles between 15° and 45°.

SETHI [13], the airborne remote-sensing imaging system developed by ONERA, has collected quad-pol SAR data at X-band over the Mediterranean sea with a range (across-track) resolution of 50 cm (bandwidth from 9.6 to 9.9 GHz) during the POLLUPROOF campaign [5]. Images are processed with an azimuth (along-track) resolution equal to the range resolution, which implies an integration time equal to 1.1 s. Imaged area is 9.5 km in azimuth and 1.5 km in range, with incidence angles from 34° to 52°.

The measured wind speed was about 8 m/s for the POLLUPROOF data set in the crosswind radar look direction. Similar wind speeds (7.9 and 10.3 m/s) were available with the INGARA data set in upwind radar look direction. We calculated the distribution of normalized intensity according to the compound model (4), where the texture parameter was evaluated using classical tilted Bragg scattering with an Elfouhaily omnidirectional spectrum by 8 m/s wind speed to describe the resonant Bragg frequency. The facet slope distribution was assumed to be a centered 2-D Gaussian distribution parameterized by the directional mean-square slope (mss); we denote mss_x the mss in the radar look direction and mss_y the mss in the cross-look direction. For small slopes, the effect of the out-of-plane tilting is negligible and thus the distribution of facet NRCS is quasi-insensitive to the radar cross-look direction mss_y , which was therefore assumed to be equal to the mss_x in the numerical simulations. Given the dynamical range of the backscattered intensity, it is convenient to express

it in decibels providing a simple change of variable for the corresponding pdf

$$\text{pdf}(\tilde{I}_{\text{dB}}) = \frac{\log(10)}{10} \tilde{I} \text{pdf}(\tilde{I}). \quad (7)$$

This function was evaluated using different values of the mss_x in the expected range of this parameter (0.005–0.03). The directional mss of a 50 cm facet should indeed be of the order of half the total slick mss of Cox and Munk [14] or half the total mss obtained by integration of the Elfouhaily spectrum with wavenumber cut-off. It turns out that the experimental intensity distributions obtained in each copolarization channel [vertical transmit and vertical receive (VV) or horizontal transmit and horizontal receive (HH)] are inconsistent with the tilted Bragg model as they cannot be fit simultaneously using the same value of mss_x . We found systematically with the POLLUPROOF data that it takes a larger value to match the VV data than the HH data (for example $mss_x = 0.02$ versus $mss_x = 0.008$). The higher value of mss needed to fit the VV data in the tilted Bragg model can be explained by either the insufficient sensitivity of the VV Bragg kernel or the exaggerated sensitivity of the HH Bragg kernel to the tilt angle. This can be seen by comparing the angular dependence of the geometrical factors $\cos^4 \theta \mathcal{B}_{VV}(\theta)$ and $\cos^4 \theta \mathcal{B}_{HH}(\theta)$ of the Bragg model (see the Appendix). While the HH factor can vary by about 20 dB when the local incidence angle changes from 0° to 60°, the VV undergoes only weak variations (less than 3 dB over the same angular domain). It seems therefore that the Bragg kernels do not have the appropriate dependence to the local incidence angle to account for the distribution of facet intensities.

IV. SCATTERING MODELS

A. Failure of Bragg Tilting

The “classical” TSM based on Bragg scattering (henceforth referred to as the “tilted” or “composite” Bragg model) has been for long the most popular model for ocean scattering [9] and has been shown to give correct qualitative trends of ocean backscatter and fair quantitative agreement with experimental data at medium incidences, especially in the lower part of the microwave frequency band (L- or P-band). In particular, it is able to provide a (slight) dependence on roughness of the PR contrarily to the original Bragg scattering model. Another interesting feature of the tilted Bragg model in ocean backscatter modeling is that it involves only a limited knowledge of the sea surface spectrum, namely a small wavenumber interval around the Bragg resonant frequency (due to the variation of the local incidence angle) and is simple to implement. However, the tilted Bragg model has some acknowledged limitations; it is dependent on the facet size, which makes the latter choice somewhat arbitrary, and it fails at low incidence angles. In this respect, the use of the first-order Bragg model for the local facet cross section can be advantageously replaced by the use of the first-order small-slope approximation (SSA, [15]), leading to the cut-off invariant TSM [10], henceforth simply referred to as geometrical optics (GO)-SSA. This last model has a wider angular domain of validity as it holds at low incidence angles and is robust to the choice of the cut-off scale. Nevertheless, these three models from the “Bragg

family” (Bragg model, tilted Bragg model, GO-SSA) yield close results when employed at mid-incidence for copolarized components. In particular, the PRs predicted by models of the “Bragg family” are way too large when applied at mid- or large incidence and compared to data acquired in the upper part of the microwave frequency band (C, X, Ku, Ka). By inspecting the available data, we found that typically, even the most accurate model (GO-SSA) overestimates the PR by at least 2 dB at 50° incidence in X-band by moderate wind speed.

This effect is systematic and does not depend on the choice of the ocean spectrum nor on the wind direction. We have tested various spectral models at several wind speed: the omnidirectional and directional Elfouhaily spectrum [16], the omnidirectional Kudryavtsev spectrum [17], and the omnidirectional Bringer spectrum [18], with virtually no difference for the resulting PR. This quasi-insensitivity of the PR to the spectral model is plain from the expression of the tilted Bragg model since the NRCS is proportional to the wave spectrum in the vicinity of the Bragg frequency. The same is verified for the GO-SSA model which is very close to the tilted Bragg model at medium incidences. Now, a few dB difference might be acceptable when trying to model the large dynamics of the copolarized NRCS over a large span of incidence angles and sea states. However, having an accurate PR is crucial when it comes to the modeling of sea clutter intensity distribution. The reason is, the distribution of facet intensity is primarily accounted for by the sensibility of the local NRCS to the tilt angle. Whereas in the global NRCS the main contributing facets are those with small and positive slopes, the entire set of facet slopes must be taken into account to model the distribution of intensity. Hence, a good estimation of the total NRCS can be obtained with less stringent conditions on the PR which need only be accurate at small and moderate incidence angles. On the contrary, the PR must remain accurate over a large range of incidence to allow for a correct modeling of the clutter distribution especially at the tail which is usually the most critical part.

B. Non-Bragg Corrections

The overestimation of the PR assuming Bragg scattering in the upper microwave bands has been known for long. Several authors starting with the pioneering work of O.M. Phillips ([19]) attribute the failure of pure or composite Bragg models to the missing, nonpolarized, contribution of breaking waves which becomes increasingly important at large incidence angles and large wind speeds. In a series of articles ([7], [20]–[24]), the NRCS is obtained by combining a pure surface model based on a “Bragg term” (σ_B^0) with an additional “non-Bragg” (σ_{NB}^0), nonpolarized, term which accounts for scattering by “zones of enhanced roughness associated with breaking waves” [7]. As the relative correction is stronger in HH than VV polarization, this has the effect to reduce the PR and to bring it in closer agreement to the observations. A coverage fraction parameter q is used to govern the weight of the non-Bragg component

$$\sigma^0 = (1 - q)\sigma_B^0 + q\sigma_{NB}^0. \quad (8)$$

The Bragg term is computed using the classical TSM ([7]) or the first-order SSA ([23]). The non-Bragg term is calculated

with a GO approximation using some further approximation on the geometry of the breaking zone. In the following, we will refer to this still unnamed model as the “Bragg+breaking” model. Even though this model provide satisfactory fits with observed NRCS at moderate and large wind speeds, we found it not adapted to the modeling of sea clutter distribution. The first reason is that the use of a breaking model requires the tuning of a certain number of parameters (probability of occurrence, mean square slope of breaking roughness, tilt of breaking zone, ratio of vertical to horizontal scales, etc) which cannot be measured directly and introduce further degree of arbitrariness when trying to characterize a sea state from a reduced number of observations. The second reason is that this approach is purely statistical whereas the modeling of sea clutter from SAR images requires a “pixel by pixel” approach. In addition, it is unlikely to account for the observed sea clutter at low wind speed, where breaking is rare and its contribution negligible.

C. Empirical Models for the PR

Many alternative, empirical approaches leading to an improved PR have been proposed in the literature. A very popular model is the heuristic formulation used two decades ago by Thompson *et al.* [6] to fit the C- and Ku-band PR

$$\text{PR}_{\text{Th}} = \frac{(1 + 2 \tan^2 \theta)^2}{(1 + \alpha \tan^2 \theta)^2}. \quad (9)$$

This model depends solely on the incidence angle and a tuning parameter α which is frequency-dependent. With $\alpha = 0$, it recovers the Bragg PR in the conducting case (see the Appendix)

$$\text{PR}_{\text{Bragg}} = \frac{(1 + \sin^2 \theta)^2}{\cos^4 \theta} \quad (10)$$

while for $\alpha = 1$ it reaches the PR predicted by the physical optics (PO) or Kirchhoff approximation in the conducting case

$$\text{PR}_{\text{Kirch}} = \frac{1}{\cos^4 \theta}. \quad (11)$$

This empirical model was found in very good agreement with experimental PR at medium incidences (20°–50°) in C- and Ku-band with estimated values $\alpha = 0.6$ and $\alpha = 0.95$, respectively. Later on, empirical PR were developed in conjunction with geophysical model functions (GMFs) for describing the observed NRCS in different microwave bands as a function of wind speed, such as the C-band model (CMOD)5 ([25]), X-band model (XMOD) ([26]), and L-band model (LMOD) ([27]) GMFs for C-, X-, and L-band data, respectively. As many GMFs have been developed from airborne or spaceborne mono-polarized acquisition, empirical PR models were proposed to allow estimation of the NRCS in the other copolarized channel. By construction, these models provide a better representation of the PR. However, they cannot be used to correct the copolarized NRCS independently of one another and hence cannot be used within the TSM to model the sea clutter distribution.

D. Unified Analytical Scattering Models

Another approach to improve the PR relies on a better choice of analytical scattering models. The essential reason for the failure of the TSM in this respect is that it misses the PO limit, obtained at moderate incidence for very rough seas or high radar frequencies as well as the GO limit obtained in the same conditions at very low incidence. In the PO model, the NRCS is given by a Kirchhoff integral involving the surface auto-correlation function ρ rather than the roughness power spectral density S

$$\sigma^0(\theta) = 16\pi K_0^4 \cos^4 \theta \frac{\mathcal{K}}{q_z^2} \frac{1}{4\pi^2} \int_{\mathbb{R}^2} d\mathbf{r} e^{iq_H \cdot \mathbf{r}} e^{-q_z^2 \rho(\mathbf{r})} \quad (12)$$

where $q_z = 2K \cos \theta$ is twice the vertical projection of the incident wave vector and \mathcal{K} is a geometrical kernel referred to as the *Kirchhoff kernel*, depending only on the incidence angle and sea surface permittivity (but not on the polarization). For small roughness or for large angles ($q_z \rho \ll 1$), the surface integral reduces to the Fourier Transform of the autocorrelation function and brings the PO NRCS to a form similar to the Bragg NRCS (5), with a different kernel, however ($\mathcal{K} \neq \mathcal{B}$)

$$\sigma^0(\theta) \rightarrow 16\pi K_0^4 \cos^4 \theta \mathcal{K} S(\mathbf{q}_H). \quad (13)$$

It is noted that we have singled out the geometrical factor $16\pi K_0^4 \cos^4 \theta$ in the expression of the Kirchhoff kernel, which therefore differs from its customary expression given in the literature. A wealth of modern analytical models referred to as “universal” (see e.g., [28] for a review) are known to extend the domain of validity of Bragg scattering and to comply to the PO limit in appropriate conditions. Many of these models perform a dynamical transition between the PO and Bragg regime, depending on sea state, incidence, and radar frequency. This is usually done through the summation of two terms, one being one reference asymptotic model (PO, Bragg or SSA1), the other being a Kirchhoff integral with a roughness-dependent kernel that allows to recover the other asymptotic model in the appropriate limit. This is for example the case with the “resonant curvature approximation” (RCA, [29], [30]), the “local curvature approximation” (LCA, [31]), the “weighted curvature approximation” (WCA, [32], [33]), and the Green’s function method ([34]) which seek to correct a PO NRCS, or the second-order small-slope approximation (SSA2, [15]), which complements the SSA1 to reach the PO in the appropriate limit [35]. In all these methods (except SSA2), the corrective kernel is built from a difference between the Kirchhoff and the Bragg kernel, a property which is necessary to ensure the dynamical transition between the Bragg and Kirchhoff regime.

V. HYBRID BRAGG SCATTERING MODEL

A. Heuristic Derivation

The universal analytical methods proceed via an integration of a Kirchhoff integral, which is in general a delicate numerical task and requires the full knowledge of the ocean spectrum together with some simplifying assumptions on the statistical nature of the random fields of wave elevations. Now it turns out that the Kirchhoff integral (12) rapidly

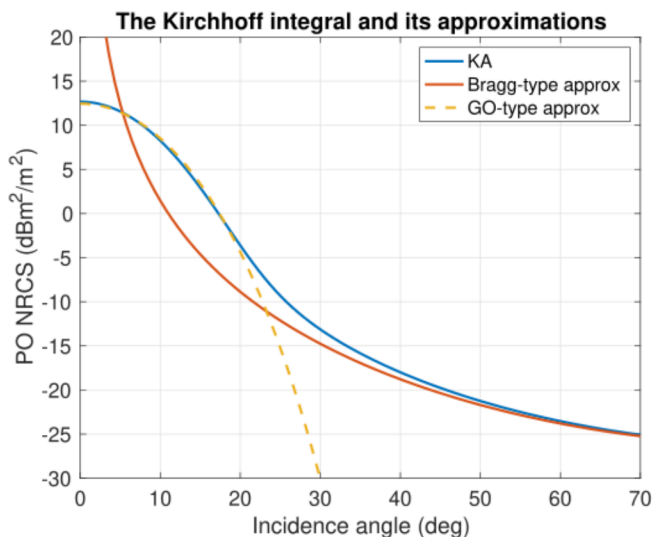


Fig. 1. PO X-band NRCS for an isotropic Elfouhaily spectrum with 8 m/s wind speed as a function of the incidence angle and comparison with its GO-like and Bragg-like approximations.

converges to its “Bragg-like” approximation (13) as the incidence angle is increased above, say, 30°–40°. This can be seen in Fig. 1, where the X-band PO NRCS is calculated with an isotropic Elfouhaily spectrum at 8 m/s and compared with its approximation (13) as well as with its “GO-like” approximation at low incidence angles using a filtered mss. The difference between the exact Kirchhoff integral (12) and its approximation (13) using the Bragg resonant spectrum is less than 1 dB beyond 40°. The same holds true for other types of Kirchhoff integrals involving derivatives of the surface correlation function (such as those encountered with the WCA), a result which was termed as “the Kirchhoff filtering formula” [33]. Building on the idea of balancing a pure Bragg contribution and a PO like correction we devise a simple heuristic correction to the Bragg scattering model which captures the essence of a universal scattering model by seeking the rough facet NRCS in the form

$$\sigma^0(\theta) = 16\pi K_0^4 \cos^4 \theta (\mathcal{B} + \beta(\mathcal{K} - \mathcal{B})) S(\mathbf{q}_H) \quad (14)$$

for some dynamical parameter β which is expected to be small and depends primarily on sea state and radar frequency. Such a correction is expected to hold at low and moderate incidence only as the corrective term must remain small whereas the difference between the Kirchhoff and Bragg kernels diverges rapidly at large incidences, especially in VV polarization. However, the form of (14) suggests an equivalent correction with a wider angular domain of validity and another parameter α

$$\sigma^0 = 16\pi K_0^4 \cos^4 \theta \mathcal{B} (1 - \varepsilon \alpha \sin^2 \theta) S(\mathbf{q}_H) \quad (15)$$

with $\varepsilon = 1$ in VV and $\varepsilon = -1$ in HH. This is based on the observation that at low incidence angle

$$\frac{\mathcal{K} - \mathcal{B}}{\mathcal{B}} \simeq -\varepsilon \alpha \sin^2 \theta \quad (16)$$

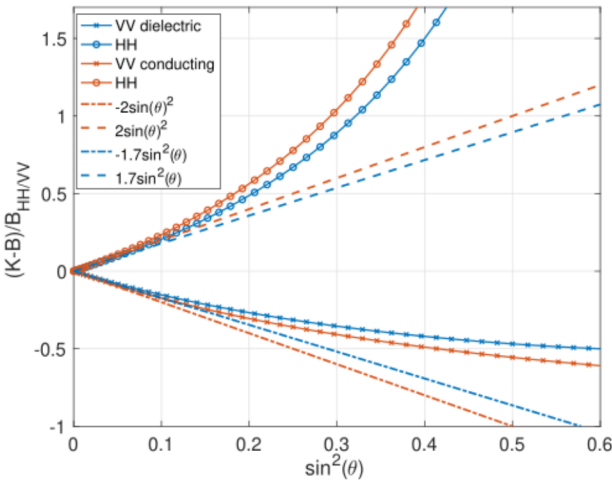


Fig. 2. Relative difference between the Kirchhoff and Bragg kernels $((K-B)/B)$ as a function of the squared sine of the incidence angle $(\sin^2 \theta)$ for the VV and HH polarization; infinite (“conducting”) as well as finite (“dielectric”) sea surface permittivity are considered.

for some $A > 0$. Equation (16) can be easily checked both analytically and numerically with a value $A = 2$ in the conducting case and $A \simeq 1.7$ for the sea surface permittivity. Fig. 2 illustrates this approximation and confirms its validity at small incidence angle. The additive symmetrical correction $\pm A \sin^2 \theta$ mitigates the divergence of the left-hand side of (16) in vertical polarization and slightly enhances it in horizontal polarization. The NRCS model (14) for rough facet scattering will be referred to as “hybrid” as it combines Bragg and Kirchhoff kernels in the form of Bragg scattering.

B. Comparison With the Bragg + Breaking Scattering Model

There are some similarities between the hybrid Bragg model and the aforementioned “Bragg + breaking” scattering model-based (Section IV-B). In both approaches, the Bragg component that produces overestimated PR is mitigated by a nonpolarized incoherent contribution having the flavor of a PO or GO mechanism. In the hybrid Bragg model, the parameter $\alpha > 0$ controls the amplitude of the required correction with respect to pure Bragg scattering and plays the same role as the coverage parameter q in the Bragg + breaking model; both parameters are expected to grow with the radar frequency and wind speed. The essential conceptual difference, however, is that the “Bragg + breaking” model makes use of a spatial compounding of Bragg and non-Bragg mechanisms to obtain a statistically relevant NRCS model. It thus assumes that the sea patches can be separated in two distinct populations that obey drastically different scattering mechanisms. The hybrid Bragg model does not make such distinction and assumes the same non-Bragg correction for each rough facet. In addition, it has the advantage to reduce the required knowledge of the sea surface to one single parameter (α) while the “Bragg + breaking model” needs the double input of the breaking coverage and breaking mss at the risk of a more ambiguous parametrization. Another notable difference pertains to the PR. Under the hybrid Bragg model, it does not depend on the

spectral model and is simply given by

$$\text{PR} = (\text{PR})_{\text{Bragg}} \frac{1 - \alpha \sin^2 \theta}{1 + \alpha \sin^2 \theta} \quad (17)$$

where $(\text{PR})_{\text{Bragg}} = \mathcal{B}_{\text{VV}}/\mathcal{B}_{\text{HH}}$ denotes the Bragg PR with the kernels \mathcal{B}_{VV} and \mathcal{B}_{HH} are recalled in the Appendix. Again, this is in contradiction with the “Bragg + breaking model” where the PR depends on the spectral model. Lastly, it is interesting to consider the polarization difference

$$\text{PD} = \sigma_{\text{VV}}^0 - \sigma_{\text{HH}}^0 \quad (18)$$

which has been recognized as an important quantity to measure polarization sensibility [36]. While the PD eliminates the additive nonpolarized “breaking” contribution in the “Bragg + breaking model,” it maintains a nontrivial expression with the hybrid Bragg model

$$\text{PD} = \text{PD}_{\text{Bragg}} - \alpha \sin^2 \theta \text{PS}_{\text{Bragg}} \quad (19)$$

where $\text{PS} = \sigma_{\text{VV}}^0 + \sigma_{\text{HH}}^0$ is the polarization sum.

C. Comparison With the Thompson Empirical Model

To elucidate the nature of this hybrid Bragg model, it is interesting to compare the modified PR in the perfectly conducting case with Thompson’s formula (9) for the same values α

$$\frac{\text{PR}}{\text{PR}_{\text{Th}}} = \frac{(1 - \alpha \sin^2 \theta)(1 + \alpha \tan^2 \theta)^2}{1 + \alpha \sin^2 \theta}. \quad (20)$$

Some elementary algebraic manipulations show that

$$\frac{\text{PR}}{\text{PR}_{\text{Th}}} = 1 + \rho(\theta) \quad (21)$$

where

$$\rho(\theta) = \frac{\alpha \sin^2 \theta \tan^2 \theta}{1 + \alpha \sin^2 \theta} \left(2 + \frac{\alpha(1 - 2 \cos^2 \theta)}{\cos^2 \theta} - \alpha^2 \tan^2 \theta \right) \quad (22)$$

is a remainder which remains small for intermediate incidence angles regardless of the value of α . Fig. 3 shows the evolution of ρ with the incidence angle in the conducting case (where there is a perfect analytical match at small angles) and for the actual sea surface permittivity (taken to be $\epsilon = 57 + 36i$). In this last case, the maximum absolute value of the remainder is 0.1 even though the analytical match at small angle is not perfectly reached. Hence, the proposed correction (17) can be seen as an analytical version of Thompson empirical model.

D. Experimental Evidence of the Proposed Correction

The proposed correction (17) for the PR ratio was established on the basis of general theoretical considerations regarding the expected structure of a universal facet model. However, it has also been experimentally confirmed by the two available data sets. For the relation (17) to hold, the ratio $p(\theta) = \text{PR}/(\text{PR})_{\text{Bragg}}$ should satisfy the following relation:

$$Q(\theta) = \frac{1 - p(\theta)}{1 + p(\theta)} = \alpha \sin^2 \theta \quad (23)$$

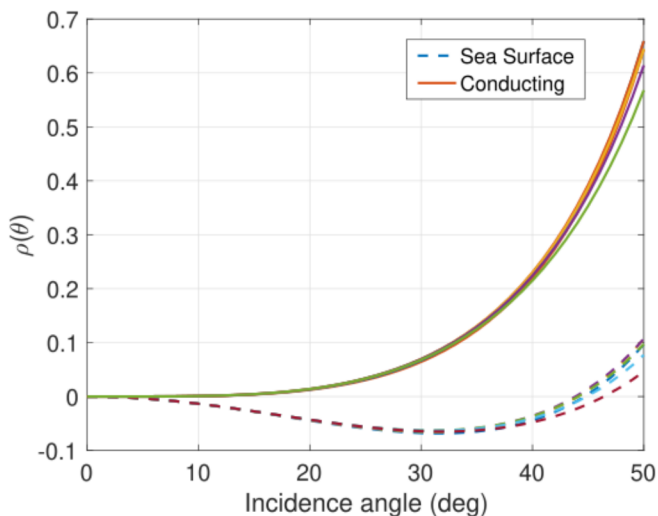


Fig. 3. Evolution of the relative difference $\rho = (\text{PR} - \text{PR}_{\text{Th}})/\text{PR}$ in (21) as a function of the incidence angle for 9 values of the parameter α between 0.6 and 0.95. The solid lines correspond to the conducting case and the dashed lines to the sea surface dielectric constant.

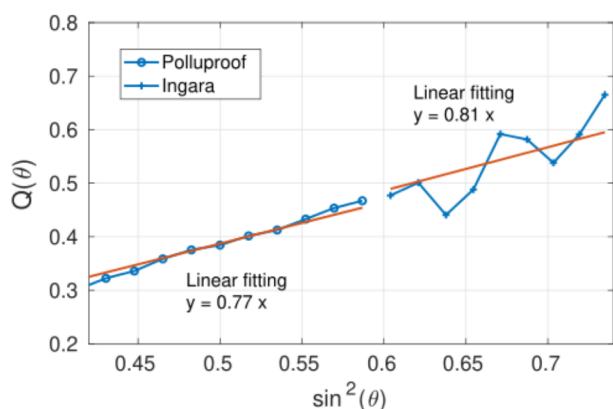


Fig. 4. Experimental evidence of relation (23) in X-band with the POLLUPROOF (8 m/s) and INGARA (7.9 m/s) data set.

that is the variables Q and $\sin^2\theta$ should be linearly related by the coefficient α . This observation provides a mean to both check the existence of the relation (17) and evaluate the parameter α . This operation was performed with the X-band POLLUPROOF and INGARA airborne data sets, where the full-polarized NRCS was available on a sufficient range of incidence angles for various sea states. Fig. 4 shows the function $Q(\theta)$ obtained with the X-band POLLUPROOF (wind speed 8 m/s) and INGARA data sets (wind speed 7.9 m/s). A good linear fitting $Q = \alpha \sin^2\theta$ is found for the two data sets with $\alpha = 0.77$ and $\alpha = 0.81$, respectively. For the INGARA data set, several days of calibrated data were available, with a slight variation of α depending on sea states and wind direction (see Table I).

After evaluation of the coefficient α from the linear regression of $Q(\theta)$, the corrected PR model (17) is found in excellent agreement with the X-band data. This is shown in Fig. 5, where the evolution of the X-band PR with the incidence angle is given for moderate wind speeds (8–10 m/s) and compared with the experimental measurements. Superimposed on this figure is

TABLE I
SEA STATES CONDITIONS FOR THE X-BAND AIRBORNE MEASUREMENTS POLLUPROOF AND INGARA: WIND SPEED (WIND), RADAR AIM DIRECTION WITH RESPECT TO THE WIND VECTOR (DIR.), AND SIGNIFICANT WAVE HEIGHT (Hs). THE VALUE OF α IS ESTIMATED FROM THE BEST LINEAR FIT $Q(\theta) = \alpha \sin^2\theta$

data set	wind (m/s)	dir.	Hs (m)	α
POLLUPROOF	8	cross	0.5	0.77
INGARA	10.3	up	2.6	0.89
INGARA	9.3	up	2.5	0.93
INGARA	7.90	up	3.5	0.81
INGARA	9.5	up	3.0	0.88

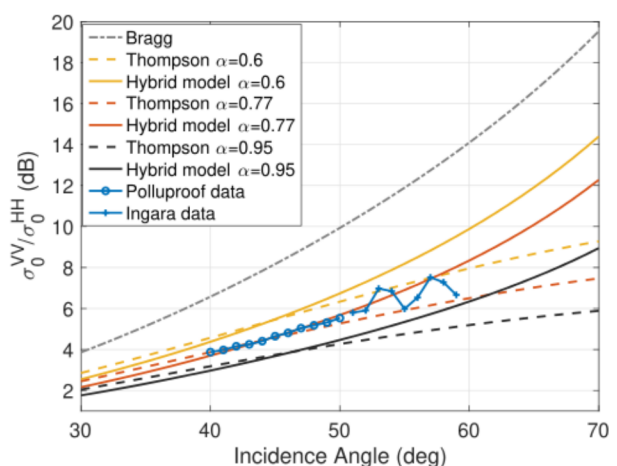


Fig. 5. Corrected PR as a function of incidence in different bands for a moderate wind speed and comparison with X-band data.

given by the PR after Thompson model in C- ($\alpha = 0.6$), X- ($\alpha = 0.77$), and Ku-band ($\alpha = 0.95$) when fit in the upwind direction. As seen, the corrected PR (17) is very consistent with the POLLUPROOF and INGARA data set over their joined angular coverage (40° – 60°) and corrects the underestimation of the Thompson model at larger incidences (50° – 60°). As expected, the X-band PR is intermediate between the C- and Ku-band PR. Since the PR decreases with increasing wind speed and radar frequency, the fitting value of α is expected to increase with these last parameters, as already seen on Fig. 5 for the radar band. As we will see in the following, it also depends on wind direction so that the general formula (17) only gives a coarse evaluation of the omnidirectional PR for a given wind speed and radar frequency.

VI. HYBRID TSM

A. Incorporating the Hybrid Bragg Model in the TSM

As was seen in Section II, the TSM is the natural theoretical framework to express the clutter intensity distribution. It was observed experimentally that in the upper microwave band,

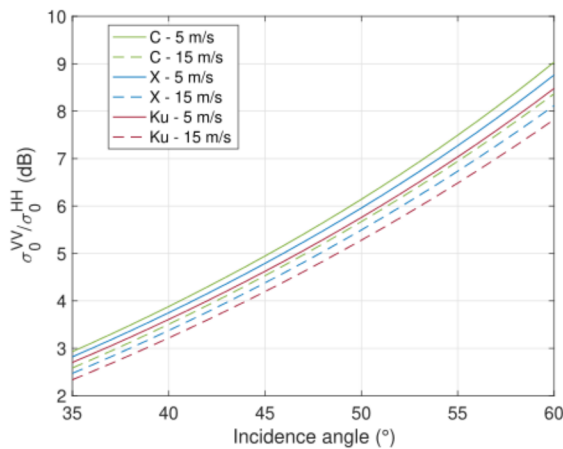


Fig. 6. Omnidirectional PR obtained under the hybrid TSM model in different bands and wind speeds with the universal value $\alpha = 0.6$.

a rough facet scattering model based on Bragg scattering yields erroneous PR and conflicting intensity probability distributions for the horizontal and vertical polarizations. This led us to devise an improved but still tractable facet scattering model, which we referred to as the hybrid Bragg model.

When employed in the framework of the TSM, the α -parameter of the hybrid Bragg scattering model should be reevaluated since part of the correction is already taken into account by the large-scale tilting process. To estimate the relevant value of α in the light of the experimental data sets, we applied the same methodology as in Section V-D with the replacement of the Bragg PR by the tilted Bragg PR (i.e., the classical TSM) in (23). This operation was made not only for the aforementioned data sets (POLLUPROOF, INGARA) but also for other available data set that can be found in the literature. Our numerical investigations on the combined TSM and hybrid Bragg model (henceforth simply referred to as the “hybrid TSM”) and our comparisons with the available experimental data led to several conclusions. Most importantly, the value $\alpha \simeq 0.6$ is a common value to adequately fit the omnidirectional C-, X-, and Ku-band data for various sea states under the hybrid TSM. This means that the sea state and radar frequency dependence that were observed for the α parameter in the hybrid Bragg scattering model is canceled by the facet tilting process, which is also dependent on these parameters through the facet slope distribution.

Fig. 6 shows the PR obtained in the omnidirectional hybrid TSM model with the universal value $\alpha = 0.6$ for different frequency bands and wind speeds. As seen, the model consistently follows the observed trends and magnitude of the PR. A wind dependence is observed with the model even though the value of the hybridization parameter α has been kept constant. This is purely due to the tilting effect, which is driven by the wind-dependent facet mss.

We also found that the resulting PR is virtually independent on the chosen oceanic spectrum and the chosen type of facet slope distribution in the range of admissible models (Gaussian distribution and its weak deviations).

Fig. 7 shows the angular dependence of the X-band PR under the TSM + hybrid Bragg scattering model ($\alpha = 0.6$) for

three types of omnidirectional wavenumber spectra at 10 m/s wind speed (“Bringer” [18], “Elfouhaily” [16], and “Kudryavtsev” [17]). The facet slope distribution has been taken to be a 2-D Gaussian with its mss given by the integrated Elfouhaily spectrum with a high-frequency cut-off corresponding to the facet size (here, 50 cm, that is 17λ .) As seen, the resulting PR is quasi-independent on the spectral model. On the same plot we have represented the classical TSM (corresponding to $\alpha = 0$), for which the same conclusion holds with a much stronger level of PR. The effect of the type of facet slope distributions is shown in Fig. 7, where two popular weakly non-Gaussian distributions have been compared to the Gaussian omnidirectional distribution with same mss as previously: the Gram-Charlier “slick” distribution [14] and an heavy-tail distribution in the form of a Levy alpha-stable distribution [37] with parameter 1.7. Again, the exact shape of the facet slope distribution has little influence as long as it remains a realistic, weakly non-Gaussian distribution.

B. Azimuthal Variations

The anisotropy of the NRCS in most analytical models is in general rendered by the use of a directional spectrum, which can be combined with a directional facet slope distribution when a tilting process is involved. A natural question is whether the hybrid Bragg and hybrid TSM models are able to capture the azimuthal variability of PR which is observed in the literature and customarily described by the upwind-crosswind asymmetry (UCA) and the upwind-downwind asymmetry. The typical observation is that the NRCS at moderate incidence has a quasi-sinusoidal variation with the wind direction; it is maximum in upwind and minimum in crosswind with a few dB amplitude; it has a secondary maximum in the downwind direction and the difference between the upwind and downwind direction (UDA) is more pronounced in HH polarization [22]. As to the PR, it has a primary maximum in downwind and secondary maximum in upwind and is minimum in crosswind; the contrast between the crosswind and downwind direction can be as high as 2–3 dB at middle incidence and wind speed [see e.g., Fig. 3(a) of [30] at 40° incidence and 11 m/s wind speed] while the UDA is of the order of 1–2 dB. The same pattern is observed for the PD. Several physical mechanisms have been invoked in the literature to account for the UDA such as the hydro-dynamical modulation of small-scale roughness by long waves, the asymmetry of the tilt angle distribution of facet slopes in the UDA and the nonpolarized contribution of “breaking patterns.” Comparisons between models and observations suggest that the first two invoked mechanisms are too weak to explain the observations and that the steep waves and breaking zone play a major role in the azimuthal anisotropy [22]. However, the description of backscattering by the breaking zone requires the knowledge of several breaking parameters whose determination introduces further arbitrariness. Therefore, it seems desirable to simplify and absorb as much as possible this breaking contribution in the hybrid Bragg model which has a reduced number of degrees of freedom.

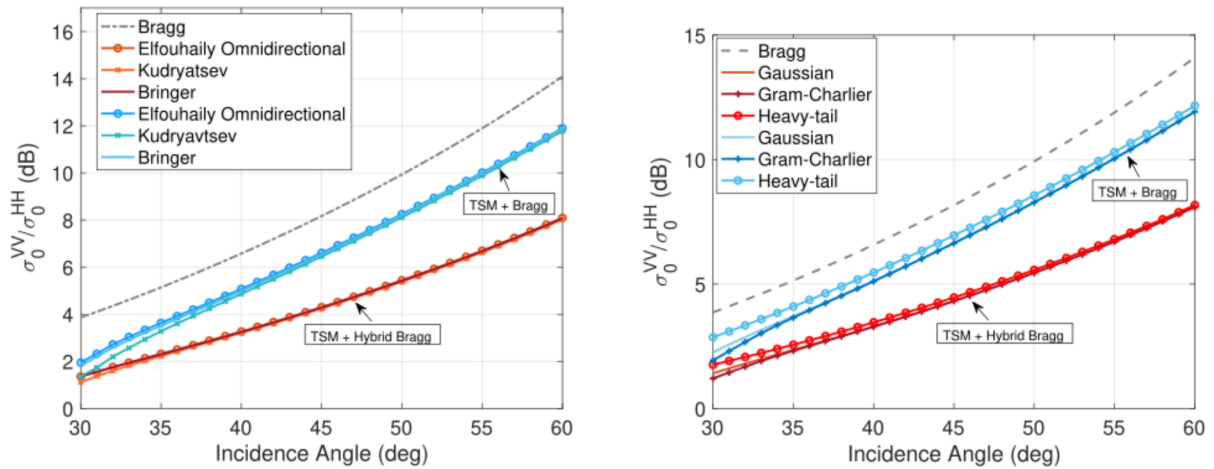


Fig. 7. X-band PR under the TSM and hybrid TSM ($\alpha = 0.6$) obtained at 10 m/s wind speed with 1) different omnidirectional wave spectrum models and a Gaussian facet slope distribution (top panel) and 2) Elfohaily omnidirectional wave spectrum and different types of isotropic facet slope distributions with equal mss: Gaussian, Gram-Charlier, or alpha-stable with parameter 1.7 (bottom panel). The pure Bragg PR is given for reference.

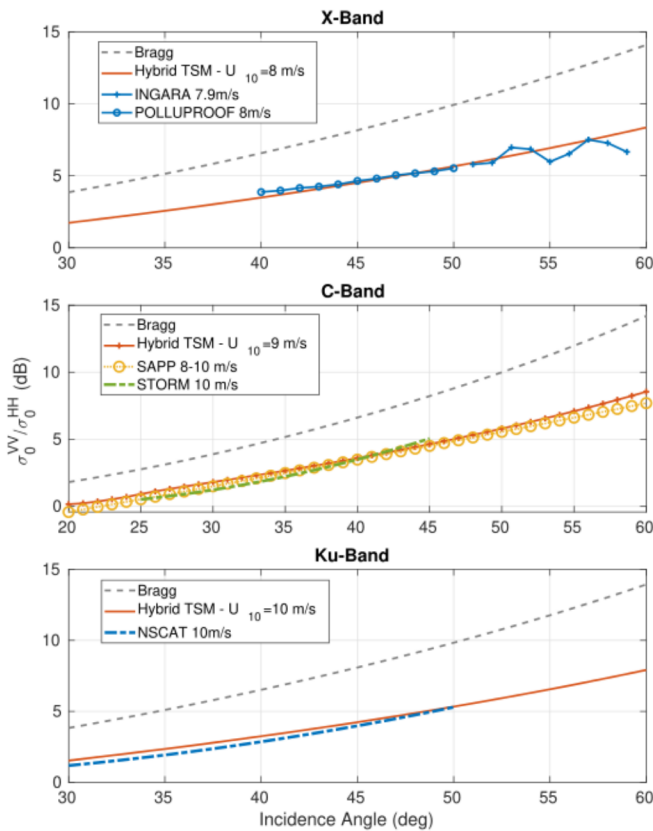


Fig. 8. Comparison of the modeled PR in the TSM+hybrid Bragg model with isotropic Elfohaily spectrum and the measured omnidirectional NRCS in C-, X-, and Ku-bands for moderate wind speeds.

By construction, the hybrid Bragg model eliminates the spectral dependence in the PR and therefore any anisotropy originating from the spectrum. When it is used within a TSM, the tilting process by facet slopes restore some azimuthal dependence but not sufficiently. Hence, assuming a constant value of α does not allow the PR model to describe the sensitivity to the wind direction. To be compliant with the

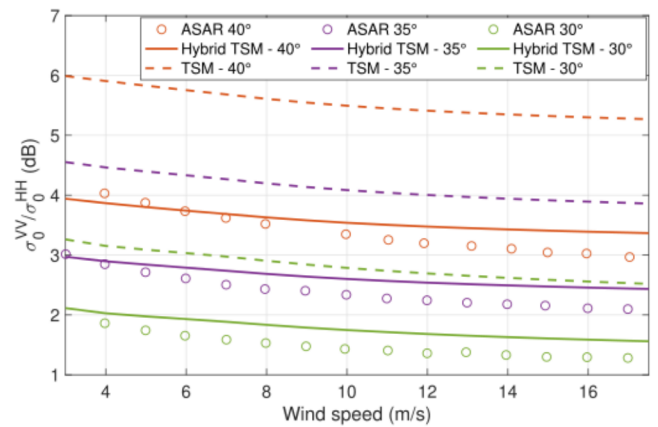


Fig. 9. Evolution of the omnidirectional C-band PR with wind speed according to the TSM and TSM+hybrid Bragg model between 30° and 40° incidence. A comparison is given with ASAR observations taken from Fig. 5(a) of [36].

directional observations, it therefore seems necessary to introduce a further dependence of the α parameter on the wind direction. The UCA of the PR can be restored by assuming a small azimuthal variation of α in the form of one single even harmonic

$$\alpha = \alpha_0 - \alpha_2 \cos(2\varphi) \quad (24)$$

where φ is the wind direction with respect to the radar direction and $\alpha_2 > 0$ is a small parameter of anisotropy. This correction to the hybrid Bragg model is perfectly consistent with the azimuthal variations of the copolarized NRCS which are mainly driven by the directional spectrum $S_0(\mathbf{q}_H) + \cos(2\varphi)S_2(\mathbf{q}_H)$ and only slightly influenced by the marginal modification of the amplitude factor $(1 \pm \alpha \sin^2 \theta)$.

The observed UDA for the PR and PD could be accounted for by the introduction of an additional odd harmonic $\alpha_1 \cos(\varphi)$ in (24). However, this would lead to a nonphysical behavior of the VV NRCS after (15) with a maximum

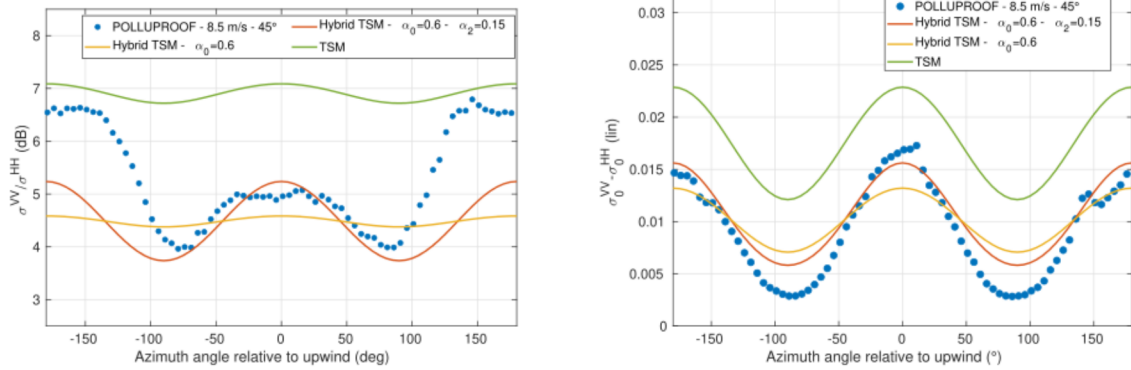


Fig. 10. X-band PR (upper panel) and PD (lower panel) at 45° incidence by 8.5 m/s wind speed. The POLLUPROOF data (blue dots) are compared with the isotropic (yellow dashed line) and anisotropic (red solid line) hybrid TSM. The classical TSM ($\alpha = 0$) is given for reference.

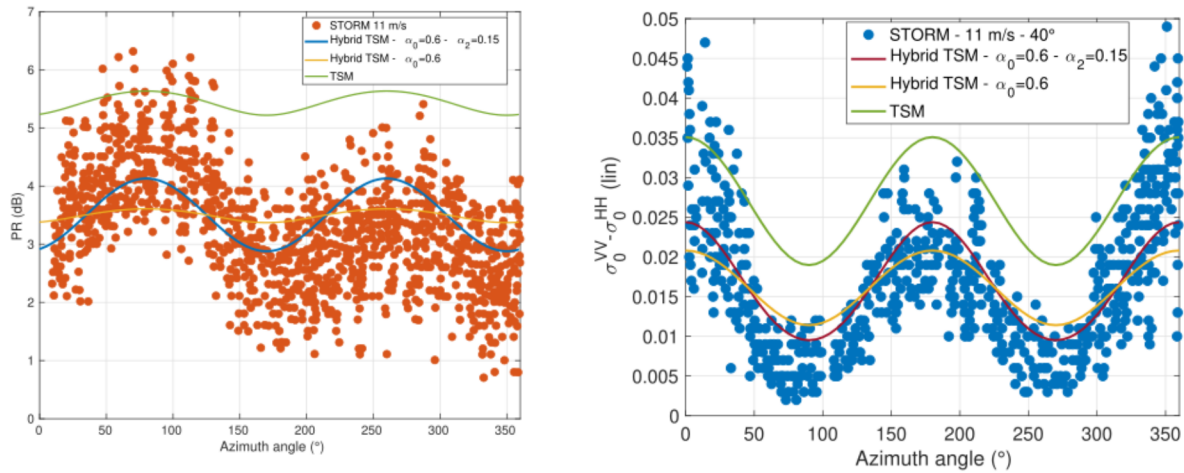


Fig. 11. Same as Fig. 10 for the C-band at 40° incidence by 11 m/s wind speed. The STORM data are compared with the isotropic and anisotropic hybrid TSM.

in downwind. Another way to introduce some UDA in the model is to use a skewed facet slope distribution. However, we found that weakly non-Gaussian distribution such as Cox and Munk Gram-Charlier expansions have only a marginal effect in the TSM (a few tenth of dB UDA) and strong asymmetric slopes resulting from near-breaking waves would be necessary to account for the observed level of UDA (as investigated in [38]). As the tail of facet slope distribution is only poorly known, we chose to ignore these non-Gaussian effects to preserve the degree of simplicity of the model and limit the number of unknown or questionable parameters. As it stands the hybrid Bragg model (as well as its tilted version, the hybrid TSM model) is not able to incorporate the complex scattering mechanisms which are at the origin of the UDA. It can drive the dynamical transition between the Bragg and Kirchhoff surface scattering regime but is not able to render the hydrodynamical modulation of small roughness (which implies a modified spectrum on rear and front side of rough facets) nor volume and wedge scattering resulting from breaking. However, it provides the correct order of magnitude of the PR (within one dB or so) at moderate incidence angles at the cost of only one (or two if the azimuthal description is needed) extra parameter.

VII. EXPERIMENTAL ASSESSMENT

A. Reference Data Sets

We have investigated the hybrid TSM at different frequencies in the upper microwave band (C, X, and Ku) and evaluated its ability to follow the correct trends and magnitude of the PR by comparison with various experimental data sets.

- 1) X-band airborne POLLUPROOF and INGARA data sets (see above).
- 2) Airborne C-band fully polarized data set from [39] which provides measurements from 20° to 60° for moderate to strong wind speeds.
- 3) STORM airborne C-band scatterometer ([22], [30], [40], [41]) which provides dual-polarized NRCS at medium incidence angles (10° – 55°) for a variety of wind speeds between 5 and 15 m/s as well as the azimuthal dependence of the NRCS thanks to circular flights.
- 4) C-band advanced SAR (ASAR) ENVISAT copolarized NRCS as processed in [36].
- 5) Fully polarized Ku-band spaceborne NSCAT scatterometer (13.6 GHz), covering medium incidence angles from 18° to 54° for a rich variety of wind and sea conditions (e.g., [42]).

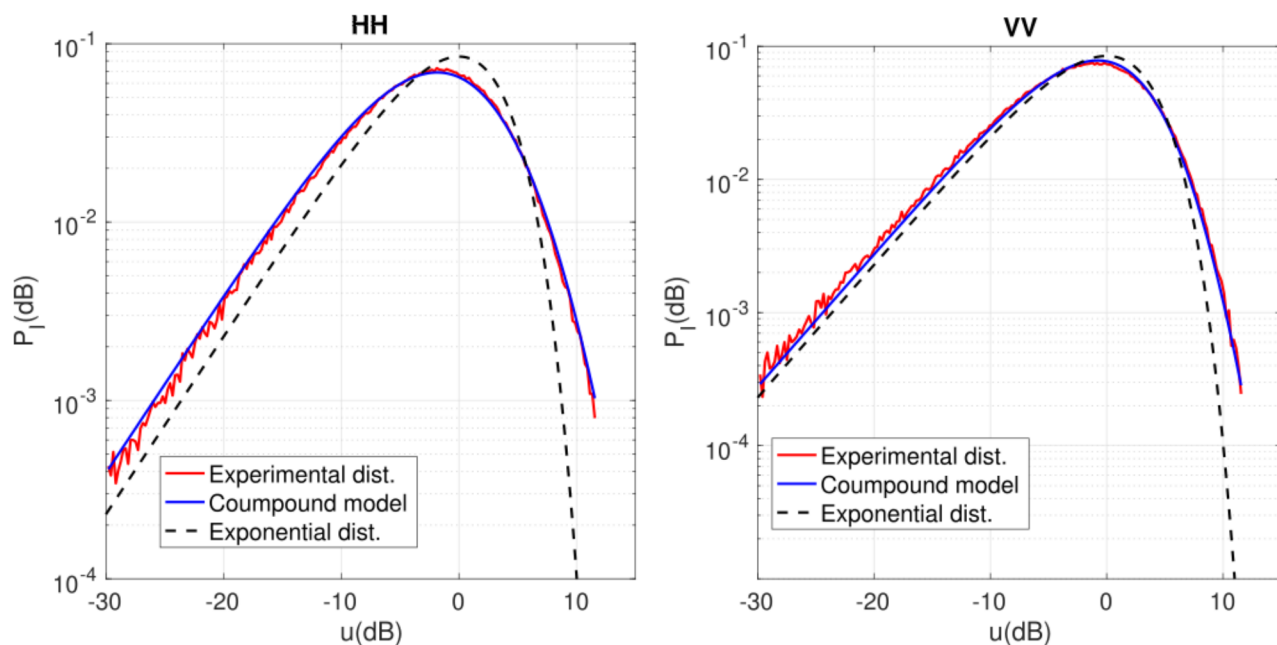


Fig. 12. Normalized intensity distribution (in logarithmic scale) from (7) according to the compound distribution model with corrected PR ($\alpha = 0.6$) at 45° incidence with $mss_x = 0.0113$ for the horizontal (HH, left panel) and vertical (VV, right panel) polarization. An excellent agreement with the POLLUPROOF experimental data is obtained simultaneously for the two copolarization states with the same value of mss_x . The exponential distribution is given for reference.

B. Omnidirectional Quantities

We first focused the comparison on omnidirectional quantities. Whenever the data NRCS GMF are fit in the form of 2-harmonic azimuthal expansion $a_0 + a_1 \cos \varphi + a_2 \cos 2\varphi$, this corresponds to the isotropic term a_0 . The hybrid TSM was evaluated using the same value $\alpha = 0.6$ for the C-, X-, and Ku-band and a common small-scale cut-off of 17λ (corresponding to facet sizes of 85, 50, and 34 cm, respectively). An omnidirectional Elfouhaily spectrum was employed to describe the small-scale roughness as well as the facet slope mss , which was obtained by integration of the ocean spectrum up to the facet cut-off wavenumber. Fig. 8 shows a comparison of the PR based on the hybrid TSM and the PR obtained as the ratio of the omnidirectional NRCS from SAPP and STORM airborne experiments (C-band) and the NSCAT satellite data (Ku-band) as well as the PR obtained from the X-band POLLUPROOF & INGARA transects. The omnidirectional PR for these last data is not available but is expected to be within 1 dB of the upwind/cross wind values. As seen, the hybrid TSM is able to follow quite accurately the observed angular dependence of the PR in the different bands. The sea state dependence of the omnidirectional PR is illustrated in Fig. 9 with the help of the omnidirectional ASAR data. Again, a major improvement is obtained and the estimated PR is within 0.5 dB of the measurements.

C. Directional Dependence

Next we evaluated the ability of the hybrid TSM to follow the azimuthal variations of the PR. For this we used the STORM and POLLUPROOF data for which some circular flights were available at 40° and 45° incidence, respectively.

The hybrid TSM was run using the directional Elfouhaily spectrum combined with an anisotropic Gaussian facet slope distribution. The directional mss were calculated by integration of the directional spectrum with the same facet cut-off as previously. A sinusoidal variation of the hybridization parameter (24) was assumed by keeping the omnidirectional value $\alpha_0 = 0.6$. The value $\alpha_2 = 0.15$ was found in best agreement with the majority of observations.

Fig. 10 shows the smoothed variations of the PR and PD with respect to the wind direction φ in the X-band at 45° incidence for 8.5 m/s wind speed. The aforementioned upwind/downwind marked asymmetry is confirmed, with a difference of about 2.5 dB. The amplitude of variation between the crosswind and upwind direction has a smaller value, of the order of 1 dB. The hybrid TSM is able to follow quite closely the azimuthal variations of the PR except near the downwind direction where it is underestimated by about 1 dB. Once again, this is due to the acknowledged inability of the hybrid TSM to cope with the UDA which calls for a more complex description of the breaking wave scattering mechanisms. It is noted that a slight azimuthal variation of the PR is observed even with an isotropic α . This is due to the tilting effect of anisotropic facet slopes. The classical TSM (corresponding to $\alpha = 0$) is given for reference. Likewise, the estimation of the PD is greatly improved by resorting to the anisotropic hybrid TSM. The same comparisons have been made with the Storm C-band data on Fig. 11. The data have been replicated from Figs. 3 and 8 of [30]. The anisotropic hybrid TSM has been used with the same values $\alpha_0 = 0.6$ and $\alpha_2 = 0.15$ and the same directional Elfouhaily spectrum with the only difference that the C-band facet cut-off is employed. The same conclusions hold as previously.

VIII. CORRECTED SEA CLUTTER DISTRIBUTION

The hybrid TSM (14) has been implemented and used to calculate the sea clutter intensity distribution and compared with the experimental measurements from the POLLUPROOF airborne X-band data over the Mediterranean Sea (8 m/s wind speed). Fig. 12 shows the obtained distribution for an Elfouhaily omnidirectional spectrum by wind speed 8 m/s using a directional facet $mss_x = 0.0113$, which is the large-scale mss in the radar look direction. With the corrected PR model, the intensity distributions in the two polarizations VV and HH are now consistently fit with the same value of the mss and are in very good agreement with the experimental distributions of the POLLUPROOF campaign. We investigated other cases with different wind speeds (not shown here) to reach the same conclusion. The clutter intensity distribution from the two copolarized signals can be consistently fit with the compound distribution model when using the hybrid Bragg facet scattering model but not the classical Bragg model. This holds also at small wind speeds, thereby showing that the hybrid Bragg correction is necessary even in the absence of breaking.

IX. CONCLUSION

The distribution of sea clutter intensity is classically modeled by the compound probability model, wherein the local exponential distribution of intensity is integrated over the image with a varying texture parameter. In the case of high-resolution images where one pixel is of the order of a few wavelengths, the texture is given by the local facet NRCS, which is usually assumed to be a tilted-Bragg component. The resulting intensity distribution has been simulated and compared with a high-resolution, dual-polarization, X-band SAR data set at medium incidences. While the experimental distribution can be well reproduced with the compound probability model, it is at the price of inconsistent facet mss in vertical and horizontal polarization. This contradiction can only be explained by the inability of the Bragg kernels to evaluate correctly the PR in the upper microwave band. This failure of the scattering models based on Bragg or tilted-Bragg scattering has been known for long and many alternative empirical as well as analytical models have been proposed in the last two decades to rectify it. To retain the simplicity and the minimal sea state knowledge requirements which are offered by the tilted-Bragg model, we have proposed on heuristic grounds and experimental evidence an elementary single parameter correction referred to as the hybrid Bragg model. When used without tilting, the resulting PR is found in its analytical form very close to the empirical PR model by Thompson, with a parameter α which is strongly dependent on the radar frequency (from about 0.6 in C-band to 0.95 in Ku-band) and weakly dependent on sea state; it renders correctly the observed variation of the omnidirectional PR with incidence over a wide span of medium angles (30°–60°). When combined within a two-scale tilting process, the hybrid Bragg model is found to greatly improve the evaluation of the PR with respect to the classical composite model. For this, it is found that a universal parameter $\alpha_0 = 0.6$ can be

best employed in the hybrid TSM. The observed azimuthal variations of the PR can be rendered to some extent (that is, including the UCA but not the UDA) by assuming a simple sinusoidal dependence of the α parameter on the wind direction. The performances of the hybrid TSM in estimating the PR and the polarization difference have been thoroughly investigated in the light of various experimental data sets from the literature. The hybrid Bragg scattering ultimately satisfies its original need, that is to provide consistent estimation of the sea clutter distribution for the copolarized intensity.

APPENDIX

The dielectric Bragg kernels are given by

$$\begin{aligned} \mathcal{B}_{HH} &= \left| \frac{\epsilon - 1}{(\cos(\theta_i) + \sqrt{\epsilon - \sin^2(\theta_i)})^2} \right|^2 \\ \mathcal{B}_{VV} &= \left| \frac{(\epsilon - 1)[\epsilon(1 + \sin^2(\theta_i)) - \sin^2(\theta_i)]}{[\epsilon \cos(\theta_i) + \sqrt{\epsilon - \sin^2(\theta_i)}]^2} \right|^2. \end{aligned} \quad (25)$$

The dielectric Kirchhoff kernel [43] is given by

$$\mathcal{K} = \left| \frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \right|^2 \frac{1}{\cos^4 \theta} \quad (26)$$

and is common to the vertical and horizontal polarization. In the perfectly conducting limit ($\epsilon \rightarrow \infty$), these kernels reduce to

$$\mathcal{B}_{HH} = 1, \quad \mathcal{B}_{VV} = \frac{(1 + \sin^2 \theta)^2}{\cos^4 \theta}, \quad \mathcal{K} = \frac{1}{\cos^4 \theta}. \quad (27)$$

ACKNOWLEDGMENT

The authors are very grateful to L. Rosenberg from the Australian Defense Science and Technology Group for providing the INGARA data set.

REFERENCES

- [1] K. D. Ward, R. J. A. Tough, and S. Watts, *Sea Clutter: Scattering, the K-Distribution and Radar Performance*, 2nd ed. Herts, U.K.: The Inst. Eng. Technol., 2013.
- [2] G. Valenzuela and M. Laing, "On the statistics of sea clutter," Naval Res. Lab Washington, Washington, DC, USA, Tech. Rep. NRL Report 7349, 1971.
- [3] B. L. Gotwols and D. R. Thompson, "Ocean microwave backscatter distributions," *J. Geophys. Res.*, vol. 99, no. C5, pp. 9741–9750, 1994.
- [4] H. Li and J. T. Johnson, "On the amplitude distributions of bistatic scattered fields from rough surfaces," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 55, no. 12, pp. 6883–6892, Dec. 2017.
- [5] S. Angelliaume, B. Minchew, S. Chataing, P. Martineau, and V. Miegbielle, "Multifrequency radar imagery and characterization of hazardous and noxious substances at sea," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 55, no. 5, pp. 3051–3066, May 2017.
- [6] D. R. Thompson, T. M. Elfouhaily, and B. Chapron, "Polarization ratio for microwave backscattering from the ocean surface at low to moderate incidence angles," in *Proc. Sens. Manag. Environ. IEEE Int. Geosci. Remote Sensing. Symp. IGARSS*, Jul. 1998, pp. 1671–1673.
- [7] V. Kudryavtsev, "A semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface 1. Background model," *J. Geophys. Res.*, vol. 108, no. C3, p. 8054, 2003.
- [8] J. Wright, "A new model for sea clutter," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-16, no. 2, pp. 217–223, Mar. 1968.
- [9] G. R. Valenzuela, "Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves? A review," *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 13, nos. 1–4, pp. 61–85, Jan. 1978.

- [10] G. Soriano and C.-A. Guérin, "A cutoff invariant two-scale model in electromagnetic scattering from sea surfaces," *IEEE Geosci. Remote Sens. Lett.*, vol. 5, no. 2, pp. 199–203, Apr. 2008.
- [11] S. O. Rice, "Reflection of electromagnetic waves from slightly rough surfaces," *Commun. Pure Appl. Math.*, vol. 4, nos. 2–3, pp. 351–378, Aug. 1951.
- [12] L. Rosenberg and S. Watts, "High grazing angle sea-clutter literature review," Defence Sci. Technol. Organisation, Edinburgh, Scotland, Tech. Rep. DSTO-GD-0736 and AR-015-559, 2013.
- [13] S. Angelliaume, X. Ceamanos, F. Viallefont-Robinet, R. Baqué, P. Déliot, and V. Miegbielle, "Hyperspectral and radar airborne imagery over controlled release of oil at sea," *Sensors*, vol. 17, no. 8, p. 1772, Aug. 2017.
- [14] C. Cox and W. Munk, "Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 44, no. 11, pp. 838–850, 1954.
- [15] A. G. Voronovich, "Small-slope approximation for electromagnetic wave scattering at a rough interface of two dielectric half-spaces," *Waves Random Media*, vol. 4, no. 3, pp. 337–368, 1994.
- [16] T. Elfouhaily, B. Chapron, K. Katsaros, and D. Vandemark, "A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves," *J. Geophys. Res., Oceans*, vol. 102, no. C7, pp. 15781–15796, Jul. 1997.
- [17] V. N. Kudryavtsev, V. K. Makin, and B. Chapron, "Coupled sea surface-atmosphere model: 2. spectrum of short wind waves," *J. Geophys. Res., Oceans*, vol. 104, no. C4, pp. 7625–7639, Apr. 1999.
- [18] A. Bringer, B. Chapron, A. Mouche, and C.-A. Guérin, "Revisiting the short-wave spectrum of the sea surface in the light of the weighted curvature approximation," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 52, no. 1, pp. 679–689, Jan. 2014.
- [19] O. M. Phillips, "Radar returns from the sea surface—Bragg scattering and breaking waves," *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 18, no. 8, pp. 1065–1074, Aug. 1988.
- [20] V. Kudryavtsev, "A semiempirical model of the normalized radar cross section of the sea surface, 2. Radar modulation transfer function," *J. Geophys. Res.*, vol. 108, no. C3, p. 8055, 2003.
- [21] V. N. Kudryavtsev, B. Chapron, A. G. Myasoedov, F. Collard, and J. A. Johannessen, "On dual co-polarized SAR measurements of the ocean surface," *IEEE Geosci. Remote Sens. Lett.*, vol. 10, no. 4, pp. 761–765, Jul. 2013.
- [22] A. A. Mouche, D. Hauser, and V. Kudryavtsev, "Radar scattering of the ocean surface and sea-roughness properties: A combined analysis from dual-polarizations airborne radar observations and models in C-band," *J. Geophys. Res.*, vol. 111, no. C9, 2006, Art. no. C09004.
- [23] A. G. Voronovich and V. U. Zavorotny, "Theoretical model for scattering of radar signals in Ku- and C-bands from a rough sea surface with breaking waves," *Waves Random Media*, vol. 11, no. 3, pp. 247–269, Jul. 2001.
- [24] P. A. Hwang and F. Fois, "Surface roughness and breaking wave properties retrieved from polarimetric microwave radar backscattering," *J. Geophys. Res., Oceans*, vol. 120, no. 5, pp. 3640–3657, May 2015.
- [25] H. Hersbach, A. Stoffelen, and S. de Haan, "An improved C-band scatterometer ocean geophysical model function: CMOD5," *J. Geophys. Res.*, vol. 112, no. C3, 2007, Art. no. C03006.
- [26] X.-M. Li and S. Lehner, "Algorithm for sea surface wind retrieval from TerraSAR-X and TanDEM-X data," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 52, no. 5, pp. 2928–2939, May 2014.
- [27] O. Isoguchi and M. Shimada, "An L-band ocean geophysical model function derived from PALSAR," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 47, no. 7, pp. 1925–1936, Jul. 2009.
- [28] T. M. Elfouhaily and C.-A. Guérin, "A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces," *Waves Random Media*, vol. 14, no. 4, pp. R1–R40, Oct. 2004.
- [29] A. A. Mouche, B. Chapron, and N. Reul, "A simplified asymptotic theory for ocean surface electromagnetic wave scattering," *Waves Random Complex Media*, vol. 17, no. 3, pp. 321–341, Jun. 2007.
- [30] A. A. Mouche, B. Chapron, N. Reul, D. Hauser, and Y. Quilfen, "Importance of the sea surface curvature to interpret the normalized radar cross section," *J. Geophys. Res.*, vol. 112, no. C10, 2007, Art. no. C10002.
- [31] T. Elfouhaily, S. Guignard, R. Awadallah, and D. R. Thompson, "Local and non-local curvature approximation: A new asymptotic theory for wave scattering," *Waves Random Media*, vol. 13, no. 4, pp. 321–337, Oct. 2003.
- [32] C.-A. Guérin, G. Soriano, and T. Elfouhaily, "Weighted curvature approximation: Numerical tests for 2D dielectric surfaces," *Waves Random Media*, vol. 14, no. 3, pp. 349–363, Jul. 2004.
- [33] C.-A. Guérin, G. Soriano, and B. Chapron, "The weighted curvature approximation in scattering from sea surfaces," *Waves Random Complex Media*, vol. 20, no. 3, pp. 364–384, Aug. 2010.
- [34] W. Shaw and A. Dougan, "Half-space green's functions and applications to scattering of electromagnetic waves from ocean-like surfaces," *Waves random media*, vol. 5, no. 3, p. 341, 1995.
- [35] C.-A. Guérin and M. Saillard, "On the high-frequency limit of the second-order small-slope approximation," *Waves Random Media*, vol. 13, no. 2, pp. 75–88, Apr. 2003.
- [36] A. Mouche and B. Chapron, "Global C-b and E nvisat, Radarsat-2 and Sentinel-1 SAR measurements in copolarization and cross-polarization," *J. Geophys. Res., Oceans*, vol. 120, no. 11, pp. 7195–7207, Nov. 2015.
- [37] M. Joelson, M. C. Néel, G. Soriano, and M. Saillard, *Sur la Distribution Alpha Stable de la Pente des Vagues de Vent*. Marseille, France: Éme Congrès Français de Mécanique, 2009.
- [38] Z. Guerraou, S. Angelliaume, and C.-A. Guérin, "Physical modeling of the upwind-downwind asymmetry in microwave return from the sea surface," in *Proc. IEEE Int. Geosci. Remote Sens. Symp. IGARSS*, Jul. 2018, pp. 228–231.
- [39] J. W. Sapp, S. O. Alsweiss, Z. Jelenak, P. S. Chang, S. J. Frasier, and J. Carswell, "Airborne co-polarization and cross-polarization observations of the ocean-surface NRCS at C-band," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 54, no. 10, pp. 5975–5992, Oct. 2016.
- [40] H. Danièle, T. Podvin, M. Dechambre, G. Caudal, A. Mouche, and J. Daloze, "Polarimetric measurements over the sea-surface with the airborne storm radar in the context of the geophysical validation of the envisat asar," in *Proc. Eur. Space Agency (POLINSAR)*, Jan. 2003.
- [41] A. A. Mouche, D. Hauser, J.-F. Daloze, and C. Guérin, "Dual-polarization measurements at C-band over the ocean: Results from airborne radar observations and comparison with ENVISAT ASAR data," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 43, no. 4, pp. 753–769, Apr. 2005.
- [42] Y. Quilfen, B. Chapron, A. Bentamy, J. Gourrion, T. El Fouhaily, and D. Vandemark, "Global ERS 1 and 2 and NSCAT observations: Upwind/crosswind and upwind/downwind measurements," *J. Geophys. Res., Oceans*, vol. 104, no. C5, pp. 11459–11469, May 1999.
- [43] A. Stogryn, "Electromagnetic scattering from rough, finitely conducting surfaces," *Radio Sci.*, vol. 2, no. 4, pp. 415–428, Apr. 1967.

Floriane SCHREIBER

Laboratoire ONERA/MIO – Université de Toulon

Estimation des conditions océanographiques par inversion de données issues d'un radar imageur non calibré

Résumé en français

La caractérisation statistique du «fouillis de mer » est un problème important en télédétection radar micro-ondes.

Elle repose en général sur des modèles purement empiriques qui ne sont pas directement interprétables en termes d'état de mer et ne peuvent pas se prêter à une procédure d'inversion. Pour modéliser la distribution statistique de l'intensité rétrodiffusée, nous utilisons une approche deux-échelles paramétrée par la cellule de résolution radar et la pente quadratique moyenne des vagues. Ce modèle permet de décrire analytiquement la distribution des intensités normalisées, à l'aide d'un seul paramètre de pente et s'adapte parfaitement aux observations expérimentales lorsqu'on ajuste ce dernier dans les différents cas de polarisation. Cependant, une incohérence dans la variable d'ajustement du modèle est observée entre les deux canaux de polarisation et expliquée par une mauvaise estimation du rapport de polarisation des sections efficaces radar prédites par le modèle deux-échelles.

Pour corriger ce défaut, nous avons développé une formulation analytique originale du modèle deux-échelles permettant de restaurer de manière simple les bons ordres de grandeur du rapport de polarisation indépendamment des fréquences radar et des états de mer. Cette version améliorée, validée par plusieurs comparaisons expérimentales dans des configurations diverses, permet d'obtenir une modélisation cohérente de la statistique du fouillis de mer dans les différents canaux de polarisation. Nous avons finalement élaboré une méthode d'inversion pour estimer un état de mer à partir des intensités non calibrées recueillies sur un radar imageur. La pertinence de ce modèle est établie à l'aide de différents jeux de données, y compris en présence d'incertitudes de calibration.

Mot clés : Télédétection, fouillis de mer, radar imageur

Estimation of oceanographic conditions by data inversion of a non-calibrated imaging radar

Résumé en anglais

The statistical characterization of « sea clutter » is an important challenge in microwave radar remote sensing.

It mostly relies on purely empirical models which cannot be interpreted in terms of sea state and do not comply to an inversion process. To model the statistical distribution of the backscattered intensity we use a Two-Scale approach parametrized by the radar resolution cell and the mean square slopes of waves. This model allows an analytical description of the normalized intensities with help of a single slope parameter. It matches perfectly the experimental observation when the latter is tuned in each polarization channel. However, inconsistent values are found for this tuning parameter obtained in different polarizations. This is explained by a poor estimation of the polarisazatio ratio of the radar cross-section predicted by the model.

To correct this shortcoming we developed an original analytical formulation of the Two-Scale model which allows to restore in a simple way the correct order of magnitude of the polarization ratio, regardless of the radar frequency and sea state. This improved version has veen validated with several experimental comparisons in various configurations ; it leads to a consistent modelling of the sea clutter statistics in the different polarization channels. In the end we have devised a inversion process to estimate a sea state from non-calibrated intensities on an imaging radar. The relevance of this model has been established with the help of various data sets including those with calibration issues.

Keywords : Remote sensing, sea clutter, imaging radar.